

Universidade de São Paulo  
Instituto de Física

**Investigação de canais de reação na  
produção de partículas alfa na colisão de  
sistemas leves exóticos e estáveis**

Bruno Penteado Monteiro

Orientadora: Profa. Dra. Kelly Cristina Cezaretto Pires



Dissertação apresentada ao Instituto de  
Física da Universidade de São Paulo para  
a obtenção do título de MESTRE EM  
CIÊNCIAS.

Banca Examinadora:

Profa. Dra. Kelly Cristina Cezaretto Pires (IF-USP)

Profa. Dra. Bárbara E. F. Paes Ribeiro (TANDAR)

Prof. Dr. Pedro Neto de Faria (IF-UFF)

São Paulo  
2023

**FICHA CATALOGRÁFICA**  
**Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação**  
**do Instituto de Física da Universidade de São Paulo**

Monteiro, Bruno Penteado

Investigação de canais de reação na produção de partículas alfa na colisão de sistemas leves exóticos e estáveis. São Paulo, 2023.

Dissertação (Mestrado) - Universidade de São Paulo. Instituto de Física.  
Depto. de Física Nuclear.

Orientador: Profa. Dra. Kelly Cristina Cezaretto Pires

Área de Concentração: Física Nuclear.

Unitermos: 1. Física nuclear; 2. Reações nucleares; 3. Feixes radioativos;  
4. Núcleos exóticos.

USP/IF/SBI-080/2023

University of São Paulo  
Physics Institute

**Investigation of reaction channels in the  
production of alpha particles in the  
collision of exotic and stable light systems**

Bruno Penteadó Monteiro

Supervisor: Profa. Dra. Kelly Cristina Cezaretto Pires

Dissertation submitted to the Physics Institute of the University of São Paulo in partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science.

Examining Committee:

Profa. Dra. Kelly Cristina Cezaretto Pires (IF-USP)

Profa. Dra. Bárbara E. F. Paes Ribeiro (TANDAR)

Prof. Dr. Pedro Neto de Faria (IF-UFF)

São Paulo  
2023

## Agradecimentos

Gostaria de expressar minha profunda gratidão a todas as pessoas que tiveram um papel fundamental para que esta dissertação pudesse ser escrita, não apenas àquelas que me ajudaram diretamente no projeto, mas também as que foram essenciais para o meu crescimento acadêmico e pessoal.

Minha imensa gratidão à Profa. Dra. Kelly Cristina Cezaretto Pires pela oportunidade de realizar este trabalho, por toda paciência e dedicação durante os mais de 4 anos de orientação. Aos meus colegas do grupo de Reações Diretas e Núcleos Exóticos Osvaldo Camargo, Uiran Umbelino, André Serra, Rubens Lichtenthaler Filho, Henrique, Kaique, Higor Felipe, Dennis Apollônio e Marcos pela companhia e por todo o aprendizado. Quero agradecer em especial por serem sempre solícitos e didáticos diante de todas minhas dúvidas, e espero que possa contribuir da mesma forma.

Agradeço aos meus pais Marcos Monteiro e Mirian Penteado, e minha irmã Fabiana Penteado, por todo o apoio e principalmente por acreditarem em mim. Aos meus avós Ivone Calderero, Desidério Penteado e Maria Aparecida pelo carinho e acolhimento. À minha prima Maria Júlia por toda a inspiração. Gostaria de agradecer, em especial, aos meus amigos que dividiram um lar comigo: Breno Pagani, Bruno de Jesus, Jesse Rocha, Gabriel Rodrigues e Rafaela Mandalka, por estarem presentes diariamente, escutando meus problemas e dividindo a vida comigo mesmo nos momentos mais difíceis.

Quero agradecer profundamente às minhas amizades de colégio que, mesmo em minha frequente ausência, nunca deixaram de me apoiar e incentivar. São as amizades que carrego há mais tempo e que pretendo levar para a vida toda: Vitor Hernandez, Joffre Giusti, Gabriel Morales, Vito Muniz, Luisa Modolo, Thayane de Francesco, Sarah Aimi, Arthur Lopes, Vincenzo Pavezi, Gustavo Alves, Laiz Liz, Marina Rilo, Pietro Pieri, Pietro Pugliesi, Willian Lyu e muitos outros. Aos meus professores do colégio que puderam me dar uma excelente formação não só como aluno, mas como pessoa, em especial, Ana Lúcia, Sebastião Soares, Diego Segobia, Josmar Carvalho, Patrícia Magri e Luciano Alves.

Aos meus amigos que enfrentaram o curso de física ao meu lado e que, embora seguindo direções distintas ou não, tiveram um papel crucial durante essa etapa da minha vida. Aos meus companheiros da gestão Princípios do CEFISMA, que pudemos dar nossa colaboração para a reconstrução do centro acadêmico em um período pós-pandêmico, e conviver juntos em tempos de negligência política. Ao programa de acolhimento do IFUSP, que faz o trabalho essencial de disponibilizar orientação psicológica aos alunos, e que

foi determinante para minha permanência na pós-graduação. A todo o corpo de funcionários do Laboratório Aberto de Física Nuclear e do Instituto de Física da USP que colaboram diariamente com o mantimento dos espaços de pesquisa, ensino e extensão.

Por fim, pelo apoio financeiro, gostaria de agradecer à CAPES pela bolsa de estudos, e ao INCT pelos auxílios de eventos.

Bruno Penteado Monteiro  
Julho, 2023

*Dedico este trabalho a todos os sobreviventes que puderam defender a ciência brasileira e combater o imenso negacionismo durante a pandemia da COVID-19.*

## Resumo

Reações induzidas pelo feixe exótico de  ${}^6\text{He}$  em um alvo de  ${}^9\text{Be}$  mostraram uma grande produção de partículas alfa, que não foi observada com um alvo de  ${}^{197}\text{Au}$ . Este trabalho consiste no estudo dos mecanismos de reação responsáveis pela produção dessas partículas alfa. Foram utilizados dados experimentais para o sistema  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ ,  $E_{\text{lab}}=16,2$  MeV e  $21,3$  MeV, previamente adquiridos no sistema RIBRAS do Instituto de Física da Universidade de São Paulo. Os dados foram obtidos no ano de 2008 e somente o espalhamento elástico foi analisado e publicado (PRC83, 064603, 2011). O feixe secundário do RIBRAS, focalizado na câmara de espalhamento central, é composto por uma mistura de partículas, incluindo contaminantes como  ${}^7\text{Li}$ ,  $E_{\text{lab}}=13,1$  MeV e  $17,6$  MeV, e  ${}^4\text{He}$ ,  $E_{\text{lab}}=24,7$  MeV e  $32,3$  MeV, que podem contribuir para a produção das partículas alfa observadas. Além disso, a fragmentação do alvo de  ${}^9\text{Be}$ , na configuração  $\alpha+\alpha+n$  ( $E_b=1,564$  MeV), é outro processo que pode ser importante na produção de partículas alfa. Para investigar as diferentes possibilidades, a distribuição angular da faixa de partículas alfa e a distribuição em energia foram obtidas. As medidas com alvo de ouro forneceram as intensidades relativas do feixe de  ${}^6\text{He}$  e dos contaminantes, que foram usadas para normalizar as contribuições relativas de cada projétil na produção total de partículas alfa. Os resultados foram comparados com cálculos teóricos usando o formalismo de Canais Acoplados com Discretização do Contínuo (CDCC) de 3 e 4 corpos, bem como o formalismo de Ichimura-Austern-Vicent (IAV), além de simulações de fusão-evaporação (PACE2).

**Palavras-chave:** reações nucleares, núcleos exóticos, quebra nuclear, partículas alfa, feixes radioativos

## Abstract

Reactions induced by the  ${}^6\text{He}$  exotic beam on a  ${}^9\text{Be}$  target have shown a significant production of alpha particles, which was not observed with a  ${}^{197}\text{Au}$  target. This work focuses on studying the reaction mechanisms responsible for the production of these alpha particles. Experimental data for the  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  system,  $E_{\text{lab}}=16,2$  MeV and  $21,3$  MeV, previously acquired at the RIBRAS facility of the Institute of Physics of the University of São Paulo, were used. The data were obtained in 2008, and only elastic scattering was analyzed and published (PRC83,064603,2011). The RIBRAS secondary beam, focused on the central scattering chamber, consists of a mixture of particles, including contaminants such as  ${}^7\text{Li}$ ,  $E_{\text{lab}}=13,1$  MeV and  $17,6$  MeV, and  ${}^4\text{He}$ ,  $E_{\text{lab}}=24,7$  MeV and  $32,3$  MeV, which may contribute to the observed alpha particle production. Additionally, the fragmentation of the  ${}^9\text{Be}$  target into the  $\alpha+\alpha+n$  configuration ( $E_b=1.564$  MeV) is another process that could be important in alpha particle production. To investigate the different possibilities, the angular distribution of the alpha particle and the energy distribution were obtained. Measurements with a gold target provided relative intensities of the  ${}^6\text{He}$  beam and the contaminants, which were used to normalize the relative contributions of each projectile to the total alpha particle production. The results were compared to theoretical calculations using the 3b- and 4b- Continuum Discretized Coupled Channels (CDCC) method, as well as the Ichimura-Austern-Vincent (IAV) formalism, and fusion-evaporation simulations (PACE2).

**Keywords:** nuclear reactions, exotic nuclei, nuclear breakup, alpha particles, radioactive beams



# Índice

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Aparato Experimental</b>	<b>6</b>
2.1	Fonte de Íons . . . . .	6
2.2	O acelerador de partículas Pelletron . . . . .	7
2.3	O sistema RIBRAS . . . . .	8
2.4	Sistema de detecção aquisição de dados . . . . .	12
2.5	Dados adquiridos . . . . .	14
<b>3</b>	<b>Análise Experimental</b>	<b>17</b>
3.1	Redução de dados . . . . .	17
3.2	Calibração dos detectores . . . . .	18
3.3	Análise dos histogramas . . . . .	22
3.4	Seção de choque experimental . . . . .	27
3.5	Distribuição angular e em energia das partículas alfa . . . . .	29
<b>4</b>	<b>Descrição Teórica</b>	<b>36</b>
4.1	Teoria de espalhamento . . . . .	36
4.2	Modelo Óptico . . . . .	38
4.3	O Espalhamento Elástico . . . . .	39
4.4	Canais Acoplados com Discretização do Contínuo (CDCC) . . . . .	41
4.5	Formalismo de Ichimura-Austern-Vincent (IAV) . . . . .	43
4.6	Cálculo da fusão e evaporação . . . . .	46
<b>5</b>	<b>Análise Teórica</b>	<b>48</b>
5.1	Cálculos de CDCC . . . . .	48
5.1.1	Cálculo de CDCC-3c para o sistema ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ . . . . .	49
5.1.2	Cálculo de CDCC-3c para o sistema ${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$ . . . . .	50
5.1.3	Resultados dos cálculos de CDCC-3c . . . . .	50
5.1.4	Cálculos de CDCC de 4 corpos . . . . .	52
5.1.5	Resultados dos cálculos de CDCC-4c . . . . .	56
5.2	Cálculos de IAV . . . . .	57
5.2.1	Cálculo de IAV para os sistemas ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ e ${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$ . . . . .	58
5.2.2	Resultados dos cálculos de IAV . . . . .	59
5.3	Simulação fusão-evaporação . . . . .	60
<b>6</b>	<b>Comparação entre os cálculos</b>	<b>65</b>
<b>7</b>	<b>Conclusões</b>	<b>74</b>
<b>8</b>	<b>Referências bibliográficas</b>	<b>77</b>

# 1 Introdução

Desde os primeiros experimentos de colisões de íons e a descoberta do núcleo atômico por E. Rutherford em 1911 [1], os aparatos experimentais relacionados e o conhecimento teórico em física nuclear foram sendo rapidamente desenvolvidos ao longo das décadas. As novas tecnologias possibilitaram uma variedade de experimentos que serviram como alicerces para a física nuclear, incluindo exemplos notáveis, como a primeira evidência de reação de transmutação por E. Rutherford em 1919 [2], a descoberta do nêutron por James Chadwick em 1932 [3], e a primeira síntese de elementos radioativos por Irene e Frederic Joliot Curie em 1934 [4]. Em 1929, Robert J. Van de Graaff desenvolveu o primeiro acelerador de partículas eletrostático, uma inovação que posteriormente foi aprimorada e atualizada. Esses avanços proporcionaram a oportunidade de realizar uma ampla variedade de experimentos de colisões de íons. Além disso, o início do século XX marcou o surgimento da formulação inicial da mecânica quântica, destacando os trabalhos influentes de Heisenberg, Schrödinger e Dirac [5].

Apesar dos avanços experimentais, as oportunidades para colisões de íons nessa época eram limitadas aos núcleos que poderiam ser gerados por fontes de íons, geralmente de natureza estável, e aos materiais que poderiam ser empregados na confecção dos alvos. Consequentemente, embora núcleos radioativos pudessem ser produzidos e detectados, a realização de experimentos com esses núcleos era inviável devido às curtas meias-vidas, às baixas seções de choque de produção e à produção simultânea de diversos núcleos contaminantes [6].

Na década de 1950 surgiram os primeiros RIBs (*Radioactive Ion Beams*), equipamentos projetados especificamente para conduzir experimentos de colisões com íons radioativos. Essas instalações abrangem etapas essenciais de produção e seleção de núcleos radioativos, visando contornar as dificuldades mencionadas anteriormente. Um marco no desenvolvimento das facilidades RIBs ocorre na década de 1960 com a construção da instalação chamada de ISOLDE no CERN, acrônimo para *Isotope Separation On Line*, uma técnica empregada nesse contexto [6]. Por meio de uma série de experimentos desenvolvidos nas instalações RIBs, houve uma crescente descoberta de núcleos radioativos, resultando em um dramático aumento na expansão da

tabela de núclídeos. Paralelamente, uma gama diversificada de fenômenos relacionados à estrutura desses núcleos, à natureza da radioatividade e às diversas possibilidades de reações nucleares também foram observadas.

Atualmente, entre os mais de 4000 núcleos atômicos conhecidos, somente cerca de 300 são considerados estáveis. Esses núcleos estão representados pelos quadrados negros na carta de núclídeos ilustrada na figura 1, a qual estabelece uma relação entre o número de prótons ( $Z$ ) e o número de nêutrons ( $N$ ). Os núcleos instáveis, ou radioativos, representam hoje a grande maioria dos núcleos conhecidos. Essa categoria de núcleos apresenta um excesso de nêutrons ou prótons que os afasta da região de estabilidade, movendo-se para a direita ou para cima na carta, respectivamente. A instabilidade desses núcleos favorece reações de decaimento, o que constitui o principal motivo para a menor abundância desses núcleos em comparação com seus isótopos estáveis.

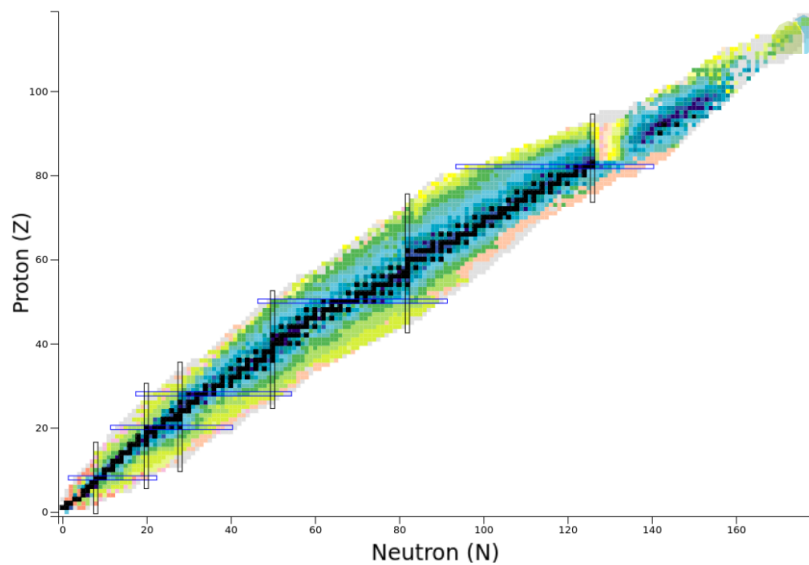


Figura 1: Carta de Núclídeos. *Figura da Ref. [7].*

Dentre os diversos núcleos instáveis conhecidos, há uma categoria especial chamada de núcleos exóticos, que apresentam características anômalas em sua estrutura nuclear. Uma das principais particularidades nos núcleos exóticos leves é a presença do chamado halo nuclear. Núcleos com halo consistem em um núcleo central, circundado por um ou mais nêutrons (ou prótons) de valência que orbitam ao redor do núcleo central. A formação

de um halo nuclear acarreta implicações significativas em suas propriedades, como a densidade de matéria nuclear que se estende para raios maiores, frequentemente denominados como *tail*. Esse fenômeno também implica nesses núcleos não seguirem a relação convencional entre o raio e massa nuclear, dada por  $R = R_0 A^{1/3}$ . Núcleos halos também apresentam uma forte probabilidade de se quebrar (*breakup*) quando em colisões com outros núcleos, o que é atribuído aos núcleons de valência serem fracamente ligados. Uma outra característica relevante é a chamada estrutura Borromean, que pode ser encontrada em núcleos di-halo. Essa configuração envolve um arranjo de três corpos em que nenhum dos subsistemas possui estados ligados. Em outras palavras, a quebra dessa estrutura implica necessariamente na fragmentação dos três corpos. As características mencionadas são mais notáveis em núcleos leves; no entanto, em núcleos exóticos mais pesados, surgem outras propriedades distintas, como a pele de nêutrons e alterações nas configurações dos números mágicos.

Devido a essas características singulares, os núcleos exóticos se tornaram alvos de extensos estudos com o propósito de avaliar a validade de modelos e potenciais desenvolvidos para núcleos estáveis. Atualmente, existem diversas abordagens sistemáticas para calcular os potenciais nucleares, variando desde análises baseadas no modelo óptico utilizando o potencial de *Woods-Saxon* até o uso de potenciais de dupla convolução, como o Potencial de São Paulo (SPP) [8]. Esses modelos apresentam uma boa consistência dentro das sistemáticas para os quais foram formulados, que geralmente englobam diferentes núcleos do vale de estabilidade, mas ocasionalmente podem falhar em descrever sistemas com características muito divergentes. Além disso, apesar dos núcleos exóticos não poderem ser encontrados na natureza, eles desempenham um papel fundamental em diversos processos astrofísicos que influenciam os cálculos das abundâncias nucleares no universo. Os ciclos pp e CNO, por exemplo, são cruciais na produção de hélio nas estrelas e incluem reações com participação de núcleos exóticos. Portanto, compreender as propriedades desses núcleos não apenas contribui para o entendimento da estrutura da matéria nuclear, mas também pode ser importante no estudo de processos astrofísicos.

No ano de 2004, foi inaugurado o sistema RIBRAS (*Radioactive Ion Beams in Brasil*) [9–12] no Instituto de Física da Universidade de São Paulo,

marcando a instalação do primeiro RIB na América Latina e no hemisfério sul. O RIBRAS desempenhou um papel fundamental em numerosos experimentos que abordaram colisões entre núcleos radioativos leves em baixas energias. Um padrão recorrente nessas colisões é a notável produção de partículas alfa [13, 14]. Isso se deve à alta energia de ligação por núcleon da alfa, se tratando de um núcleo duplo mágico, que propicia configurações de *cluster* com baixas energias de ligação em núcleos leves. Em outras palavras, quando ocorrem fragmentações em núcleos leves, é comum observar partículas alfa como um dos fragmentos. Essa característica é especialmente proeminente em núcleos exóticos que possuem uma estrutura *cluster*, e que são fracamente ligados com tendência à quebra.

Medidas experimentais induzidas pelo feixe exótico de  ${}^6\text{He}$  em um alvo de  ${}^9\text{Be}$  revelaram uma alta taxa de produção de partículas alfa, um comportamento que não foi observado em medidas realizadas utilizando um alvo de  ${}^{197}\text{Au}$ . Essa discrepância sugere que essa produção está relacionada à colisão entre o  ${}^6\text{He}$  e o  ${}^9\text{Be}$ . Este trabalho propõe investigar os mecanismos de reação responsáveis pela produção de partículas alfa na colisão entre o projétil exótico  ${}^6\text{He}$  e o alvo de  ${}^9\text{Be}$ . Para tal análise, foram utilizados dados para o sistema  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  nas energias de  $E_{\text{lab}}=16,2$  MeV e  $E_{\text{lab}}=21,3$  MeV [15] obtidos previamente no sistema RIBRAS. O feixe secundário do RIBRAS é do tipo *cocktail* quando focalizado na câmara de espalhamento central, ou seja, consiste em uma combinação de  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^4\text{He}$  e partículas mais leves.

O  ${}^6\text{He}$  é um núcleo exótico leve que possui halo de dois nêutrons formando uma estrutura borromeana, ou seja, os subsistemas de  ${}^4\text{He}+n$  e  $n+n$  não possuem estados ligados. Dessa forma, considerando a baixa energia de ligação dos nêutrons de valência ( $E_b=0,973$  MeV), o canal de *breakup* do  ${}^6\text{He}$  se torna um processo importante na produção de partículas alfa nesse sistema. O núcleo  ${}^7\text{Li}$ , apesar de estável, é fracamente ligado na configuração  ${}^7\text{Li} \rightarrow \alpha+t$  ( $E_b=2,467$  MeV). O núcleo  ${}^4\text{He}$  estará presente nos espectros biparamétricos juntamente com as partículas alfa produzidas. Além disso, os alvos primário e secundário do experimento consistem no núcleo estável  ${}^9\text{Be}$ . Apesar de estar na linha de estabilidade, o núcleo  ${}^9\text{Be}$  é considerado um sistema borromeano na configuração  ${}^4\text{He}+{}^4\text{He}+n$ . Nesta configuração, os subsistemas que formam os núcleos  ${}^5\text{He}$  e  ${}^8\text{Be}$  não possuem estados liga-

dos. Assim, a quebra do alvo de  ${}^9\text{Be}$  nesta configuração, que possui energia de ligação de apenas  $E_b=1,564$  MeV, é um outro processo que pode desempenhar um papel significativo na produção das partículas alfa. Consequentemente, a colisão entre  ${}^6\text{He}$  e  ${}^9\text{Be}$  oferece uma gama variada de canais de reação que resultam na produção de partículas alfa.

Para investigar as diferentes possibilidades, foram obtidas as distribuições angulares e de energia de produção de partículas alfa do experimento  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  em  $E_{\text{lab}}=16,2$  e  $21,3$  MeV. Os resultados obtidos foram comparados com diferentes cálculos teóricos que representam os principais canais de reação previstos, que possam contribuir à produção de partículas alfa. Dentre os cálculos realizados, está o CDCC de 3 corpos, que engloba a quebra elástica do projétil, o CDCC de 4 corpos, que por meio da dinâmica inversa, possibilita obter a quebra elástica do alvo de  ${}^9\text{Be}$ , o formalismo de IAV, que descreve as contribuições não elásticas da fragmentação do projétil e, por fim, as simulações de fusão seguida por evaporação, utilizando o código PACE 2.

Esta dissertação está estruturada da seguinte forma: No capítulo 2 é fornecida uma descrição do aparato experimental relacionado ao experimento realizado no ano de 2008. No capítulo 3 são descritos os processos de redução dos dados experimentais, além do método utilizado para calcular as seções de choque de produção de partículas alfa. O capítulo 4 apresenta uma breve descrição de cada um dos métodos teóricos e formalismos que foram julgados necessários para descrever a produção das partículas alfa. No capítulo 5 é abordado o processo de análise teórica, assim como é disposto o resultado de cada um deles. A comparação entre os diversos cálculos, bem como a confrontação dos resultados teóricos com os experimentais são discutidas no capítulo 6. Por fim, o Capítulo 7 traz a conclusão do trabalho, destacando suas implicações.

## 2 Aparato Experimental

Os dados experimentais para o sistema  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  nas energias de  $E_{\text{lab}}=16,2$  e  $21,3$  MeV [15], usados neste trabalho, foram obtidos previamente no ano de 2008, utilizando o acelerador de partículas Pelletron junto ao sistema RIBRAS [9–12] do Instituto de Física da Universidade de São Paulo. Nestes experimentos, o acelerador Pelletron foi responsável por acelerar as partículas do feixe primário, enquanto que o sistema RIBRAS foi responsável por produzir, selecionar e focalizar o feixe secundário do elemento fora da linha de estabilidade,  ${}^6\text{He}$ . Nesta seção serão descritos brevemente os processos relacionados ao aparato experimental e as medidas em questão.

### 2.1 Fonte de Íons

A fonte de íons empregada no acelerador Pelletron é do tipo MC-SNICS (*Multi Cathode Source of Negative Ion by Cesium Sputtering*) [16] e está localizada no 8º andar do edifício Oscar Sala, podendo ser observada na figura 2. Essa fonte de íons utiliza o método de *sputtering*, que envolve o uso de um feixe de céσιο ionizado para extrair os íons de uma amostra sólida do elemento escolhido. Com esse método é possível produzir feixes de íons negativos de uma grande quantidade de núcleos, desde prótons e dêutrons até elementos químicos mais pesados, com exceção dos gases nobres.

O processo se inicia com o forno aquecendo o reservatório de céσιο na temperatura de  $120^\circ$ . O vapor de céσιο é introduzido em uma câmara contendo um cátodo resfriado e uma superfície ionizante aquecida. A maior parte do céσιο é ionizada na superfície quente, enquanto uma parte é depositada no cátodo, formando uma fina película. Os íons de céσιο aderidos ao cátodo penetram a pastilha do elemento de interesse e expõem átomos desse elemento. Ao passarem pela fina camada de céσιο, os átomos adquirem elétrons, formando um feixe negativo que é direcionado para saída da fonte.

O feixe extraído da fonte contém diversos íons contaminantes produzidos no decorrer do processo. Para selecionar o feixe de interesse é utilizado o eletroímã ME-20, que faz uma seleção em massa desses núcleos. Essa seleção de massa é realizada utilizando as trajetórias dos íons em um campo magnético, que são influenciadas por suas propriedades de massa, carga e

energia cinética. Nesse contexto, os íons são inicialmente extraídos da fonte com carga -1 e uma energia cinética aproximadamente constante. Essa abordagem possibilita uma seleção precisa de acordo com a massa, assegurando a quase completa eliminação dos contaminantes presentes no feixe primário.

Após o processo de seleção, o feixe de interesse é defletido em  $90^\circ$  e é direcionado para o tubo do terminal do acelerador de partículas Pelletron.

## 2.2 O acelerador de partículas Pelletron

O Pelletron 8UD é um acelerador de partículas eletrostático produzido pela NEC (*National Electrostatic Corporation*) e instalado no Edifício Oscar Sala do Instituto de Física da Universidade de São Paulo (IFUSP) no ano de 1972 [17]. Sendo um acelerador do tipo Tandem, a aceleração das partículas ocorre em um processo de duas etapas, método que se tornou uma sucessão dos aceleradores de Van de Graaf, que realizavam a aceleração em uma única etapa. O nome “Pelletron” foi dado por conta de um dos seus componentes, os “*Pellets*”, responsáveis pelo transporte de carga no acelerador. Os *Pellets* são tubos condutores ligados por elos feitos de algum material isolante (neste caso o nylon), formando assim uma corrente mecânica de transporte de carga [18]. Essa construção, instalada no Edifício Oscar Sala do IFUSP, possibilita que o terminal de alta tensão atinja até 8 MV, viabilizando uma vasta gama de experimentos.

