

Universidade de São Paulo

Instituto de Física

**Investigação da estrutura de cluster em núcleos leves com
espalhamento elástico**

Pedro Luiz Domingues Magro

A handwritten signature in blue ink, appearing to read 'Valdir Guimarães', enclosed within a thin black rectangular border.

Orientador: Prof. Dr. Valdir Guimarães

Coorientador: Prof. Dr. Roberto Linares

Dissertação de mestrado apresentada ao Instituto de Física como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Ciências.

Comissão Examinadora:

Prof. Dr. Valdir Guimarães (IF - USP)

Prof. Dr. Lauro Tomio (IFT - UNESP)

Prof. Dr. Djalma Rosa Mendes Jr. (IF - UFF)

São Paulo

2023

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

Magro, Pedro Luiz Domingues

Investigação da estrutura de cluster em núcleos leves com espalhamento elástico. São Paulo, 2023.

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

Orientador: Prof. Dr. Valdir Guimarães

Área de Concentração: Física Nuclear.

Unitermos: 1. Espalhamento elástico; 2. Núcleos leves; 3. Reações diretas; 4. Estrutura de cluster.

USP/IF/SBI-071/2023

University of São Paulo
Physics Institute

**Investigation of the cluster structure in light nuclei with
elastic scattering**

Pedro Luiz Domingues Magro

Supervisor: Prof. Dr. Valdir Guimarães

Co-supervisor: Prof. Dr. Roberto Linares

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:

Prof. Dr. Valdir Guimarães (IF - USP)

Prof. Dr. Lauro Tomio (IFT - UNESP)

Prof. Dr. Djalma Rosa Mendes Jr. (IF - UFF)

São Paulo

2023

Agradecimentos

Aos meus pais, Iara e Heitor, minha irmã Maria, meu padrinho João Marcelo e tio Luiz Gonzaga, por todo apoio e confiança que depositaram em mim desde sempre. *O caminho se faz caminhando.*

Aos meus orientadores, Prof. Dr. Valdir Guimarães e Prof. Dr. Roberto Linares, por me apresentarem este maravilhoso campo do conhecimento da Física, pela orientação, paciência e boas discussões durante todo este trabalho.

Um Agradecimento especial a Profa. Dra. Marlete Assunção e ao Dr. Erick Oscar Natividad Zevallos pelas frutíferas e divertidas discussões que tivemos.

Aos bons companheiros que fiz antes e durante este período, vocês foram peças importantíssimas neste processo: Me. Fernando Miletto, Matheus Bonfim, Pierre Nistal e Thiago Domingues.

A todo o grupo NEAN pelo apoio e auxílio na difícil transição entre graduação e pós-graduação.

O presente trabalho foi realizado com apoio do CNPq, Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico - Brasil e do Instituto Nacional de Ciência e Tecnologia - Física Nuclear e Aplicações (INCT-FNA).

Resumo

A influência da estrutura de *halo* em núcleos como o ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$, ${}^{11}\text{Be}$ e ${}^{11}\text{Li}$ em reações nucleares e espalhamento elástico já está bem estabelecida. No entanto, para núcleos ricos em prótons, onde essa configuração não é tão evidente, mais estudos são necessários. Estrutura de *cluster* em núcleos leves também têm se mostrado relevantes para a descrição de espalhamento elástico e outros mecanismos de reação.

Nesse trabalho, com o intuito de investigar as influências que essas estruturas podem exercer sobre tais mecanismos, analisamos as distribuições angulares do espalhamento elástico para os sistemas ${}^{12}\text{N} + {}^{197}\text{Au}$ na energia de $E_{lab} = 70$ MeV e ${}^{13}\text{C} + {}^{208}\text{Pb}$ nas energias de $E_{lab} = 59,8$; $63,8$ e $65,8$ MeV. A medida para o sistema ${}^{12}\text{N} + {}^{197}\text{Au}$ foi realizada no *Cyclotron Institute da Texas A&M University*, nos Estados Unidos utilizando o espectrômetro MARS. Já para o sistema ${}^{13}\text{C} + {}^{208}\text{Pb}$, as medidas foram realizadas no Laboratório Tandem na Argentina. Cada uma das distribuições angulares foi analisada utilizando o modelo ótico, em que foram testados alguns potenciais para descrever os dados experimentais. A partir desses dados foi ainda possível obter a seção de choque total de reação, que foi comparada de maneira sistemática com aquelas obtidas por outros núcleos leves espalhados em alvos de mesma massa dos nossos experimentos. Além disso, utilizamos o formalismo de canais acoplados em ambos os sistemas para verificar possíveis influências das excitações do alvo e/ou do projétil nas distribuições angulares para o espalhamento elástico.

Ao final da análise, concluímos que o canal de *breakup* exerce uma forte influência no espalhamento elástico para o sistema ${}^{12}\text{N} + {}^{197}\text{Au}$ com a possível estrutura *cluster* deste núcleo como sendo ${}^{11}\text{C} + p$. Já para o ${}^{13}\text{C}$, os cálculos de modelo ótico utilizando o potencial de São Paulo indicaram que outros processos de reações diretas têm influência neste sistema, tal como *stripping* do nêutron de valência no ${}^{13}\text{C}$.

Palavras-chave: Espalhamento Elástico, Núcleos Leves, Reações Diretas, Estrutura de *Cluster*.

Abstract

The influence of halo structure in nuclei such as ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$, ${}^{11}\text{Be}$, and ${}^{11}\text{Li}$ in nuclear reactions and elastic scattering is already well established. Nevertheless, in the case for proton-rich nuclei, where this configuration is less prominent, additional research is required. The relevance of cluster structure in light nuclei to explain elastic scattering and other reaction mechanisms has also been demonstrated.

In this work, to investigate the impacts that structures might have on these mechanisms, we analyze the angular distributions of elastic scattering for the ${}^{12}\text{N} + {}^{197}\text{Au}$ system at a laboratory energy of $E_{lab} = 70$ MeV, and for the ${}^{13}\text{C} + {}^{208}\text{Pb}$ system at laboratory energies of $E_{lab} = 59.8, 63.8,$ and 65.8 MeV. The measurement of ${}^{12}\text{N} + {}^{197}\text{Au}$ system was carried out at the Cyclotron Institute of Texas A&M University in United States using the MARS spectrometer. For the ${}^{13}\text{C} + {}^{208}\text{Pb}$ system the measurements were carried out in the Tandem Laboratory in Argentina. Each of the angular distributions was analyzed using optical model, where some potentials were tested to describe the experimental data. From these data, the total reaction cross-section was also obtained, which was systematically compared to those from other light nuclei scattered on targets of the same mass as in our experiments. We also employed the coupled-channel formalism to both systems to investigate potential influences of target and projectile excitations on the angular distributions for elastic scattering.

At the conclusion of the analysis, we can infer a strong influence of the breakup channel on the elastic scattering for the ${}^{12}\text{N} + {}^{197}\text{Au}$ system, as well as possible cluster structure of this nucleus as ${}^{11}\text{C} + p$. As for ${}^{13}\text{C}$, optical model calculations using the São Paulo potential indicated that other direct reaction processes play a role in this system, such as valence neutron stripping in ${}^{13}\text{C}$.

Keywords: Elastic Scattering, Light Nuclei, Direct Reactions, Cluster Structure.

“Nada ocorre na natureza de forma isolada. Cada fenômeno afeta o outro e é, por seu turno, influenciado por este”

Friedrich Engels

Sumário

1	Introdução	1
1.1	Características gerais do espalhamento elástico	2
2	Arranjos Experimentais	6
2.1	Arranjo para a medida de $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$	6
2.1.1	Espectrômetro MARS	7
2.1.2	Câmara de Espalhamento	10
2.2	Arranjo para a medida de $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$	13
2.2.1	Laboratório Tandem	13
2.2.2	Câmara de Espalhamento	17
3	Redução dos Dados	21
3.1	Medida de $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$	23
3.1.1	Calibração	23
3.1.2	Cálculo da seção de choque	25
3.1.3	Distribuição angular	30
3.2	Medida de $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$	31
3.2.1	Calibração	31
3.2.2	Cálculo da seção de choque	32
3.2.3	Distribuições angulares	37
4	Fundamentação Teórica	39
4.1	Teoria de espalhamento quântico	39

4.1.1	Cálculo da Amplitude de Espalhamento	42
4.2	Modelo Ótico	47
4.3	Canais Acoplados (CC)	51
4.3.1	Modelo de partícula única	54
4.3.2	Modelo coletivo	55
4.4	Canais de Reações Acopladas (CRC)	60
5	Análise dos Dados	64
5.1	Modelo Ótico	65
5.1.1	Modelo Ótico para o sistema $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$	65
5.1.2	Modelo Ótico para o sistema $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$	69
5.2	Canais Acoplados	73
5.2.1	Canais Acoplados para o sistema $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$	73
5.2.2	Canais Acoplados para o sistema $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$	76
5.3	Canais de Reações Acopladas	79
5.3.1	CRC para o sistema $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$	79
5.4	Sistemática da seção de choque total de reação	82
5.5	Distância crítica de interação	87
6	Conclusões	92
A	Tabelas	104
B	Inputs do FRESCO	107
B.1	Modelo Ótico	107
B.2	Canais Acoplados	108

Lista de Figuras

1.1	Cálculo com o modelo óptico para a distribuição angular do espalhamento elástico do sistema $^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ nas energias de 72 e 120 MeV. Os parâmetros, utilizando o potencial de Woods-Saxon, foram extraídos da Ref. [7].	3
1.2	Comparação entre as distribuições angulares para o sistema $^{10}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ à 66 MeV, representados pelos pontos em preto, e o sistema $^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ à 64,9 MeV, representados pelos pontos em azul. Os parâmetros para os cálculos de modelo óptico, utilizando potenciais do tipo Woods-Saxon, podem ser encontrados na Tabela 5.1. Os valores foram extraídos da Ref. [10].	4
2.1	Configuração esquemática para o Espectrômetro de Recuo Acromático de Momento (<i>Momentum Achromatic Recoil Spectrometer</i>) que foi utilizado para a produção e separação do feixe radioativo de ^{12}N , na câmara indicada por T, a partir do feixe primário de ^{10}B , que entra no espectrômetro através do oscilador SW1, produzido no ciclotron K500. Figura adaptada da Ref. [20].	8
2.2	Ilustração esquemática do arranjo experimental utilizado na medida de $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$, com $\theta_1^i = 29^\circ$ e $\theta_1^f = 75^\circ$, $\theta_2^i = 95^\circ$ e $\theta_1^f = 137^\circ$, $\theta_3^i = 68^\circ$ e $\theta_3^f = 106^\circ$. Também é possível observar no canto superior esquerdo o referencial de coordenadas que foi utilizado com referência em nossa análise.	10

2.3	Fotografia de um dos três detectores DSSSD's utilizados no experimento, é possível observar o formato em diamante utilizado durante o experimento. Figura extraída da Ref. [21].	11
2.4	Fotografia da câmara experimental instalada no <i>Cyclotron Institute of Texas A&M University</i> com o alvo ^{197}Au ao centro da figura à esquerda e, também, o esquema experimental com os detectores DSSSD posicionados em formato de diamante na figura à direita. Figura extraída da Ref. [21].	11
2.5	Ilustração esquemática do sistema eletrônico GET utilizado na aquisição dos dados.	13
2.6	Ilustração esquemática do Laboratório Tandem, onde podemos observar a fonte de íons, o tanque de aceleração e a área experimental [25]. . . .	14
2.7	Ilustração do funcionamento da fonte de íons do tipo SNICS [26]. . . .	15
2.8	Esquema do acelerador, onde é possível observar as correntes constituídas de uma cadeia de cilindros metálicos conectados por juntas de nylon (<i>pellets</i>) que transportam a carga, criando as diferenças de potencial necessárias para aceleração do feixe. Na metade, observamos a folha de carbono utilizada para a troca de carga do feixe. Figura extraída da Ref. [27].	16
2.9	Arranjo experimental do sistema de detecção para as medidas realizadas em junho de 2022 no laboratório Tandem.	18
2.10	Típico espectro biparamétrico para sistema $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ medido à $E_{lab} = 63.8 \text{ MeV}$ no ângulo de $\theta_{lab} = 120^\circ$	19
2.11	Esquema do módulo MSI-8 da Mesytech utilizado no acelerador Tandem. A placa é constituída de 8 entradas (<i>inputs</i>) e um módulo modelador <i>shaper module</i> que divide o sinal em uma porta de energia e tempo (<i>Discriminator Gate Generator</i>).[31]	20

3.1	(a) Espectros das fontes alfas utilizadas na calibração com as 4 linhas características dos isótopos ^{148}Gd , ^{239}Pu , ^{241}Am e ^{244}Cm . (b) Reta de calibração típica para um determinado <i>strip</i> do detector. As posições e energias das linhas foram devidamente identificadas pela macro escrito em ROOT.	24
3.2	Típico espectro monoparamétrico obtido no experimento realizado na <i>Texas A&M university</i> calibrado em energia. Caracterizamos os picos referentes aos espalhamento elástico de ^{12}N e ^7Be no alvo de ^{197}Au . . .	25
3.3	Ilustração esquemática das multiplicidades reduzidas dos dados experimentais. As cores verdes, vermelhas e azul indicam as multiplicidades 2, 3 e 4 respectivamente. Já os pontos em laranja representam os eventos espúrios que foram excluídos da análise.	26
3.4	Imagem obtida da simulação dos detectores. No eixo \hat{z} estão colocadas as contagens em uma paleta de cores. Os <i>pixels</i> em branco correspondem a partes dos com eventos que não foram considerados provenientes do sistema de detecção.	27
3.5	Obtenção do intervalo de integração do pico elástico utilizado na contabilidade das contagens através de um ajuste gaussiano na (a) região $70^\circ \leq \theta_{lab} \leq 75^\circ$ e (b) $75^\circ \leq \theta_{lab} \leq 80^\circ$. A resolução em energia dos detectores foi estimada em 3,5 MeV, considerando a largura a meia altura desse ajuste.	29
3.6	Distribuição angular para a seção de choque do espalhamento elástico do sistema $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$ na energia de 70 MeV.	30
3.7	Típica reta de calibração para o sistema $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ para o detector 4 do Z8.	31
3.8	Típico espectro monoparamétrico calibrado para o sistema $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ medido em $E_{lab} = 60$ MeV no ângulo de $\theta_{lab} = 45,2^\circ$ com resolução de 690 keV.	33