O feixe negativo, extraído da fonte de íons, ao entrar no tubo acelerador é acelerado devido ao potencial positivo do terminal de alta tensão. No centro do tubo acelerador encontra-se o mecanismo conhecido como *stripper*. Esse mecanismo consiste em finas folhas de carbono que interceptam a trajetória do feixe. As partículas inicialmente negativas, ao atravessarem as folhas de carbono, possuem uma probabilidade significativa de perder elétrons por conta da alta eletronegatividade do Carbono e das energias utilizadas nos íons em questão. Por conta disso, o feixe se torna positivo e sofre uma segunda aceleração devido ao potencial positivo do terminal. Esse método configura uma aceleração em dois estágios, no qual ocorre um primeiro estágio de atração e um segundo estágio de repulsão, que caracteriza os aceleradores do tipo Tandem. Após a segunda aceleração, o feixe é direcionado para a saída do tubo acelerador. Um esquema da disposição do



acelerador Pelletron e do LAFN pode ser visto na figura 2.

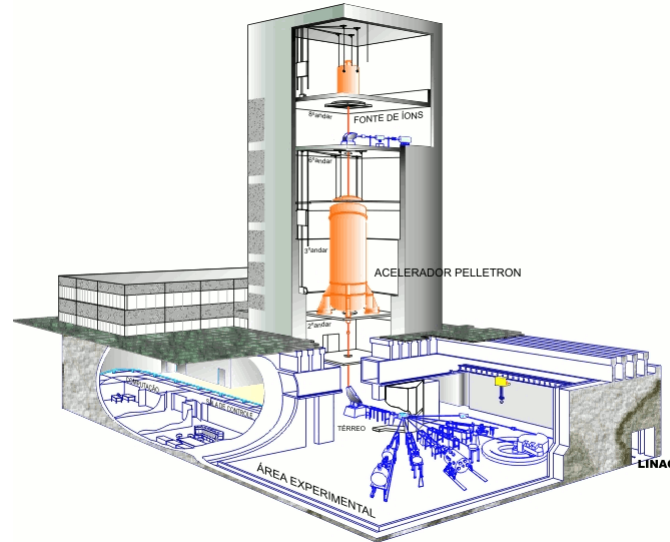


Figura 2: Figura esquemática do acelerador Pelletron [19].

Saindo do tubo acelerador, o feixe é defletido pelo eletroímã ME-200 e é direcionado para uma das diversas canalizações existentes no Laboratório Aberto de Física Nuclear (LAFN) [20], ver figura 2. A linha experimental utilizada para a realização das medidas utilizadas neste trabalho foi a 45-B, referente ao sistema RIBRAS, que é responsável por realizar experimentos utilizando feixes de núcleos exóticos e radioativos.

Ao longo de todo o percurso do feixe (ver figura 3) existem 6 copos de Faraday, que são utilizados para medir a intensidade do feixe. A partir dessa medida é possível verificar o alinhamento do feixe e detectar possíveis problemas em cada etapa do percurso. Para realizar o alinhamento são utilizados quadrupolos magnéticos que, assim como os copos de Faraday, são controlados pelas interfaces da sala de controle. Um diagrama do esquema de montagem do acelerador está apresentado na figura 3.

### 2.3 O sistema RIBRAS

O sistema RIBRAS [9–12] é constituído por dois solenoides supercondutores, capazes de selecionar e focalizar núcleos fora da linha de estabilidade. Além destes, existem três câmaras de espalhamento, onde na primeira ocorre a reação de produção do núcleo de interesse, enquanto na segunda ou ter-

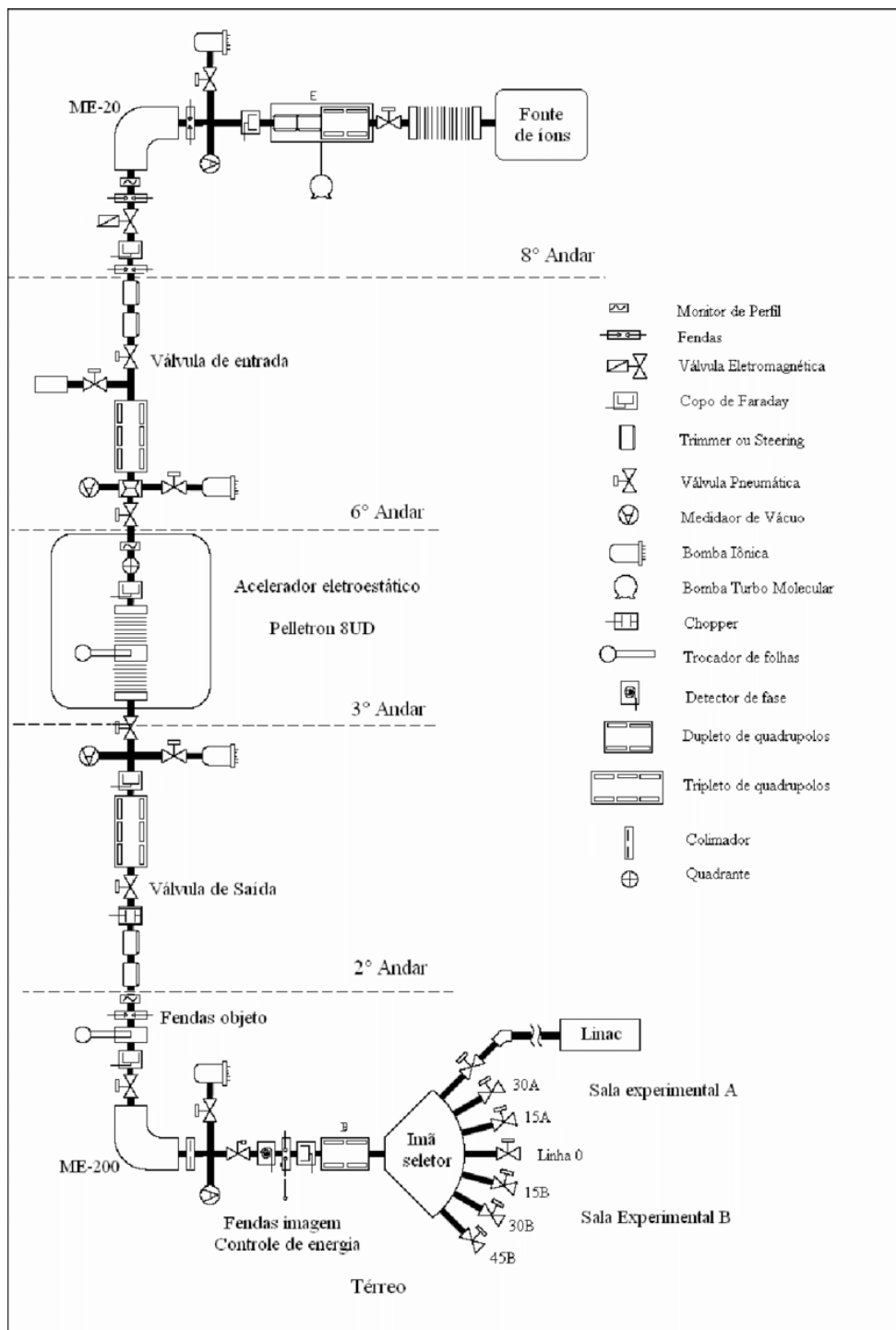


Figura 3: Diagrama da montagem do acelerador Pelletron [19].

ceira é possível colidir o feixe radioativo com alvos sólidos ou gasosos. O objetivo desse aparato é possibilitar medidas utilizando feixes de núcleos fora da linha de estabilidade, radioativos e/ou exóticos que não podem ser produzidos diretamente pela fonte de íons do Pelletron. Um esquema do sistema RIBRAS pode ser visto na figura 4. A seguir será feita uma descrição do percurso percorrido pelo feixe no sistema RIBRAS.

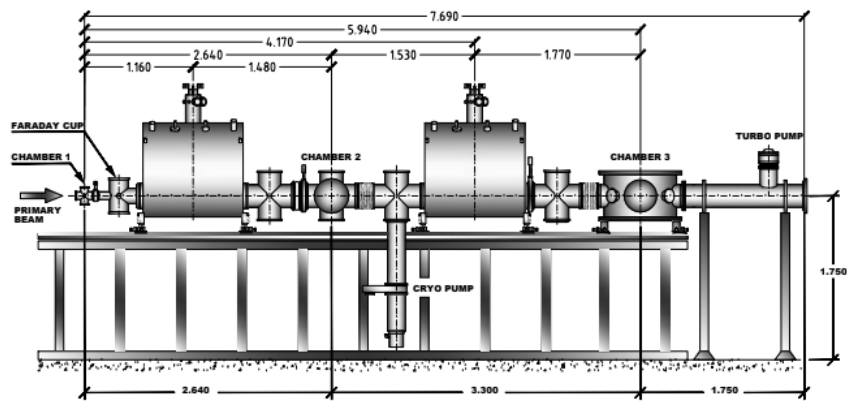


Figura 4: Esquema do sistema RIBRAS do IFUSP [9–12].

O feixe primário, proveniente do acelerador Pelletron, colide com o alvo primário na primeira câmara de espalhamento para produzir o núcleo radioativo de interesse através de reações nucleares. Porém, além da partícula de interesse, nessa colisão ocorre tanto a produção de outras partículas, como parte do feixe primário é espalhado e acaba prosseguindo para o primeiro solenoide. Assim, as partículas que não são interessantes ao experimento proposto são chamadas de partículas “contaminantes”.

Imediatamente após o alvo primário, há um copo de Faraday posicionado com a finalidade de interromper as partículas do feixe primário em um ângulo de  $0^\circ$  a  $2^\circ$  e mensurar sua corrente. As partículas produzidas na colisão entre o feixe primário e o alvo primário que saírem na região angular entre, aproximadamente,  $2^\circ$  e  $6^\circ$  prosseguem para o primeiro solenoide do sistema RIBRAS.

O primeiro solenoide é responsável por selecionar o feixe radioativo de interesse e eliminar partículas contaminantes com base na rigidez magnética. A rigidez magnética,  $B\rho$ , permite prever a dinâmica da partícula em um

campo magnético constante e uniforme, como no caso do solenoide, de acordo com a relação:

$$B\rho = \frac{\sqrt{2mE}}{q} \quad (1)$$

onde  $m$ ,  $E$  e  $q$  são, respectivamente, a massa, a energia e o estado de carga da partícula. Apesar de existirem diversas incertezas experimentais relacionadas ao aparato, as partículas que compõe o feixe de interesse terão aproximadamente a mesma energia (além da massa e carga) e, desta forma, essa equação pode descrever a dinâmica dessas partículas dentro do solenoide.

Sabendo a rigidez magnética da partícula de interesse, é possível calcular a corrente que deve ser aplicada para induzir um campo magnético que focalize as partículas de interesse na posição desejada, ou seja, no alvo secundário. É possível, ainda, utilizar colimadores e bloqueadores posicionados ao longo do trajeto para eliminar possíveis contaminantes. Esses dispositivos têm a função de bloquear fisicamente as partículas indesejadas, melhorando a pureza do feixe secundário.

Na segunda câmara de espalhamento, podem ser realizados dois diferentes processos. A primeira alternativa é utilizar um alvo degradador para permitir que o feixe prossiga em direção ao segundo solenoide para uma nova seleção. Essa segunda seleção é interessante porque, ao utilizar apenas o primeiro solenoide os núcleos contaminantes com o mesmo valor de  $B\rho$  do núcleo de interesse ainda podem estar presentes. No entanto, utilizando o alvo degradador e o segundo solenoide, é possível alterar de forma desigual o valor de  $B\rho$  das partículas selecionadas. Isso viabiliza uma segunda seleção que mantém apenas o feixe de interesse, eliminando os contaminantes indesejados. A segunda alternativa é optar por utilizar apenas o primeiro solenoide e realizar o experimento na segunda câmara de espalhamento. Nesse caso, o sistema de detecção e o alvo secundário devem ser montados nessa câmara.

Nos experimentos analisados neste trabalho, apenas o primeiro solenoide foi utilizado e a colisão de interesse foi realizada na segunda câmara de espalhamento. Nesta situação, o feixe secundário é do tipo *cocktail*, ou seja, é um feixe que contém outras partículas, ditas contaminantes. A energia do feixe de cada espécie pode ser prevista pelo  $B\rho$  utilizando a expressão

1, possibilitando a identificação dos núcleos e a calibração dos espectros obtidos.

## 2.4 Sistema de detecção aquisição de dados

Após colidirem com o alvo de interesse, as partículas espalhadas são detectadas em diferentes ângulos por detectores de barreira de superfície de silício posicionados ao redor do alvo. Foi utilizado um sistema chamado de telescópio, no qual são usados dois detectores posicionados em série. Nesse sistema, o primeiro detector consiste em um detector fino ( $\Delta E$ ) responsável por absorver parte da energia da partícula, enquanto o segundo detector é um detector grosso ( $E$ ) que absorve o restante da energia cinética da partícula. As informações obtidas por meio desse sistema de detecção possibilitam a identificação das partículas detectadas por meio de espectros biparamétricos que relacionam a energia perdida no detector fino  $\Delta E$  com a energia total da partícula  $E_T = \Delta E + E$ . Nestes espectros, é verificado que o comportamento da perda de energia em função da energia total segue uma proporcionalidade específica para cada espécie que, assintoticamente, segue a relação dada pela equação 2.

$$\frac{\Delta E}{\Delta x} \propto \frac{mZ^2}{E} \quad (2)$$

onde  $\Delta E$  e  $\Delta x$  são a energia perdida do projétil e a espessura do alvo, respectivamente.  $m$ ,  $Z$  e  $E$  são a massa, o número de prótons e a energia cinética do projétil. A partir dessa relação é possível fazer a separação dos núcleos detectados em nossos espectros. Um exemplo de espectro biparamétrico está disposto na figura 5.

No caso da utilização de um sistema de detectores individuais, o resultado da medida seria um histograma da projeção de contagens no eixo  $x$ , que representa a energia total da partícula espalhada. Visto que possuímos diferentes núcleos espalhados na mesma energia, a medida dessa forma impossibilitaria a identificação das espécies. Com o sistema telescópio é possível observar o histograma de contagens em um espectro e mapear o comportamento de perda de energia, possibilitando a identificação das partículas envolvidas.

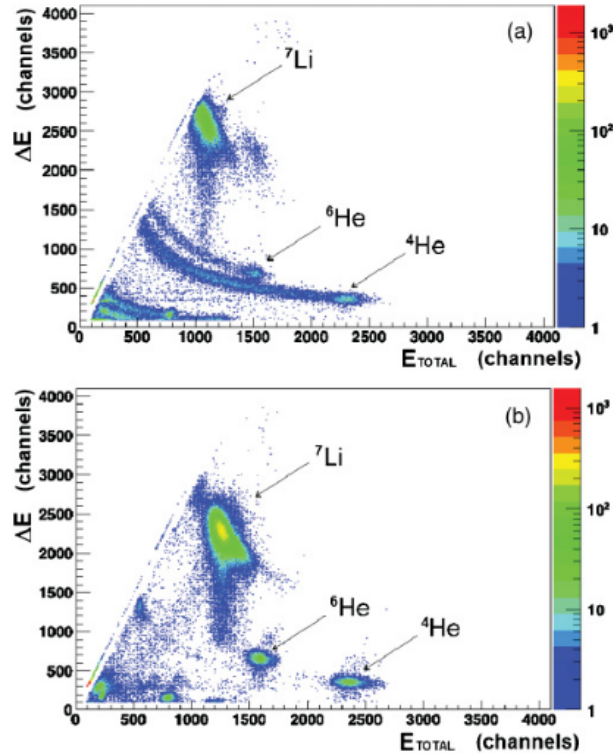


Figura 5: Espectro biparamétrico obtido com feixe de  ${}^6\text{He}$  e alvo de (a)  ${}^9\text{Be}$  e (b)  ${}^{197}\text{Au}$  a  $\theta_{lab}=15^\circ$ . *Figura da Ref. [15].*

A detecção e a medida da energia das partículas ocorre pelo seguinte processo: as partículas espalhadas, ao entrarem em contato com os detectores de barreira superfície de silício, geram pulsos de carga devido a ionização do material do detector. Os pulsos de carga passam por pré-amplificadores, que são responsáveis por produzir dois sinais: o primeiro é um sinal rápido de tempo, que serve para contabilizar as janelas temporais de detecção de cada evento; e o segundo é um sinal de tensão, proporcional a energia perdida pela partícula no detector. A ideia desse sinal é obter uma medida proporcional às perdas de energia das partículas em cada detector, e obter propriamente essas energias a partir de uma calibração dos detectores.

Os sinais de ambos detectores, após passarem pelo pré-amplificador, são levados a amplificadores, responsáveis por integrar e ajustar a forma e a amplitude dos pulsos detectados. Os sinais analógicos ajustados são convertidos para sinais digitais por um ADC (*Analog to Digital Converter*). Dessa forma os sinais digitalizados são enviados ao CAMAC (*Computer Automated*

*Measurement and Control*), que controla toda a eletrônica do sistema de aquisição e envia as informações dos sinais digitais a um computador, onde são armazenadas. Um esquema da eletrônica está apresentado na figura 6.

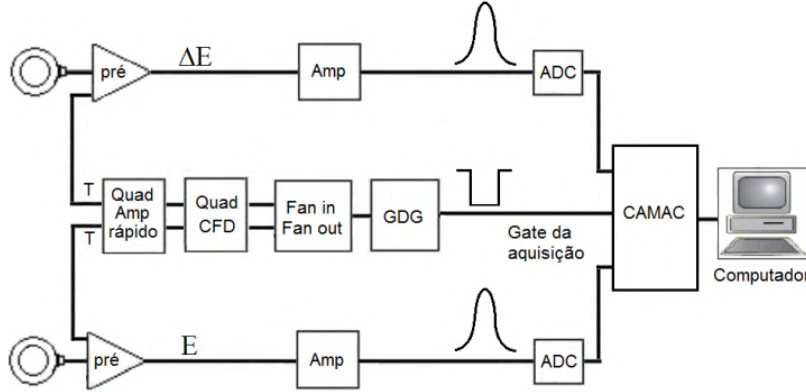


Figura 6: Esquema da eletrônica de aquisição de dados para um telescópio. *Figura da Ref. [21].*

## 2.5 Dados adquiridos

O experimento  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  foi realizado no ano de 2008 utilizando o sistema RIBRAS em conjunto com o acelerador Pelletron do Instituto de Física da Universidade de São Paulo. Os dados referentes ao espalhamento elástico foram obtidos em duas diferentes energias, analisados e publicados na Ref. [15] (ver figura 5).

Nesse experimento, foi utilizado um feixe primário de  ${}^7\text{Li}$  para produzir o núcleo de  ${}^6\text{He}$  através da reação de transferência  ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^6\text{He}){}^{10}\text{Be}$  com um alvo primário de  $16\mu\text{m}$  de espessura. O experimento foi realizado em duas diferentes energias  $E_{\text{lab}}=16,2$  MeV e  $E_{\text{lab}}=21,3$  MeV. Para atingir essas energias foram utilizadas as tensões de  $V_{\text{term}}=5,5$  MeV e  $V_{\text{term}}=6,5$  MeV no terminal do acelerador Pelletron, respectivamente. A intensidade dos feixes primários de  ${}^7\text{Li}$  foram, em média, 200 nA para a tensão mais baixa e 150 nA para a tensão mais alta.

A colisão  ${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$  é responsável pela produção de diversas partículas, além do núcleo  ${}^6\text{He}$  de interesse. Todas essas partículas estão presentes no feixe secundário, que é do tipo *cocktail*. Neste caso, os principais contaminantes foram o próprio  ${}^7\text{Li}$  do feixe primário e o  ${}^4\text{He}$ . A presença destes

contaminantes é prevista por conta do uso de somente um solenoide, e a energia do pico de espalhamento elástico dessas espécies pode ser prevista utilizando o valor do  $B\rho$  de seleção do solenoide. As correntes induzidas no solenoide nesses experimentos foram de  $I_{\text{sol}}=35,8$  A e  $I_{\text{sol}}=40,5$  A para as energias  $E_{\text{lab}}=16,2$  MeV e  $E_{\text{lab}}=21,3$  MeV, respectivamente.

Foram utilizados dois alvos secundários diferentes: um alvo de  ${}^9\text{Be}$  com espessura de  $1,93$  mg/cm<sup>2</sup> e um alvo de  ${}^{197}\text{Au}$  com  $2,95$  mg/cm<sup>2</sup> de espessura para fins de normalização. No sistema de detecção foram utilizados quatro telescópios formados por pares de detectores de barreira superfície de  ${}^{28}\text{Si}$ ,  $\Delta E$ - $E$ , com espessuras de  $25\mu\text{m}$  e  $1000\mu\text{m}$ , respectivamente. O esquema de montagem da câmara de espalhamento envolveu o posicionamento dos telescópios com um espaçamento angular de  $30^\circ$  entre os telescópios 1 e 2, e entre os telescópios 3 e 4. Já os telescópios 1 e 3 foram posicionados com um espaçamento angular de  $60^\circ$ . A partir dessa configuração, foi possível utilizar a estrutura móvel da câmara de espalhamento para variar o ângulo de espalhamento dos detectores com um passo de  $3^\circ$ . Dessa forma, foi possível obter distribuições angulares com estatística aceitável dentro do intervalo angular de  $15^\circ$  a  $60^\circ$ .

Observando os espectros obtidos, é possível notar um grande número de contagens agrupadas em uma “faixa” na região  $Z=2$ , ou seja, partículas de  ${}^4\text{He}$ . Essas partículas estão presentes na medida realizada utilizando o alvo de  ${}^9\text{Be}$  (figura 5-(acima)), porém não estão presentes na medida realizada com alvo de  ${}^{197}\text{Au}$  (figura 5-(abaixo)). Isso ocorre por conta da barreira coulombiana do ouro ser muito mais elevada, devido ao grande número de prótons ( $Z_{\text{Au}}=79$ ), evitando assim reações no alcance do potencial nuclear.

Essas contagens da faixa das partículas alfa, representam partículas que não foram apenas espalhadas, mas produzidos através de reações nucleares entre o feixe secundário e o alvo de  ${}^9\text{Be}$ , resultando em partículas alfa com diferentes energias. Os principais processos que podem produzir essas partículas são a quebra do núcleo  ${}^6\text{He}$  em  ${}^4\text{He}+n+n$ , a transferência de 2 nêutrons do projétil para o alvo  ${}^9\text{Be}({}^6\text{He}, {}^4\text{He}){}^{11}\text{Be}$ , a transferência de 1 nêutron do projétil para o alvo  ${}^9\text{Be}({}^6\text{He}, {}^5\text{He}){}^{10}\text{Be}$  seguido da quebra do  ${}^5\text{He}$  em  ${}^4\text{He}+n$  (sendo  ${}^5\text{He}$  um núcleo sem estados ligados). Além disso, a fusão completa  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}\rightarrow {}^{15}\text{C}$ , onde o núcleo  ${}^{15}\text{C}$  pode decair emitindo partículas alfa e nêutrons também pode ser possível. Existe também o processo de



quebra relacionado a partícula contaminante de  ${}^7\text{Li}$ , ou seja,  ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + t$ , assim como seu processo de fusão com o alvo, seguido da evaporação de uma partícula alfa. Existe ainda o processo envolvendo a quebra do alvo de  ${}^9\text{Be}$ . O núcleo de  ${}^9\text{Be}$  possui a configuração  ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He} + n$ , ou seja, o núcleo de  ${}^9\text{Be}$  pode quebrar em duas partículas alfa, processo esse que pode ser induzido por qualquer uma das partículas do feixe secundário. Além dessas reações, existe a possibilidade da excitação do feixe contaminante de  ${}^4\text{He}$ , que pode contribuir para a faixa de partículas alfa observada, assim como sua fusão com o alvo seguida de evaporação de alfa.

Por conta destas partículas alfa estarem sendo produzidas no alvo secundário e não se tratar apenas de espalhamento elástico, essa produção pode ocorrer em diferentes energias, tendo esse caráter de uma distribuição larga em energia (“faixa”) no espectro biparamétrico.

## 3 Análise Experimental

### 3.1 Redução de dados

Neste trabalho foram utilizados os dados brutos adquiridos nos experimentos de  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  realizados em 2008 e foi realizada a redução e a análise experimental completa. Esses dados possuem o formato de arquivos “.fil” e contém os dados obtidos em um *run*, que representa uma tomada de dados contínua. Esses arquivos foram lidos, convertidos e analisados através do código ROOT [22], que é uma ferramenta de tratamento de dados e produção de gráficos muito útil e amplamente utilizada na área de física nuclear experimental. Dentre as funcionalidades utilizadas estão a construção de espectros biparamétricos, a realização de cortes nesses espectros, a produção de histogramas de contagens, a realização de transformações nos eixos dos espectros entre outras ferramentas.

Inicialmente, os *runs* foram classificados de acordo com o alvo secundário ( ${}^9\text{Be}$  ou  ${}^{197}\text{Au}$ ) e a posição do sistema de detecção telescópio. A posição do sistema define o ângulo de espalhamento ( $\theta_{\text{lab}}$ ) em que cada um dos quatro telescópios estava posicionado. Dessa forma, os *runs* com a mesma classificação foram somados com o intuito de aumentar a estatística de medida em cada configuração e evitar possíveis problemas sistemáticos. Após a soma, foram construídos os espectros biparamétricos  $\Delta E - E$  para cada telescópio. Um exemplo pode ser visto na figura 7.

Nesse espectro é possível fazer uma pré-identificação das partículas detectadas tendo como base o feixe secundário e as possíveis partículas produzidas. É possível observar picos de espalhamentos elástico por se manifestam como picos de alta densidade de contagens. Para que possamos analisar com mais embasamento os fenômenos presentes nos espectros biparamétricos, é necessário construir retas de calibração, onde relacionamos as unidades dos eixos de canais com as energias das partículas, em MeV. Dessa forma é possível obter informações sobre a física das partículas detectadas e confirmar a identificação dos núcleos esperados.

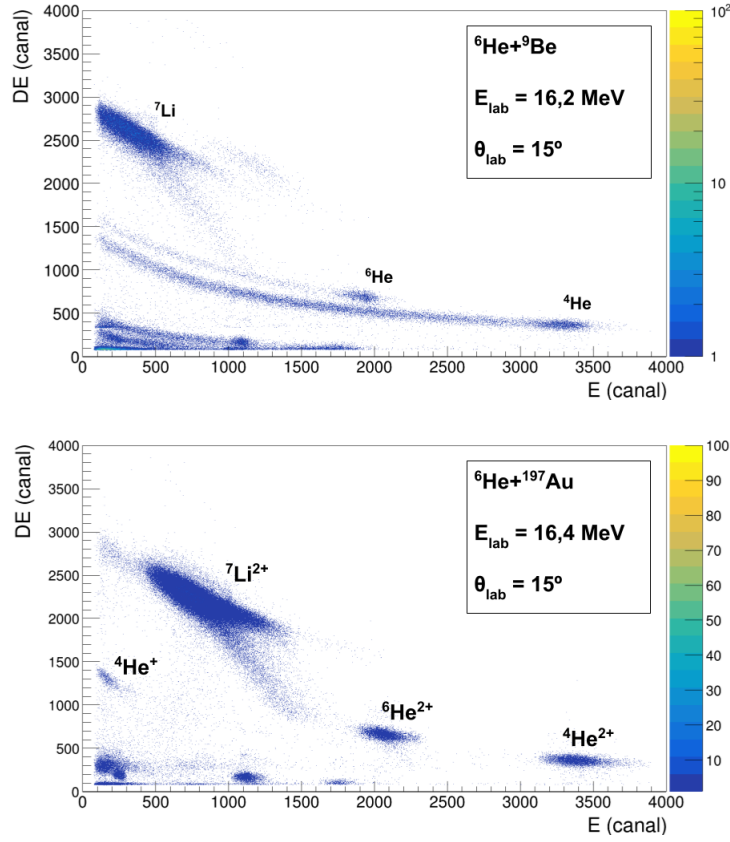


Figura 7: Exemplos do espectros biparamétricos, em canais, obtidos com a redução de dados realizada neste trabalho para a colisão  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  (acima) e  ${}^6\text{He}+{}^{197}\text{Au}$  (abaixo) a  $\theta_{\text{lab}}=15^\circ$ .

### 3.2 Calibração dos detectores

As informações relacionadas as perdas de energia das partículas detectadas, como visto no espectro biparamétrico da figura 7, são obtidas em canais. Sendo assim, é necessário converter as medidas de cada conjunto de dois detectores ( $\Delta E$  e  $E$ ) para valores em energia, na unidade de MeV. Para isso são construídas as chamadas retas de calibração, que relacionam a perda de energia das partículas, em canais, com o correspondente em energia. As retas de calibração são funções lineares que fornecem diretamente essa conversão.

A calibração foi realizada utilizando uma fonte de  ${}^{241}\text{Am}$ , que emite partículas alfa predominantemente com uma energia de  $E_\alpha = 5,486 \text{ MeV}$ .

Além disso, foram considerados os picos elásticos de melhor definição encontrados nos espectros biparamétricos.

Para obter a relação energia-canal, os valores médios, em canais, dos picos de espalhamento elástico das partículas identificadas foram comparados com seus respectivos valores esperados de energia, em MeV. Estes valores foram obtidos através de cálculos de perdas de energia e cinemática de reação realizados com o auxílio dos códigos STOPX e KINEQ, do pacote VAXPAK [23]. O STOPX fornece a perda de energia de uma partícula em um meio material, enquanto o KINEQ realiza os cálculos de cinemática de reação. Dessa forma, podemos obter as energias esperadas das partículas presentes nos picos de espalhamento elástico identificados e relacionar essa informação com os canais dos espectros biparamétricos. Devido a necessidade de calibrar um conjunto de dois detectores simultaneamente, construímos o eixo  $x$  do espectro biparamétrico utilizando a seguinte soma:

$$E^{(Canal)} = E_R^{(Canal)} + k\Delta E^{(Canal)} \quad (3)$$

onde  $\Delta E^{(Canal)}$  e  $E_R^{(Canal)}$  são, respectivamente, a energia perdida no detector  $\Delta E$  e a energia residual depositada no detector  $E$ , em canais.

O parâmetro  $k$  é um fator de conversão que representa a razão entre os ganhos dos detectores  $\Delta E$  e  $E$ , visto que os valores utilizados geralmente são diferentes. Essa metodologia garante a realização correta desta soma. Para obter as retas de calibração e os respectivos valores de  $k$ , foi utilizado um método de ajuste que realiza consecutivas linearizações minimizando o  $\chi^2$  com base no parâmetro  $k$ . Dessa forma, obtém-se o valor de  $k$  que melhor lineariza a relação canal-energia. As retas de calibração, obtidas dessa forma, estão apresentadas na figura 8 e os parâmetros obtidos estão apresentados na tabela 1 para os telescópios 1, 2 e 3. O telescópio 4 foi responsável pela tomada de dados na região angular entre  $60^\circ$  e  $75^\circ$ , e não obteve estatística suficiente para possibilitar a análise proposta.

As incertezas dos parâmetros foram obtidas a partir do método de mínimos quadrados linear, e a iteração do valor de  $k$  foi truncado na quarta casa decimal.

Para construir o espectro biparamétrico calibrado, ou seja, considerando

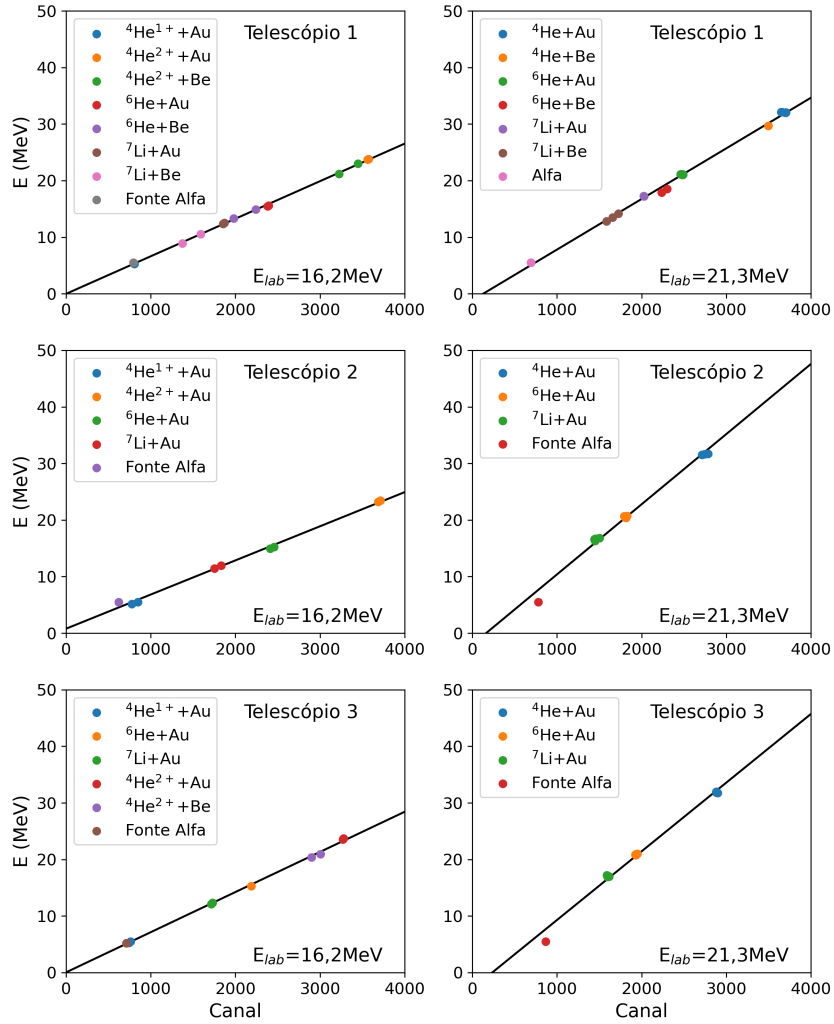


Figura 8: Retas de calibração dos telescópios para o experimento  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  nas energias de  $E_{\text{lab}}=16,2$  MeV (esquerda) e  $E_{\text{lab}}=21,3$  MeV (direita).

Tabela 1: Tabela com os parâmetros das retas de calibração dos detectores telescópio nas energias analisadas. Unidades de energia em MeV.

Energia	Telescópio	Coef <sub>linear</sub>	Coef <sub>angular</sub>	k	$\chi^2$
16,2	1	-0,01(9)	0,00664(4)	0,4839	0,9995
	2	0,8(3)	0,00603(15)	0,3420	0,9958
	3	0,05(16)	0,00709(8)	0,3615	0,9990
21,3	1	-1,1(3)	0,00985(11)	0,3593	0,9974
	2	-2,0(7)	0,0124(4)	0,3959	0,9889
	3	-2,8(6)	0,0121(3)	0,4670	0,9921

a energia total  $E = \Delta E + E$  no eixo x, e a perda de energia  $\Delta E$  no eixo y, a conversão canal-energia foi realizada utilizando as seguintes equações:

$$E_x^{(MeV)} = a \left( E_R^{(Canal)} + k \Delta E^{(Canal)} \right) + b \quad (4)$$

$$E_y^{(MeV)} = a k \Delta E^{(Canal)} + b \quad (5)$$

onde  $a$  é o coeficiente angular e  $b$  é o coeficiente linear, parâmetros obtidos da linearização e mostrados na tabela 1.

Desta forma, foi possível transformar os espectros biparamétricos, obtidos inicialmente em canais, para escalas de energia em MeV. A transformação dos espectros apresentados na figura 7 podem ser visualizados na figura 9. Essa transformação permite a correta localização e identificação de diferentes partículas pelo mapeamento do espectro biparamétrico.

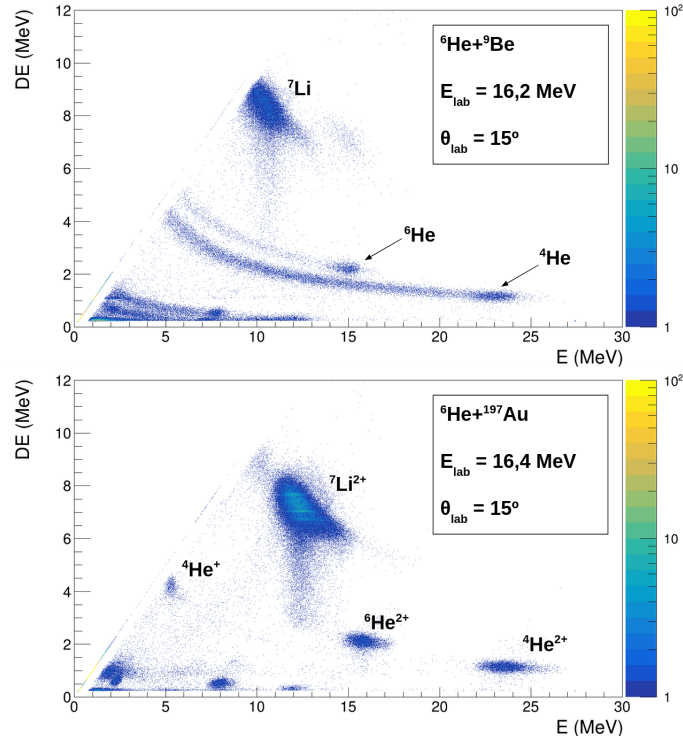


Figura 9: Exemplo do espectro biparamétrico calibrado (em MeV) obtido com feixe de  ${}^6\text{He}$  e alvo de  ${}^9\text{Be}$  (acima) e  ${}^{197}\text{Au}$  (abaixo) para  $\theta_{\text{lab}}=15^\circ$  nas energias de  $E_{\text{lab}}=16,2$  e  $16,4$  MeV, respectivamente.

### 3.3 Análise dos histogramas

A partir dos espectros calibrados foi possível fazer a seleção gráfica das partículas identificadas, utilizando o código ROOT, e projetar os números de contagens no eixo  $x$ , criando assim histogramas em energia. Esse processo é importante, pois permite a criação de histogramas com a identificação dos diferentes núcleos do espectro, já que a perda de energia depende da energia, massa e número atômico de acordo com a equação 2.

Nos espectros biparamétricos do alvo de  $^{197}\text{Au}$  foram selecionados os picos de espalhamento elástico dos núcleos  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{He}$  e  $^7\text{Li}$ . O número de contagens desses picos foi utilizado no cálculo da normalização da seção de choque experimental, que será discutida na seção 3.4. Um exemplo de seleção realizada está disposta na figura 10.

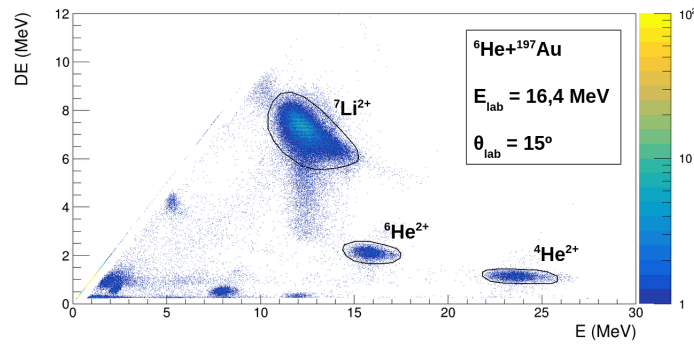


Figura 10: Seleção dos picos de espalhamento elástico no espectro biparamétrico obtido para a colisão  $^6\text{He}+^{197}\text{Au}$  na energia de  $E_{\text{lab}}=16,2$  MeV, em  $\theta_{\text{lab}}=15^\circ$ .

Nos espectros obtidos utilizando o alvo de  $^9\text{Be}$  foi feita a seleção completa da faixa de partículas alfa, que é o alvo de estudo desta análise. Um exemplo de seleção e de histograma das partículas alfa está apresentado na figura 11.

No caso dos histogramas da faixa de partículas alfa, há um interesse específico em compreender o processo de produção dessas partículas. Essa produção está diretamente relacionada a colisões entre o projétil e um dos núcleos do alvo, podendo ocorrer em qualquer ponto da trajetória do projétil dentro do alvo. É usual estimar que a colisão ocorra, em média, no centro geométrico do alvo e que o projétil perde energia ao atravessar a segunda metade do alvo. Ou seja, a partir desse ponto de colisão, a partícula alfa

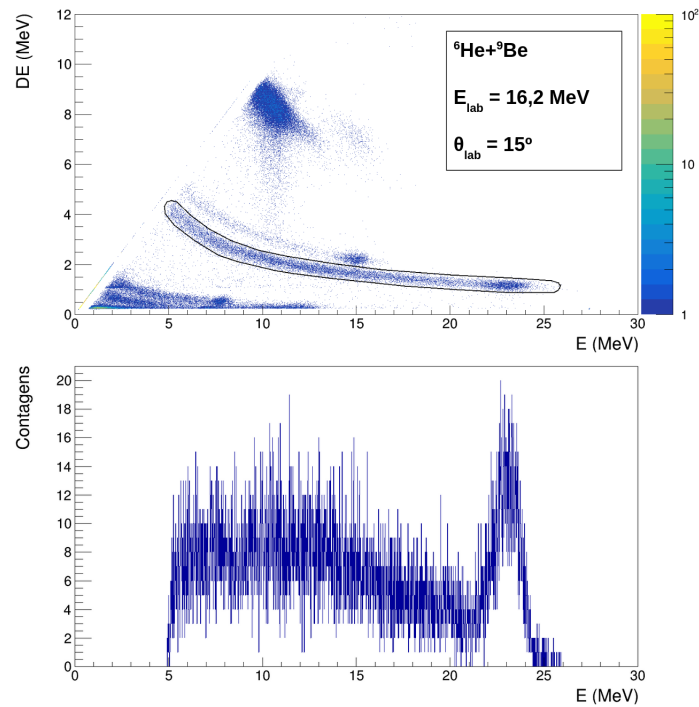


Figura 11: Espectro biparamétrico obtido para a colisão  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  na energia de  $E_{\text{lab}}=16,2$  MeV, em  $\theta_{\text{lab}}=15^\circ$ . Acima é possível observar uma seleção na faixa das partículas alfa e abaixo é apresentada a projeção dessas contagens.

é espalhada em um determinado ângulo de espalhamento  $\theta_{\text{esp}}$  e atravessa a segunda metade do alvo chegando no detector com a energia disposta na figura 10.

Para estimar a energia do projétil no momento da colisão, ou seja, no centro do alvo, converteu-se a energia do eixo  $x$  dos histogramas para os valores de energia que seriam esperados no centro do alvo. Essa transformação é necessária para calcular as distribuições de energia associadas à seção de choque de produção das partículas alfa, uma vez que esse processo ocorre no interior no alvo. Para realizar essa transformação, o código STOPX foi empregado. As informações necessárias para o cálculo nesse código englobam as identidades das partículas envolvidas no processo (projétil e alvo, sendo  ${}^4\text{He}$  e  ${}^9\text{Be}$ , respectivamente), a distância  $\Delta x$  percorrida na segunda metade do alvo (calculada com base na equação 6), e a energia da partícula alfa no centro do alvo.



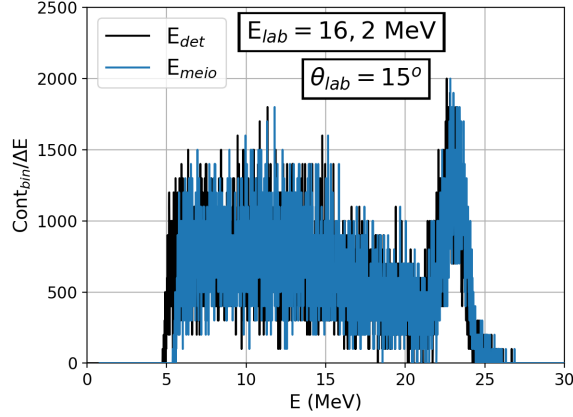


Figura 12: Histograma de partículas alfa da colisão  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  na energia de  $E_{\text{lab}}=16,2$  MeV em  $\theta_{\text{lab}}=15^\circ$  para as energias detectadas ( $E_{\text{det}}$ ) e após a transformação para energias no meio do alvo ( $E_{\text{meio}}$ ).

$$\Delta x = \frac{d}{2 \cos(\theta_{\text{esp}})} \quad (6)$$

onde  $d$  é a espessura do alvo.

Observa-se que o STOPX fornece a variação da energia do projétil a partir de uma energia inicial, o que é, de fato, a transformação inversa ao caso em questão. Isso se torna evidente pelo fato de que uma das informações requeridas pelo programa é a energia da partícula alfa no centro do alvo, que é a informação que buscamos. Com esse contexto, um código em Python foi desenvolvido que itera as chamadas ao STOPX e ajusta a transformação de interesse para cada valor de  $\theta_{\text{esp}}$  dos detectores. O ajuste foi feito relacionando os valores das energias no centro do alvo, que são fornecidos ao STOPX, e os valores resultantes das energias de saída do alvo. Com essa abordagem, tornou-se possível converter o eixo  $x$  dos histogramas para valores de energia no centro do alvo. Um exemplo de transformação realizado é apresentado na figura 12.

Nota-se, como o esperado, que a perda de energia é mais relevante em energias mais baixas. Além disso, para histogramas relacionados a ângulos de espalhamento mais traseiros, a perda de energia se torna mais relevante por conta das trajetórias dos projéteis dentro do alvo  $\Delta x$  serem maiores (ver equação 6).

Na faixa observada na figura 11, estão dispostas partículas alfa provenientes de diferentes processos como quebra, transferência e fusão seguida por evaporação. Portanto, a priori não é possível identificar qual partícula foi proveniente de qual processo. Entretanto, é possível realizar um estudo dos possíveis processos responsáveis pela produção dessas partículas e comparar os resultados com os dados experimentais. Essa é uma forma aproximada de estimar a contribuição de cada processo.

Como estamos interessados nas partículas alfa provenientes de reações nucleares, foi necessário remover as contagens de partículas alfa provenientes de processos de espalhamento elástico. Nesse processo, as partículas alfa são espalhadas em uma energia específica, e se concentram em uma região (pico) conforme pode ser verificado no espectro biparamétrico e na projeção apresentada na figura 11.

Para separar as partículas alfa provenientes do processo de espalhamento elástico  ${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$ , das partículas alfa produzidas por reações, foram realizados ajustes nos histogramas, onde o pico de espalhamento elástico foi representando por uma gaussiana. Como pode ser observado na figura 11, as contagens referentes a faixa de partículas apresentam um comportamento aproximadamente linear nas regiões próximas ao pico elástico. Diante disso, os ajustes foram realizados utilizando uma função gaussiana somada a um polinômio de segunda ordem para descrever as regiões no intervalo do pico. Desta forma, foi possível estimar as contagens presentes no pico de espalhamento elástico integrando a gaussiana com os parâmetros obtidos pelo ajuste. Assim, as contagens presentes na faixa das partículas alfa foram obtidas removendo a contribuição do pico elástico, conforme apresentado na figura 13.

Como esse método foi possível identificar e remover os picos de espalhamento elástico  ${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$  dos histogramas. Dessa forma, obtivemos as contagens das partículas alfa produzidas em diferentes processos.

A última transformação realizada nos histogramas consistiu em redefinir os *bins* de energia, que são os intervalos de contagens do histograma divididos pela largura em energia desse intervalo, como pode ser verificado nos eixos *y* das figuras 12 e 13. Esse processo foi necessário primeiramente porque a transformação  $E_{\text{saída}} \rightarrow E_{\text{meio}}$  não é uma transformação linear, como foi comentando e, por conta disso, os *bins* de energia ficam com taman-

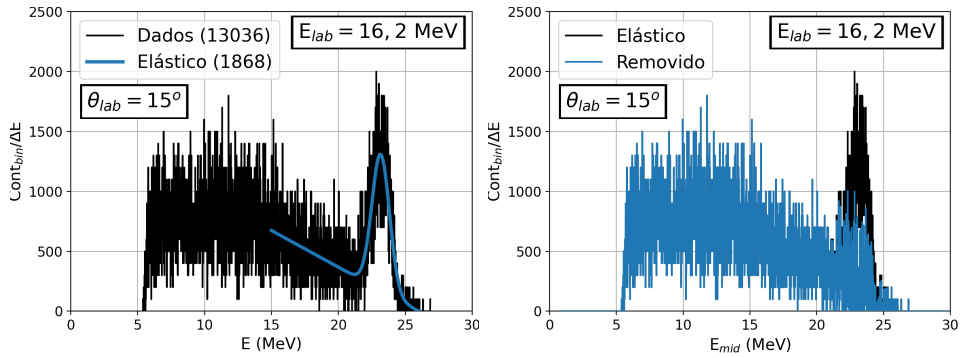


Figura 13: Histogramas da faixa das partículas alfa obtido no experimento  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  ( $E_{\text{lab}}=16,2$  MeV) à  $\theta_{\text{lab}}=15^\circ$  com ajuste no pico elástico  ${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$  a  $E_{\text{lab}}=24,15$  MeV (esquerda) e o mesmo histograma com pico de espalhamento elástico removido (direita).

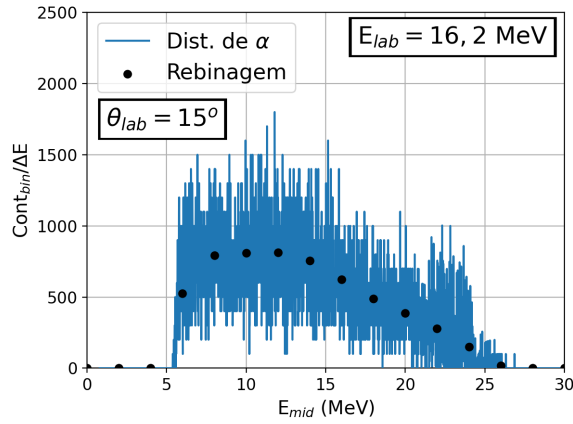


Figura 14: Exemplo de reconstrução dos canais do histograma para o caso do experimento  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  em  $E_{\text{lab}}=16,2$  MeV a  $\theta_{\text{lab}}=15^\circ$ .

hos variados, o que pode dificultar a visualização do histograma e cálculos posteriores. Um segundo motivo está relacionado a exposição dos dados e a incerteza experimental, que é a incerteza do número de contagens de Poisson. Por essas razões, é mais interessante expor os dados utilizando *bins* com um  $\Delta E$  maior, já que as incertezas relativas se tornam menores (número de contagens maior dentro dos *bins*) e o perfil da distribuição fica mais nítido.

Para isso, foi definido a largura de  $\Delta E$  de 2 MeV e somado dentro de cada histograma todas as contagens relacionadas a cada novo intervalo em energia. Após a soma é novamente dividido o numero de contagens do *bin* pelo novo intervalo em energia  $\Delta E = 2$  MeV. Um exemplo de reconstrução dos canais do histograma é apresentado na figura 14.

Como esperado, a reconstrução dos canais, como no exemplo do histograma da figura 14, evidenciou o perfil da distribuição e suavizou a dispersão dos dados. A partir do método descrito nesta seção, foi possível produzir os histogramas em energia para ângulos entre 15° e 60° num passo de 3°. Além disso, antes de realizar a transformação para a seção de choque duplamente diferencial, foi aplicado um corte nos histogramas de energia para definir o intervalo de confiança dessa medida. O corte à direita representa o limite das estatísticas de contagem disponíveis, enquanto o corte à esquerda define o início do intervalo em energia no qual as partículas podem parar no detector  $\Delta E$  ou na segunda metade do alvo secundário.

Dessa forma, foram obtidos os histogramas da produção de partículas alfa no experimento  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  para energias no centro do alvo. Nas seções 3.4 e 3.5 será descrito o processo utilizado para obter as distribuições angulares e em energia das seções de choque de produção de partículas alfa, através destes histogramas.

### 3.4 Seção de choque experimental

A seção de choque experimental, no referencial do centro de massa, é obtida através da seguinte expressão:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{N_c J}{N_f N_a \Delta\Omega} \quad (7)$$

onde  $N_c$  é o número de contagens no pico de interesse,  $J$  é o jacobiano de conversão do referencial do laboratório para o referencial do centro de massa,  $N_f$  é o número de partículas do feixe secundário,  $N_a$  é o número de partículas/cm<sup>2</sup> do alvo secundário e  $\Delta\Omega = \frac{A}{d^2}$  é o ângulo sólido do detector em questão, sendo  $A$  a área efetiva do detector e  $d$  a distância entre o detector e o alvo secundário.

No caso de feixes radioativos, a seção de choque experimental geralmente é obtida com o auxílio de medidas realizadas com alvo de  ${}^{197}\text{Au}$ . Essas medidas permitem a normalização dos dados, evitando assim incertezas experimentais relacionadas ao ângulo sólido e ao feixe secundário. Isso é possível, pois para a colisão com o alvo de ouro, o potencial Coulombiano se torna o potencial predominante e o espalhamento elástico em questão pode

ser descrito pelo espalhamento de Rutherford (ver seção 4.3).

Assim, podemos dividir a equação 7 para o alvo de interesse pela seção de choque obtida com o alvo de ouro. Dessa forma, podemos cancelar a medida do ângulo sólido, que é interessante pois evita a propagação dessa incerteza experimental. Além disso, como essas medidas são realizadas de forma intercalada, ambas possuem a mesma taxa de produção do feixe secundário e o mesmo ângulo sólido. Dessa forma é possível cancelar os termos do ângulo sólido e, como não temos uma medida direta do feixe secundário, a razão entre os valores de  $N_f$  pode ser aproximada pela razão entre os integradores ( $I^x$ ), que representam as partículas que incidiram no alvo primário durante um *run*.

$$\frac{N_f^{Au}}{N_f^{Be}} = \frac{I^{Au}}{I^{Be}} \quad (8)$$

onde os índices Au e Be se referem aos alvos de  $^{197}\text{Au}$  e  $^9\text{Be}$ , respectivamente. Dessa forma, a expressão final da seção de choque experimental normalizada pelo alvo de ouro é dada por:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Exp}^{x+^9\text{Be}} = \left(\frac{N_c^{Be}}{N_c^{Au}}\right) \left(\frac{J^{Be}}{J^{Au}}\right) \left(\frac{N_a^{Au}}{N_a^{Be}}\right) \left(\frac{I^{Au}}{I^{Be}}\right) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth}^{x+^{197}\text{Au}} \quad (9)$$

Através da seção de choque diferencial em função do ângulo sólido apresentada na equação 9, podemos derivar em energia para obter a seção de choque duplamente diferencial em função da energia,  $d^2\sigma/d\Omega dE$  e analisá-la para cada ângulo de espalhamento fixo medido. Para realizar essa análise, substituímos o número de contagens total no alvo de interesse,  $N_c^{Be}$  da equação 9, pelo número de contagens identificadas dentro de cada intervalo em energia  $\Delta E$ , que chamaremos de *bin*,  $N_{i-bin}^{Be}$ , onde  $i$  representa o  $i$ -ésimo *bin*.

Para realizar esse cálculo foram utilizados os histogramas da projeção das contagens em  $x$  dos espectros biparamétricos. Esses histogramas fornecem a quantidade de partículas alfa detectadas dentro de cada *bin*, e foram discutidos na seção 3.3. Após isso, é necessário dividir a equação 9 pela largura do *bin* em questão e a expressão obtida pode ser vista na equação 10.