3.9	Distribuição angular para a razão de ângulo sólido dos diferentes detectores do Z8 calculadas através do espalhamento de ^{16}O no alvo de ^{197}Au em $E_{lab} = 25$ MeV.	35
3.10	Espectro em energia típico para a região I com o respectivo I_{elas}	37
3.11	Espectro em energia típico para a região II com $I_{elas} = [x_0 - 3\sigma, x_0 + 3\sigma]$ obtido por meio de um ajuste gaussiano.	37
3.12	Distribuições angulares para a seção de choque dos espalhamentos elástico para as energias de $E_{lab} = 59,8; 63,8$ e $65,8$ MeV.	38
4.1	Representação do espalhamento quântico entre dois núcleos. Figura adaptada da Ref [33].	40
4.2	Comportamento das partes reais e imaginárias da componente s ($l = 0$) de uma função de onda espalhada $\Psi_{esp}(\mathbf{r})$ em relação à distância. Figura extraída da Ref. [35].	44
4.3	Ilustração esquemática, em uma dimensão, da ação do potencial no comprimento de onda, causando um deslocamento na fase δ em relação a onda livre. O sinal desse deslocamento depende se o potencial em questão é atrativo ($\delta < 0$) ou repulsivo ($\delta > 0$). Figura adaptada de Ref. [33].	46
4.4	Ilustração esquemática do sistema de coordenadas utilizado no modelo de dupla convolução.	50
4.5	Ilustração esquemática do modelo de partícula única, em que o potencial V_{cp} descreve a interação entre o caroço invertido e a partícula de valência.	54
4.6	Ilustração esquemática do sistema de coordenadas para um sistema de três corpos indicando C.M. como o centro de massa do sistema.	55
4.7	Sistema de coordenadas para um núcleo rodando em torno do eixo z no referencial do laboratório, sua deformação se dá em um torno de um eixo de simetria z' que varia continuamente com z [46].	56
4.8	Primeiros modos de vibração na superfície nuclear, mostrando a forma do núcleo para cada modo (linha contínua) em comparação com o núcleo esférico original. Figura extraída da Ref. [36].	57

4.9	Comparação entre um potencial óptico (SPP) e a forma superficial de um típico potencial de acoplamento. Figura extraída da Ref. [35]. . . .	60
5.1	Distribuição angular para o espalhamento elástico de $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$ para $E_{lab} = 70$ MeV com dois cálculos utilizando potenciais ópticos do tipo Woods-Saxon, com parâmetros de ajuste na Tabela 5.1.	66
5.2	Distribuição angular para o espalhamento elástico do sistema $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$ à $E_{lab} = 70$ MeV (pontos em círculos pretos). As linhas tracejadas representam os resultados dos cálculos com os potenciais São Paulo 1 (linha azul) e 2 (linha vermelha). As linhas tracejadas correspondem aos ajustes realizados com o potencial São Paulo 2.	67
5.3	Distribuição angular para sistema $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$ à $E_{lab} = 70$ MeV (pontos em vermelho), sistema $^{10}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ à $E_{lab} = 66$ MeV (triângulos pretos) e sistema $^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ à $E_{lab} = 69,9$ MeV (triângulos azuis). As linhas sólidas são obtidas através de cálculos de modelo ótico utilizando potenciais do tipo Woods-Saxon.	68
5.4	Distribuições angulares para a seção de choque do espalhamento elástico do sistema $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$. As linhas vermelhas representam o modelo ajustado aos dados experimentais. Já as linhas tracejadas azuis e verdes representam os potenciais ópticos para o sistema $^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ para as energias de 60.9 e 64.9 MeV, respectivamente.	70
5.5	Distribuições angulares para a seção de choque do espalhamento elástico do sistema $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$. As linhas vermelhas, com os α, β, γ , representam o modelo ajustado aos dados experimentais nas energias indicadas. A linha tracejada representa o potencial de São Paulo 1 e a linha pontilhada-tracejada azul o Potencial de São Paulo 2, ambos com as normalizações $N_r = 1, 0$ e $N_i = 0, 78$	72
5.6	Esquema com os níveis utilizados para o núcleo de ^{197}Au	74

- 5.7 Distribuição angular para sistema $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$ à $E_{lab} = 70$ MeV (pontos em círculos pretos). A linha sólida tracejada representa os cálculos acoplados com a inclusão das excitações inelásticas do alvo. A linha pontilhada em verde mostra o mesmo cálculo, mas sem os acoplamentos. Já a linha sólida azul representa os cálculos de modelo óptico utilizando o potencial São Paulo com a normalização $N_r = 1,0$ para a parte real e $N_I = 0,78$ para a imaginária. 75
- 5.8 Esquema com os níveis utilizados para o projétil de ^{13}C e alvo de ^{208}Pb . 76
- 5.9 Distribuições angulares para a seção de choque do espalhamento elástico do sistema $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$. A linha sólida em azul representa o cálculo de modelo óptico utilizado o Potencial São Paulo 2 (SPP2) com as normalizações padrão. A linha sólida vermelha representa o cálculo de canais acoplados com as deformações das excitações inelásticas nos potenciais nuclear e coulombiano e a linha em verde mostra, o mesmo cálculo sem os acoplamentos. 78
- 5.10 Esquema para o acoplamento *overleap* do alvo - *overleap* do projétil utilizado no cálculo de CRC de um nêutron (1n) para a reação $^{208}\text{Pb}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{C})^{209}\text{Pb}$. Figura adaptada da Ref. [55]. 80
- 5.11 Distribuições angulares para a seção de choque do espalhamento elástico para o sistema $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$. As linhas sólidas vermelha e azul representam o cálculo de canais de reação acoplados (CRC), considerando excitações no projétil e no alvo, e cálculo de canais acoplados (CC), respectivamente. Já a enquanto a linha pontilhada em verde ilustra este o mesmo cálculo CC sem considerar os acoplamentos.. . . . 81
- 5.12 Sistemática de seção de choque reduzida utilizando múltiplos projéteis com núcleos leves espalhados em alvos de ^{197}Au , ^{208}Pb e ^{209}Bi 85

- 5.13 Razão entre as seções de choque para o espalhamento elástico normalizadas pelos respectivos valores de Rutherford em função da distância de interação reduzida para os sistemas: (a) ${}^8\text{B} + {}^{208}\text{Pb}$, (b) ${}^{10}\text{C} + {}^{208}\text{Pb}$ e (c) ${}^{12}\text{N} + {}^{197}\text{Au}$ nas energias de 50, 66 e 70 MeV. Figura extraída da Ref. [21]. 90
- 5.14 Distância de interação reduzida em função da energia de ligação para os núcleos indicados. A linha pontilhada mostra um indicativo de tendência para os núcleos mais fortemente ligados, representados pelos pontos em vermelho. A linha pontilhada em verde representa a mesma tendência para os núcleos ricos em prótons, também representados por pontos em verde. Os pontos em azul representam os núcleos ricos em nêutrons. . . 91

Lista de Tabelas

2.1	Rigidez magnética para cada estado de carga do feixe secundário.	9
2.2	Espessura para os detectores ΔE que compõe o T4.	18
3.1	Coefficientes da reta de calibração ajustados aos dados experimentais de $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ e $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ para as energias 25 e 50 MeV, respectivamente, para os detectores de silício do conjunto Z8.	32
3.2	Correções do espaçamento entre os detectores do Z8 em relação a posição do primeiro detector 1.	34
3.3	Razão de ângulo sólido obtidas para cada detector de Z8 por meio da Equação 3.11. Os valores correspondem a média ponderada nas incertezas dos valores obtidos individualmente para cada intervalo medido durante o experimento.	36
5.1	Parâmetros do potencial óptico tipo Woods-Saxon obtidos para o sistema $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$ à 70 MeV.	65
5.2	Parâmetros do potencial óptico tipo SPP2 obtidos para o espalhamento elástico de $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$ à 70 MeV.	67
5.3	Parâmetros do potencial óptico tipo Woods-Saxon obtidos para o sistema $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$. Os potenciais WS-1 (linha tracejada azul), WS-3 e WS-5 (linha tracejada verde) representam os obtidos no espalhamento de $^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ nas energias de 60,9 e 64,9 MeV, respectivamente. Os potenciais WS-2, WS-4 e WS-6, representados na cor vermelha, representam os valores ajustados para cada energia dos dados experimentais.	71

5.4	Parâmetros do potencial óptico tipo SPP1 e SPP2 obtidos para o sistema $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$. Os sub-índices α , β e γ representam os valores ajustados para cada energia dos dados experimentais da Figura 5.5.	73
5.5	Parâmetros de deformações dos estados do alvo de ^{197}Au utilizados nos cálculos dos potenciais.	75
5.6	Parâmetros de deformação dos estados excitados do projétil de ^{13}C e do alvo de ^{208}Pb utilizados nos cálculos do potencial coulombiano e nuclear.	76
5.7	Seções de choque de reação calculadas a partir do modelo ótico (OM) e de canais acoplados (CC) para as três energias medidas para o sistema $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$	77
5.8	Valores calculados para a seção de choque de reação para as medidas de $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$ e $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ utilizados na Figura 5.12.	84
5.9	Comparação entre os parâmetros utilizados para a seção de choque reduzida para os núcleos fracamente ligados de ^{12}N , ^8B e ^9Be	86
5.10	Comparação entre os parâmetros utilizados para a seção de choque reduzida entre os projéteis de ^{13}C , ^{12}C e ^7Li espalhados em alvo de ^{208}Pb	86
5.11	Distância de interação crítica reduzida d_I , distância de absorção forte d_S e de Δd para os projéteis indicados.	89
A.1	Parâmetros dos diferentes sistemas de partículas leves espalhadas em alvo de ^{197}Au utilizados na Figura 5.12. Os parâmetros foram obtidos diretamente das referências indicadas ou calculadas ajustando um potencial do tipo Woods-Saxon.	104
A.2	Parâmetros dos diferentes sistemas de partículas leves ($A < 10$) espalhadas em alvo de ^{208}Pb utilizados na Figura 5.12. Os parâmetros foram obtidos diretamente das referências indicadas ou calculadas ajustando um potencial Óptico.	105

A.3 Parâmetros dos diferentes sistemas de partículas leves ($A \geq 10$) espalhadas em alvo de ^{208}Pb utilizados na Figura 5.12. Os parâmetros foram obtidos diretamente das referências indicadas ou calculadas ajustando um potencial Óptico.	106
--	-----

Capítulo 1

Introdução

O núcleo atômico é um sistema quântico complexo composto por prótons e nêutrons que interagem fortemente entre si num volume reduzido. O equilíbrio entre o número de prótons e nêutrons é fundamental para conferir estabilidade ao núcleo atômico. Dessa relação, decorre que, ao longo da carta de nuclídeos, existem aproximadamente 300 isótopos estáveis e possivelmente mais de 3.000 núcleos instáveis [1], com meia-vidas variando de microssegundos a bilhões de anos. Uma das principais fontes de informação sobre as propriedades desses núcleos são as reações nucleares.

Em particular, reações nucleares induzidas por íons pesados são poderosas ferramentas para explorar as dinâmicas entre os diversos tipos de canais de reações e para testar os modelos teóricos de reações e de estrutura nuclear. Para energias de colisões próximas à barreira coulombiana, tanto o espalhamento elástico quanto a fusão tendem a ser os principais canais de reação. E colisões que envolvem núcleos exóticos, os quais são caracterizados por baixa energia de separação de próton (ou nêutron), na faixa de centenas de keV a poucos MeVs, outros canais como *breakup* e transferências de poucos núcleons podem ser relevantes [2].

As medidas de espalhamento elástico podem proporcionar valiosas informações sobre os efeitos dinâmicos, assim como a estrutura internas dos núcleos envolvidos na colisão. Por exemplo, essas medidas podem ser usadas para caracterizar a estrutura de *halo* do projétil ou até mesmo para a compreensão da interação entre íons pesados,

como evidenciado na literatura [3, 4, 5]. Com o surgimento de facilidades que produzam feixes radioativos, várias medidas foram então realizadas com esses feixes, possibilitando o estudo da estrutura de *halo* em núcleos leves ricos em prótons ou em nêutrons como ${}^6,8\text{He}$, ${}^{11}\text{Be}$ e ${}^{11}\text{Li}$. [6]

1.1 Características gerais do espalhamento elástico

A Figura 1.1 ilustra a distribuição angular típica das seções de choque diferenciais do espalhamento elástico entre o ${}^{12}\text{C}$ e o ${}^{208}\text{Pb}$ para duas energias distintas de incidência do projétil, acima da barreira coulombiana ($V_B = 58 \text{ MeV}$). Para enfatizar os efeitos estáticos ou dinâmicos e para evidenciar a influência do campo nuclear entre as partículas durante a reação, as seções de choque são normalizadas pela correspondente seção de choque de Rutherford (σ_{Ruth}). Tipicamente, as seções de choque seguem a σ_{Ruth} para ângulos bem dianteiros, seguido por um comportamento oscilatório, que resulta num máximo conhecido como pico de Fresnel e, por fim, uma queda exponencial. O pico de Fresnel é uma consequência dos efeitos de interferência construtiva do espalhamento coulombiano e nuclear. Distribuições angulares para o espalhamento elástico de núcleos ricos em nêutrons indicam fortes absorções em ângulos traseiros e uma forte supressão do pico de Fresnel [3].

A partir da distribuição angular do espalhamento elástico podemos também extrair a seção de choque total de reação, definida como a soma das seções de choque integradas para todos os canais de reação não-elásticos,

$$\sigma_R = \sigma_{inel} + \sigma_{fusion} + \sigma_{transfer} + \sigma_{brea} + \dots$$

onde σ_{inel} , σ_{fusion} , $\sigma_{transfer}$, σ_{brea} são as seções de choque referentes aos espalhamentos inelásticos, fusão, transferências entre núcleons e *breakup*, respectivamente.