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega}\right)_{Exp}^{x+^9Be} = \left(\frac{N_{i-bin}^{Be}}{\Delta E N_c^{Au}}\right) \left(\frac{J^{Be}}{J^{Au}}\right) \left(\frac{N_a^{Au}}{N_a^{Be}}\right) \left(\frac{I^{Au}}{I^{Be}}\right) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth}^{x+^{197}Au} \quad (10)$$

Esse cálculo deve ser realizado para todos os *bins* para obter a distribuição em energia. Dessa forma, é possível observar o perfil da distribuição em energia das partículas alfa produzidas e comparar com os resultados obtidos através de cálculos teóricos. No nosso caso, as equações 9 e 10 devem ser adaptadas para contemplar o fato de que o número de contagens engloba partículas alfa provenientes de diferentes processos, como será discutido na seção 3.5, a seguir.

### 3.5 Distribuição angular e em energia das partículas alfa

Os histogramas obtidos na seção 3.3 mostram a distribuição de partículas alfa produzidas por diferentes processos. É necessário compreender que o número de contagens proveniente de cada processo está sujeito tanto à seção de choque do processo em si, quanto à intensidade do núcleo responsável por essa reação dentro do feixe secundário. Para compreender a composição do feixe secundário, foi realizada uma normalização considerando os principais processos de produção de partículas alfa envolvendo os núcleos mais intensos presentes no feixe secundário. Considerando que a soma das contagens provenientes dos principais processos de produção de partículas alfa deve resultar aproximadamente no número de contagens de partículas alfa obtidas experimentalmente, temos:

$$N_\alpha = \sum_c N_\alpha^c \quad (11)$$

onde  $N_\alpha$  é o número total de contagens de partículas alfa presentes no espectro biparamétrico e  $N_\alpha^c$  é o número de contagens de partículas alfa oriundas dos processos considerados relevantes e relacionados a cada núcleo  $c$  presente no feixe secundário. Isolando o número de contagens da partícula de interesse (no nosso caso, a faixa de partículas alfa) na equação 9, e somando essas contagens para cada um dos núcleos  $c$  presentes no feixe secundário, chegamos na expressão 12. A soma das contagens de alfa foi substituída

de acordo com a expressão 11. Devido à indistinguibilidade das partículas alfa em nossos espectros, não foi possível atribuir uma reação específica à produção de cada partícula alfa. Portanto, o Jacobiano do sistema  $c + Be$  não foi empregado, e o resultado obtido está no referencial do laboratório.

$$N_\alpha = \left( \frac{I^{Be}}{I^{Au}} \cdot \frac{N_a^{Be}}{N_a^{Au}} \right) \sum_c \sigma_\alpha^c \frac{N^{c+Au} J^{c+Au}}{\sigma_R^{c+Au}} \quad (12)$$

onde  $\sum \sigma_\alpha^c$  é a somatória da seção de choque dos possíveis processos de produção de partículas alfa envolvendo os núcleos  $c$ ,  $\sigma_R^{c+Au}$  é a seção de choque Rutherford e  $J^{c+Au}$  é o Jacobiano do sistema  $c + Au$ .  $N_\alpha$  é o número de contagens total da faixa de partículas alfa presentes nos espectros obtidos utilizando o alvo de  ${}^9\text{Be}$ , enquanto  $N^{c+Au}$  é o número de partículas alfa presentes no pico de espalhamento elástico da colisão  $c + Au$ .

Não é possível obter as contagens relativas a cada processo que contribui para a produção de partículas alfa separadamente, visto que as partículas alfa identificadas nos espectros biparamétricos são indistinguíveis. Para isso, seria necessário a realização de experimentos individuais para cada núcleo envolvido nos processos considerados relevantes para a produção dessas partículas. Nos dados experimentais utilizados neste trabalho, o feixe secundário é do tipo *cocktail* e, portanto, a abordagem utilizada será a de obter uma seção de choque média que envolva todos os processos considerados relevantes. Essa quantidade será comparada com uma soma coerente dos cálculos teóricos correspondentes. Para isso, foi feita a seguinte definição:

$$\sum_c \sigma_\alpha^c \frac{N^{c+Au} J^{c+Au}}{\sigma_R^{c+Au}} = \bar{\sigma} \sum_c \frac{N^{c+Au} J^{c+Au}}{\sigma_R^{c+Au}} \quad (13)$$

onde  $\bar{\sigma}$  é uma seção de choque média, ponderada pelas intensidades relativas dos feixes considerados como relevantes na produção das partículas alfa.

Para o caso de um feixe secundário do tipo *cocktail*, é necessário compreender que o número de partículas alfa produzidas está relacionado ao número de partículas de cada núcleo contaminante presente no feixe secundário. Essa ideia fica evidente na equação 12, que foi obtida de forma analítica antes de realizar a definição feita na equação 13. Nesta primeira equação, vemos que cada seção de choque é multiplicada por um termo que

leva em consideração o número de partículas do respectivo núcleo presente no feixe secundário (obtido na medida com o alvo de ouro), o Jacobiano e a seção de choque Rutherford deste sistema. Dessa forma, esse termo representa a significância dos processos de cada núcleo no cálculo da seção de choque experimental, e pode ser interpretado como uma probabilidade de, dado uma alfa produzida, ser oriunda de uma reação envolvendo o núcleo  $c$ . Note que a soma das probabilidades para todos os contaminantes é 1 por definição (ver expressões a seguir).

Considerando os feixes mais intensos, as intensidades relativas foram obtidas por meio das contagens presentes nos espectros biparamétricos. Assim, o peso relativo a contribuição de cada núcleo  $c$  foi calculado de acordo com a expressão:

$$P^c = \frac{N^{c+Au} J^{c+Au}}{\sigma_R^{c+Au} \xi} \quad (14)$$

onde

$$\xi = \sum_c \frac{N^{c+Au} J^{c+Au}}{\sigma_R^{c+Au}} \quad (15)$$

e

$$\sum_c P^c = 1 \quad (16)$$

por definição.

Essa estimativa foi feita para todos os ângulos medidos no experimento de forma que possamos analisar o comportamento em função do ângulo de espalhamento para cada sistema. Os resultados estão dispostos na figura 15.

Uma análise minuciosa foi conduzida através de diversos espectros biparamétricos, revelando que, devido à intensidade dos feixes, os processos envolvendo os núcleos  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^6\text{He}$  e  ${}^4\text{He}$  correspondem a cerca de 93% de todas as contagens presentes nos espectros biparamétricos. Portanto, embora haja a possibilidade de ocorrer processos que gerem partículas alfa a partir de outras partículas presentes no espectro biparamétrico, tais contribuições foram consideradas muito pequenas (aproximadamente 7%) em comparação com os três principais processos mencionados anteriormente. Como resul-



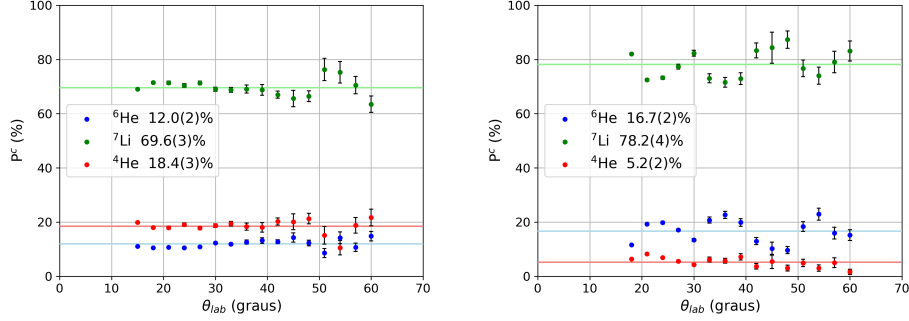


Figura 15: Pesos dos núcleos de  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^6\text{He}$  e  ${}^4\text{He}$  obtidos através das contagens presentes nos espectros biparamétricos obtidos para a colisão  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  nas energias de  $E_{\text{lab}}=16,2$  MeV (esquerda) e  $E_{\text{lab}}=21,3$  MeV (direita).

tado, para fins de análise matemática, os processos relacionados a esses três núcleos foram considerados responsáveis por 100% das partículas alfa observadas.

Observando a figura 15, é possível notar que a proporção desses pesos se mantém aproximadamente constante com a variação do ângulo de espalhamento. Isso ocorre por conta da proporcionalidade entre o número de partículas espalhadas elasticamente e sua respectiva seção de choque Rutherford. Para ângulos traseiros ( $> 45^\circ$ ) esse comportamento se mostrou um pouco mais dispersivo, provavelmente devido a baixa estatística de contagens nessa região, que se tornam mais próximas das contagens de fundo. Esse comportamento acompanha as seções de choque Rutherford, revelando um caráter mais dispersivo por conta das incertezas relativas de Poisson serem maiores, o que pode ser verificado pelo incremento das barras de incerteza para ângulos de espalhamento maiores.

O valor médio do peso relativo a cada núcleo foi calculado e os resultados estão na tabela 2. Esses valores também estão representados graficamente pelas retas constantes na figura 15.

Tabela 2: Pesos de contribuição dos núcleos presentes nos feixe secundários para os experimentos analisados.

Experimento	$E_{\text{lab}}$ (MeV)	${}^4\text{He}$ (%)	${}^6\text{He}$ (%)	${}^7\text{Li}$ (%)
${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$	16,2	18,4(3)	12,0(2)	69,6(3)
	21,3	5,2(2)	16,7(2)	78,2(4)

Assim, obtivemos a expressão para a seção de choque diferencial de produção de partículas alfa, em função do ângulo, no referencial do laboratório.

$$\bar{\sigma} = \frac{d\sigma_\alpha}{d\Omega} = \left( \frac{I^{Au}}{I^{Be}} \right) \left( \frac{N_a^{Au}}{N_a^{Be}} \right) N_\alpha \left( \sum_c \frac{N^{c+Au} J^{c+Au}}{\sigma_R^{c+Au}} \right)^{-1} \quad (17)$$

Utilizando essa mesma metodologia, foi possível obter a seção de choque duplamente diferencial em ângulo sólido e energia através da transformação  $N_\alpha \rightarrow \frac{N_\alpha^{bin}}{\Delta E}$ .

$$\frac{d^2\sigma_\alpha}{dEd\Omega} = \left( \frac{I^{Au}}{I^{Be}} \right) \left( \frac{N_a^{Au}}{N_a^{Be}} \right) \left( \frac{N_\alpha^{bin}}{\Delta E} \right) \left( \sum_c \frac{N^{c+Au} J^{c+Au}}{\sigma_R^{c+Au}} \right)^{-1} \quad (18)$$

As equações 17 e 18 podem ser especificadas para os processos considerados como relevantes na produção de partículas alfa na colisão  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ .

Os dados experimentais utilizados neste trabalho são referentes a colisão entre o núcleo exótico  ${}^6\text{He}$  e o alvo leve  ${}^9\text{Be}$ . Neste caso, além do feixe principal de  ${}^6\text{He}$ , uma forte presença dos núcleos  ${}^4\text{He}$  e  ${}^7\text{Li}$  foi observada no feixe secundário. Considerando que possíveis reações envolvendo esses núcleos são as responsáveis majoritariamente pela produção das partículas alfa observadas, a equação 11 fica da seguinte forma:

$$N_\alpha = N_\alpha^{(6He)} + N_\alpha^{(7Li)} + N_\alpha^{(4He)} \quad (19)$$

Substituindo essa expressão nas equações para a seção de choque diferencial (equação 17) e para a seção de choque duplamente diferencial (equação 18), obtemos, respectivamente:

$$\frac{d\sigma_\alpha}{d\Omega} = \left( \frac{I^{Au}}{I^{Be}} \right) \left( \frac{N_a^{Au}}{N_a^{Be}} \right) \frac{N_\alpha}{\left[ \frac{N_\alpha^{7Li} J^{7Li}}{\sigma_R^{7Li}} + \frac{N_\alpha^{6He} J^{6He}}{\sigma_R^{6He}} + \frac{N_\alpha^{4He} J^{4He}}{\sigma_R^{4He}} \right]_{Au}} \quad (20)$$

$$\frac{d^2\sigma_\alpha}{dE d\Omega} = \left(\frac{I^{Au}}{I^{Be}}\right) \left(\frac{N_a^{Au}}{N_a^{Be}}\right) \frac{\frac{N_\alpha^{bin}}{\Delta E}}{\left[\frac{N_\alpha^{7Li} J^{7Li}}{\sigma_R^{7Li}} + \frac{N_\alpha^{6He} J^{6He}}{\sigma_R^{6He}} + \frac{N_\alpha^{4He} J^{4He}}{\sigma_R^{4He}}\right]_{Au}} \quad (21)$$

onde o índice  $Au$  indica que o termos em colchetes são referentes ao espalhamento do feixe secundário no alvo de ouro, conforme o processo de normalização descrito.

As distribuições angulares obtidas para a produção de partículas alfa produzidas na colisão  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  estão apresentadas na figura 16 para ambas as energias dos experimentos.

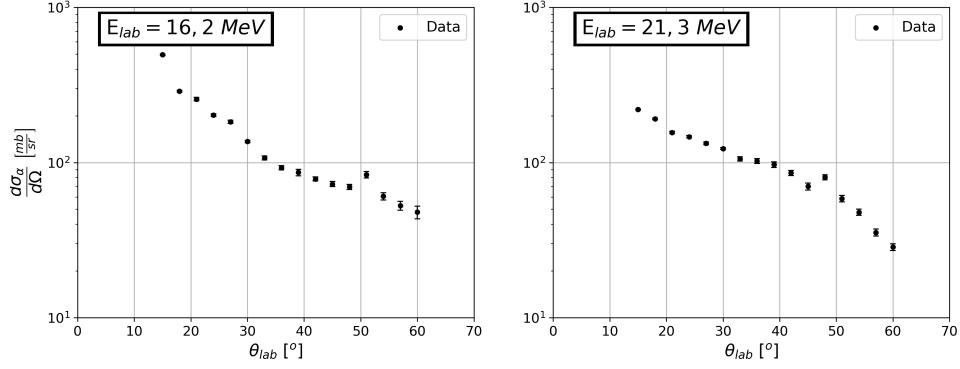


Figura 16: Distribuições angulares para a faixa de partículas alfa produzidas no sistema  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  nas energias de  $E_{lab}=16,2$  MeV (esquerda) e  $E_{lab}=21,3$  MeV (direita).

As seções de choque duplamente diferencial em ângulo sólido e energia foram obtidas e os resultados estão apresentados na figura 17, que correspondem as partículas alfa produzidas no sistema  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  nas energias de  $E_{lab}=16,2$  MeV e  $E_{lab}=21,3$  MeV

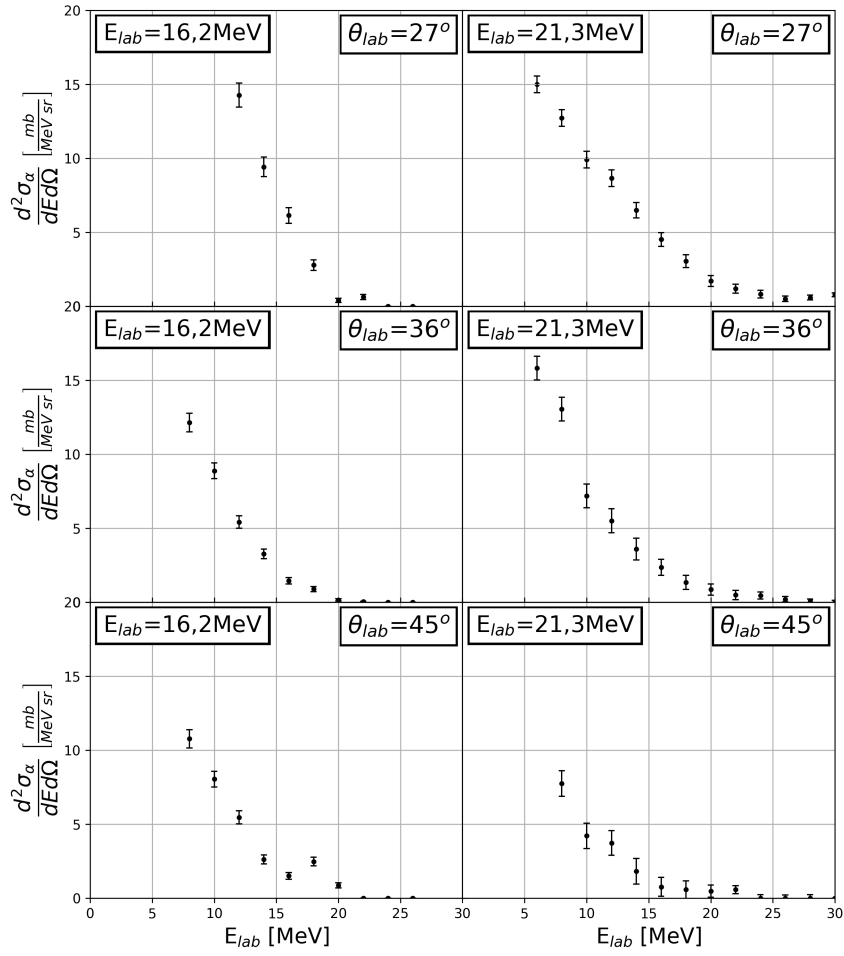


Figura 17: Seções de choque duplamente diferenciais em função do  $E_{lab}$  para a produção de partículas alfa provenientes de diferentes processos envolvendo os núcleos  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^7\text{Li}$  e  ${}^4\text{He}$  para  $E_{lab}=16,2$  MeV (esquerda) e  $E_{lab}=21,3$  MeV (direita) obtidas para os ângulos  $\theta_{lab} = 27^\circ$ ,  $36^\circ$  e  $45^\circ$ .

## 4 Descrição Teórica

### 4.1 Teoria de espalhamento

A teoria de espalhamento utiliza o formalismo da mecânica quântica para descrever um fenômeno experimental de espalhamento entre dois núcleos. Nos experimentos de colisão de partículas tem-se inicialmente um feixe incidente, que é composto por um núcleo conhecido com características intrínsecas (carga, massa, spin) e, da mesma forma para o núcleo alvo.

A partir da medida do número de partículas espalhadas em função do ângulo de espalhamento e/ou da energia do feixe incidente, é possível obter informações sobre o potencial e o tempo de interação entre as partículas envolvidas.

O potencial de interação entre as partículas do feixe e do alvo é uma combinação do potencial Coulombiano, de longo alcance, com o potencial nuclear, de curto alcance. Para que a interação nuclear seja relevante, é necessário que as partículas envolvidas estejam suficientemente próximas (da ordem de Fermis). Já, a longas distâncias, ambos os potenciais (coulombiano e nuclear) se tornam desprezíveis. Considerando as escalas do experimento, o feixe incidente é formado a uma distância suficientemente grande do alvo para que não haja nenhuma interação relevante entre eles. Dessa forma, a função de onda do feixe incidente pode ser descrita como uma onda plana:

$$\psi_{inc}(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\vec{r}} = e^{ikz} \quad (22)$$

onde  $\vec{r}$  é o vetor posição da partícula e  $\vec{k}$  é o vetor de onda. Essa construção satisfaz o alinhamento do feixe, que teve sua trajetória definida no eixo  $z$ , e satisfaz a equação de Schrödinger de partícula livre:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi(\vec{r}) = E\frac{\partial\psi(\vec{r})}{\partial t} \quad (23)$$

onde  $E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$  é a relação entre a energia da partícula e o módulo do vetor de onda.

Para descrever a onda espalhada serão utilizadas as mesmas aprox-

imações. A detecção das partículas ocorre em distâncias da escala de um laboratório, enquanto o potencial de interação é significativo apenas em escalas microscópicas. Dessa forma, o alvo é considerado como um centro espalhador e a onda espalhada será obtida em caráter assintótico. Para isso, podemos descrever a onda espalhada como uma onda esférica com centro no meio do alvo e amplitude  $f(\theta, \phi)$  (ver equação 24). A amplitude de espalhamento trará as características específicas da colisão estudada e também satisfaz a equação 23, já que é obtida em caráter assintótico.

$$\psi_{esp}(\vec{r}) = f(\theta, \phi) \frac{e^{i\vec{k}\vec{r}}}{r} \quad (24)$$

Tendo obtido a forma das funções de onda incidente e espalhada, podemos obter a função de onda total como uma superposição entre estas:

$$\psi_T(\vec{r}) = e^{ikz} + f(\theta, \phi) \frac{e^{i\vec{k}\vec{r}}}{r} \quad (25)$$

A partir da função de onda total em sua forma assintótica, podemos realizar manipulações na equação de Schrödinger para obter a seção de choque teórica. De forma análoga à seção de choque experimental da equação 3.4, a seção de choque teórica pode ser obtida em função dos fluxos de partículas incidentes e espalhadas:

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) d\Omega = \frac{|J_{esp}^{\vec{r}}|}{|J_{inc}^{\vec{r}}|} r^2 d\Omega \quad (26)$$

Nesse caso, o alvo será composto por um único núcleo atômico e, assim, terá a densidade de uma partícula por unidade de volume. Os vetores  $J_{inc}^{\vec{r}}$  e  $J_{esp}^{\vec{r}}$  são as densidades de probabilidade de corrente das partículas incidentes e espalhadas, respectivamente. Para obter esses vetores é necessário utilizar a equação da continuidade, obtida através da seguinte manipulação da equação de Schrödinger: Inicialmente é aplicado o complexo conjugado  $\psi^*$  na equação 23, pela direita (equação 27). Em seguida, é utilizada a versão complexa conjugada da equação 23, aplicado  $\psi$  também pela direita (equação 28):

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi\psi^* = E\frac{\partial\psi}{\partial t}\psi^* \quad (27)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi^*\psi = E\frac{\partial\psi^*}{\partial t}\psi \quad (28)$$

Subtraindo a equação 27 da equação 28 e utilizando a regra do produto de derivadas, chegamos na equação:

$$\frac{\partial(\psi\psi^*)}{\partial t} = -\frac{\hbar}{2\mu i}\nabla(\psi\nabla\psi^* - \psi^*\nabla\psi) \quad (29)$$

Substituindo a densidade de probabilidade  $\rho = \psi\psi^*$  e a densidade de probabilidade de corrente  $\vec{J} = \frac{\hbar}{2\mu i}(\psi\nabla\psi^* - \psi^*\nabla\psi)$  obtém-se a expressão convencional da equação de continuidade:

$$\nabla\vec{J} + \frac{\partial\rho}{\partial t} = 0 \quad (30)$$

A partir da equação 30, é possível obter os fluxos de partículas incidentes e espalhadas, necessários para calcular a seção de choque diferencial:

$$|\vec{J}_{inc}| = \left| \frac{\hbar}{2\mu i}(\psi_{inc}\nabla\psi_{inc}^* - \psi_{inc}^*\nabla\psi_{inc}) \right| = \frac{\hbar k}{\mu} \quad (31)$$

$$|\vec{J}_{esp}| = \left| \frac{\hbar}{2\mu i}(\psi_{esp}\nabla\psi_{esp}^* - \psi_{esp}^*\nabla\psi_{esp}) \right| = \frac{\hbar k}{\mu} \frac{|f(\theta)|^2}{r^2} \quad (32)$$

Substituindo esses resultados na equação 26 podemos obter a seção de choque diferencial do espalhamento elástico em função da amplitude de espalhamento:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \quad (33)$$

## 4.2 Modelo Óptico

Para contabilizar de forma correta a seção de choque de um sistema, é preciso compreender que os produtos da colisão podem se direcionar a diferentes canais de reação. Se parte do fluxo de partículas incidentes se

direciona a canais não-elásticos, há uma maneira de representar essa perda de fluxo do canal elástico utilizando um potencial complexo, onde a parte imaginária descreve a absorção de fluxo do canal elástico para outros canais de reação, tais como, espalhamento inelástico, reações de transferência, quebra (breakup) e fusão. A denominação ‘modelo óptico’ vem de uma analogia com o espalhamento da luz em um meio material, onde são utilizados índices de refração complexos e a parte imaginária representa a absorção da luz pelo meio. Dessa mesma forma, o potencial nuclear no modelo óptico é dividido em uma parte real, que contabiliza o canal elástico, e uma parte imaginária, que representa a perda de fluxo para canais não-elásticos. Assim, o potencial nuclear de interação toma a forma:

$$U_n(r) = V(r) + iW(r) \quad (34)$$

onde  $V(r)$  é a parte real do potencial nuclear e  $W(r)$  é a parte imaginária. A partir desta formulação é possível utilizar diferentes modelos e diferentes parametrizações para descrever a forma tanto da parte real, quanto da parte imaginária do potencial nuclear. A escolha da forma a ser utilizada geralmente é justificada pelo processo que está sendo estudado, visto que os modelos possuem propostas diferentes e são descritos de acordo com propriedades e processos específicos. Em colisões bem abaixo da barreira Coulombiana, por exemplo, podemos aproximar o potencial nuclear a zero e descrever um problema puramente Coulombiano, como será discutido na seção 4.3 a seguir.

### 4.3 O Espalhamento Elástico

O espalhamento elástico é um processo de espalhamento no qual não ocorre alteração na estrutura dos núcleos envolvidos, e as conservações de energia cinética, momento linear e momento angular são mantidas. Em outras palavras, no espalhamento elástico, temos uma colisão do tipo  $a(b, b)a$ , onde nenhuma partícula é modificada ou sofre algum processo de excitação que afetaria a conservação da energia cinética do sistema.

O potencial de interação tem uma parte nuclear, de curto alcance,  $V_N(r)$



e uma parte Coulombiana, dada pela expressão abaixo:

$$V_C(r) = \begin{cases} \frac{Z_p Z_a e^2}{2R_c} \left[ 3 - \left( \frac{r}{R_c} \right)^2 \right] & (r < R_c) \\ \frac{Z_p Z_a e^2}{r} & (r \geq R_c) \end{cases} \quad (35)$$

onde o potencial coulombiano de uma esfera carregada foi considerado para  $r < R_c$ , onde  $R_c$  é o raio de carga do sistema.

A solução do espalhamento para o potencial  $U(r) = V_N(r) + V_C(r)$  é obtida a partir da solução da equação diferencial, derivada da equação de Schrödinger:

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 \psi(\vec{r}) + U(\vec{r})\psi(\vec{r}) = E\psi(\vec{r}) \quad (36)$$

A função de onda é então decomposta na suas partes, radial e angular:

$$\psi(\vec{r}) = \chi(r)Y_{l,m}(\theta, \phi) \quad (37)$$

para obter a equação radial homogênea:

$$\left( -\frac{d^2}{dr^2} + \frac{l(l+1)}{r^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} U(r) - k^2 \right) \chi(r) = 0 \quad (38)$$

onde  $k^2 = \frac{2\mu E}{\hbar^2}$  é um número de onda e  $\mu = \frac{m_p m_a}{m_p + m_a}$  é a massa reduzida do sistema alvo + projétil.

A equação radial homogênea é resolvida numericamente para cada momento angular  $l = 0, 1, 2, 3, \dots$ , integrando-se desde  $r = 0$  até um certo raio máximo  $R_m$ , a partir do qual o potencial nuclear de curto alcance é desprezível. Neste ponto são impostas as condições de contorno com funções de onda coulombianas e são obtidas as defasagens nucleares  $\delta_l$  e a matriz-S de espalhamento  $S_l = e^{2i\delta_l}$ . A amplitude de espalhamento nuclear é obtida por:

$$f_N(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)[S_l - 1] e^{2i\delta_c} P_l(\cos\theta) \quad (39)$$

onde  $\delta_c$  são as defasagens coulombianas e  $P_l(\cos\theta)$  são polinômios de Legen-

dre. Como o potencial nuclear é de curto alcance e a matriz-S é unitária a partir de um certo momento angular máximo  $L_{max}$  ( $S_l = 1.0$  para  $l > L_{max}$ ), a soma acima converge.