A seção de choque de fusão pode ser estimada levando-se em conta os detalhes da barreira coulombiana e calculando-se a penetração da função de onda através da barreira. As estimativas para os demais termos requerem teorias de reações diretas. Mesmo

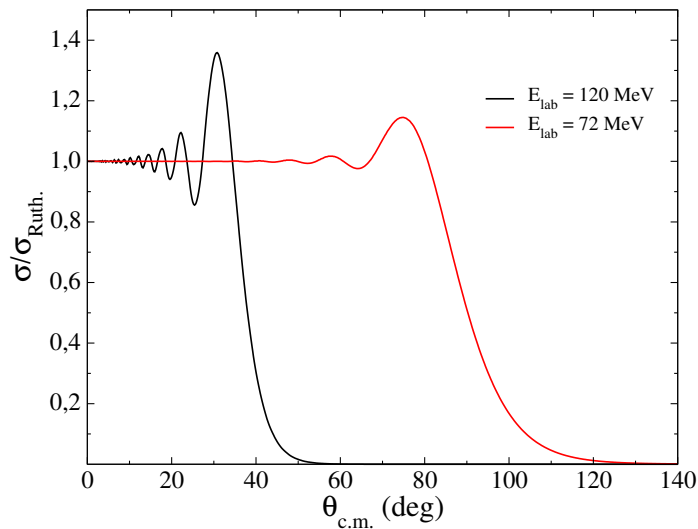


Figura 1.1: Cálculo com o modelo óptico para a distribuição angular do espalhamento elástico do sistema $^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ nas energias de 72 e 120 MeV. Os parâmetros, utilizando o potencial de Woods-Saxon, foram extraídos da Ref. [7].

sem recorrer a cálculos sofisticados, é possível obter informações qualitativas sobre os mecanismos através de comparações sistemáticas utilizando métodos de redução de dados, por exemplo o proposto por Canto et al. [8]. De modo geral, observa-se que núcleos fracamente ligados exibem seções de choque de reação mais elevadas para colisões em energias abaixo e próximas da V_B . Um exemplo disso é o espalhamento elástico para o sistema $^8\text{B} + ^{208}\text{Pb}$ à $E_{lab} = 50$ MeV, reportado na Ref. [9], no qual o projétil fracamente ligado ($S_p = 137,5$ KeV) apresenta uma seção de choque de reação, $\sigma_R = 1112$ mb, notavelmente mais alta que para o isótopo de ^7Be à $E_{lab} = 42,2$ MeV, com $\sigma_R = 371$ mb. Essa elevada seção de choque total de reação é principalmente devido a contribuição do *breakup*, que para esses núcleos fracamente ligados são consideravelmente altas.

Além da seção de choque total de reação, o comportamento da distribuição angular do espalhamento elástico pode fornecer indícios da estrutura nuclear de um dos núcleos participantes da colisão. Isso porque os potenciais utilizados são sensíveis a estrutura dos núcleos envolvidos. Por exemplo, a Figura 1.2 ilustra a comparação entre as distribuições angulares dos espalhamentos elásticos de ^{10}C e ^{12}C em um alvo de ^{208}Pb [10]. O ^{10}C é um núcleo rico em prótons, instável e caracterizado por uma estrutura bruniana

(super-borromeano) correspondente a uma estrutura de *cluster* do tipo $\alpha + \alpha + p + p$. Na distribuição angular para o projétil de ^{10}C , o pico de Fresnel é suprimido devido à essa estrutura, o que não ocorre para o projétil de ^{12}C . A forte absorção do fluxo de espalhamento elástico para o ^{10}C foi atribuída ao efeito de sua estrutura de *cluster* [10]. Outros exemplos da ocorrência de uma forte absorção do fluxo de espalhamento elástico pode ser encontrado para núcleos ricos em nêutrons e fracamente ligados como $^{6,8}\text{He}$ [11, 12] e ^{11}Li [13, 14].

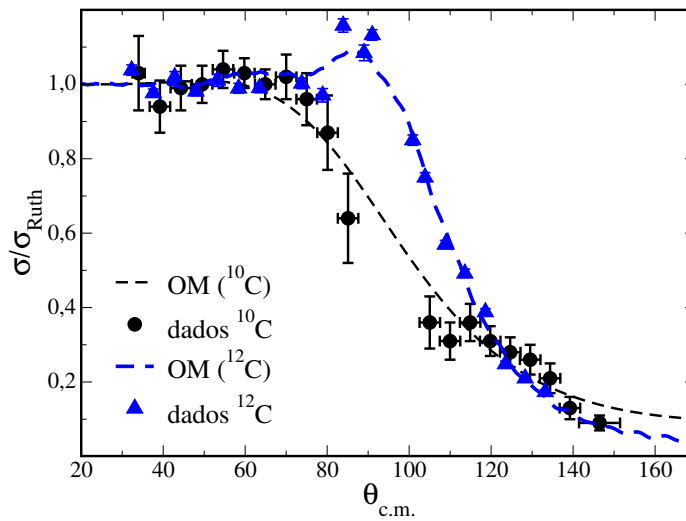


Figura 1.2: Comparação entre as distribuições angulares para o sistema $^{10}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ à 66 MeV, representados pelos pontos em preto, e o sistema $^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ à 64,9 MeV, representados pelos pontos em azul. Os parâmetros para os cálculos de modelo óptico, utilizando potenciais do tipo Woods-Saxon, podem ser encontrados na Tabela 5.1. Os valores foram extraídos da Ref. [10].

Esta dissertação dedica-se a estudar o espalhamento elástico dos núcleos ^{13}C e ^{12}N por núcleo-alvos pesados (^{208}Pb e ^{197}Au , respectivamente) no regime de energia próxima à barreira coulombiana de cada sistema.

O ^{13}C é um núcleo estável, com $T = (N-Z)/2 = 1/2$, cuja estrutura nuclear é bem descrita pelo modelo de partícula única (conhecido como *single-particle model*), no qual o nêutron desemparelhado determina o spin-paridade do estado fundamental. A energia de separação para a configuração $^{12}\text{C} + n$ é $S_n = 4,946$ MeV. Medidas de espalhamento

elástico para esse núcleo em alvo de ^{208}Pb foram realizadas em altas energias (390 MeV), com resultados publicados em [15], e em energias abaixo da barreira Coulombiana (54 MeV) [16]. Com efeito, cobriremos a região de energia que não foi explorada, na qual os efeitos de acoplamentos com outros canais de reações podem ser relevantes.

Por outro lado, o ^{12}N é um núcleo instável, com meia vida de 11 ms, rico em prótons e com energia de separação de próton $S_p = 601$ keV. Esse valor é cerca de 4 vezes maior que a energia de separação do prótons do núcleo de ^8B ($S_p = 138$ keV) e igual ao do ^{17}F . Devido a essa baixa energia de ligação, o núcleo de ^{12}N apresenta várias ressonâncias que desempenham um papel relevante na determinação da reação de captura $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ que, que é uma reação importante no ciclo CNO de estrelas supermassivas [17, 18]. É importante ressaltar que essa é a primeira medida de espalhamento elástico para esse projétil em alvos pesados.

No capítulo 2 apresentaremos os arranjos experimentais utilizados para as medidas dos sistemas de $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$ e $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$. No capítulo 3 descrevemos detalhadamente como foram feitas as reduções desses dados que, devido aos diferentes tipos de eletrônica de aquisição, tiveram métodos distintos.

No capítulo 4 apresentaremos brevemente os fundamentos teóricos envolvidos nos cálculos para descrever o comportamento das distribuições angulares obtidas das análises. Neste ponto, descreveremos como é construída a teoria de espalhamento no contexto da mecânica quântica com o método de ondas parciais, juntamente com os modelos de cálculo que utilizaremos para resolver essas equações. No capítulo 5 apresentamos os resultados das análises dos dados experimentais, acompanhados das respectivas discussões e modelos comparativos. Também realizamos uma análise comparativa da seção de choque total de reação, extraída experimentalmente, com a de outros sistemas com massas atômicas próximas por meio de um método de redução.

Capítulo 2

Arranjos Experimentais

Este capítulo é dedicado a descrição dos arranjos experimentais utilizados nas medidas de espalhamento elásticos dos sistemas de $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$ à $E_{lab} = 70$ MeV e $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ à $E_{lab} = 59,8; 63,8$ e $65,8$ MeV, juntamente com uma breve descrição de cada um dos aceleradores utilizados e a eletrônica responsável pela aquisição de cada conjunto de dados. Esses dados foram reduzidos e analisados com o intuito de se obter as distribuições angulares e a partir da análise destas, as informações á cerca da estrutura de cada um dos projéteis estudados neste trabalho.

2.1 Arranjo para a medida de $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$

Para investigarmos os efeitos estáticos e dinâmicos da estrutura do ^{12}N no espalhamento elástico realizamos uma medida da distribuição angular deste núcleo num alvo de ^{197}Au . Essas medidas foram realizadas no *Cyclotron Institute da Texas A&M University*, localizada na cidade de College Station, Texas, Estados Unidos.

O feixe radioativo de ^{12}N foi produzido pela reação de transferência de dois prótons $^3\text{He}(^{10}\text{B}, ^{12}\text{N})n$. O feixe primário de $^{10}\text{B}^{3+}$, com 10,7 MeV/u, foi produzido e acelerado pelo ciclotron supercondutor K500 incidido em uma célula gasosa refrigerada preenchida com gás de ^3He a uma pressão de 819 Torr. Os íons de ^{12}N produzidos foram selecionados e separados pelo *Momentum Achromatic Recoil Spectrometer* (MARS) [19]. Este

espectrômetro, juntamente com o arranjo experimental, são descritos á seguir.

2.1.1 Espectrômetro MARS

O espectrômetro MARS foi projetado combinando um conjunto de sistemas eletromagnéticos (dipolos, quadrupolos e etc) para selecionar e separar em vôo vários elementos em uma larga faixa de energia de aceitação ($\Delta E/E = \pm 9\%$), com uma resolução em massa estimada em $\delta M/M \approx 1/300$ e ângulo sólido de 2msr. Maiores detalhes sobre esse sistema podem ser encontrados na Ref. [19].

Na experiência utilizamos o feixe primário de $^{10}\text{B}^{3+}$ acelerado pelo ciclotron K500 a uma energia de 107 MeV. O feixe desse núcleo, antes de entrar no espectrômetro MARS, mostrado na Figura 2.1, passa pelo dipolo magnético SW1, que juntamente com o análogo SW2 o deflete para a correta incidência na câmara gasosa de produção. Nesta câmara está contido o alvo de produção gasoso de ^3He resfriado e pressurizado á 77 K e 819 Torr, respectivamente. Logo após, estão os quadrupolos magnéticos Q1, Q2 e Q3, seguidos dos dipolos D1 e D2, os quais, produzem a acromaticidade (limitação dos possíveis efeitos de interferência cromática) e o transporte paralelo do feixe em direção ao filtro de velocidade V1 onde será disperso verticalmente através de campos elétricos e magnéticos.

O principio básico de operação de um filtro de velocidade é o balanço entre as forças elétricas (\vec{F}_e) e de Lorentz (\vec{F}_m) atuando sobre a partícula carregada de carga q e velocidade v , como pode ser visto nas equações a seguir,

$$\begin{aligned}\vec{F}_e &= q\vec{E}, \\ \vec{F}_m &= q(\vec{v} \times \vec{B}).\end{aligned}\tag{2.1}$$

No interior do seletor de velocidades V1, o campo magnético é sempre perpendicular com a velocidade da partícula, de modo que a força de Lorentz é simplificada em $F_m = qvB$. Desse modo, apenas partículas nas quais as forças elétricas e magnéticas tenham a mesma magnitude e direções contrárias, não serão defletidas pelo filtro V1.

Podemos calcular a velocidade que será permitida a passagem dessas partículas pelo filtro (v_p) como,

$$F_e = F_m \rightarrow v_f = \frac{E}{B}. \quad (2.2)$$

Ao sair de V1, o feixe será defletido pelo dipolo D3 e focalizado pelos dois últimos quadrupolos Q4 e Q5. Estes quadrupolos proporcionarão foco nas planos paralelo e vertical, eliminando a dispersão em momento no filtro de velocidades. Isso resulta no foco de massa M/q de primeira ordem, onde M e q representam, respectivamente, a massa e carga da partícula. Após o quadrupolo magnético Q3, são posicionados colimadores de momento que irão definir a quantidade de momento, aceita e eliminada do feixe primário pelo sistema.

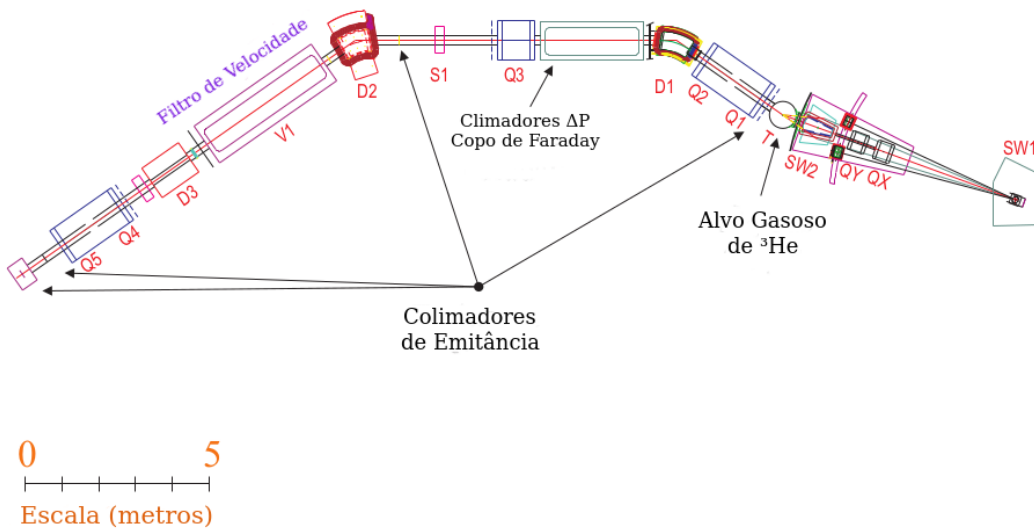


Figura 2.1: Configuração esquemática para o Espectrômetro de Recuo Acromático de Momento (*Momentum Achromatic Recoil Spectrometer*) que foi utilizado para a produção e separação do feixe radioativo de ^{12}N , na câmara indicada por T, a partir do feixe primário de ^{10}B , que entra no espectrômetro através do oscilador SW1, produzido no ciclotron K500. Figura adaptada da Ref. [20].