A expressão da amplitude nuclear deve ser somada à amplitude de espalhamento coulombiana  $f_c$  que é obtida em uma forma fechada:

$$f_c(\theta) = -\frac{\eta}{2k \sin^2(\theta/2)} e^{-i l n \sin^2(\theta/2) + 2i \delta_0} \quad (40)$$

onde  $\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}$  é o parâmetro de Sommerfeld, sendo  $v$  a velocidade relativa dos núcleos colidentes e  $\delta_0$  a defasagem coulombiana para  $l = 0$ .

O módulo ao quadrado da expressão acima fornece a fórmula do espalhamento de Rutherford:

$$\frac{d\sigma_R(\theta)}{d\Omega} = \left( \frac{Z_p Z_a e^2}{4E} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} \quad (41)$$

Finalmente, a secção de choque diferencial de espalhamento total (coulomb + nuclear) é obtida:

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = |f_c(\theta) + f_N(\theta)|^2 \quad (42)$$

#### 4.4 Canais Acoplados com Discretização do Contínuo (CDCC)

O formalismo de Canais Acoplados com Discretização do Contínuo (CDCC), é uma extensão dos métodos de Canais Acoplados (CC) e Canais de Reação Acoplados (CRC). A principal diferença entre esses formalismos está na consideração das reações de transferência e de quebra (*breakup*). O método CC não leva em conta esses tipos de reações, pois a função de onda total é expandida na base de estados da partição de entrada, o que não permite considerar processos em que ocorra uma mudança nas estruturas nucleares que não estejam presentes no canal de entrada. Essa expansão pode ser descrita da seguinte forma:

$$|\Psi\rangle = \sum_{\alpha} \chi_{\alpha} |\phi_{\alpha}\rangle \quad (43)$$

onde  $|\Psi\rangle$  é a função de onda total (composta pela onda incidente somada a onda esférica espalhada),  $|\phi_\alpha\rangle$  são os possíveis estados da partição de entrada e  $\chi_\alpha$  são as projeções da onda total nos estados da partição de entrada.

O método de CRC é a descrição mais generalizada de uma reação nuclear direta. Neste método, além dos canais de entrada, são incluídos os possíveis canais de saída. Isso significa que é possível levar em consideração processos com diferentes mudanças na estrutura nuclear. A forma assintótica dessas novas partições não terão a contribuição da onda incidente, pois essa partição é formada apenas no canal de saída e não está presente no canal de entrada. Dessa forma, é possível realizar uma expansão nos estados das diferentes partições do sistema:

$$|\Psi\rangle = \sum_{\alpha} \chi_{\alpha} |\phi_{\alpha}\rangle + \sum_{\beta} \chi_{\beta} |\phi_{\beta}\rangle \quad (44)$$

onde a contribuição da partição de entrada, seus estados e suas projeções estão indicados pelo índice  $\alpha$ , enquanto a partição representada pela mudança na estrutura está indicada pelo índice  $\beta$ .

Numericamente, o CRC permite realizar diferentes cálculos envolvendo transferências e excitações de núcleons. Porém, cálculos envolvendo o processo de *breakup* requerem o uso do método CDCC, já que os produtos da reação podem estar no estado contínuo.

O formalismo de CDCC permite incluir o acoplamento com estados do contínuo, ou seja, para energias além do limiar de quebra. Esse processo possui uma complexidade maior já que as partículas que se quebram vão para o estado de partículas livres, ou seja, não possuem auto-estados de energia discretos e nem funções de onda normalizáveis.

Em uma sistemática de 3 corpos, o CDCC considera que o projétil  $r$  é formado pelos fragmentos  $v$  e  $c$ , que representam o núcleo de valência (*valence*) e o caroço central (*core*), respectivamente. O alvo é descrito por uma partícula única chamada de  $t$ . Dessa forma, a hamiltoniana que descreve as relações entre os corpos do sistema toma a forma:

$$H_{3b} = \hat{T}_{\vec{r}} + \hat{T}_{\vec{R}} + V_{vc} + V_{vt} + V_{ct} \quad (45)$$

onde  $\hat{T}_{\vec{r}}$  e  $\hat{T}_{\vec{R}}$  são os operadores de energia cinética do projétil e do alvo, respectivamente. Os termos  $V_{ab}$  representam os potenciais de interação entre cada corpo  $a$  e  $b$ .

Dessa forma, a função de onda total  $\Psi$  é expandida em um conjunto completo de auto-estados da hamiltoniana do projétil  $v+c$ , descrita por:

$$H_{proj} = \hat{T}_{\vec{r}} + V_{vc} \quad (46)$$

Os auto-estados dessa hamiltoniana são divididos entre estados ligados, e estados do contínuo. Os estados do contínuo precisam ser construídos de forma a não haver uma quantidade infinita de estados, e contemplar os diferentes valores de energia dentro do intervalo esperado. Para isso, o método de CDCC discretiza o espectro contínuo de energia em um número finito de intervalos. Os estados do contínuo são criados estipulando um limite máximo em energia, que é dividido em intervalos menores (*bins*) para finalmente ser construída a função de onda representativa, dada por:

$$\psi_i(r) = \sqrt{\frac{2}{\pi N}} \int_{k_1}^{k_2} w(k) u_k(r) dk \quad (47)$$

onde  $u_k(r)$  é a parte radial da função de onda para o  $i$ -ésimo *bin* com momento  $k$ ,  $N = \int_{k_1}^{k_2} |w(k)|^2 dk$ ,  $w(k)$  é uma função peso e, geralmente considera-se  $w(k)=1$ .  $k$  é o momento linear dado por  $k = \sqrt{2\mu E}/\hbar$ , com  $\mu$  sendo a massa reduzida.

Portanto, a criação de *bins* é uma abordagem que permite representar o contínuo através de um conjunto finito de estados normalizáveis. Dessa forma, é obtido um conjunto finito de equações acopladas que permitem ser resolvidas considerando os processos de *breakup*. Na prática, tendo os estados do contínuo definidos, o processo realizado é semelhante ao CRC, mas considerando transferências para estados do contínuo. Uma explicação mais detalhada deste formalismo pode ser encontrada na referência [24].

#### 4.5 Formalismo de Ichimura-Austern-Vincent (IAV)

O método de Ichimura-Austern-Vincent [25–27] é utilizado para obter a contribuição de processos não-elásticos tais como transferências e que-

bra não-elástica. Esses processos, também chamados de *non-elastic breakup* (NEB), estão ligados à processos que incluem quebra com excitação, transferência ou troca de núcleons. Essas reações podem ser genericamente descritas da seguinte forma:

$$A + a \rightarrow b + B^* \quad (48)$$

onde  $a$  e  $A$  representam o projétil e o núcleo alvo,  $b$  representa a partícula de interesse formada pela quebra  $a \rightarrow b + x$  e  $B^*$  representa todas as configurações possíveis de  $A + x$  formadas por processos não-elásticos. Dessa forma, são considerados todos possíveis processos não-elásticos que formam a partícula em questão para obter a seção de choque de produção desta partícula.

No formalismo de IAV, esses processos são descritos através da seguinte hamiltoniana:

$$H = K + V_{bx} + U_{bA}(\vec{r}_{bA}) + H_A(\xi) + V_{xA}(\xi, \vec{r}_x) \quad (49)$$

onde  $K$  representa o operador de energia cinética total do sistema,  $V_{bx}$  representa a ligação  $b + x$  que forma o projétil  $a$ ,  $U_{bA}$  representa o potencial de interação entre o fragmento  $b$  e o alvo  $A$ ,  $H_A(\xi)$  é a hamiltoniana do núcleo alvo  $A$  a respeito de suas coordenadas internas e  $V_{xA}$  é o potencial de interação entre o fragmento  $x$  e o alvo  $A$ , que podem estar ligados, no caso de uma transferência, ou não.

A função de onda total pode ser escrita, assumindo um modelo de três corpos, na representação *post-form* da seguinte forma:

$$\Psi(\xi, \vec{r}_x, \vec{r}_b) = [E^+ - K_b - U_{bB} - H_B]^{-1} V_{post}\psi(\xi, \vec{r}_x, \vec{r}_b) \quad (50)$$

onde  $E^+ = E + i\delta E$ , com  $\delta E \rightarrow 0$  e  $E$  é o autovalor correspondente a equação geral  $H\Psi = E\Psi$ ,  $V_{post} = V_{bx} + U_{bA} - U_{bB}$ ,  $H_B$  é a Hamiltoniana do par  $x + b$  e  $U_{bB}$  é um potencial de interação auxiliar.

Considerando que estamos interessados nas partículas  $b$  que são detectadas em um determinado estado de momento  $\vec{k}_b$ , devemos obter a função

de onda  $\chi_b^{(-)}$  que satisfaz a equação de partícula única:

$$\left[ K_b + U_{bB}^\dagger \right] \chi_b^{(-)}(\vec{k}_b, \vec{r}_b) = 0 \quad (51)$$

Combinando as equações 50 e 51, podemos obter a projeção do canal final  $b$  na função de onda total:

$$\langle \chi_b^{(-)} | \Psi \rangle = [E^+ - E_b - H_B]^{-1} \langle \chi_b^{(-)} | V_{post} | \Psi \rangle \quad (52)$$

A função de onda total  $\Psi$  deve ser aproximada pelo método DWBA ou calculada utilizando a solução de algum potencial óptico que descreva o espalhamento elástico  $a + A$  [26]. Já a projeção  $\langle \chi_b^{(-)} | \Psi \rangle$  pode ser expandida em um conjunto completo de estados de  $x + A$ :

$$\langle \chi_b^{(-)} | \Psi \rangle = \sum_c \psi_x^c \phi_A^c \quad (53)$$

onde  $c$  representa o nível de excitação do alvo  $A$ ,  $\phi_A^c$  é a função de onda e  $\psi_x^c$  é o o movimento relativo de  $x$  referente a essa excitação.

Para resolver estas equações é necessário utilizar a condição de contorno assintótica, semelhante à equação 24, e impor que não haverá ondas nos canais  $x$  e  $A$  para a função de onda final.

$$\psi_x^0(\vec{k}_b, \vec{r}_x) \rightarrow f(\vec{k}_b, \vec{r}_x) \frac{e^{ik_x r_x}}{r_x} \quad (54)$$

Dessa forma, é possível resolver a equação utilizando o teorema óptico de canais acoplados para escrever a seção de choque duplamente diferencial para os processos NEB de produção da partícula  $b$ :

$$\left( \frac{d^2 \sigma}{dE_b d\Omega_b} \right)_{NEB} = -\frac{2}{\hbar v_i} \rho_b(E_b) \langle \psi_x^0 | W_x | \psi_x^0 \rangle \quad (55)$$

onde  $\rho_b(E_b) = k_b \mu_b [(2\pi)^3 \hbar^2]$  é a densidade de estados de  $b$ ,  $W_x$  é a parte imaginária do potencial que descreve a interação  $A + x$  e  $\psi_x^0$  é a função de onda que descreve o movimento relativo de  $x + A$  quando o alvo está em seu estado fundamental. Descrições mais detalhadas deste método podem ser

encontradas nas referências [26, 27].

## 4.6 Cálculo da fusão e evaporação

Uma outra possibilidade para a produção de partículas alfa está relacionada ao processo de fusão, seguido pela evaporação da partícula alfa. Nesse processo, inicialmente é formado um núcleo composto que advém da fusão entre o projétil e o alvo. O núcleo composto pode ser formado em altas energias de excitação, e pode possuir uma alta densidade de níveis relacionada. Após sua formação, existe a possibilidade do núcleo composto emitir partículas leves como uma forma de desexcitação. As partículas mais comuns relacionadas a essa emissão são o próton, o nêutron, a partícula alfa e a gama.

O processo de fusão é extremamente complexo por envolver a formação do núcleo composto, que não configura uma reação direta. Além disso, a alta densidade de níveis também traz uma complexidade maior a esse tipo de reação. Por conta destes motivos, as abordagens relacionadas a esse processo geralmente envolvem métodos estatísticos. Um desses métodos foi proposto por A. Gavron, no ano de 1979 [28].

A seção de choque parcial de fusão pode ser calculada pela fórmula de Hauser-Feshbach:

$$\sigma_{a-b}^J = \frac{\pi}{k_a^2} (2J + 1) \frac{T_a^J T_b^J}{\sum_c T_c^J} \quad (56)$$

onde  $k_a$  é o número de onda no canal de entrada,  $J$  é o momento angular total e  $T_i^J$  são os coeficientes de transmissão em cada canal, que podem ser obtidos a partir de cálculos de modelo óptico ou pela parametrização:

$$T_l = \left[ 1 + \exp \frac{l - l_{max}}{\Delta} \right]^{-1} \quad (57)$$

com  $\Delta$  sendo um parâmetro de difusibilidade, e  $l_{max}$  sendo determinado pelo truncamento da seção de choque de fusão total  $\sigma_F$ .

$$\sigma_F = \sum_{J=0}^{\infty} \sigma_{a-b} \quad (58)$$

A equação 56 fornece a secção de choque parcial de fusão de dois núcleos no canal de entrada  $a$ , formando o núcleo composto e decaindo no canal  $b$ . Essa expressão descreve, para cada momento angular total  $J$ , a probabilidade de fusão como sendo o produto da probabilidade de formação do núcleo composto  $C$  no canal  $a$  ( $T_a^J$ ), pela probabilidade de decaimento no canal  $b$  ( $T_b^J$ ), dividido pela soma das probabilidade de todos os possíveis canais de decaimento  $\sum_c T_c^J$ .

A fórmula 58 fornece a secção de choque integrada somada sobre as projeções de spin  $I_b$ . Normalmente, um grande número de estados finais  $b$  são acessíveis num intervalo de energia de excitação correspondente à resolução em energia do feixe. Para reproduzir a secção de choque experimental, devemos integrar sobre todos os estados possíveis dentro do intervalo da resolução experimental. Essa integral é feita levando-se em conta a densidade de estados nos 2 núcleos finais do canal  $b$ , que são denominadas densidades de níveis  $\rho_b(\epsilon^*; I_b)$ , que podem ser obtidas com o auxílio do formalismo de *A. Gilbert* e *A. Cameron* [29] ou de medidas experimentais.

A partir do conhecimento dos coeficientes de transmissão  $T_j$  para todos os canais de decaimento, é possível utilizar o método de Monte Carlo para simular eventos de evaporação dos núcleos compostos. Dentro desses eventos, a probabilidade de emissão de cada partícula leve é associada a coeficientes de transmissão, enquanto a contagem dessa partícula é vinculada a intervalos angulares e intervalos de energia estipulados pela simulação. Dessa forma, é possível obter as distribuições angulares e em energia das partículas emitidas a partir das contagens de partículas simuladas em cada um desses intervalos.



## 5 Análise Teórica

Nesta seção, será feita uma descrição detalhada dos cálculos realizados utilizando os diferentes formalismos apresentados na seção 4, incluindo as principais informações utilizadas como parâmetros de entrada nos cálculos. Além disso, serão apresentados os resultados obtidos para as distribuições angulares e para as distribuições em energia das seções de choque de produção de partículas alfa relacionadas aos diferentes processos comentados. Os resultados teóricos obtidos para cada cálculo realizado foram normalizados de acordo com as intensidades dos projéteis no feixe secundário, conforme descrito na Seção 3.5.

### 5.1 Cálculos de CDCC

Foram realizados cálculos de Canais Acoplados com Discretização do Contínuo de 3 corpos (CDCC-3c) para os sistemas  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  e  ${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$  nas energias de  $E_{\text{lab}}({}^6\text{He}+{}^9\text{Be})=16,2$  e  $21,3$  MeV e  $E_{\text{lab}}({}^7\text{Li}+{}^9\text{Be})=13,1$  e  $17,6$  MeV. Esses cálculos foram feitos com o código FRESCO [30].

O cálculo realizado utilizando esse formalismo permite investigar a influência da quebra dos projéteis  ${}^6\text{He}$  e  ${}^7\text{Li}$  no espalhamento elástico, que não é objeto de estudo deste trabalho, bem como a produção de partículas de  ${}^4\text{He}$  associada ao processo de quebra elástica (EBU, *Elastic Breakup*). Esse cálculo permite compreender como a quebra do projétil afeta o espalhamento das partículas e também na produção do núcleo  ${}^4\text{He}$  como resultado desse processo de quebra, que é o objetivo neste trabalho.

Para descrever esses processos dentro de um formalismo de 3 corpos, utiliza-se uma configuração de *cluster* de 2 corpos para o projétil, enquanto o alvo é descrito por uma partícula única. Dessa forma, torna-se necessário informar os potenciais relacionados às interações dos possíveis subsistemas. Ou seja, são necessários os potenciais de interação entre o caroço e o alvo (Caroço-Alvo), entre a partícula de valência e o alvo (Valência-Alvo), além do potencial de ligação entre o caroço e a partícula de valência (caroço-valência).

Para realizar a comparação entre o resultado do cálculo de CDCC-3c e os dados experimentais da produção de partículas alfa, foi necessário

converter a seção de choque diferencial calculada pelo código FRESCO em uma seção de choque relativa ao ângulo das partículas alfa no referencial do laboratório. Esse procedimento foi realizado utilizando códigos computacionais fornecidos pelo *Prof. Dr. Jeff Tostevin* da Universidade de Surrey, no Reino Unido. Esses códigos são ferramentas especializadas que proporcionam a transformação adequada da seção de choque para permitir uma comparação direta com os dados experimentais medidos em relação aos ângulos das partículas alfa no laboratório.

Ademais, os resultados dos cálculos de CDCC-3c foram normalizados com base nos pesos atribuídos às partículas consideradas essenciais na produção de partículas alfa no feixe secundário, a saber,  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^7\text{Li}$  e  ${}^4\text{He}$ . Essa abordagem segue a metodologia detalhada na seção 3.5.

### 5.1.1 Cálculo de CDCC-3c para o sistema ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$

O  ${}^6\text{He}$  é um sistema de 3 corpos com estrutura Borromeana na configuração  ${}^6\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + n + n$ . Entretanto, a referência [31] descreve de uma forma simples e confiável a estrutura de *cluster* do  ${}^6\text{He}$  pelo formalismo de 2 corpos utilizando um modelo de di-nêutron. Assim, foi considerado o modelo de di-nêutron,  ${}^6\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2n$ , possibilitando o uso do formalismo do CDCC de 3 corpos na descrição do sistema  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ .

Foram incluídos estados do contínuo com as ondas com momentos  $s$ ,  $p$ ,  $d$ ,  $f$ ,  $g$ . Os estados do contínuo foram truncados na energia de excitação máxima de  $\epsilon_x \approx 14$  MeV nas energias  $E_{\text{lab}} = 16,2$  MeV e  $E_{\text{lab}} = 21,3$  MeV. Para obter mais informações sobre esses cálculos, recomenda-se consultar as referências [14, 15]. Essas referências fornecem detalhes adicionais e informações relevantes relacionadas aos cálculos mencionados.

Para realizar esses cálculos, foram considerados os potenciais apresentados na tabela 3. Para a interação  $2n+{}^9\text{Be}$ , empregou-se um modelo que requer o potencial para a interação  $n-{}^9\text{Be}$ . Esse potencial foi obtido a partir de uma parametrização que considerou a distribuição de densidade n-n, a qual foi determinada através de um cálculo de CDCC de 4 corpos pela *Profa. Manuela Rodriguez-Gallardo* da Universidade de Sevilha, Espanha.

Tabela 3: Potenciais utilizados no cálculo de CDCC-3c para o sistema  ${}^6\text{He} + {}^9\text{Be}$  nas energias de  $E_{\text{lab}} = 16,2 \text{ MeV}$  e  $E_{\text{lab}} = 21,3 \text{ MeV}$ .

$E_{\text{lab}} = 16,2 \text{ MeV}$							
Interação	$V_0$ (MeV)	$r_0$ (fm)	$a_0$ (fm)	$W_0$ (MeV)	$r_i$ (fm)	$a_i$ (fm)	Ref.
${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$	51,2	1,846	0,58	2,6	1,846	0,55	[32]
$2n+{}^4\text{He}$	87,528	1,9	0,39	-	-	-	[31]
$2n+{}^4\text{He} (+1)$	92,49	1,9	0,39	-	-	-	[31]
$2n+{}^4\text{He} (-1)$	87,528	1,9	0,39	-	-	-	[31]
$E_{\text{lab}} = 21,3 \text{ MeV}$							
Interação	$V_0$ (MeV)	$r_0$ (fm)	$a_0$ (fm)	$W_0$ (MeV)	$r_i$ (fm)	$a_i$ (fm)	Ref.
${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$	60	1,846	0,59	4,2	1,846	0,59	[32]
$2n+{}^4\text{He}$	87,528	1,9	0,39	-	-	-	[31]
$2n+{}^4\text{He} (+1)$	92,49	1,9	0,39	-	-	-	[31]
$2n+{}^4\text{He} (-1)$	87,528	1,9	0,39	-	-	-	[31]

### 5.1.2 Cálculo de CDCC-3c para o sistema ${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$

O  ${}^7\text{Li}$  foi considerado, dentro da configuração de *cluster*  ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + t$ , e possui energia de ligação de  $S_t=2,467 \text{ MeV}$ .

Foram incluídos estados do contínuo com as ondas com momentos  $s$ ,  $p$ ,  $d$ ,  $f$ ,  $g$ . Os estados do contínuo foram truncados na energia de excitação máxima de  $\epsilon_x \approx 9 \text{ MeV}$  e foram discretizados utilizando 16 bins para cada momento angular, em ambas as energias  $E_{\text{lab}} = 13,1 \text{ MeV}$  e  $E_{\text{lab}} = 17,6 \text{ MeV}$ . Um exemplo da seção de choque de quebra para cada momento angular em função da energia de excitação está apresentada na figura 18, comprovando a convergência do cálculo.

Para realizar esses cálculos, foram considerados os potenciais apresentados na tabela 4, com suas respectivas referências.

### 5.1.3 Resultados dos cálculos de CDCC-3c

Os resultados do cálculo de CDCC-3c para o sistema  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ , nas energias  $E_{\text{lab}} = 16,2 \text{ MeV}$  e  $E_{\text{lab}} = 21,3 \text{ MeV}$ , estão representados na figura 19 pela linha azul tracejada. Já os resultados do cálculo de CDCC-3c para o sistema  ${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$ , nas energias  $E_{\text{lab}} = 13,1 \text{ MeV}$  e  $E_{\text{lab}} = 17,6 \text{ MeV}$ , estão representados na figura 19 pela linha vermelha tracejada. A linha preta contínua representa a contribuição total obtida do cálculo de CDCC-3c, chamada de EBU que corresponde aos cálculos considerando apenas a que-

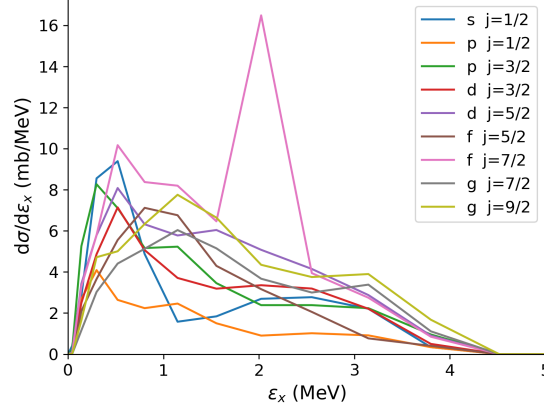


Figura 18: Seção de choque de quebra  $d\sigma/d\epsilon_x$  em função da energia de excitação  $\epsilon_x$  obtida nos cálculos de CDCC para o sistema  ${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$  para  $E_{\text{lab}}=13,1$  MeV.

Tabela 4: Potenciais utilizados no cálculo de CDCC para o sistema  ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$  nas energias de  $E_{\text{lab}} = 13,1$  MeV e  $E_{\text{lab}} = 17,6$  MeV. O potencial  ${}^4\text{He}+{}^3\text{H}$  é dependente da paridade e possui a forma gaussiana dada por  $V(r) = -V_0 e^{-(r/r_0)^2}$  (parte real) e  $V_{ls}(r) = -V_{so} e^{-(r/r_{so})^2} (2l.s)$  (parte imaginária) [33].

$E_{\text{lab}} = 13,1$ MeV							
Interação	$V_0$ (MeV)	$r_0$ (fm)	$a_0$ (fm)	$W_0$ (MeV)	$r_i$ (fm)	$a_i$ (fm)	Ref.
${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$	128,4	1,72	0,50	3,35	1,72	0,50	[32]
${}^3\text{H}+{}^9\text{Be}$	145,0	0,85	0,704	1,91	2,06	0,722	[32]
${}^4\text{He}+{}^3\text{H}$ (BE)	83,77	2,52	-	3,8	2,52	-	[33]
${}^4\text{He}+{}^3\text{H}$ (+1)	66,10	2,52	-	3,8	2,52	-	[33]
${}^4\text{He}+{}^3\text{H}$ (-1)	83,77	2,52	-	3,8	2,52	-	[33]
$E_{\text{lab}} = 17,6$ MeV							
Interação	$V_0$ (MeV)	$r_0$ (fm)	$a_0$ (fm)	$W_0$ (MeV)	$r_i$ (fm)	$a_i$ (fm)	Ref.
${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$	46,50	1,846	0,61	2,2	1,846	0,61	[32]
${}^3\text{H}+{}^9\text{Be}$	145,0	0,85	0,704	1,91	2,06	0,722	[32]
${}^4\text{He}+{}^3\text{H}$ (BE)	83,77	2,52	-	3,8	2,52	-	[33]
${}^4\text{He}+{}^3\text{H}$ (+1)	66,1	2,52	-	3,8	2,52	-	[33]
${}^4\text{He}+{}^3\text{H}$ (-1)	83,77	2,52	-	3,8	2,52	-	[33]

bra elástica.

A seção de choque duplamente diferencial para a produção de partículas alfa na colisão  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  é apresentada em função da energia na figura 20, assim como os respectivos resultados dos cálculos de CDCC-3c para os sistemas  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  e  ${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$ . As distribuições em energia são obtidas considerando ângulos fixos, dessa forma são apresentadas nos ângulos de  $27^\circ$ ,  $36^\circ$  e  $45^\circ$ , nas energias de laboratório  $E_{\text{lab}}=16,2$  MeV, na esquerda e  $E_{\text{lab}}=21,3$  MeV,

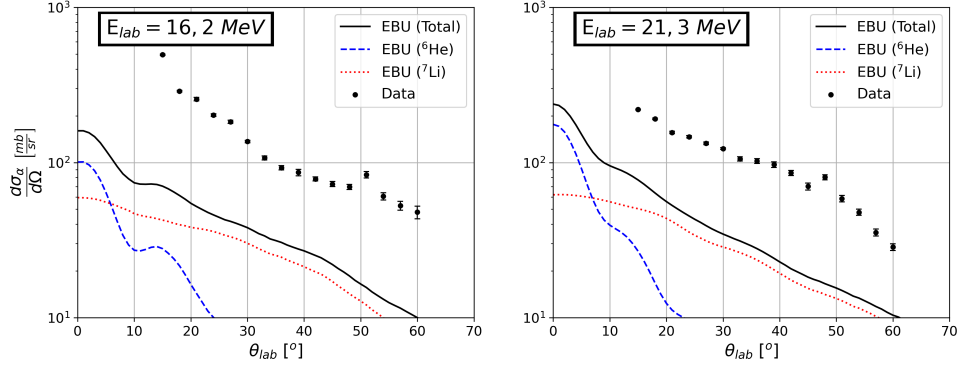


Figura 19: Distribuição angular de produção de partículas alfa na colisão  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  nas energias de  $E_{\text{lab}}({}^6\text{He})=16,2$  MeV (esquerda) e  $E_{\text{lab}}({}^6\text{He})=21,3$  MeV (direita). Os pontos pretos correspondem aos dados, a linha tracejada azul representa o cálculo de CDCC-3c para o sistema  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ , a linha tracejada vermelha representa o cálculo de CDCC-3c para o sistema  ${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$  e a linha contínua corresponde a soma dos cálculos (EBU).

na direta.

Nos cálculos de CDCC-3c para os sistemas  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  e  ${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$  mencionados, apenas a quebra dos projéteis  ${}^6\text{He}$  e  ${}^7\text{Li}$  foram consideradas, o que significa que o alvo  ${}^9\text{Be}$  permanece no estado fundamental e não é excitado. Embora a forma da distribuição angular seja bem reproduzida, observa-se que os cálculos de CDCC-3c para a quebra dos projéteis  ${}^6\text{He}$  e  ${}^7\text{Li}$  subestimam a secção de choque obtida experimentalmente, indicando que, provavelmente, outros processos são relevantes na produção das partículas alfa observadas.

#### 5.1.4 Cálculos de CDCC de 4 corpos

O alvo de  ${}^9\text{Be}$  é um sistema fracamente ligado que, na configuração  ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He} + n$  pode ser separado por uma energia de apenas  $S_{2\alpha}=1,574$  MeV. Essa contribuição não foi considerada no cálculo de CDCC de 3 corpos, visto que neste tipo de cálculo, o alvo é sempre considerado como partícula única.

Para contabilizar as partículas alfa provenientes da quebra do alvo foi necessário realizar cálculos de CDCC de 4 corpos, considerando a cinemática inversa. Dessa forma, considerou-se o  ${}^9\text{Be}$  como projétil, já que esse método não permite estudar a quebra do alvo. A necessidade do formalismo de 4 corpos vem da configuração de 3 corpos do  ${}^9\text{Be}$ , somado aos alvos que

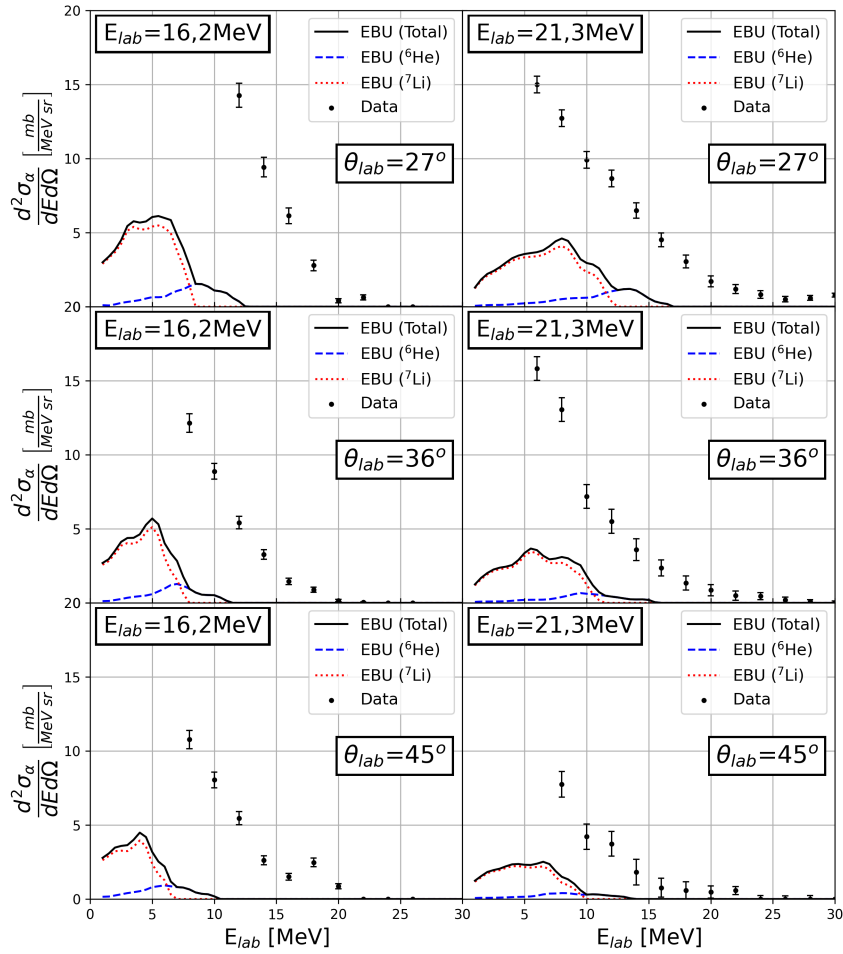


Figura 20: Seção de choque duplamente diferencial para a produção de partículas alfa na colisão  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  nas energias de  $E_{\text{lab}}=16,2$  MeV (esquerda) e  $E_{\text{lab}}=21,3$  MeV (direita). Nesse gráfico, os pontos pretos correspondem aos dados experimentais, a linha azul tracejada representa o cálculo do modelo CDCC-3c para o sistema  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ , a linha vermelha tracejada representa o cálculo de CDCC-3b para o sistema  ${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$ , e a linha contínua representa a soma dos cálculos (EBU).

serão considerados como partículas únicas. Como a colisão  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  foi medida em duas diferentes energias, teremos, em cinemática inversa,  ${}^9\text{Be}+{}^6\text{He}$  a  $E_{\text{lab}}=24,3$  MeV e  $E_{\text{lab}}=31,95$  MeV. Neste formalismo, é necessário utilizar potenciais que descrevam as interações entre os núcleos caroço-alvo e valência-alvo.

Para o cálculo de CDCC-4c do sistema  ${}^9\text{Be}+{}^6\text{He}$ , são necessários os potenciais  ${}^4\text{He}+{}^6\text{He}$  e  $n+{}^6\text{He}$ . Para a interação  ${}^4\text{He}+{}^6\text{He}$  utilizou-se um potencial para o sistema  ${}^4\text{He}+{}^6\text{Li}$  nas energias de 12,54 MeV e 14,04 MeV para

o cálculo a  $E_{\text{lab}}=24,30$  MeV e  $E_{\text{lab}}=31,95$  MeV, respectivamente. Esses potenciais foram obtidos da Ref. [32]. Para a interação  $n+{}^6\text{He}$ , devido ao fato dos potenciais  $n+\text{alvo}$  mudarem muito no intervalo de energia necessário nesse cálculo, foram testados dois potenciais globais diferentes. Embora esses dois potenciais não estejam bem estabelecidos para este sistema específico, eles puderam ser calculados nas energias corretas. Os potenciais globais de Becchetti-Greenlees [34] e Koning-Delaroche [35] foram testados, e devido a resultados semelhantes, optou-se por utilizar o potencial de Koning-Delaroche por ser mais estabelecido na comunidade. Esses cálculos foram realizados pela *Profa. Dra. Manuela Rodríguez-Gallardo*, da Universidade de Sevilha, Espanha, no referencial do centro de massa (ver figura 22 - linha azul). Os resultados obtidos não podem ser diretamente comparados aos dados experimentais por estarem em um referencial diferente. Sendo assim, foi necessário realizar a transformação do referencial do centro de massa para o referencial do laboratório. Para a transformação de referenciais, foi utilizado o código CINEMA, que realiza cálculos de cinemática de reação baseado em um cálculo clássico de sistema binário, de acordo com a Ref. [36]. Para essa conversão, foi preciso utilizar uma aproximação e considerar que as duas partículas alfa, provenientes da quebra do  ${}^9\text{Be}$ , são espalhadas na mesma direção. Essa consideração é necessária para que não haja parâmetros livres na transformação, de forma a se assemelhar com a transformação entre referenciais de um sistema binário, que pode ser realizada exatamente.

Dessa forma, a partir do  $\theta_{\text{lab}}$  experimental, calculou-se o  $\theta_{\text{cm}}$  para a partícula alfa espalhada e para o  ${}^9\text{Be}$  de recuo usando a cinemática da reação considerando uma energia de excitação próxima ao limiar de quebra do  ${}^9\text{Be}$ . Porém, no caso da partícula de recuo, foi necessário usar a aproximação de  $Q=0$ , ou seja,  $\theta_{\text{cm}}^{9\text{Be}} = 180 - 2\theta_{\text{lab}}$ . Essa é uma aproximação razoável, visto que os valores angulares não diferem muito entre  $Q=0$  e  $Q=3$ .

A função de conversão angular foi construída tanto para as partículas alfa provenientes da quebra do alvo de  ${}^9\text{Be}$  (*recuo*), quanto para as partículas alfa que interagem com o  ${}^9\text{Be}$  e são detectadas (*direta*). As partículas alfa contaminantes contidas no feixe secundário, podem quebrar o  ${}^9\text{Be}$  e, além disso, serem detectadas pelo sistema de detecção. Sendo assim, chamaremos de contribuição *direta* a possibilidade do projétil ser uma partícula alfa. A

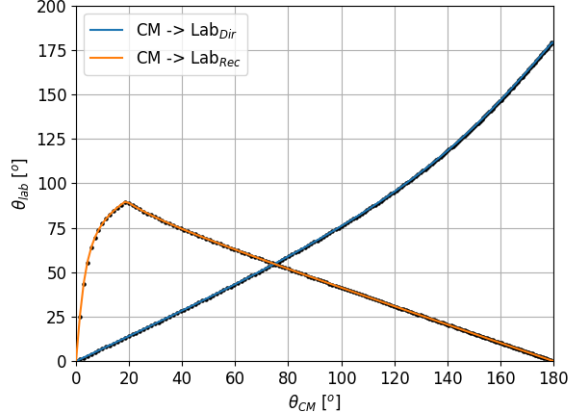


Figura 21: Função de transformação dos ângulos de espalhamento, do referencial do centro de massa para o referencial do laboratório, para o sistema  ${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$  em  $E_{\text{lab}}=24,7$  MeV.

contribuição das partículas alfa oriundas da quebra do  ${}^9\text{Be}$ , que são espalhadas como *recuo*, foi considerada para os casos nos quais a interação se dá com os elementos  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^6\text{He}$  e  ${}^7\text{Li}$ . Como foi considerado que ambas as partículas alfa provenientes da quebra são espalhadas na mesma direção, as seções de choque desse processo de quebra foram multiplicadas pelo fator 2. Um exemplo função de transformação, que converte o ângulo de espalhamento no centro de massa para o ângulo de espalhamento do referencial do laboratório, está disposta na figura 21 para o caso da colisão  ${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$  em  $E_{\text{lab}}=24,7$  MeV.

Por outro lado, seção de choque diferencial foi devidamente convertida usando o fator de conversão jacobiano, que transforma o referencial do centro de massa para o referencial do laboratório.

Desta forma, com a função de transformação para os ângulos e utilizando o jacobiano de transformação para a seção de choque, foi possível converter os cálculos do CDCC de 4 corpos para o referencial do laboratório, tanto para as partículas de recuo, provenientes da quebra do  ${}^9\text{Be}$ , quanto para as partículas alfa diretas. Basicamente, a transformação se deu da seguinte forma:  $\sigma_{\alpha}^{\text{lab}} = \sigma^{\text{cm}}(\theta_{\text{cm}}^{\alpha}) + 2\sigma^{\text{cm}}(\theta_{\text{cm}}^{{}^9\text{Be}})$ . Um exemplo de comparação entre estas conversões está disposta na figura 22 para o caso do sistema  ${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$ .



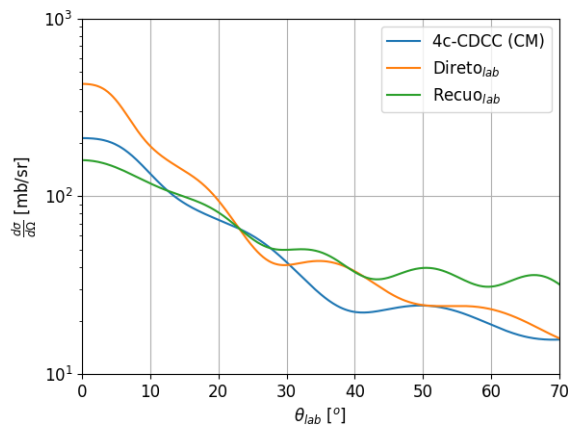


Figura 22: Comparação do cálculo de CDCC de 4 corpos para a quebra de alfa no referencial do centro de massa (linha azul), com as conversões do projétil diretamente espalhado (linha laranja) e das partículas de recuo (linha verde) para o caso do sistema  ${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$  em  $E_{lab}=24,7$  MeV.

A consideração feita foi suficiente para realizar a conversão dos ângulos e da seção de choque e obter a distribuição angular da seção de choque no referencial do laboratório. Porém, não foi possível obter as distribuições em energia utilizando este método, visto que isso exigiria uma conversão muito mais complexa, como a realizada nos cálculos de CDCC-3c utilizando o código do *Prof. Dr. Jeff Tostevin*, da Universidade de Surrey. Nesse caso, provavelmente outras considerações seriam necessárias devido aos parâmetros livres da dinâmica de uma quebra em 3 corpos. Dessa forma, a análise da quebra do alvo de  ${}^9\text{Be}$  foi restrita ao cálculo das distribuições angulares da seção de choque de produção de partículas alfa.

### 5.1.5 Resultados dos cálculos de CDCC-4c

Os resultados obtidos com os cálculos de CDCC de 4 corpos, considerando a quebra do  ${}^9\text{Be}$  na interação com os projéteis  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^7\text{Li}$  e  ${}^4\text{He}$  estão apresentados na figura 23.

Pelos resultados apresentados, o processo de quebra do alvo de  ${}^9\text{Be}$  se mostrou uma contribuição relevante para a produção de partículas alfa. Mesmo o feixe secundário de  ${}^4\text{He}$  possuindo uma baixa intensidade em relação à normalização (ver tabela 2), a quebra do alvo de  ${}^9\text{Be}$  envol-

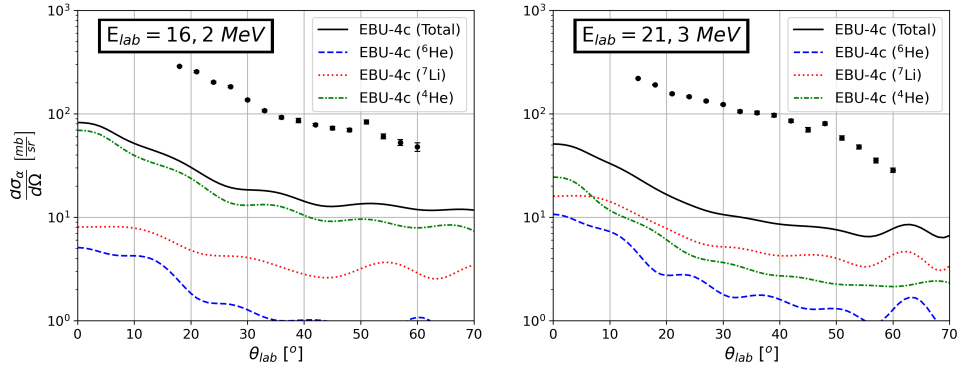


Figura 23: Distribuição angular de produção de partículas alfa (pontos pretos) provenientes da colisão  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  nas energias de  $E_{\text{lab}}=16,2$  MeV (esquerda) e  $E_{\text{lab}}=21,3$  MeV (direita). Cálculos de CDCC-4c considerando a quebra do  ${}^9\text{Be}$  na interação com  ${}^6\text{He}$  (linha azul tracejada-pontilhada), com  ${}^7\text{Li}$  (linha vermelha tracejada-pontilhada) e com  ${}^4\text{He}$  (linha verde tracejada-pontilhada). A linha preta sólida representa a soma desses processos (EBU).

vendo esse projétil obteve uma forte contribuição. Isso se deve em partes ao fato das partículas alfa diretas do projétil estarem sendo considerados, nesse caso. Embora essa colisão tenha sido a principal contribuição para a quebra do alvo na energia experimental de  $E_{\text{lab}}=16,2$  MeV, na energia de  $E_{\text{lab}}=21,3$  MeV a contribuição da quebra do alvo pelo projétil de  ${}^7\text{Li}$  foi a mais presente no intervalo dos dados experimentais. Nesta segunda energia experimental, a razão entre os valores de normalização do  ${}^7\text{Li}$  e do  ${}^4\text{He}$  é muito maior, justificando predominância da contribuição do projétil de  ${}^7\text{Li}$  nesse cálculo.

## 5.2 Cálculos de IAV

Foi utilizado o formalismo de Ichimura-Austern-Vincent para estudar reações inclusivas e obter informação de processos não elásticos de quebra (breakup) e transferências.

O formalismo de IAV consiste em um cálculo, onde um dos fragmentos do projétil interage fortemente com o alvo, formando um sistema composto (alvo+fragmento). Esse sistema composto pode estar em vários estados de energia, desde o estado fundamental até estados com energia acima do limiar de emissão de partículas. O fragmento restante do projétil é a partícula detectada, cujas distribuições em energia e ângulo são medidas. O IAV é um

formalismo que descreve o processo em 1 etapa (DWBA), fornecendo tanto a distribuição em energia do fragmento detectado como sua distribuição angular, que podem ser comparadas com as medidas experimentais. A partir da distribuição em energias do fragmento detectado, é possível se obter a energia de excitação do sistema de recuo. Em geral, esta distribuição é bastante larga, indo desde o estado fundamental (*gs*) até estados acima do limiar de emissão de partículas, apresentando um máximo para uma dada energia de excitação [21].

Os ingredientes fundamentais para esse tipo de cálculo são os potenciais ópticos que descrevem a interação entre os núcleos participantes da reação, bem como a parte imaginária do potencial entre a partícula transferida e o alvo. O código utilizado nos cálculos realizados com o formalismo de IAV foi desenvolvido por *J. Lei* e *A. M. Moro*, e é descrito na Ref. [26].

Neste cálculo foi utilizada uma configuração de *cluster* de 3 corpos para os projéteis, equivalente a utilizada nos cálculos de CDCC de 3 corpos:  ${}^6\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2n$  e  ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{H}$ , onde o  ${}^4\text{He}$  é a partícula detectada. Esses cálculos foram realizados para estudar a produção de partículas alfa provenientes das seguintes colisões:  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  e  ${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$ . O código utilizado nesse estudo sempre considera a quebra do projétil em dois fragmentos.

Para realizar o cálculo da quebra (breakup) do alvo  ${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$ , uma possibilidade seria considerar o processo inverso, ou seja, a reação  ${}^9\text{Be}+{}^4\text{He}$ , considerando o  ${}^9\text{Be}$  como o projétil. Porém, com a limitação de dois corpos, um cálculo aproximado poderia ser realizado considerando os dois processos seguintes: (i)  ${}^9\text{Be} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + (n + {}^4\text{He})$  e (ii)  ${}^9\text{Be} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^5\text{He} + ({}^4\text{He} + {}^4\text{He})$ . No entanto, dado que a parte imaginária dos sistemas  $n+{}^4\text{He}$  e  ${}^4\text{He}+{}^4\text{He}$  é muito pequena para essas energias baixas, a contribuição do processo de quebra não elástica (NEB) deve ser pequena. Portanto, esperamos que, para o sistema  ${}^9\text{Be}+{}^4\text{He}$ , a principal contribuição seja devida a quebra elástica, que foi estudada através dos cálculos de CDCC.

### 5.2.1 Cálculo de IAV para os sistemas ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ e ${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$

Os potenciais utilizados nos cálculos realizados para os sistemas  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  e  ${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$  e as respectivas referências são apresentados na tabela 5. Para a interação  ${}^3\text{H}+{}^9\text{Be}$  utilizou-se o potencial global de Becchetti-Greenlees [34],

calculado na energia apropriada. O potencial para o sistema  ${}^4\text{He}+{}^{12}\text{B}$  não foi encontrado na literatura e, portanto, foi utilizado o potencial para o sistema  ${}^4\text{He}+{}^{12}\text{C}$  da Ref. [37] de forma aproximada.

Tabela 5: Potenciais utilizados no cálculo de IAV. O potencial  ${}^4\text{He}+{}^3\text{H}$  possui a forma gaussiana dada por  $V(r) = -V_0e^{-(r/r_0)^2}$  (parte real) e  $V_{i_s}(r) = -V_{s_0}e^{-(r/r_{s_0})^2}(2l.s)$  (parte imaginária) [33], porém, neste cálculo, omitiu-se a parte imaginária.

${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$							
Interação	$V_0$ (MeV)	$r_0$ (fm)	$a_0$ (fm)	$W_0$ (MeV)	$r_i$ (fm)	$a_i$ (fm)	Ref.
${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$	46,97	1,2	0,8	3,32	2,41	0,86	[14]
${}^4\text{He}+{}^{11}\text{Be}$	51,2	1,846	0,58	2,6	1,846	0,58	[32]
${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$	51,2	1,846	0,58	2,6	1,846	0,5	[32]
$2n+{}^4\text{He}$	87,528	1,9	0,39	-	-	-	[38]
${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$							
Interação	$V_0$ (MeV)	$r_0$ (fm)	$a_0$ (fm)	$W_0$ (MeV)	$r_i$ (fm)	$a_i$ (fm)	Ref.
${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$	114,2	1,286	0,853	37,14	1,739	0,809	[39]
${}^4\text{He}+{}^{12}\text{B}$	66,0	1,8	0,353	0,003	1,8	0,353	[32, 37]
${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$	50,85	1,72	0,5	1,42	1,72	0,5	[32]
${}^4\text{He}+{}^3\text{H}$	83,77	2,52	-	-	-	-	[40]

## 5.2.2 Resultados dos cálculos de IAV

Na figura 24 é apresentada a comparação entre a distribuição angular de produção de partículas alfa e os resultados das contribuições individuais de cada processo considerado e calculado utilizando o formalismo de IAV (NEB).

A figura 25 apresenta a seção de choque duplamente diferencial em função da energia para a produção de partículas alfa comparadas com o resultado dos cálculos de IAV. Como consideramos vários processos possíveis para a produção de partículas alfa, apresentamos as distribuições em energia para os ângulos separadamente, sem somar.

A partir dos resultados apresentados, verifica-se que a contribuição de processos não-elásticos se mostrou relevante para a análise. É possível observar também que a contribuição de processos não-elásticos relacionados à colisão  ${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$  foi mais intensa para todo intervalo angular superior a aproximadamente  $8^\circ$ . Entretanto, mesmo considerando a normalização do feixe secundário de  ${}^6\text{He}$ , que foi bem inferior ao  ${}^7\text{Li}$  (ver tabela 2), a colisão  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  tem uma contribuição mais intensas na região dianteira, onde não

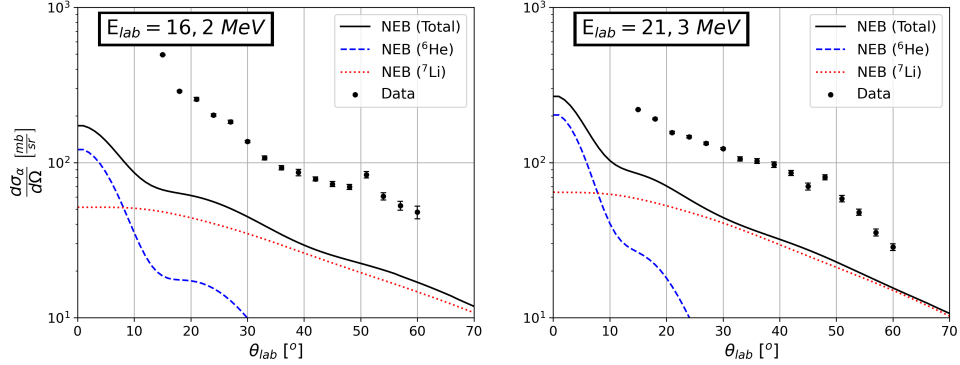


Figura 24: Distribuição angular de partículas alfa produzidas na colisão  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  nas energias de  $E_{\text{lab}}=16,2$  MeV (esquerda) e  $E_{\text{lab}}=21,3$  MeV (direita). Os pontos pretos correspondem aos dados experimentais, a linha azul tracejada representa o cálculo de IAV para o sistema  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  e a linha vermelha pontilhada representa o cálculo de IAV para o sistema  ${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$ .

há dados experimentais.

Comparando os resultados de cada energia experimental, as contribuições de processos não-elásticos foram pouco mais intensas na energia maior de  $E_{\text{lab}}=21,3$  MeV. Além disso, na figura 25 pode-se perceber os deslocamentos em energia das distribuições da seção de choque, que tiveram perfis similares.

### 5.3 Simulação fusão-evaporação

Para realizar o método estatístico de fusão+evaporação descrito na seção 4.6, foi utilizado o código PACE 2 [28]. Este programa não calcula seções de choque, apenas realiza uma simulação Monte Carlo, usando as fórmulas da seção 4.6, do número de partículas emitidas (nêutrons, prótons, dêuterons, trítios, alfas, etc) em um dado intervalo de energia e ângulo, para um dado número de fusões totais ( $N_{\text{max}}$ ). Para o cálculo das seções de choque diferenciais, são utilizadas as sistemáticas padrões do PACE 2, que incluem o cálculo do valor de  $\sigma_{\text{F}}$  total, baseado no método de Bass [41]. A seção de choque diferencial é dada pela expressão:

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{N_{\delta\theta}\sigma_{\text{F}}}{N_{\text{max}}\Delta\Omega}, \quad (59)$$

onde  $N_{\delta\theta}$  é o número total de partículas de um determinado tipo, em um certo intervalo angular ( $\delta\theta = 10$  deg no PACE), e  $\Delta\Omega$  o ângulo sólido corres-

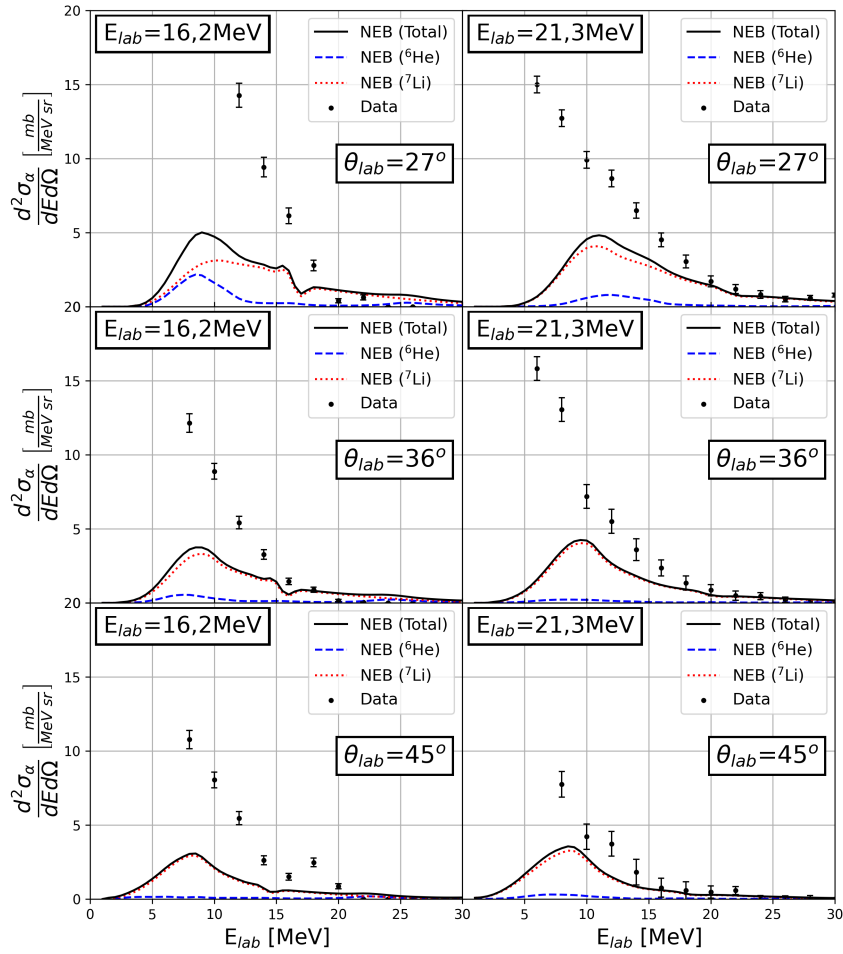


Figura 25: Seção de choque duplamente diferencial para a produção de partículas alfa na colisão  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  nas energias de  $E_{lab}=16,2$  MeV (esquerda) e  $E_{lab}=21,3$  MeV (direita). Nesse gráfico, os pontos pretos correspondem aos dados experimentais, a linha azul tracejada representa o cálculo de IAV para o sistema  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ , a linha vermelha tracejada representa o cálculo de IAV para o sistema  ${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$ , e a linha contínua representa a soma dos cálculos (NEB).

pondente. Consequentemente, a integral em ângulo das seções diferenciais fornecidas pelo PACE, para cada tipo de partícula, dividida pela multiplicidade ( $M = N_t/N_{max}$ ) correspondente, onde  $N_t = \sum_{\theta} N_{\theta}$  é o número total de partículas de um determinado tipo, e deve necessariamente fornecer a seção de choque total de fusão  $\sigma_F$ .