O feixe secundário de ^{12}N foi produzido pela reação de transferência de dois prótons $^3\text{He}(^{10}\text{B}, ^{12}\text{N})\text{n}$, inicialmente com energia entre ≈ 90 e 100 MeV, dependendo do ângulo. Um outro elemento que é também produzido pela reação de $^{10}\text{B} + ^3\text{He}$ é o ^7Be . Devido a proximidade dos valores de q/M , ambos os elementos são aceitos pelo espectrômetro e chegam no alvo de reação, de modo que, o ^7Be é considerado um dos contaminantes do feixe principal de ^{12}N .

A taxa de produção desses elementos foi de 7,3 e 9,3 partículas por 1 nC de feixe para o ^{12}N para o ^7Be , respectivamente. A partir disso, concluímos que 44% do feixe secundário é composto de ^{12}N e 56% de ^7Be . Como resultado, o feixe secundário de ^{12}N foi obtido com energia de 79,5 MeV, antes dos cintiladores, e com uma intensidade de 1×10^3 pps. O contaminante de ^7Be por sua vez foi obtido com uma intensidade de $1,4 \times 10^3$ pps e com 42 MeV de energia. Considerando-se agora as perdas de energia que ocorrem na janela de Mylar da câmara de produção, com espessura de $250 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, e nos cintiladores, o feixe de ^{12}N chegou na câmara de espalhamento (antes do alvo) com uma energia de 73,3 MeV.

Elemento	Estado de carga	Rigidez magnética (T·m)
^7Be	+4	0,6378
	+3	0,8503
^{12}N	+7	0,6371
	+6	0,7433
	+5	0,8920

Tabela 2.1: Rigidez magnética para cada estado de carga do feixe secundário.

2.1.2 Câmara de Espalhamento

(A) Sistema de Detecção

O feixe de ^{12}N , produzido pelo MARS, foi então direcionado a câmara de espalhamento, onde ocorreu a interação com o alvo. Nessa câmara se encontra o sistema de detecção utilizado nas medidas. Um desenho esquemático do *setup* é apresentado na Figura 2.2 onde os intervalos angulares cobertos pelos detectores estão indicados. O sistema de detecção consistiu de três detectores do tipo *Double Sided Silicon Strip Detector* (DSSSD), com área efetiva de 100 mm x 100 mm com 500 μm de espessura com ambos os lados, frontais e traseiros, segmentados com 128 faixas (*strips*). Esses detectores foram posicionados em um arranjo no formato de diamante, com o intuito de cobrir a maior região angular possível (30° a 137°). As Figuras 2.3 e 2.4 mostram as fotos de um dos detectores DSSSD's utilizados e suas montagens no interior da câmara experimental. O alvo consistiu de uma folha de ^{197}Au com $4,7 \text{ mg/cm}^2$ de espessura montada em um suporte grosso de carbono.

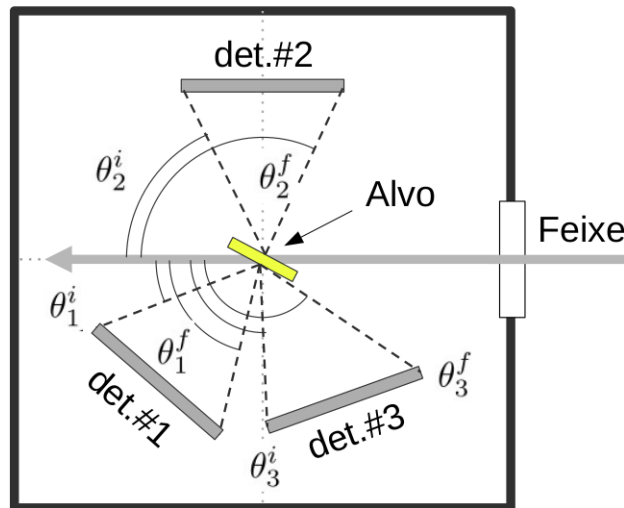


Figura 2.2: Ilustração esquemática do arranjo experimental utilizado na medida de $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$, com $\theta_1^i = 29^\circ$ e $\theta_1^f = 75^\circ$, $\theta_2^i = 95^\circ$ e $\theta_2^f = 137^\circ$, $\theta_3^i = 68^\circ$ e $\theta_3^f = 106^\circ$. Também é possível observar no canto superior esquerdo o referencial de coordenadas que foi utilizado com referência em nossa análise.

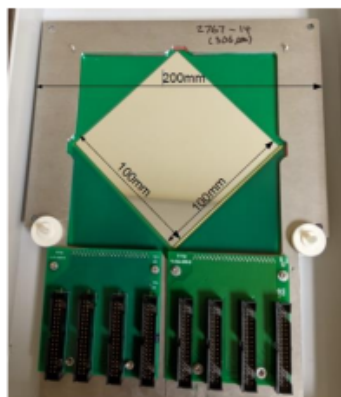


Figura 2.3: Fotografia de um dos três detectores DSSSD's utilizados no experimento, é possível observar o formato em diamante utilizado durante o experimento. Figura extraída da Ref. [21].

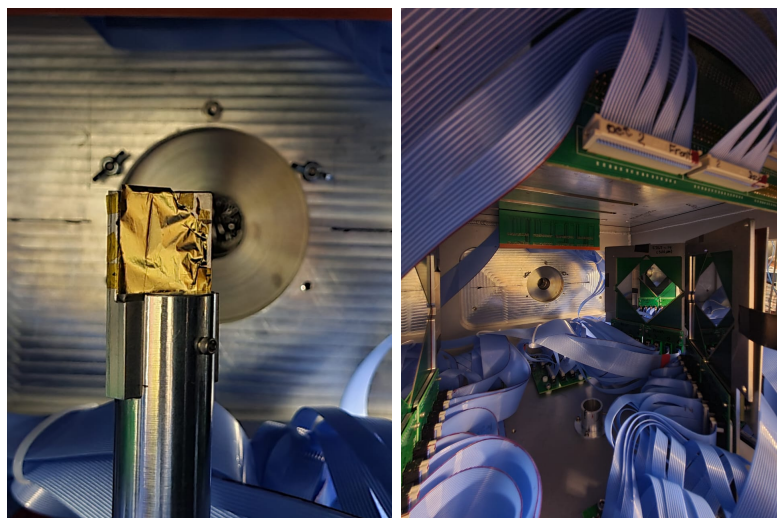


Figura 2.4: Fotografia da câmara experimental instalada no *Cyclotron Institute of Texas A&M University* com o alvo ^{197}Au ao centro da figura à esquerda e, também, o esquema experimental com os detectores DSSSD posicionados em formato de diamante na figura à direita. Figura extraída da Ref. [21].

(B) Eletrônica de Aquisição

A eletrônica para o tratamento dos sinais dos detectores DSSSD's é baseada na eletrônica geral utilizada pelo *Active Target Time Projection Chamber* da *Texas A&M University* (AT-TPC), uma descrição mais detalhada desse sistema de aquisição pode ser encontrada na Ref. [22]. Em linhas gerais, o sistema de saída do TexAT (*Texas Active Target*) é constituído de 24 chips, os quais amplificam e modelam os sinais dos detectores. Cada *strip* dos detectores é considerado como sendo um canal. O sinal de cada *strip* é armazenado em 512 janelas temporais com frequência que pode variar entre 1 e 100 MHz. Estes sinais são então comparados a um certo limite e se for maior dispara o gatilho de aquisição.

Os 24 chips estão instalados em 6 placas *Application Specific Integrated Circuit - ASIC* e *analog-to-digital converter - ADC* (AsAd), 4 por placa, que são responsáveis por digitalizar os sinais quando o gatilho for disparado. Até quatro dessas placas podem ser conectadas no topo de cada nível do sistema eletrônico-GET até a placa de concentração (CoBo). Quando o gatilho é enviado ao CoBo, este é coletado marcando o tempo dos dados e enviando os dados para serem armazenados. Uma placa adicional, chamada MuTAnT (*Multiplicity Trigger And Time*) é usada para a sincronização de todos os CoBos. Essa placa, também, coleta os gatilhos para todos os CoBos gerando, no final, um único gatilho global. Há três tipos diferentes de gatilhos nesse sistema, nomeados: Nível 0, Nível 1 e Nível 2. O gatilho de Nível 0 é um externo. O gatilho Nível 1 é obtido somando todas os múltiplos gatilhos vindo do CoBo para gerar um único gatilho. Por fim, o gatilho Nível 2, pode disparar em um padrão predefinido complexo de canais. A Figura 2.5 ilustra todo esse esquema descrito acima. Esses dados foram então processados e analisados através da estrutura de análise escrita em ROOT [23].

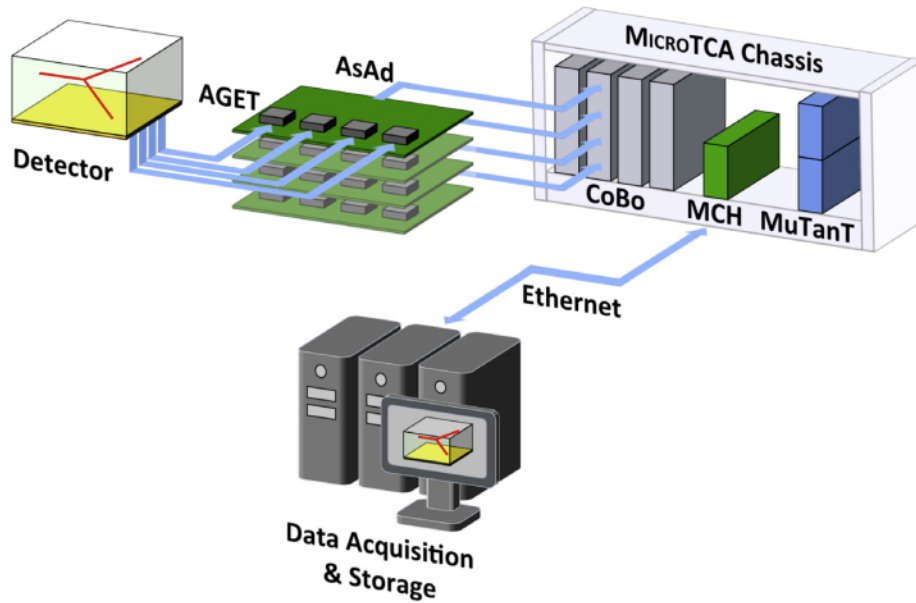


Figura 2.5: Ilustração esquemática do sistema eletrônico GET utilizado na aquisição dos dados.

2.2 Arranjo para a medida de $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$

Para investigarmos os efeitos estáticos e dinâmicos da estrutura do núcleo de ^{13}C realizamos uma medida de espalhamento elástico em alvo de ^{208}Pb no laboratório Tandem, Buenos Aires, Argentina. Nessa experiência medimos 3 distribuições angulares à energias próximas a barreira coulombiana: $E_{lab} = 58,9; 63,8$ e $65,8\text{MeV}$ cobrindo uma região angular de 30° à 160° . A seguir, descrevemos o acelerador e o aparato experimental utilizado nas medidas.

2.2.1 Laboratório Tandem

O acelerador Tandem, situado nas instalações do *Centro Atomico Constituyentes* é vinculado a *Comision Nacional de Energia Atomica* (CNEA) da Argentina [24]. Esse acelerador, mostrado na Figura 2.6, têm uma tensão máxima no terminal de 20 MV, mas nas últimas experiências o máximo alcançado têm sido de 10 MV.

O feixe de ^{13}C utilizado na medida desse trabalho, foi produzido por uma fonte

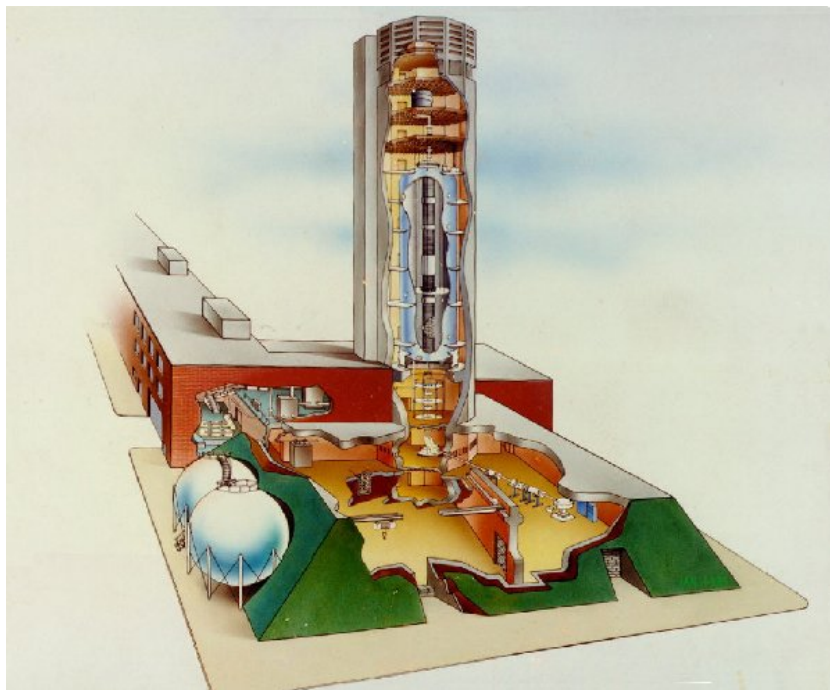


Figura 2.6: Ilustração esquemática do Laboratório Tandem, onde podemos observar a fonte de íons, o tanque de aceleração e a área experimental [25].

do tipo MC-SNICS (*Multicathode Source of Negative Ions by Cesium Sputtering*), Figura 2.7, onde o material do feixe de interesse é colocado em um catodo. Vapor de Césio de um reservatório aquecido a $1200\text{ }^\circ\text{C}$ é introduzido na fonte e ionizado positivamente por um filamento (Cs^+). Esse césio, é direcionado ao catodo, devido a uma diferença de potencial. A colisão desse césio com o material do catodo, provoca um desprendimento do material do feixe de interesse e ao mesmo tempo provoca uma ionização desse material, num processo conhecido como *sputtering*. O material do feixe de interesse ionizado é então extraído da fonte por uma diferença de potencial de 3 kV (tensão de extração). A seguir esse íons sofrem uma pré-aceleração de $V_p = 12\text{ kV}$.