O cálculo das densidades de níveis é feito utilizando o formalismo de *A. Gilbert* e *A. Cameron* [29], e as sistemáticas internas para a obtenção dos coeficientes de transmissão.

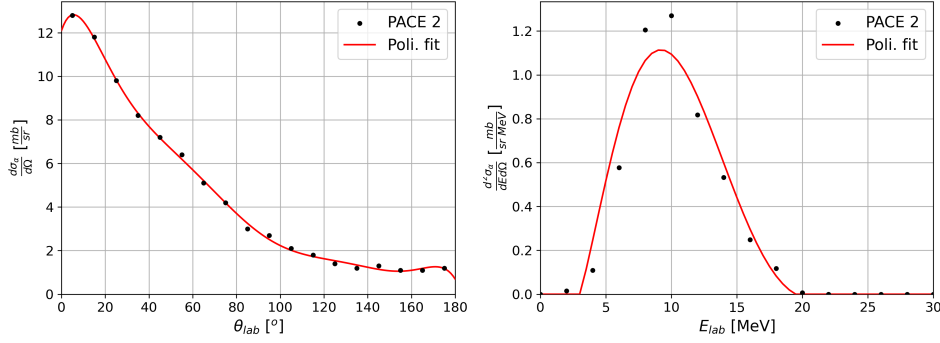


Figura 26: Ajuste polinomial dos resultados obtidos pela simulação utilizando o código PACE 2 para a fusão  ${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$  na energia de  $E_{\text{lab}}({}^7\text{Li})=13,1$  MeV. A esquerda pode ser vista a distribuição angular da seção de choque, enquanto na direita pode ser visto um exemplo de distribuição em energia para o ângulo  $\theta_{\text{esp}}=25^\circ$ .

Para que os resultados do PACE possam ser comparados e somados às contribuições dos outros cálculos, foi necessário realizar um ajuste polinomial nos pontos obtidos pela simulação. Como mencionado, a simulação do PACE enquadra as contagens em intervalos de  $10^\circ$  e 1 MeV, enquanto os outros cálculos são realizados em passos menores. Um exemplo de ajuste polinomial é disposto na figura 26, para o caso da fusão  ${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$  na energia de  $E_{\text{lab}}({}^7\text{Li})=13,1$  MeV.

Nessa análise, foram considerados os sistemas  ${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$  ( $E_{\text{lab}}({}^4\text{He})=24,7$  e  $32,2$  MeV),  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  ( $E_{\text{lab}}({}^6\text{He})=16,2$  e  $21,3$  MeV) e  ${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$  ( $E_{\text{lab}}({}^7\text{Li})=13,1$  e  $17,6$  MeV), utilizando as sistemáticas padrões em todos os casos. Na figura 27 são apresentadas os resultados da distribuição angular da seção de choque de produção de partículas alfa para as contribuições individuais de cada processo de fusão-*evaporação*, obtidos com o PACE 2.

Da mesma forma, foi possível obter as distribuições em energia do processo de fusão+*evaporação* de partículas alfa utilizando as simulações do código PACE 2. Exemplos de distribuições angulares são apresentadas na figura 28 para os ângulos  $27^\circ$ ,  $36^\circ$  e  $45^\circ$ .

Pelos resultados apresentados, pode-se verificar que a contribuição dos processos de fusão+*evaporação* é considerável. A fusão  ${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$  na energia de 16,2 MeV, especialmente, obteve um resultado bem elevado. Esse processo é interessante pois a alfa se funde com o alvo de  ${}^9\text{Be}$ , formando o núcleo composto  ${}^{13}\text{C}^*$ , que posteriormente emite uma partícula alfa. Ou

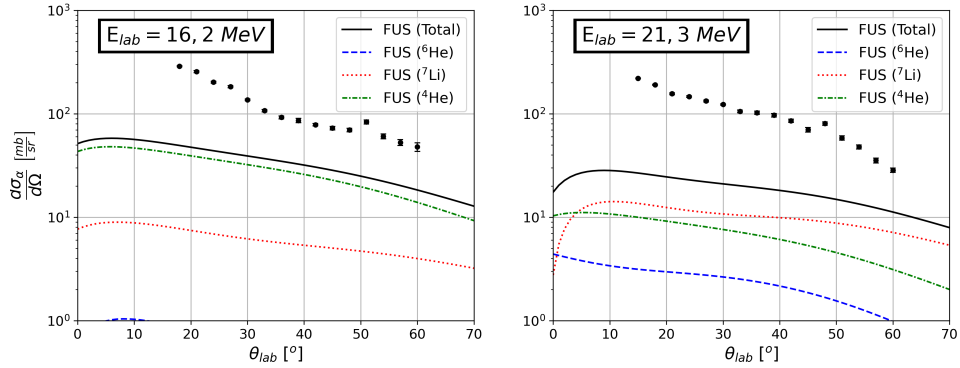


Figura 27: Distribuição angular de produção de partículas alfa provenientes da colisão  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  nas energias de  $E_{\text{lab}}=16,2$  MeV (esquerda) e  $E_{\text{lab}}=21,3$  MeV (direita) comparadas com a simulação de fusão-evaporação utilizando o código PACE 2. Os pontos pretos são os dados experimentais, a linha azul tracejada-pontilhada representa o sistema  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ , a linha vermelho tracejada-pontilhada representa o sistema  ${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$ , a linha verde tracejada-pontilhada representa o sistema  ${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$  e a linha preta contínua é a soma das diferentes contribuições (FUS).

seja, a alfa induz o processo de fusão e também é o produto da emissão por desexcitação.

Considerando a normalização do feixe secundário, é possível verificar que na energia de  $E_{\text{lab}}=16,2$  MeV a maior contribuição de fusão+evaporação veio da colisão  ${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$ , que obteve uma contribuição excepcional, enquanto na energia de  $E_{\text{lab}}=21,3$  MeV foi a colisão  ${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$ . As simulações de fusão+evaporação da colisão  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  resultaram em valores próximos aos da colisão  ${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$ , entretanto, a contribuição do feixe secundário de  ${}^7\text{Li}$  é muito mais intensa, tornando a contribuição de fusão do  ${}^6\text{He}$  praticamente desprezível.



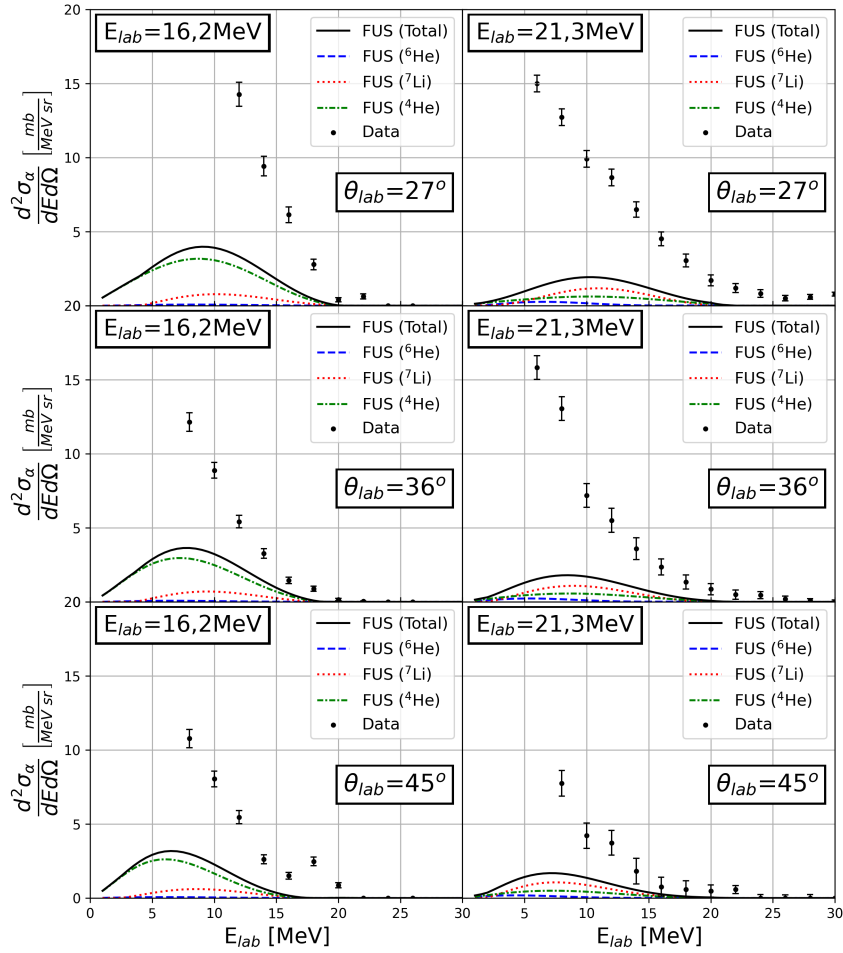


Figura 28: Seção de choque duplamente diferencial para a produção de partículas alfa na colisão  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  nas energias de  $E_{lab}=16,2$  MeV (esquerda) e  $E_{lab}=21,3$  MeV (direita). Nesse gráfico, os pontos pretos correspondem aos dados experimentais, a linha azul tracejada representa a simulação do PACE 2 para o sistema  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ , a linha vermelha tracejada representa a simulação do PACE 2 para o sistema  ${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$ , a linha verde tracejada representa a simulação do PACE 2 para o sistema  ${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$  e a linha contínua representa a soma dos cálculos (FUS).

## 6 Comparação entre os cálculos

Na seção 5 foram apresentados os resultados obtidos das análises teóricas efetuadas considerando a quebra elástica do projétil (EBU-3c) e do alvo (EBU-4c), processos não-elásticos (NEB) e de fusão-evaporação (FUS), para cada projétil presente no feixe secundário. Essas análises foram realizadas através dos métodos de CDCC-3c, CDCC-4c, IAV e simulação com o PACE, respectivamente. Nesta seção, os resultados da soma das contribuições considerando todos esses processos serão apresentados, viabilizando, enfim, a comparação entre os dados experimentais e os cálculos teóricos. Além disso, serão comparadas as contribuições de cada processo, o que permitirá a compreensão dos principais mecanismos de reação relacionados com a produção de partículas alfa no experimento  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ .

As distribuições angulares teóricas obtidas a partir dos métodos mencionados foram combinadas e estão apresentadas na figura 29, juntamente com os dados nas energias de  $E_{\text{lab}}=16,2$  MeV (acima) e  $E_{\text{lab}}=21,3$  MeV (abaixo). Os cálculos efetuados, em conjunto, exibem uma concordância satisfatória com a distribuição angular experimental de produção de partículas alfa em ambas energias. Em particular, para a energia de 21,3 MeV, o acordo obtido foi muito bom. Ao observar os resultados obtidos, torna-se evidente que todas as reações consideradas em nossa análise possuem uma contribuição relevante na produção de partículas alfa no experimento  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ . É importante mencionar que a energia da barreira Coulombiana para esse sistema é de apenas  $E_B=2,22$  MeV no referencial do centro de massa, ou seja, os dados analisados estão muito acima da barreira ( $E_{\text{cm}}=9,72$  MeV e  $E_{\text{cm}}=12,78$  MeV).

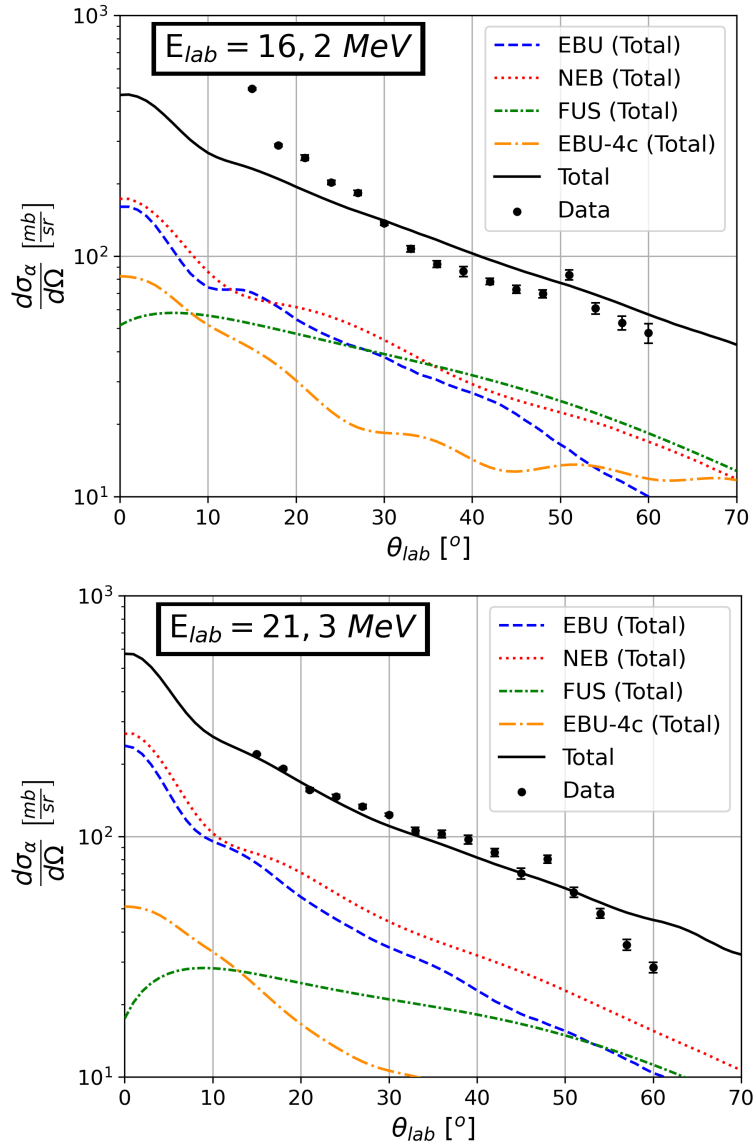


Figura 29: Distribuição angular da produção de partículas alfa, obtida de dados experimentais para o sistema  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  nas energias de  $E_{lab}=16,2 \text{ MeV}$  (acima) e  $E_{lab}=21,3 \text{ MeV}$  (abaixo), comparada com os cálculos de CDCC-3c para a quebra do projétil, CDCC-4c para a quebra do alvo, IAV para os processos inelásticos e fusão-evaporação.

Os valores da seção de choque total de quebra (integrada em ângulo sólido) de cada processo: quebra elástica do projétil (CDCC-3c), quebra não-elástica (IAV), fusão-evaporação (PACE) e quebra elástica do  ${}^9\text{Be}$  (CDCC-4c) foram obtidos da análise dos espalhamentos  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$  e  ${}^9\text{Be}+{}^4\text{He}$ ,  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^7\text{Li}$  por meio dos métodos descritos anteriormente. No caso do processo de fusão-evaporação, a simulação com o PACE fornece as multiplicidades do sistema composto para a evaporação de cada partícula leve, no caso: nêutron, próton, alfa e gama. Estes valores teóricos expressam a tendência deste sistema de emitir partículas alfa e podem ser vistos, no caso das alfas, na tabela 6.

Tabela 6: Valores das multiplicidades  $M_\alpha$  obtidas pelo PACE. As energias de cada canal, apresentadas na segunda coluna, em MeV, correspondem a energia de 16,2 MeV (acima) e 21,3 MeV (abaixo) para o canal  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ .

Sistema	Energia	$M_\alpha$
${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$	24,7	1,53
${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$	<b>16,2</b>	0,03
${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$	13,1	0,07
${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$	32,2	1,39
${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$	<b>21,3</b>	0,08
${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$	17,6	0,07

Os valores obtidos para as seções de choque de quebra são apresentados nas tabelas 7 e 8. No caso do processo de fusão, através dos valores das multiplicidades de emissão de partículas alfa, as seções de choque de fusão foram calculadas.

Tabela 7: Valores da seção de choque total de produção de partículas alfa, em mb, obtidos dos cálculos para cada reação analisada. As energias de cada canal, apresentadas na segunda coluna, em MeV, correspondem a energia de 16,2 MeV para o canal  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ .

Sistema	Energia	CDCC-3c	CDCC-4c	IAV	PACE	<b>TOTAL</b>
${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$	24,7	-	-	-	648,35	648,35
${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$	<b>16,2</b>	243,78	-	245,32	28,84	517,94
${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$	13,1	131,99	-	193,04	65,30	390,33
${}^9\text{Be}+{}^4\text{He}$	55,6	-	183,84	-	-	183,84
${}^9\text{Be}+{}^6\text{He}$	24,3	-	26,50	-	-	26,50
${}^9\text{Be}+{}^7\text{Li}$	16,8	-	17,22	-	-	17,22
<b>TOTAL</b>		375,77	227,56	438,36	742,49	<b>1784,18</b>

Tabela 8: Valores da seção de choque total de produção de partículas alfa, em mb, obtidos dos cálculos para cada reação analisada. As energias de cada canal, apresentadas na segunda coluna, em MeV, correspondem à energia de 21,3 MeV para o canal  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ .

Sistema	Energia	CDCC-3c	CDCC-4c	IAV	PACE	<b>TOTAL</b>
${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$	32,3	-	-	-	531,51	531,51
${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$	<b>21,3</b>	172,78	-	156,76	56,60	386,14
${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$	17,6	131,15	-	179,17	66,27	376,59
${}^9\text{Be}+{}^4\text{He}$	72,6	-	188,97	-	-	188,97
${}^9\text{Be}+{}^6\text{He}$	31,9	-	103,70	-	-	103,70
${}^9\text{Be}+{}^7\text{Li}$	22,6	-	25,66	-	-	25,66
<b>TOTAL</b>		303,93	318,33	335,93	654,38	<b>1612,58</b>

Em seguida, os valores das tabelas 7 e 8 foram multiplicados pelos pesos correspondentes de cada projétil,  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^6\text{He}$  e  ${}^4\text{He}$  (ver tabela 2), o que possibilitou a comparação entre os resultados obtidos com os diferentes cálculos e os dados experimentais. Os resultados obtidos estão apresentados nas tabelas 9 e 10.

Tabela 9: Valores da seção de choque total de produção de partículas alfa, em 16,2 MeV, apresentados na tabela 7, multiplicados pelos respectivos pesos (ver tabela 2). As energias de cada canal, apresentadas na segunda coluna, em MeV, correspondem à energia de 16,2 MeV para o canal  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ . Todas as seções de choque estão em mb.

Sistema	Energia	CDCC-3c	CDCC-4c	IAV	PACE	<b>TOTAL</b>
${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$	24,7	-	-	-	119,30	119,30
${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$	<b>16,2</b>	29,25	-	29,44	3,46	62,15
${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$	13,1	91,87	-	134,36	45,45	271,67
${}^9\text{Be}+{}^4\text{He}$	55,6	-	33,83	-	-	33,83
${}^9\text{Be}+{}^6\text{He}$	24,3	-	3,18	-	-	3,18
${}^9\text{Be}+{}^7\text{Li}$	16,8	-	11,99	-	-	11,99
<b>TOTAL</b>		121,12	48,99	163,79	168,20	<b>502,11</b>

Tabela 10: Valores da seção de produção de partículas alfa, em 21,3 MeV, apresentados na tabela 8, multiplicados pelos respectivos pesos (ver tabela 2). As energias de cada canal, apresentadas na segunda coluna, em MeV, correspondem à energia de 21,3 MeV para o canal  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ . Todas as seções de choque estão em mb.

Sistema	Energia	CDCC-3c	CDCC-4c	IAV	PACE	<b>TOTAL</b>
${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$	32,3	-	-	-	27,64	27,64
${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$	<b>21,3</b>	28,85	-	26,18	9,45	64,48
${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$	17,6	102,56	-	140,11	51,82	294,49
${}^9\text{Be}+{}^4\text{He}$	72,6	-	9,83	-	-	9,83
${}^9\text{Be}+{}^6\text{He}$	31,9	-	17,32	-	-	17,32
${}^9\text{Be}+{}^7\text{Li}$	22,6	-	20,07	-	-	20,07
<b>TOTAL</b>		131,41	47,22	166,29	88,91	<b>433,83</b>

Observando as tabelas 9 e 10, nota-se que para a energia de 16,2 MeV, a soma de todos os processos que contribuem para a produção de partículas alfa envolvendo o projétil de  ${}^7\text{Li}$  é de 56,49%, enquanto que a soma de todos os processos que contribuem envolvendo o projétil de  ${}^6\text{He}$  é de 13,01% e a soma de todos os processos envolvendo o projétil de  ${}^4\text{He}$  é de 30,50%. Já para a energia de 21,3 MeV a soma de todos os processos que contribuem para a produção de partículas alfa envolvendo o  ${}^7\text{Li}$  é de 72,51%, envolvendo o  ${}^6\text{He}$  é de 18,86% e o  ${}^4\text{He}$  é de 8,64%.

Ao analisar os resultados obtidos para a energia de  $E_{\text{lab}}=16,2$  MeV, os diversos processos apresentaram contribuições próximas entre si. Os principais processos de produção de partículas alfa, nesta energia, foram a quebra não-elástica (IAV) com uma contribuição de 32,62% e a fusão seguida de evaporação com 33,50%. Quanto à quebra não-elástica, 82,03% das partículas alfa foram provenientes exclusivamente da reação  ${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$ . Por outro lado, na fusão seguida de evaporação, a reação  ${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$  foi dominante, contribuindo com 70,93% das partículas alfa produzidas, mesmo que essa reação tenha uma baixa intensidade no feixe secundário.

Por outro lado, na energia  $E_{\text{lab}}=21,3$  MeV, a quebra elástica do projétil (EBU-3c) e os processos não-elásticos (NEB) revelaram uma maior predominância, enquanto os processos de fusão+evaporação (FUS) e quebra elástica do alvo (EBU-4c) exibiram contribuições menores. Quantitativamente, a quebra não-elástica (IAV) contribuiu com 38,33% e a quebra elástica do projétil (EBU-3c) com 30,29% das partículas alfa produzidas. Nos referidos processos, o feixe secundário de  ${}^7\text{Li}$ , que é o mais intenso, desempen-

hou um papel dominante na produção de partículas alfa, contribuindo com 78,04% e 84,26% para a quebra elástica e não-elástica, respectivamente.

A seção de choque total de fusão para o sistema  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  foi obtida do programa PACE 2 (ver seção 5.3) e os valores foram de  $\sigma_{\text{fus}}=961,44$  mb e  $\sigma_{\text{fus}}=707,56$  mb para as energias de  $E_{\text{lab}}=16,2$  MeV e  $E_{\text{lab}}=21,3$  MeV, respectivamente. Já os valores da seção de choque total de fusão obtidos para o sistema  ${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$  foram de  $\sigma_{\text{fus}}=644,69$  mb e  $\sigma_{\text{fus}}=634,16$  mb para ambas energias mencionadas anteriormente, respectivamente. Estas seções de choque total abrangem diversos processos, incluindo a evaporação de partículas alfa. Os valores apresentados nas tabelas 7 e 8 representam, especificamente, o processo em que partículas alfa são evaporadas na fusão. No entanto, devido à baixa multiplicidade desses processos (ver Tabela 6), a contribuição das partículas alfa para a produção geral é baixa. A maior parte da reação resulta na emissão de nêutrons, que não detectamos.

Com base nas Refs. [14,15], a seção de choque total de reação para o sistema  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  nas energias de  $E_{\text{lab}}=16,2$  MeV e  $21,3$  MeV é de  $\sigma_{\text{reac}}=1488$  mb e  $1483$  mb, respectivamente. Para a energia de  $E_{\text{lab}}=16,2$  MeV, a soma das contribuições da quebra elástica e inelástica para este canal ( $489,1$  mb, Tabela 7) com a fusão total ( $961,44$  mb) resulta em  $1450,5$  mb, representando apenas  $2,52\%$  de diferença com relação a seção de choque total de reação para esta energia. Já para a energia de  $E_{\text{lab}}=21,3$  MeV, a soma da quebra elástica e inelástica ( $329,54$  mb, Tabela 8) com a fusão total ( $707,56$  mb) resulta em  $1037,1$  mb, o que representa uma diferença um pouco maior, de  $30,07\%$ . Apesar da diferença em  $21,3$  MeV, consideramos esses resultados são bastante satisfatórios e fortalecem a confiança na metodologia adotada neste trabalho.

Para o sistema  ${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$ , os valores das seções de choque total de reação foram obtidos através dos cálculos de CDCC-3c, resultando em  $\sigma_{\text{reac}}=976,39$  mb e  $1063,78$  mb para as energias de  $E_{\text{lab}}=13,1$  MeV e  $E_{\text{lab}}=17,6$  MeV, respectivamente. Para a energia de  $E_{\text{lab}}=13,1$  MeV a soma das contribuições da quebra elástica e inelástica do projétil ( $325,03$  mb, Tabela 7), com a seção de choque total de fusão ( $644,69$  mb), resulta em um total de  $969,72$  mb. A diferença entre este valor e a seção de choque total de reação obtida do CDCC-3c é de  $0,68\%$ . Por outro lado, para energia de  $E_{\text{lab}}=17,6$  MeV, obtivemos valores de  $310,32$  mb (conforme Tabela 8) para a quebra elástica e

inelástica do projétil e 634,16 mb para o processo de fusão total. A soma desses valores resulta em 939,16 mb, o que representa uma diferença de 11,21% em relação ao cálculo de CDCC-3c.

Além disso, é possível notar que a seção de choque de quebra elástica do projétil na produção de partículas alfa do núcleo  ${}^6\text{He}$  é significativamente maior (243,78 mb e 172,78 mb para  $E_{\text{lab}}=16,2$  MeV e 21,3 MeV, respectivamente) do que a seção de choque correspondente para o núcleo  ${}^7\text{Li}$  ( $\approx 132$  mb para ambas energias). No entanto, é importante observar que a produção de partículas alfa é mais intensa nos processos envolvendo o projétil  ${}^7\text{Li}$ . Isso se deve à maior intensidade de  ${}^7\text{Li}$  em comparação com a de  ${}^6\text{He}$  no feixe secundário. Portanto, embora os processos envolvendo o  ${}^7\text{Li}$  produzam mais partículas alfa, a seção de choque correspondente para a produção dessas partículas alfa é menor em comparação com o caso do  ${}^6\text{He}$ .

Além das distribuições angulares da produção de partículas alfa, também obtivemos as distribuições em energia correspondentes para cada ângulo do experimento. Essas distribuições em energia foram comparadas com os cálculos da quebra elástica do projétil (CDCC-3c), quebra não-elástica do projétil (IAV) e fusão-evaporação (FUS). Os resultados são apresentadas nas figuras 30 e 31 para as energias de  $E_{\text{lab}}=16,2$  MeV e  $E_{\text{lab}}=21,3$  MeV, respectivamente, nos ângulos de  $\theta_{\text{lab}}=24^\circ, 27^\circ, 36^\circ, 39^\circ, 45^\circ$  e  $48^\circ$ . Ressalta-se que as distribuições em energia provenientes da quebra elástica do alvo (CDCC-4c) não puderam ser obtidas, como discutido na seção 5.1.4. Consequentemente, essa contribuição não se encontra nos resultados das distribuições em energia, apesar de estar presente nas distribuições angulares.