Após essa pré-aceleração, o feixe de interesse (^{13}C) juntamente com outros elementos que eventualmente são extraídos, são direcionados ao ímã ejetor defletindo-os. A função desse ímã defletor é, não apenas defletir em 90° , mas também selecionar o elemento de interesse pela rigidez magnética, dada por:

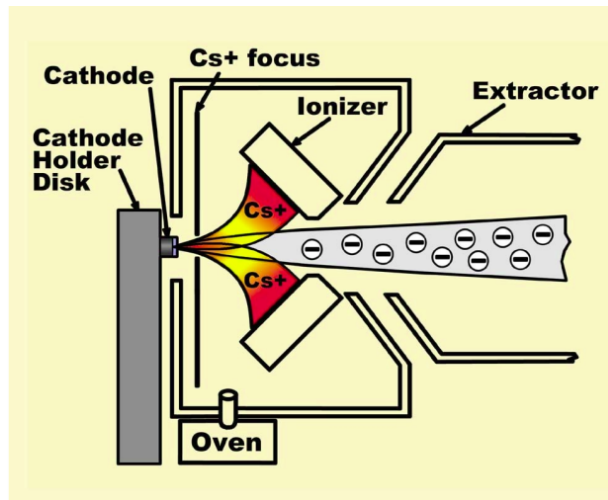


Figura 2.7: Ilustração do funcionamento da fonte de íons do tipo SNICS [26].

$$\rho = \frac{p}{qB} = \frac{\sqrt{2mE}}{qB}, \quad (2.3)$$

sendo E a energia cinética do feixe e, levando em conta que nesta etapa de aceleração todos os íons tem a mesma energia e carga, a Equação 2.3 funciona como um seletor de massa.

A próxima etapa consiste em direcionar o feixe até a entrada do acelerador principal (Figura 2.8), que está submetido a uma alta tensão que denominamos de V_T em sua metade. A energia cinética dos íons, neste terminal será $E_{cin} = e(V_p + V_T)$ e isto acontece porque os íons ingressam inicialmente na coluna aceleradora com estado de carga $q = -e$, sendo $e = 1,602 \times 10^{-19} \text{ C}$ a carga fundamental do elétron.

Na metade do tubo acelerador, os íons passam por uma folha fina de carbono perdendo uma quantidade q de seus elétrons trocando sua carga para $+qe$. Após essa troca de carga, há uma segunda aceleração desses íons na segunda metade do tubo acelerador em direção ao potencial terra, onde serão novamente focalizados por um segundo ímã, que recebe o nome de ímã analisador. Esse ímã analisador separa o feixe positivo através do estado de carga. Com efeito, podemos calcular a energia cinética final dos íons após o acelerador em si pela relação:

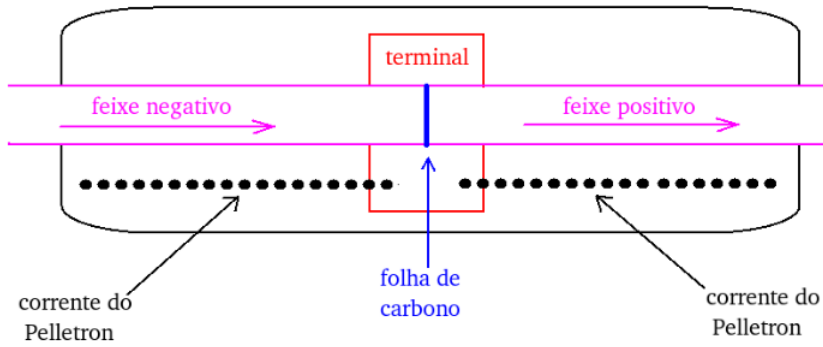


Figura 2.8: Esquema do acelerador, onde é possível observar as correntes constituídas de uma cadeia de cilindro metálicos conectados por juntas de nylon (*pellets*) que transportam a carga, criando as diferenças de potencial necessárias para aceleração do feixe. Na metade, observamos a folha de carbono utilizada para a troca de carga do feixe. Figura extraída da Ref. [27].

$$E = e [(V_T + V_p) + qV_T]. \quad (2.4)$$

Entretanto, nem todos os íons emergem com a mesma carga. O que se obtém, de fato, é uma distribuição com vários estados de carga $P(q)$. Devido a essa dispersão, obtemos também uma distribuição de energia das partículas que entram no ímã analisador, o qual fará uma última seleção, definindo a energia do feixe de partículas. Tal ímã possui um raio de curvatura igual a $\rho = 2\text{ m}$ com um campo magnético \vec{B} ajustável à um máximo de 1.6 T, sendo duplamente focalizado com distância entre foco e imagem de $2\rho = 4\text{ m}$. Conhecendo esse raio, podemos ajustar este campo magnético, a partir da Equação 2.3, para selecionarmos apenas uma distribuição estreita de energia centrada no valor de interesse. No foco do objeto, é posicionado ainda uma fenda colimadora (*slit* - 03) com objetivo de conter as contaminações com moléculas de gás residual ou colisões com o tubo de aceleração. Neste trabalho essas fendas tinham uma abertura de $\Delta x = 3\text{ mm}$ ou 4 mm . Nas bordas desses colimadores, são induzidas correntes elétricas que fornecem informações para a regulação da tensão no terminal, ou seja, corrige variações de energia para mantê-la sempre constante.

No laboratório Tandem o ímã analisador é móvel, tornando-se possível move-lo para a linha experimental a ser utilizada. Com a escolha da linha experimental o feixe é então direcionado e focalizado na câmara de espalhamento utilizada.

2.2.2 Câmara de Espalhamento

(A) Sistema de Detecção

O feixe de ^{13}C com estado de carga $q = +5$, foi acelerado em três energias diferentes: $E_{lab} = 59,8; 63,8$ e $65,8$ MeV e direcionado a uma câmara submetida a uma pressão de 10^{-6} Torr. Estas energias estão acima da barreira coulombiana para o sistema $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ (V_B), que foi calculada como sendo $57,3$ MeV com o potencial de dupla convolução São Paulo 2 (SPP2) [28]. Dentro da câmara de espalhamento o feixe então incide em um alvo de ^{208}Pb com espessura de $350 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Para fins de normalização dos dados experimentais, que explicaremos com mais detalhes na seção 3.2, uma segunda rodada de irradiação foi realizada com feixe de $^{16}\text{O}^{4+}$ na energia de $E_{lab} = 25$ MeV, incidindo em um alvo de ^{197}Au com $300 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de espessura. Assim o ^{16}O têm uma energia abaixo da barreira coulombiana e portanto o espalhamento é puramente Rutherford.

Para detectarmos as partículas, provenientes do espalhamento e de reações com o alvo, utilizamos um sistema de detecção constituído por 8 detectores de silício do tipo barreira de superfície, com espessuras de $1000 \mu\text{m}$ e com uma separação de $\approx 5^\circ$ entre si, denominado Z8. Um outro sistema, denominado T4, constituído por 4 telescópios separados por $\approx 10^\circ$, foi também utilizado. No sistema T4 os detectores são montados no formato $\Delta E - E$, onde um detector fino com espessuras indicadas na Tabela 2.2, e um outro grosso E de $1000 \mu\text{m}$ são montados em forma sequencial. Vale ressaltar que o T4 e Z8 ficam dispostos em quadrantes opostos numa mesa giratória, dentro da câmara, de modo a cobrir, em uma única medida, ângulos traseiros e dianteiros. Complementando esse sistema, um monitor, que será utilizado para normalização dos dados, foi posicionado num ângulo fixo de 16.1° durante toda a medida como mostrado na Figura 2.9.

Devido a fácil identificação do pico de espalhamento elástico nos espectros de energia, utilizamos apenas o sistema Z8 para determinar as contagens do espalhamento. As

Telescópio	Espessura (μm)
T1	22
T2	22
T3	23
T4	22

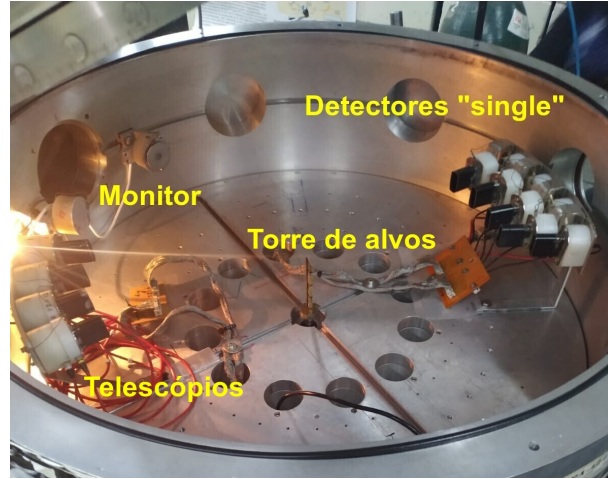
Tabela 2.2: Espessura para os detectores ΔE que compõe o T4.

Figura 2.9: Arranjo experimental do sistema de detecção para as medidas realizadas em junho de 2022 no laboratório Tandar.

informações do sistema T4 foram úteis para identificarmos a presença de outras partículas na reação de $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ e verificarmos o comportamento do fundo na região do pico de espalhamento elástico. A identificação de partículas do sistema T4 foi feita montando-se um espectro bidimensional $\Delta E \times E$. A dependência da perda de energia ΔE com E é dada pela equação de Bethe-Block [29] (Equação 2.5) que relaciona a perda de energia (E) de uma partícula ao atravessar um material com seu número atômico (Z) e massa (m).

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N Z^2 e^4}{m v^2} \ln \frac{2m v^2}{I(1 - \beta^2)} - \beta^2, \quad (2.5)$$

sendo v a velocidade dos prótons, N a densidade numérica dos elétrons no material, I o potencial médio de excitação e $\beta = v/c$. Devido à faixa de energia de interesse nesses

experimentos de reações nucleares em baixas energias, é realizada uma aproximação para o caso não relativístico, dada pela Equação 2.6.

$$-\frac{dE}{dx} \approx \frac{AZ^2}{E} \quad (2.6)$$

Desse modo, a perda de energia no detector fino é proporcional a Z^2 , tornando possível a identificação de diferentes partículas por meio de um histograma biparamétrico, como mostra a Figura 2.10, uma vez que núcleos com números atômicos distintos formarão ramos de hipérboles que estarão posicionados em diferentes locais nesses histogramas.

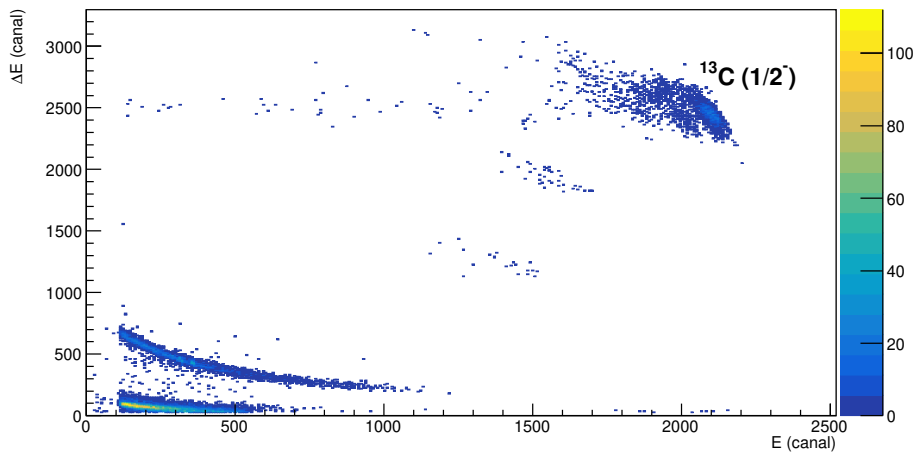


Figura 2.10: Típico espectro biparamétrico para sistema $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ medido à $E_{lab} = 63.8 \text{ MeV}$ no ângulo de $\theta_{lab} = 120^\circ$.

(B) Eletrônica de aquisição

Para o tratamento dos sinais eletrônicos provenientes dos detectores no Tandar utilizamos o módulo MSI-8 da Mesytech, que recebe esse sinal proporcional a energia do detector em uma das 8 entradas (*inputs*) e, posteriormente, é injetado no módulo modelador *shaper module*, onde será filtrado, invertido e depois dividido em dois sinais distintos de energia e tempo (*Discriminator Gate Generator*) que é convertido em pulsos analógicos antes de saírem desse módulo. Após a saída, ambos os sinais são ligados em

um ADC (*Analog to Digital Converter*) onde são digitalizados por meio de uma placa controladora multicanal e interface de aquisição de dados SPMROOT [30].

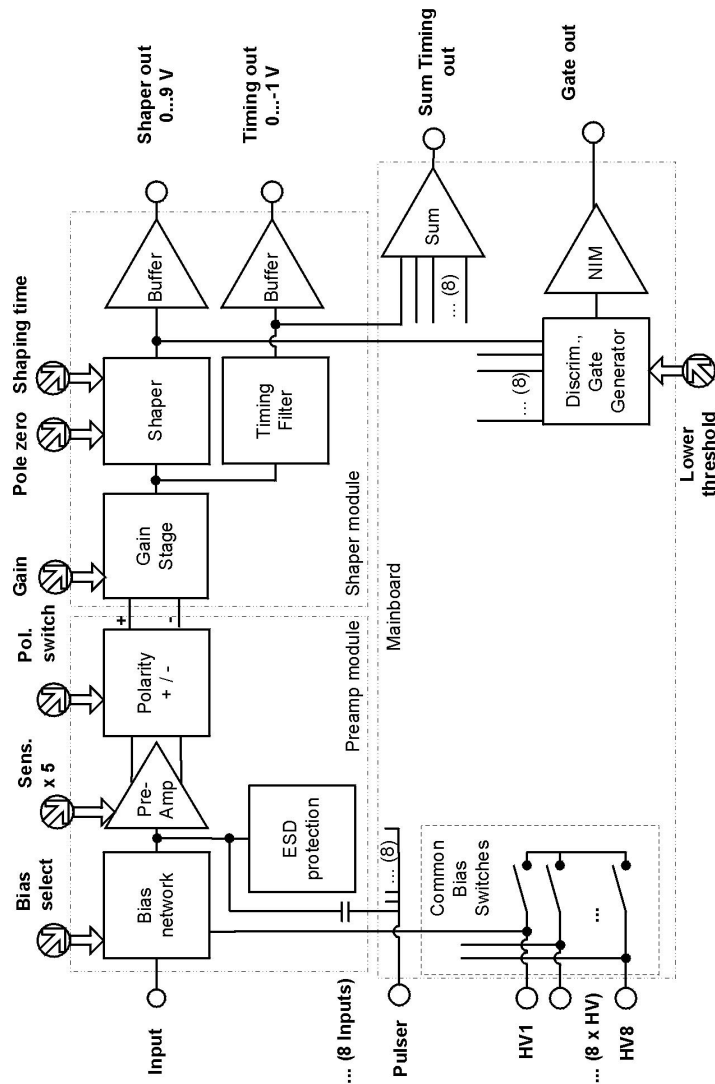


Figura 2.11: Esquema do módulo MSI-8 da Mesytech utilizado no acelerador Tandem. A placa é constituída de 8 entradas (*inputs*) e um módulo modelador *shaper module* que divide o sinal em uma porta de energia e tempo (*Discriminator Gate Generator*).[31]

Capítulo 3

Redução dos Dados

As informações e discussões dos processos físicos e dos efeitos de estrutura dos projéteis no espalhamento elástico podem ser obtidas e investigadas a partir das medidas de distribuições angulares, ou seja, da seção de choque em função do ângulo de detecção. No entanto, para partirmos dos sinais de detectores até chegarmos as distribuições angulares precisamos realizar o que chamamos de redução dos dados.

Neste capítulo, descrevemos a metodologia utilizada para a redução dos dados e obtenção das distribuições angulares da seção de choque do espalhamento elástico para cada um dos sistemas: $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$ e $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$.

O primeiro passo para a redução dos dados brutos do $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$, passa por uma seleção de eventos físicos e espúrios do fluxo de dados vindos dos detectores DSSSD's, utilizando a informação de sua multiplicidade. A seguir geramos os espectros de energia devidamente calibrados, onde a calibração foi obtida a partir de medidas de partículas alfas com energias conhecidas emitidas por uma fonte mista.

Para a investigação do espalhamento de ^{13}C em ^{208}Pb nossa análise concentrou-se nos espectros de energias. Esses espectros, devidamente calibrados, foram obtidos por meio dos detectores do sistema Z8. No entanto, os registros provenientes da eletrônica de aquisição do Laboratório Tandar, conforme detalhado na seção [2.2.2](#), passam por um passo intermediário de conversão para o formato ROOT. Somente após essa conversão é que tais registros são submetidos ao processo de redução.

Calibração dos detectores

Para a identificação e determinação das contagens dos eventos de espalhamento elástico precisamos obter os espectros de energia para cada ângulo de cada detector, devidamente calibrados.

Na análise dos dados em ambos os experimentos, o procedimento para a calibração é similar, consistindo na obtenção de uma relação linear entre as informações digitalizadas dos detectores (canais) e a energia em MeV, pela Equação 3.1.

$$E \text{ (MeV)} = p_0 + p_1 \text{ Canal}, \quad (3.1)$$

onde p_0 e p_1 são os coeficientes linear (MeV) e angular (MeV/canal), respectivamente.

Cálculo da seção de choque

A seção de choque diferencial experimental para o espalhamento elástico, em um determinado ângulo de centro de massa, é calculada pela relação

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{exp}(\theta_{cm}) = \frac{Y(\theta_{cm}) J}{N_{feixe} N_{alvo} \Delta\Omega_d} \times 10^{27} \text{ (mb/sr)}, \quad (3.2)$$

onde o $Y(\theta_{cm})$ é o número de contagens dos eventos de interesse (espalhamento) para um determinado ângulo θ_{cm} . A descrição de como essas contagens foram obtidas é dada na próxima seção; N_{feixe} e N_{alvo} correspondem ao número de partículas contidas no feixe de interesse e número total de partículas do centro espalhador (alvo), respectivamente; $\Delta\Omega_d$ é o ângulo sólido subentendido pelo correspondente detector, no sistema do laboratório; e J é o jacobiano da transformação do sistema do laboratório para o centro de massa para cada um dos sistemas $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$ e $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$.

Em ambos os sistemas, apresentamos as distribuições angulares normalizadas pela seção de choque de Rutherford, que por sua vez é dada por:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{cm}) = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left(\frac{Z_{alvo}Z_{feixe}}{4E_{cm}} \right)^2 \frac{1}{\text{sen}^4(\theta_{cm}/2)}, \quad (3.3)$$

sendo Z_{alvo} e Z_{feixe} os número atômico do alvo e do feixe, respectivamente. E_{cm} e θ_{cm} são a energia da reação e o ângulo de espalhamento no centro de massa do sistema. Na Equação 3.3 a constante $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} = 1,439965 \text{ MeV fm}$, de modo que a seção de choque experimental seja dada em mb, tendo em vista a conversão $1 \text{ fm}^2 = 10 \text{ mb}$.

As incertezas nos valores das seções de choque são calculadas por meio da propagação de incertezas na Equação 3.2. Para as contagens dos eventos, assumiremos que elas seguem uma distribuição de Poisson, de modo que, suas incertezas são dadas por $\sqrt{Y(\theta_{cm})}$. As incertezas nos ângulos sólidos foram avaliadas para cada sistema, já que os métodos para a determinação desse parâmetro foi diferente para cada experiência. O mesmo é válido para os parâmetros associados ao número de partículas no feixe e no alvo $N(\theta_{feixe})$ e $N(\theta_{alvo})$. Essas duas quantidades são determinadas de forma indireta por métodos diferentes, dependendo da experiência.

Nas seções subsequentes deste capítulo, detalhamos os procedimentos utilizados para a calibração dos detectores, os cálculos dos ângulos sólidos, a obtenção dos valores de N_{feixe} e N_{alvo} e os cálculos das seções de choque experimentais. Esses procedimentos, bem como a redução de dados, são individualizados para cada um dos sistemas analisados.

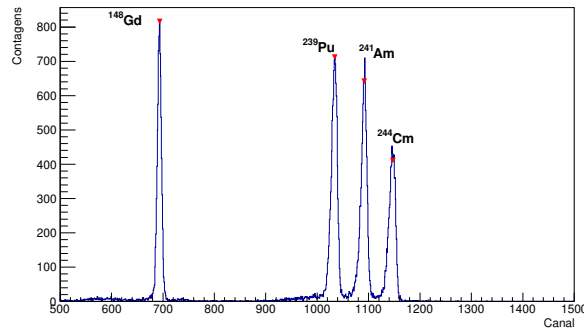
3.1 Medida de $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$

3.1.1 Calibração

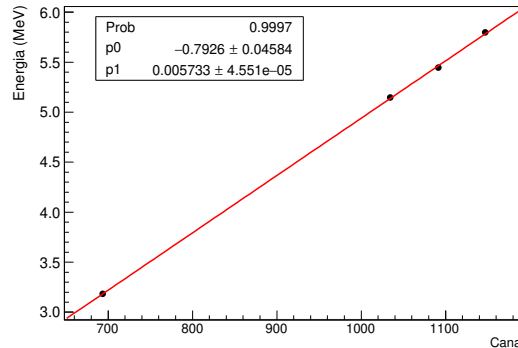
Nas medidas de espalhamento elástico do sistema $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$ na *Texas A&M University*, utilizamos um sistema de detecção com 3 detectores do tipo DSSSD (*Double Sided Silicon Strip Detectors*). Esses detectores foram calibrados em energia utilizando uma fonte mista de emissores de partículas alfa com as seguintes linhas características: ^{148}Gd - 3,117 MeV, ^{239}Pu - 5,147 MeV, ^{241}Am - 5,474 MeV, ^{244}Cm - 5,787 MeV. As calibrações foram feitas individualmente para cada *strip*, traseiros e dianteiros, dos detectores por meio de uma macro em ROOT que buscava automaticamente a posição dos picos nos espectros referentes a cada linha característica da fonte mista de cali-

bração. A Figura 3.1 mostra um exemplo desses espectros de calibração com as 4 linhas características da fonte mista emissora de partículas alfas ^{148}Gd , ^{239}Pu , ^{241}Am e ^{244}Cm .

Aplicamos então a reta de calibração individualmente para cada espectro de energia obtidos para cada *strip* convertendo-os em energia (unidades de MeV). Um típico espectro calibrado da medida de ^{12}N em ^{197}Au pode ser visualizado na Figura 3.2, onde foi possível caracterizar, além do pico referente ao espalhamento elástico de ^{12}N , o pico referente a contaminação de ^7Be no feixe produzido.



(a)



(b)

Figura 3.1: (a) Espectros das fontes alfas utilizadas na calibração com as 4 linhas características dos isótopos ^{148}Gd , ^{239}Pu , ^{241}Am e ^{244}Cm . (b) Reta de calibração típica para um determinado *strip* do detector. As posições e energias das linhas foram devidamente identificadas pela macro escrito em ROOT.

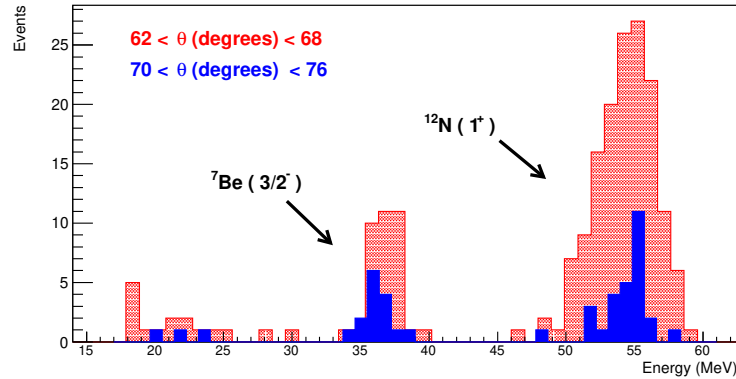


Figura 3.2: Típico espectro monoparamétrico obtido no experimento realizado na *Texas A&M university* calibrado em energia. Caracterizamos os picos referentes aos espalhamento elástico de ^{12}N e ^7Be no alvo de ^{197}Au .

3.1.2 Cálculo da seção de choque

(A) Multiplicidade dos eventos

Devido a complexidade do sistema de detecção utilizado nas medidas de espalhamento elástico de $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$, foi necessário construir imagens de cada um dos DSSSD's para então obtermos o espectro de energia e por conseguinte o número de contagens $Y(\theta_{cm})$ referente ao espalhamento. Para tanto, desenvolvemos um código baseado em macro da plataforma ROOT para a simulação do sistema de detecção. Nesse código, cada *strip* dos detectores é "preenchido" com um número aleatório de contagens, considerando uma distribuição uniforme ao longo do *strip*. Nesse tipo de detector, os *strips* traseiros e frontais se encontram perpendiculares entre si, formando *pixels* no imageamento. No entanto, devido a eletrônica de aquisição, foi preciso uma filtragem dos sinais armazenados nesses *strips* frontais e traseiros com o intuito de selecionar somente os eventos físicos. Essa seleção foi embasada na conjunção dos pulsos em classes de multiplicidade dos eventos.

A multiplicidade é, portanto, um número inteiro que representa a quantidade de pulsos acionados em cada detector. Como estamos interessados nos eventos físicos, isto é, eventos em que é possível atribuir a passagem de partículas pelo detector, com

acionamento de *strips* verticais (dianteiros) e horizontais (traseiros). No entanto, uma mesma partícula pode acionar mais de um *strip* vertical e/ou horizontal (*strips* vizinhos) gerando diferentes multiplicidades.

A Figura 3.3 ilustra esquematicamente o procedimento adotado para as multiplicidades dos eventos: (i) eventos com uma multiplicidade de 2, representados em verde, correspondem a situações em que apenas um *strip* frontal e um traseiro são ativados; (ii) eventos com multiplicidade 3, em vermelho, correspondem a cenários nos quais dois *strips* (adjacentes) e um traseiro ou um frontal e dois traseiros (adjacentes) foram acionados; (iii) os eventos em azul indicam multiplicidade 4, nos quais dois *strips* frontais e dois traseiros (adjacentes) foram ativados; e (iv) os eventos em laranja são considerados espúrios, visto que acionam *strips* sem relações diretas com a passagem de partículas. Nas nossas medidas totalizamos 4092 eventos associados a eventos físicos com multiplicidades 2 (3908 eventos), 3 (143 eventos) e 4 (41 eventos), respectivamente.

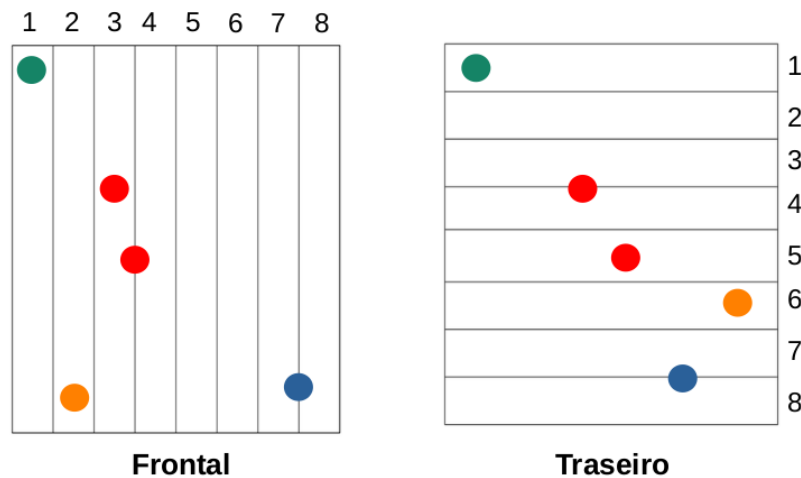


Figura 3.3: Ilustração esquemática das multiplicidades reduzidas dos dados experimentais. As cores verdes, vermelhas e azul indicam as multiplicidades 2, 3 e 4 respectivamente. Já os pontos em laranja representam os eventos espúrios que foram excluídos da análise.