Os resultados das distribuições em energia da seção de choque de produção de partículas alfa forneceram um razoável acordo com os dados experimentais, com destaque especial para a energia de  $E_{\text{lab}}=21,3$  MeV. Na energia  $E_{\text{lab}}=16,2$  MeV, apesar do resultado da soma dos processos estar predominantemente abaixo dos dados, foi possível obter uma boa representação do perfil da distribuição em energia da produção de partículas alfa. O processo de quebra elástica do projétil (EBU-3c), que desempenha um papel importante na produção de partículas alfa, contribuiu para essa produção principalmente em energias mais baixas, onde a obtenção de dados experimentais não foi possível. Porém, os cálculos da quebra não-elástica (NEB) juntamente com a fusão+evaporação (FUS) foram suficientes para descrever



a produção de partículas alfa em energias mais elevadas, onde a contribuição da quebra elástica do projétil (EBU-3c) não se mostrou tão significativa.

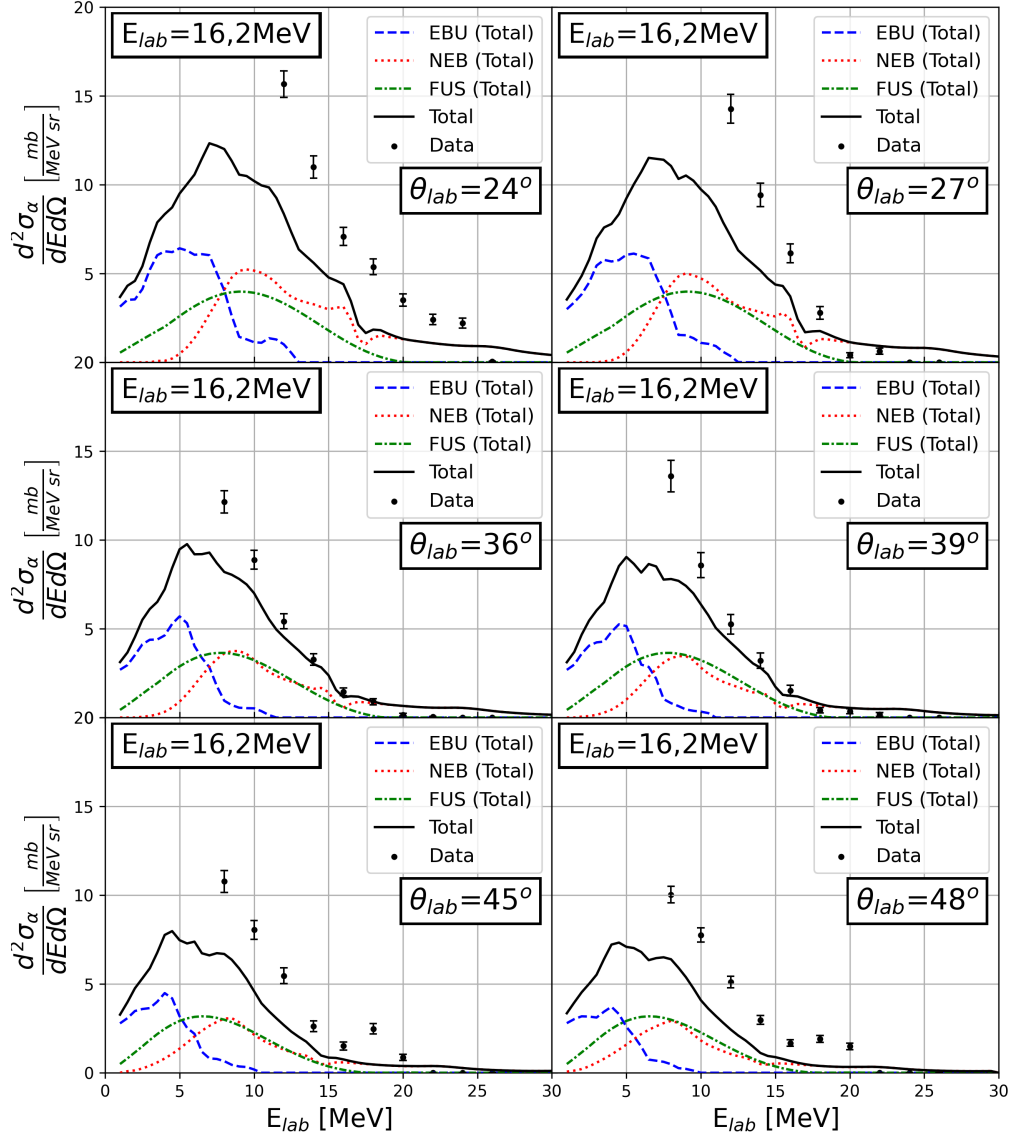


Figura 30: Seção de choque duplamente diferencial para a produção de partículas alfa na colisão  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  na energia de  $E_{lab}=16,2$  MeV. Nesse gráfico, os pontos pretos correspondem aos dados experimentais, a linha azul tracejada representa os cálculos da quebra elástica somados (EBU), a linha vermelha pontilhada representa os cálculos da quebra não-elástica somados (NEB), a linha verde tracejada-pontilhada representa as simulações de fusão+evaporação do código PACE 2 somadas (FUS) e a linha contínua representa a soma total dos cálculos.

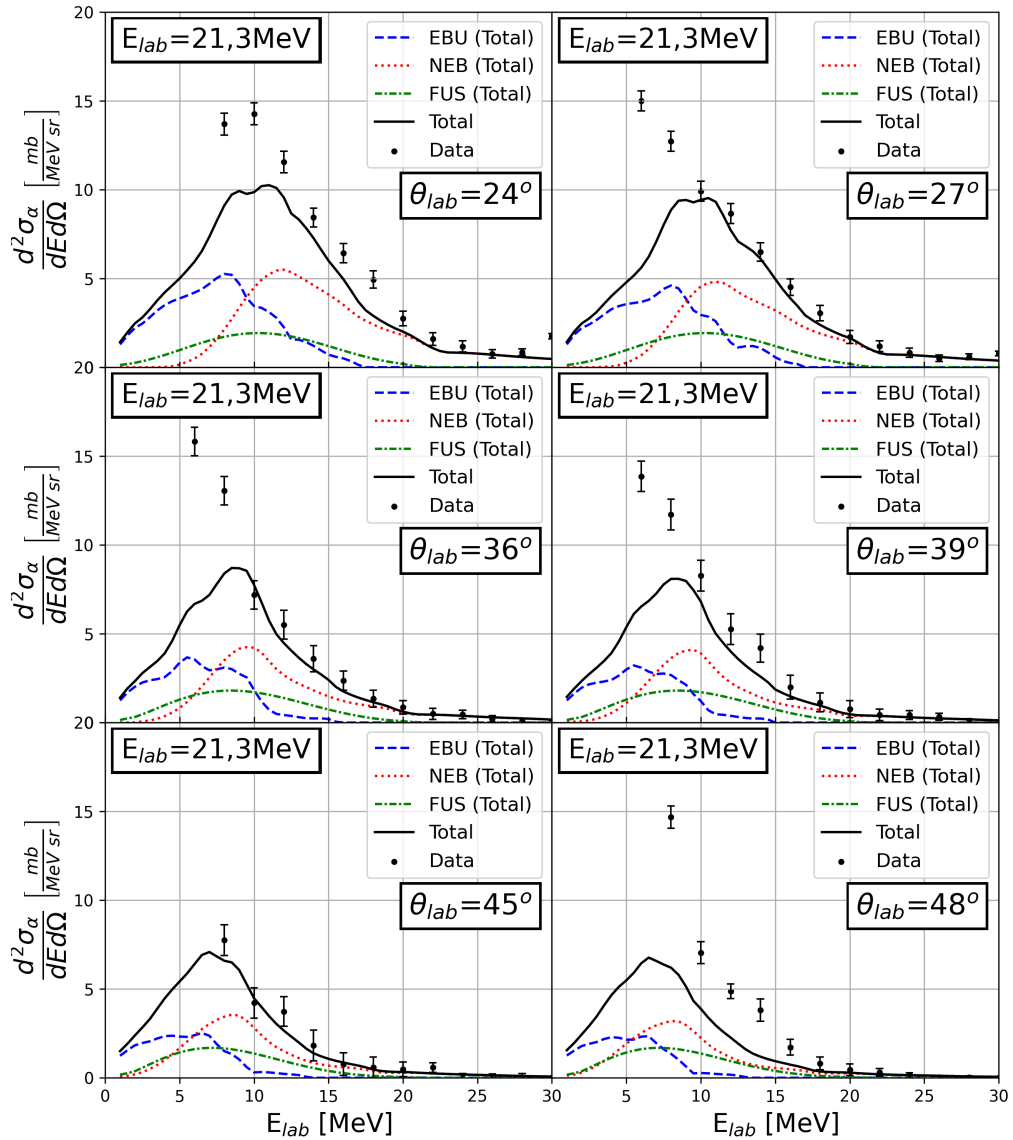


Figura 31: Seção de choque duplamente diferencial para a produção de partículas alfa na colisão  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  na energia de  $E_{lab}=21,3$  MeV. Nesse gráfico, os pontos pretos correspondem aos dados experimentais, a linha azul tracejada representa os cálculos da quebra elástica somados (EBU), a linha vermelha pontilhada representa os cálculos da quebra não-elástica somados (NEB), a linha verde tracejada-pontilhada representa as simulações de fusão+evaporação do código PACE 2 somadas (FUS) e a linha contínua representa a soma total dos cálculos.

## 7 Conclusões

Neste trabalho, foram utilizados dados experimentais previamente obtidos no sistema RIBRAS, em conjunto com o acelerador Pelletron do IFUSP, para o sistema  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  nas energias experimentais de  $E_{\text{lab}}=21,3$  MeV e  $E_{\text{lab}}=16,2$  MeV. Esse experimento apresentou uma intensa produção de partículas alfa, que não foi observada na colisão  ${}^6\text{He}+{}^{197}\text{Au}$ . Esse fator é um indicativo que essas partículas estão sendo produzidas através de reações envolvendo o alvo de  ${}^9\text{Be}$ . No experimento em questão, o feixe do RIBRAS foi focalizado na câmara central, onde foram posicionados o alvo de interesse e os detectores. Essa construção implica na presença de contaminantes em energias específicas, que por sua vez também podem produzir partículas alfa. Sendo assim, foram obtidas as distribuições angulares e em energia das partículas alfa supondo que estas são provenientes das reações  ${}^9\text{Be}({}^6\text{He}, {}^4\text{He})$ ,  ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^4\text{He})$  e  ${}^9\text{Be}({}^4\text{He}, {}^4\text{He})$ , onde o  ${}^7\text{Li}$  e  ${}^4\text{He}$  estavam presentes no feixe secundário por possuírem a mesma rigidez magnética da partícula de interesse, nesse caso o  ${}^6\text{He}$ .

Foram empregados diversos formalismos para descrever as possíveis reações de produção dessas partículas alfa. Para contabilizar os processos relacionados à quebra elástica (*Elastic Breakup*, EBU), o cálculo de CDCC foi adotado. A quebra do projétil foi obtida por meio de um formalismo de 3 corpos, no qual o projétil foi descrito pelos dois fragmentos provenientes da quebra. Por sua vez, a quebra do alvo foi calculada utilizando um formalismo de 4 corpos, no qual o alvo foi descrito como  ${}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha + n$ . A fim de quantificar a produção de partículas alfa relacionada à quebra não-elástica do projétil (*Non-Elastic Breakup*, NEB), foi empregado o formalismo IAV. Nos dois formalismos mencionados, os projéteis contidos no feixe secundário relacionados à quebra em partículas alfa são  ${}^6\text{He} \rightarrow \alpha + 2n$  e  ${}^7\text{Li} \rightarrow \alpha + t$ . Além desses formalismos, também foi considerado o processo de fusão seguida pela evaporação de partículas alfa, o qual pode ocorrer com todos os projéteis do feixe secundário. Essa contribuição foi simulada com o auxílio do código PACE 2.

A análise de medidas inclusivas na física nuclear enfrenta desafios devido à dificuldade de separar diferentes processos, uma vez que as partículas detectadas são indistinguíveis. No contexto deste estudo, não foi possível

comparar individualmente cada um dos cálculos, que representam reações específicas, aos dados experimentais. No entanto, a soma de todos esses processos, juntamente com uma normalização das espécies do feixe secundário, possibilitou uma comparação entre as abordagens teóricas e os resultados experimentais.

Os resultados obtidos apresentam uma concordância satisfatória com os dados, tanto para as distribuições angulares quanto para as distribuições em energia. As contribuições dos diferentes canais de reação que levam à produção de partículas alfa foram analisadas e comparadas. Observando os resultados, podemos afirmar que todos esses canais de reação desempenham um papel relevante na produção dessas partículas. Enquanto na energia de  $E_{\text{lab}}=16,2$  MeV as diversas contribuições dos processos analisados foram mais equilibradas, com destaque para a quebra elástica do projétil (24,12%), quebra não-elástica do projétil (32,62%) e fusão+evaporação (33,50%), na energia de  $E_{\text{lab}}=21,3$  MeV os processos de quebra elástica (EBU) e quebra não-elástica (NEB) se tornaram mais proeminentes, representando juntos 68,62% do total de partículas alfa produzidas.

Considerando os diferentes processos estudados neste trabalho, a contribuição para a produção de partículas alfa relativa ao projétil de  ${}^7\text{Li}$  foi de 56,49%, enquanto que para o projétil  ${}^6\text{He}$  a contribuição foi de 13,01%, e para o projétil  ${}^4\text{He}$  foi de 30,50% para a energia de  $E_{\text{lab}}=16,2$  MeV. Já para a energia de  $E_{\text{lab}}=21,3$  MeV, as contribuições foram 72,51%, 18,86% e 8,64% para os projéteis  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^6\text{He}$  e  ${}^4\text{He}$ , respectivamente.

Nas simulações com o PACE 2 obtivemos a seção de choque total de fusão para cada um dos sistemas considerados em ambas energias. Essa seção de choque total abrange vários processos, incluindo a evaporação de partículas alfa, embora essa contribuição seja pequena devido à baixa multiplicidade. A maior parte da reação envolve a emissão de nêutrons, que não é detectada. Além disso, os resultados obtidos neste trabalho para a contribuição da quebra elástica e inelástica somados à fusão total mostrou uma diferença de apenas 2,52% na energia de  $E_{\text{lab}}=16,2$  MeV e 30,07% para  $E_{\text{lab}}=21,3$  MeV em relação à seção de choque total de reação do sistema  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ , obtida no cálculo de CDCC-3c das Refs. [14, 15]. Já para o sistema  ${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$  essas mesmas diferenças foram de 0,68% e 11,21%, respectivamente. As diferenças mais significativas podem indicar a presença

de outros canais de reação não considerados ou canais que podem não resultar na produção de partículas alfa, o que os torna inobserváveis na análise realizada neste estudo.

Além disso, observou-se que a seção de choque de quebra elástica na produção de partículas alfa é maior no núcleo  ${}^6\text{He}$  do que no núcleo  ${}^7\text{Li}$ . No entanto, a produção de partículas alfa é mais intensa com o projétil  ${}^7\text{Li}$  devido à sua maior intensidade no feixe secundário. Portanto, embora o  ${}^7\text{Li}$  produza mais partículas alfa, a seção de choque correspondente é menor em comparação com o  ${}^6\text{He}$ .

É importante mencionar que a utilização dos dois solenoides do sistema RIBRAS seria interessante no caso desse estudo para diminuir os canais de reação, visto que o feixe secundário seria mais puro. Além disso, a obtenção de medidas independentes para analisar separadamente a quebra do projétil e do alvo seria uma abordagem válida. Isso implica realizar medidas da quebra de um projétil que se fragmenta em partículas alfa utilizando um alvo que não sofre quebra em partículas alfa e vice-versa. Dessa maneira, fica evidente a importância de aprimorar as técnicas experimentais, por meio da medida de outros graus de liberdade, como gamas e nêutrons, e também através de medidas de partículas em coincidência cinemática, com o objetivo de identificar e separar os diferentes canais de reação experimentalmente.

## 8 Referências bibliográficas

- [1] E. Rutherford, LXXIX. The scattering of  $\alpha$  and  $\beta$  particles by matter and the structure of the atom, The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science 21 (125) (1911) 669–688. doi:10.1080/14786440508637080.
- [2] E. Rutherford, LIV. Collision of  $\alpha$  particles with light atoms. IV. An anomalous effect in nitrogen, The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science 37 (222) (1919) 581–587. doi:10.1080/14786440608635919.
- [3] J. Chadwick, Possible Existence of a Neutron, Nature 129 (312) (1932). doi:https://doi.org/10.1038/129312a0.
- [4] I. Curie, F. Joliot, Séparation chimique des nouveaux radioéléments émetteurs d'électrons positifs, Comptes rendus 198 (934) (1934) 559.
- [5] B. P. Singh, M. K. Sharma, R. Prasad, Introduction to the history of nuclear reactions and motivation for this book, in: Pre-equilibrium Emission in Nuclear Reactions, 2053-2563, IOP Publishing, 2022, pp. 1–1 to 1–36. doi:10.1088/978-0-7503-5077-8ch1.
- [6] Y. Blumenfeld, T. Nilsson, P. V. Duppen, Facilities and methods for radioactive ion beam production, Physica Scripta 2013 (T152) (2013) 014023. doi:10.1088/0031-8949/2013/T152/014023.
- [7] N. N. D. C. (NNDC), Carta de nucléos.  
URL <https://www.nndc.bnl.gov/>
- [8] L. C. Chamon, B. V. Carlson, L. R. Gasques, D. Pereira, C. D. Conti, M. A. G. Alvarez, M. S. Hussein, M. A. C. Ribeiro, E. S. Rossi, C. P. Silva, Toward a global description of the nucleus-nucleus interaction, Phys. Rev. C 66 (2002) 014610. doi:10.1103/PhysRevC.66.014610.
- [9] R. Lichtenthäler, A. Lépine-Szily, V. Guimarães, C. Perego, V. Placco, O. Camargo Jr., R. Denke, P. N. de Faria, E. A. Benjamim., N. Added, G. F. Lima, M. S. Hussein, J. Kolata, A. Arazi, Radioactive Ion Beams

- in Brazil (RIBRAS), *Eur. Phys. J. A* 25 (2005) 733–736. doi:[10.1140/epjad/i2005-06-043-y](https://doi.org/10.1140/epjad/i2005-06-043-y).
- [10] R. Lichtenthäler, P. N. de Faria, A. Lépine-Szily, V. Guimarães, O. J. Camargo, R. Z. Denke, E. A. Benjamim, A. Barioni, K. C. C. Pires, D. Mendes, M. Assunção, A. Arazi, I. Padron, P. R. S. Gomes, Elastic scattering of  ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}$  and  ${}^7\text{Be} + {}^{51}\text{V}$  at RIBRAS, *The European Physical Journal Special Topics* 150 (2007) 27–30.
- [11] R. Lichtenthaler, O. C. B. Santos, A. Serra, U. U. da Silva, K. C. C. Pires, J. R. B. de Oliveira, A. Lepine-Szily, P. N. de Faria, V. Morcelle, Experiments with A=6-8 exotic beams in RIBRAS, *European Physical Journal A* (2021). doi:[10.1140/epja/s10050-021-00411-0](https://doi.org/10.1140/epja/s10050-021-00411-0).
- [12] A. Lépine-Szily, R. Lichtenthäler, V. Guimarães, The Radioactive Ion Beams in Brazil (RIBRAS) facility, *Eur. Phys. J. A* 50 (2014) 128. doi:[10.1140/epja/i2014-14128-4](https://doi.org/10.1140/epja/i2014-14128-4).
- [13] U. U. da Silva, Estudo do espalhamento e transferência elástica para o sistema  ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ , Master’s thesis, Instituto de Física da USP (2016).
- [14] K. C. C. Pires, Estudo de sistemas de núcleos exóticos leves  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ , Ph.D. thesis, Instituto de Física da USP (2011).
- [15] K. C. C. Pires, R. Lichtenthäler, A. Lépine-Szily, V. Guimarães, P. N. de Faria, A. Barioni, D. R. M. Junior, V. Morcelle, R. P. Condori, M. C. Moraes, J. C. Zamora, E. Crema, A. M. Moro, M. Rodríguez-Gallardo, M. Assunção, S. M. J. M. B. Shorto, Experimental study of  ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$  elastic scattering at low energies, *Phys. Rev. C* 83 (2011) 064603. doi:[10.1103/PhysRevC.83.064603](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.83.064603).
- [16] N. Electrostatics Corp. (NEC), [Source of Negative Ions by Cesium Sputtering \(SNICS\)](https://www.pelletron.com/products/snics).  
URL <https://www.pelletron.com/products/snics>
- [17] O. Sala, G. Spalek, The nuclear structure facility at the University of São Paulo, *Nuclear Instruments and Methods* 122 (1974) 213–225. doi:[https://doi.org/10.1016/0029-554X\(74\)90484-4](https://doi.org/10.1016/0029-554X(74)90484-4).

- [18] Pelletron Charging System, national Electrostatics Coop. nec, <https://www.pelletron.com/products/pelletron-charging-chains/> (2023-01-31).
- [19] Instituto de Física da USP, Acelerador Pelletron, portal ifusp, <http://portal.if.usp.br/fnc/pt-br/acelerador-pelletron> (2023-01-31).
- [20] Laboratório Aberto de Física Nuclear (LAFN), Instituto de Física da USP, Portal IFUSP, <http://portal.if.usp.br/fnc/pt-br/lafn> (2023-01-31).
- [21] O. C. B. dos Santos, Estudo do espalhamento elástico e reações do projétil  $^8\text{Li}$  em alvos de massa leve, intermediária e pesada, Ph.D. thesis, Universidade de São Paulo (2021). [doi:10.11606/T.43.2021.tde-21062021-192002](https://doi.org/10.11606/T.43.2021.tde-21062021-192002).
- [22] ROOT, data analysis framework, <https://root.cern> (31/01/2023).
- [23] W. T. Milner, Pacote de programas VAXPAK (1987).
- [24] M. Yahiro, K. Ogata, T. Matsumoto, K. Minomo, The Continuum Discretized Coupled-Channels method and its applications, Progress of Theoretical and Experimental Physics 2012 (1) (2012) 1A206–0. [doi:10.1093/ptep/pts008](https://doi.org/10.1093/ptep/pts008).
- [25] M. Ichimura, N. Austern, C. M. Vincent, Equivalence of post and prior sum rules for inclusive breakup reactions, Phys. Rev. C 32 (1985) 431–439. [doi:10.1103/PhysRevC.32.431](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.32.431).
- [26] J. Lei, A. M. Moro, Reexamining closed-form formulae for inclusive breakup: Application to deuteron- and  $^6\text{Li}$ -induced reactions, Phys. Rev. C 92 (2015) 044616. [doi:10.1103/PhysRevC.92.044616](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.92.044616).
- [27] K. Wang, Y. Y. Yang, A. M. Moro, V. Guimarães, J. Lei, D. Y. Pang, F. F. Duan, J. L. Lou, J. C. Zamora, J. S. Wang, Z. Y. Sun, H. J. Ong, X. Liu, S. W. Xu, J. B. Ma, P. Ma, Z. Bai, Q. Hu, X. X. Xu, Z. H. Gao, G. Yang, S. Y. Jin, Y. H. Zhang, X. H. Zhou, Z. G. Hu, H. S. Xu, Elastic scattering and breakup reactions of the proton drip-line nucleus  $^8\text{B}$  on  $^{208}\text{Pb}$  at 238 MeV, Phys. Rev. C 103 (2021) 024606. [doi:10.1103/PhysRevC.103.024606](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.103.024606).



- [28] A. Gavron, Statistical model calculations in heavy ion reactions, *Phys. Rev. C* 21 (1980) 230–236. doi:[10.1103/PhysRevC.21.230](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.21.230).
- [29] A. Gilbert, A. G. W. Cameron, A composite nuclear-level density formula with shell corrections, *Canadian Journal of Physics* 43 (8) (1965) 1446–1496. doi:[10.1139/p65-139](https://doi.org/10.1139/p65-139).
- [30] I. J. Thompson, Coupled reaction channels calculations in nuclear physics, *Computer Physics Reports* 7 (4) (1988) 167 – 212. doi:[10.1016/0167-7977\(88\)90005-6](https://doi.org/10.1016/0167-7977(88)90005-6).
- [31] A. M. Moro, K. Rusek, J. M. Arias, J. Gómez-Camacho, M. Rodríguez-Gallardo, Improved di-neutron cluster model for  ${}^6\text{He}$  scattering, *Phys. Rev. C* 75 (2007) 064607. doi:[10.1103/PhysRevC.75.064607](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.75.064607).
- [32] C. Perey, F. Perey, Compilation of phenomenological optical-model parameters 1954–1975, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 17 (1) (1976) 1–101. doi:[https://doi.org/10.1016/0092-640X\(76\)90007-3](https://doi.org/10.1016/0092-640X(76)90007-3).
- [33] B. Buck, A. C. Merchant, Cluster model of  $A=7$  nuclei revisited, and the astrophysical  $s$  factors for  ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$  and  ${}^3\text{H}(\alpha,\gamma){}^7\text{Li}$  at zero energy, *Journal of Physics G: Nuclear Physics* 14 (10) (1988) L211. doi:[10.1088/0305-4616/14/10/002](https://doi.org/10.1088/0305-4616/14/10/002).
- [34] F. D. Becchetti, G. W. Greenlees, Nucleon-Nucleus Optical-Model Parameters,  $A > 40$ ,  $E < 50$  MeV, *Phys. Rev.* 182 (1969) 1190–1209. doi:[10.1103/PhysRev.182.1190](https://doi.org/10.1103/PhysRev.182.1190).
- [35] A. J. Koning, J. P. Delaroche, Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV, *Nucl. Phys. A* 713 (3-4) (2003) 231–310. doi:[10.1016/S0375-9474\(02\)01321-0](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(02)01321-0).
- [36] G. R. Satchler, *Introduction to Nuclear Reactions*, Oxford University Press, 1990.
- [37] F. Brady, J. Jungerman, J. Young, Elastic alpha-particle scattering at 8.75, 9.35 and 10.15 mev, *Nuclear Physics A* 98 (2) (1967) 241–262. doi:[https://doi.org/10.1016/0375-9474\(67\)90137-6](https://doi.org/10.1016/0375-9474(67)90137-6).

- [38] A. M. Moro, K. Rusek, J. M. Arias, J. Gómez-Camacho, M. Rodríguez-Gallardo, Improved di-neutron cluster model for  ${}^6\text{He}$  scattering, *Phys. Rev. C* 75 (2007) 064607. doi:[10.1103/PhysRevC.75.064607](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.75.064607).
- [39] J. Cook, Global optical-model potentials for the elastic scattering of  ${}^6,7\text{Li}$  projectiles, *Nuclear Physics A* 388 (1) (1982) 153–172. doi:[https://doi.org/10.1016/0375-9474\(82\)90513-9](https://doi.org/10.1016/0375-9474(82)90513-9).
- [40] N. C. Summers, F. M. Nunes,  ${}^7\text{Be}$  breakup on heavy and light targets, *Phys. Rev. C* 70 (2004) 011602. doi:[10.1103/PhysRevC.70.011602](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.70.011602).
- [41] R. Bass, Nucleus-Nucleus potential deduced from experimental fusion cross sections, *Phys. Rev. Lett.* 39 (1977) 265–268. doi:[10.1103/PhysRevLett.39.265](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.39.265).