As informações que são extraídas dos eventos físicos, nesse tipo de detector, são as posições x e y no sistema de coordenadas. A partir do eixo de coordenadas centrado em cada detector, realizamos duas rotações consecutivas: uma para colocá-los em for-

mato de diamante e outra para posicioná-los em suas respectivas posições no aparato experimental. Uma translação adicional da origem do centro desse sistema de coordenadas foi necessária devido aos ângulos em que cada detector estava posicionado em relação ao alvo de ^{197}Au . Por conseguinte, a determinação das coordenadas dos eventos físicos foi determinada de acordo com a multiplicidade de cada evento, ou seja, para (i) multiplicidade 2: o evento é tomado diretamente o valor da abscissa e da ordenada registrada do *strip* acionado; (ii) Multiplicidade 3: Para o evento que aciona *strips* vizinhos consecutivos, é tomado o valor médio entre as respectivas posições, abscissa ou ordenada, dos *strips* acionados. Enquanto o para o outro acionamento, a determinação da coordenada é similar ao de multiplicidade 2 e; (iii) multiplicidade 4: Neste caso, o método é similar ao descrito para o de multiplicidade 3, no entanto, as médias são tomadas em ambos os lados do detector.

Na Figura 3.4 mostramos o resultado da simulação das posições dos *pixels* com o detector no formato diamante, para o detector 1. Identificamos alguns *pixels* em branco, os quais foram atribuídos a possíveis falhas no sistema de aquisição ou no próprio detector.

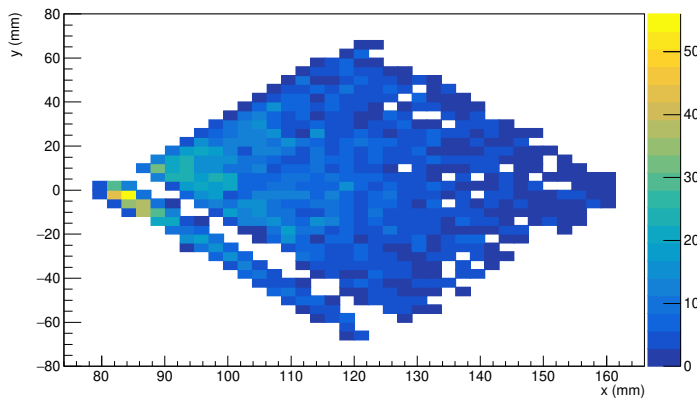


Figura 3.4: Imagem obtida da simulação dos detectores. No eixo \hat{z} estão colocadas as contagens em uma paleta de cores. Os *pixels* em branco correspondem a partes dos com eventos que não foram considerados provenientes do sistema de detecção.

(B) Ângulo sólido

O ângulo sólido de cada *pixel* foi determinado considerando-se a razão entre o número de partículas alfa (emitidas pela fonte mista) incidentes em cada *pixel* pelo número total de partículas incidente.

$$\Delta\Omega = \frac{N_{det}^i(\theta_{cm}^i)}{N_{total}^i(\theta_{cm}^d)}, \quad (3.4)$$

onde N_{det}^i são as contagens, em um determinado ângulo de espalhamento θ_{cm}^i , contabilizadas pelo *i*-ésimo detector e N_{total}^i são contagens detectadas pelo mesmo detector mas em toda a região angular θ_{cm}^d coberta por ele. Desse modo, pudemos obter o espectro de energia para cada ângulo de espalhamento.

(C) Ângulos de espalhamento e seção de choque

Os ângulos de espalhamento (θ_{esp}) foram obtidos dividindo-se o imageamento dos detectores em seções circulares regulares com largura $\Delta\theta$. O vetor de origem do sistema de coordenadas até o centro dessas seções circulares define o ângulo θ_{esp} . A origem do sistema de coordenadas foi determinado como sendo a ponto de incidência do feixe de ^{12}N no alvo de ^{197}Au . A partir da definição de ângulo de espalhamento e da combinação dos *pixels* com mesmo ângulo, construímos os espectros de energia para cada ângulo de espalhamento.

As contagens referente ao pico do espalhamento elástico de ^{12}N foram obtidas dos espectros de energia por dois métodos diferentes, dependendo da região angular considerada em que esses espectros foram obtidos:

As contagens dos picos do espalhamento elástico presentes no espectros medidos em ângulos menores que 65° foram obtidos por ajustes gaussianos. Para ângulos mais traseiros, utilizamos uma integração direta das contagens no intervalo definido por $I_{elas} \equiv [x_0 - 3\sigma, x_0 + 3\sigma]$, onde x_0 e σ são os valores do centroide e da largura a meia altura. Exemplos típicos de como as contagens foram obtidas podem ser vistos nas Figuras [3.5a](#) e [3.5b](#)

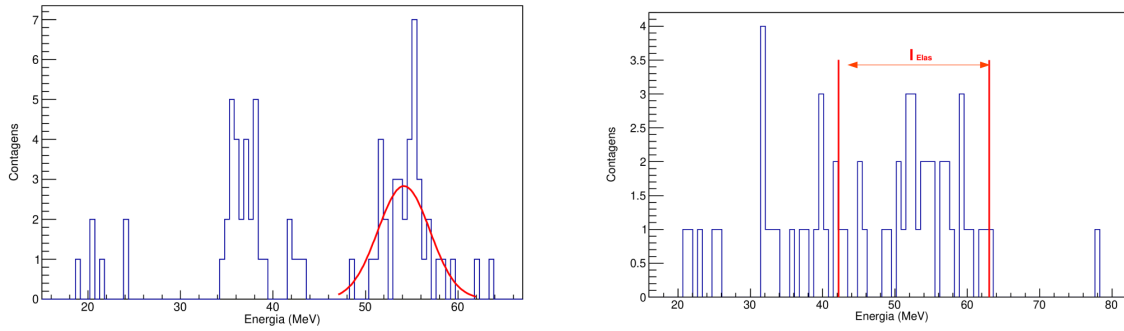
(a) Ajuste na região $70^\circ \leq \theta_{lab} \leq 75^\circ$ (b) Intervalo de integração na região $75^\circ \leq \theta_{lab} \leq 80^\circ$

Figura 3.5: Obtenção do intervalo de integração do pico elástico utilizado na contabilidade das contagens através de um ajuste gaussiano na (a) região $70^\circ \leq \theta_{lab} \leq 75^\circ$ e (b) $75^\circ \leq \theta_{lab} \leq 80^\circ$. A resolução em energia dos detectores foi estimada em 3,5 MeV, considerando a largura a meia altura desse ajuste.

Com os valores das contagens $Y(\theta_{cm})$, determinamos a correspondente seção de choque para cada ângulo de espalhamento pela Equação 3.5

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{cm}) = \frac{\kappa J}{N_{feixe} N_{alvo}} \cdot \left[\frac{N(\theta_{cm})}{\Delta\Omega} \right], \quad (3.5)$$

em que a constante κ é uma normalização extra que corrige possíveis erros na determinação do número de partículas no alvo e no feixe. Essa normalização foi obtida considerando-se que até $\theta_{CM} = 58^\circ$ a seção de choque deve ser dada pela seção de choque de Rutherford (Equação 3.3). O valor obtido para essa constante foi de $\kappa = 1,01 \pm 0,03$. O fato dessa constante ser tão próxima da unidade indica que a seção de choque foi bem determinada.

A incerteza nos valores da seção de choque foi calculada considerando-se os erros estatísticos das contagens e a incerteza na constante de normalização conforme a Equação 3.6.

$$\delta \left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{cm}) \right] = \left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{cm}) \right] \left[\frac{1}{Y(\theta_{cm})} + \delta\kappa^2 \right]^{1/2}. \quad (3.6)$$

3.1.3 Distribuição angular

Uma vez obtidos os valores das seções de choque do espalhamento elástico para o sistema $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$, determinamos a distribuição angular, normalizada pela seção de choque Rutherford, conforme mostrada na Figura 3.6. As incertezas são devidas a combinação das incertezas estatísticas das contagens e da incerteza da normalização extra, que tiveram valores entre 6 e 9% para ângulos dianteiros e entre 11 a 32% para os traseiros em relação ao valor calculado. Devido a largura óptica do feixe de $\Delta x = 10$ mm, estimamos as incertezas nesses ângulos através da Equação 3.7, sendo $d_{det} = 171,62$ mm a distância média entre os detectores e o alvo.

$$\delta\theta_{CM} \text{ (graus)} \approx \arcsen \left[\frac{0,5 \cdot \Delta x}{d_{det}} \right] \cdot \frac{180}{\pi}, \quad (3.7)$$

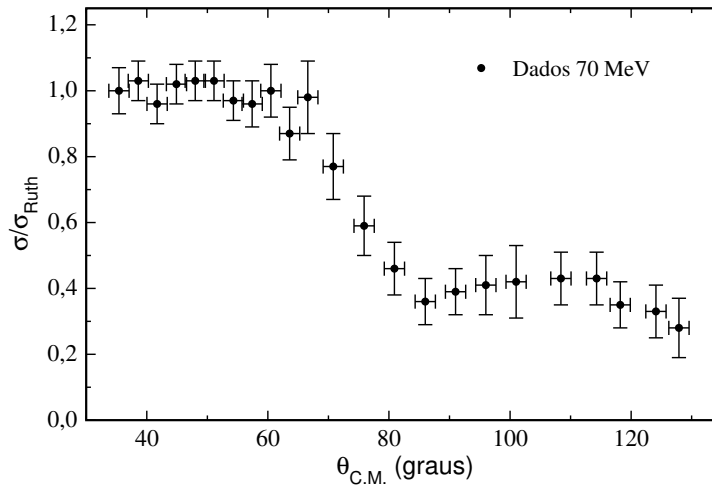


Figura 3.6: Distribuição angular para a seção de choque do espalhamento elástico do sistema $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$ na energia de 70 MeV.

3.2 Medida de $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$

3.2.1 Calibração

Para a medida do espalhamento elástico de $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ utilizamos os dados dos espectros de energia obtidos com o conjunto de detectores Z8. Esses detectores foram calibrados usando os dados obtidos do espalhamento para o sistema $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ e $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ à 25 e 50 MeV, respectivamente. Nessas energias, o espalhamento para esses sistemas medidos em ângulos dianteiros apresentam um comportamento puramente Rutherford. A calibração dos espectros de energia foi obtida relacionando-se a posição dos picos, em canais, com o respectivo valor em energia resultantes dos cálculos de cinemática. Assim construímos as retas de calibração cobrindo grande parte do espectro não calibrado, como mostra a Figura 3.7, reduzindo extrapolações quando aplicadas aos intervalos das medidas a serem analisados.

A Tabela 3.1 apresenta os valores dos ajustes lineares feitos para os 8 detectores utilizados nas medidas, com seus respectivos valores de χ^2 . Esses parâmetros são então implementados em um código que converte os espectros monoparamétricos de canais para energia (unidades de MeV).

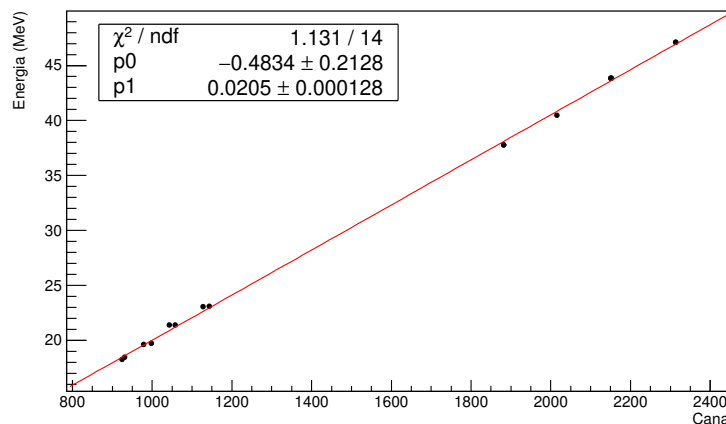


Figura 3.7: Típica reta de calibração para o sistema $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ para o detector 4 do Z8.

Detector	p_0 (MeV)	p_1 (MeV/canal)	χ^2
1	-0.34 (22)	0,0217 (1)	1,211
2	-0.57 (23)	0,0216 (1)	1,268
3	-0,35 (25)	0,0217 (2)	1,522
4	-0,48 (21)	0,0205 (1)	1,131
5	-0.40 (23)	0,0200 (1)	1,316
6	-0.45 (22)	0,0203 (1)	1,201
7	-0,40 (25)	0,0200 (2)	1,638
8	-0,38 (25)	0,0207 (2)	1,536

Tabela 3.1: Coeficientes da reta de calibração ajustados aos dados experimentais de $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ e $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ para as energias 25 e 50 MeV, respectivamente, para os detectores de silício do conjunto Z8.

3.2.2 Cálculo da seção de choque

Para a determinação das seções de choque para esse sistema utilizamos as informações do detector fixo posicionado em $\theta_{lab}^{mon} = 16,1^\circ$. Esse detector é denominado "monitor". Nesse ângulo as seções de choque são Rutherford e podemos obter o número de partículas do feixe e do alvo. Desse modo, rearranjando a Equação 3.2 podemos obter uma expressão para o cálculo das seções de choque experimentais do sistema $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ nas energias medidas $E_{lab} = 59,8; 63,8$ e $65,8$ MeV considerando-se as razões das seções de choque para o i -ésimo detector e para o monitor como:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{cm}^i) = \frac{N_{det}^i}{N_{alvo}N_{feixe}} \frac{J(\theta_{cm}^i)}{\Delta\Omega_{det}^i} C_{tm}^i, \quad (3.8)$$

$$\frac{d\sigma^{Ruth}}{d\Omega}(\theta_{cm}^{mon}) = \frac{N_{mon}}{N_{alvo}N_{feixe}} \frac{J(\theta_{cm}^i)}{\Delta\Omega_{mon}} C_{tm}^{mon}. \quad (3.9)$$

Tomando a razão entre as Equações 3.8 e 3.9 obtemos uma expressão para a seção de choque diferencial:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{cm}^i) = \frac{d\sigma^{Ruth}}{d\Omega}(\theta_{cm}^{mon}) \frac{\Delta\Omega_{mon}}{\Delta\Omega_{det}^i} \frac{C_{tm}^i}{C_{tm}^{mon}} \frac{N_{det}^i}{N_{mon}} \frac{J(\theta_{cm}^i)}{J(\theta_{cm}^{mon})}, \quad (3.10)$$

onde $C_{tm} = \frac{t_m f}{N_p}$ a correção para o tempo morto para os detectores do Z8 e para o monitor, sendo t_m o tempo em que o conversor consegue adquirir os dados. Um gerador de sinais é conectado aos pré-amplificadores com frequência de 10 Hz, de modo que, as contagens desse pico N_p (veja Figura 3.8) são extraídas para efetuar essa correção. Esse método é conhecido como normalização pelo monitor [32]. Assim, por esse método podemos obter os valores das seções de choque considerando-se as razões das contagens do pico do espalhamento elástico nos espectros obtidos em cada ângulo com as contagens do espalhamento no monitor, a razão entre os ângulos sólidos dos detectores e do monitor, razão entre os jacobianos e a correção de tempo morto. Com essa expressão, não precisamos determinar explicitamente as contagens das partículas no alvo e no feixe.

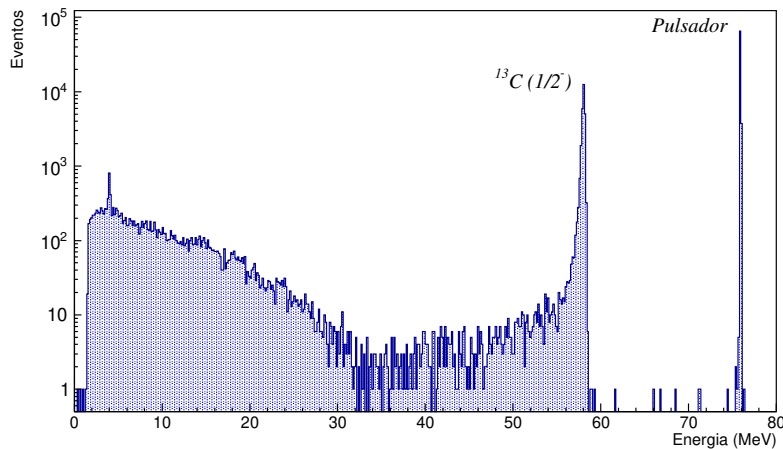


Figura 3.8: Típico espectro monoparamétrico calibrado para o sistema $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ medido em $E_{lab} = 60$ MeV no ângulo de $\theta_{lab} = 45, 2^\circ$ com resolução de 690 keV.

(A) Ângulo de espalhamento

De maneira totalmente análoga ao que fizemos para o espalhamento de ^{12}N em ^{197}Au , determinamos o ângulo de espalhamento prolongando um segmento de reta entre o alvo e o detector tendo como origem o ponto de incidência do feixe no alvo. Entretanto, para os detectores do sistema Z8, precisamos corrigir o espaçamento cada detector, que não

foi exatamente de 5° . A Tabela 3.2 lista essas correções tomando o primeiro detector como referência.

Detector	Correção (graus)
1	z1
2	z1 + 5,1
3	z1 + 10,2
4	z1 + 15,2
5	z1 + 20,3
6	z1 + 25,3
7	z1 + 30,2
8	z1 + 35,1

Tabela 3.2: Correções do espaçamento entre os detectores do Z8 em relação a posição do primeiro detector 1.

(B) Razão de ângulo sólido e seção de choque

Como podemos observar na Equação 3.10, um dos parâmetros importantes para a determinação da seção de choque é exatamente a razão entre os ângulos sólidos dos detectores do sistema Z8 e do detector monitor. Neste cálculo, utilizamos os dados de espalhamento elástico de $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ na energia de $E_{lab} = 25$ MeV, as quais estão bem abaixo da barreira coulombiana. Portanto, a seção de choque para esse sistema é Rutherford e conhecida. As razões entre os ângulos sólidos de cada detector e monitor podem ser obtidas pela relação, e lembrando que $\theta_{lab}^{mon} = 16,1^\circ$:

$$\frac{\Delta\Omega_{mon}}{\Delta\Omega_{det}^i} = \frac{C_{tm}^{mon} N_{mon}^i \frac{d\sigma^{Ruth}}{d\Omega}(\theta_{cm}^i) J(\theta_{cm}^{mon})}{C_{tm}^i N_{det}^i \frac{d\sigma^{Ruth}}{d\Omega}(\theta_{cm}^{mon}) J(\theta_{cm}^i)}. \quad (3.11)$$

A extração das contagens para o pico elástico em ambos os sistemas de detecção foi feita considerando a integração de uma região que denominamos I_{elas} , tal como foi feito na subseção 3.1.2, em que mantivemos constantes o intervalo de canais para cada medida com alvos de ^{208}Pb e ^{197}Au . Estimamos um fundo linear para esses e os demais

casos que foram analisados nesse experimento, representado por uma linha vermelha nos espectros. Utilizamos essas contagens para o cálculo da razão de ângulo sólido para cada detector, conforme a Equação 3.11. Devido à incerteza estatística, os valores apresentam desvios amostrais. Na Figura 3.9 mostramos os resultados da razões dos ângulos sólidos obtidos para cada ângulo medido. Os ângulos sólidos considerados para cada detector a média desses valores listados na Tabela 3.3.

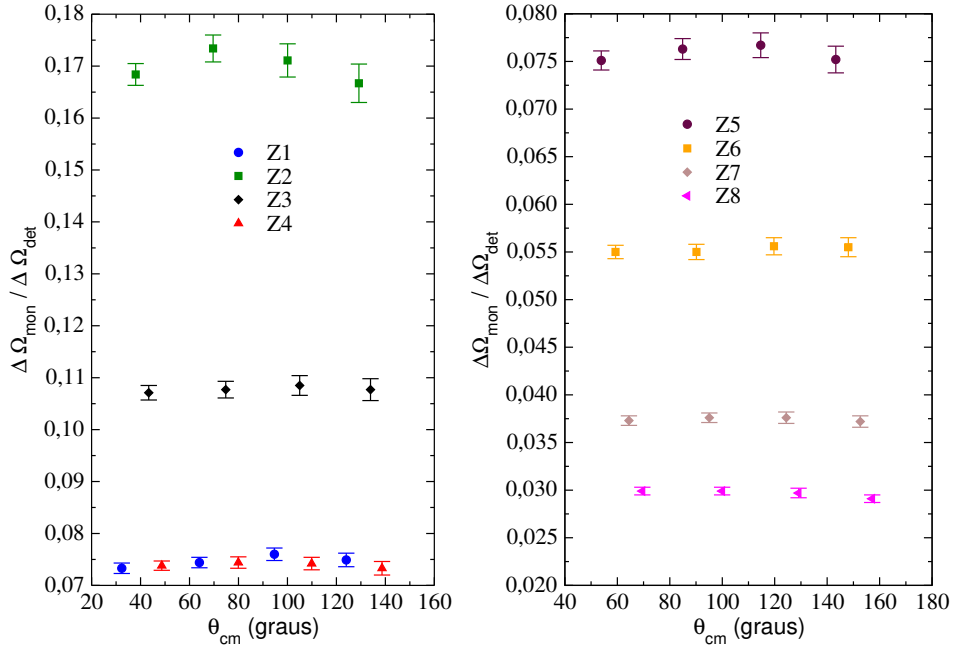


Figura 3.9: Distribuição angular para a razão de ângulo sólido dos diferentes detectores do Z8 calculadas através do espalhamento de ^{16}O no alvo de ^{197}Au em $E_{lab} = 25$ MeV.

As incertezas das seções de choque nesse método, têm dependência do número de eventos adquiridos nos detectores, monitor e divisão entre o valor nominal da razão de ângulo sólido e suas respectivas flutuações, dada por:

$$\delta \left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{cm}^i) \right] = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{cm}^i) \sqrt{\frac{1}{N_{det}^i} + \frac{1}{N_{mon}} + \left(\frac{\delta(\Delta\Omega_{mon}/\Delta\Omega_{det}^i)}{\Delta\Omega_{mon}/\Delta\Omega_{det}^i} \right)^2}. \quad (3.12)$$

Para a determinação das contagens referentes ao pico do espalhamento elástico para $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ nas três energias medidas, $E_{lab} = 59,8$; $63,8$ e $65,8$ MeV, utilizamos dois métodos, dependendo da região angular em que os espectros foram obtidos.

Detector	$\Delta\Omega_{mon}/\Delta\Omega_{det}^i$
1	0,0745 (5)
2	0,1701 (14)
3	0,1076 (8)
4	0,0740 (6)
5	0,0758 (6)
6	0,0552 (4)
7	0,0374 (3)
8	0,0297 (2)

Tabela 3.3: Razão de ângulo sólido obtidas para cada detector de Z8 por meio da Equação 3.11. Os valores correspondem a média ponderada nas incertezas dos valores obtidos individualmente para cada intervalo medido durante o experimento.

$$\Delta\theta = \begin{cases} 30, 0^\circ \leq \theta_{lab} \leq 100, 2^\circ & \text{Região I} \\ 100, 2^\circ \leq \theta_{lab} \leq 155, 1^\circ & \text{Região II} \end{cases} \quad (3.13)$$

Para os espectros na região angular I, o pico elástico está isolado, entretanto é possível notar uma assimetria, que se deve a efeitos de *straggling* em energia das partículas. Assim, tomamos toda a região próxima ao pico elástico que esta um pouco acima do fundo para os detectores. Para os monitores o intervalo foi definido da mesma maneira que no cálculo da razão de ângulo sólido. Na região II, os detectores apresentaram picos provenientes do espalhamento inelástico, de modo que a região de integração do pico elástico foi também ajustada por funções gaussianas. Nas Figuras 3.10 e 3.11, mostramos as duas regiões com os respectivos intervalos de integração. Devemos notar que o espectro da Figura 3.10 esta em escala logarítmica. A contribuição do espalhamento inelástico em torno de 55 a 58 MeV é desprezível.

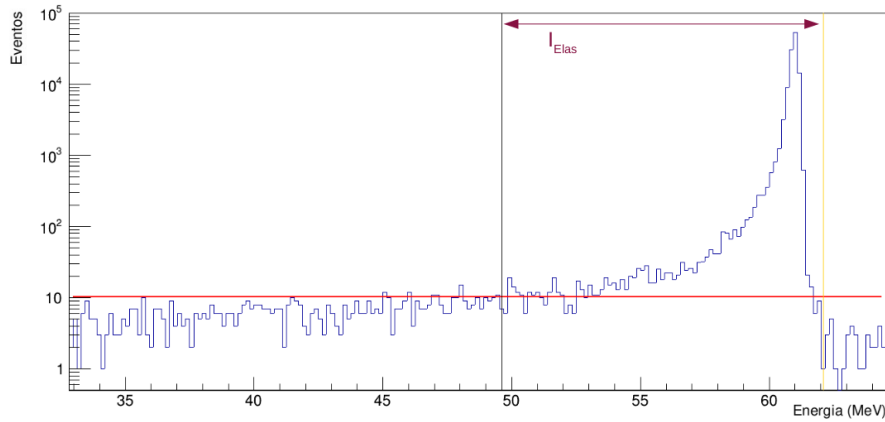


Figura 3.10: Espectro em energia típico para a região I com o respectivo I_{elas} .

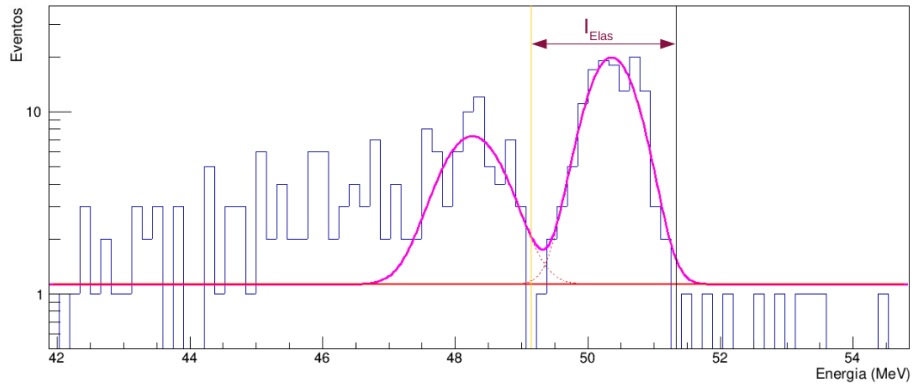


Figura 3.11: Espectro em energia típico para a região II com $I_{elas} = [x_0 - 3\sigma, x_0 + 3\sigma]$ obtido por meio de um ajuste gaussiano.

3.2.3 Distribuições angulares

As distribuições angulares para o espalhamento elástico de $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ foram medidas nas energias de $E_{lab} = 59,8; 63,8$ e $65,8$ MeV cobrindo a região angular de $\theta_{cm} = 31,8^\circ$ até $156,6^\circ$. O sistema Z8 foi posicionado em diferentes ângulos e algumas medidas angulares foram repetidas. Nesses casos, tomamos o valor médio das seções de choque ponderadas por suas respectivas incertezas.

Com o intuito de mitigar quaisquer contribuições de erros na determinação dos números de partículas no alvo e no projétil ou variações da seção de choque do monitor, realizamos uma normalização extra das seções de choque por uma constante κ

calculada da mesma maneira que foi feita para na subseção 3.1.2, ou seja, considerando que as seções de choque experimentais seguem o comportamento Rutherford até $\theta_{cm} \approx 70^\circ$. Portanto as incertezas finais terão um termo quadrático, $\delta\kappa$, adicionadas aquelas calculadas na Equação 3.12 devido à essa normalização final dos dados experimentais. Os valores obtidos para essa constantes de normalização foram de, respectivamente, $\kappa = 1,05$ (1); $1,04$ (2) e $1,02$ (1) para as energias medidas $E_{lab} = 59,8$; $63,8$ e $65,8$ MeV.

Por fim, a Figura 3.12 apresenta as distribuições angulares. As incertezas nas seções de choque variam entre 1 e 2% para ângulos dianteiros e entre 16 e 55% para os ângulos traseiros.

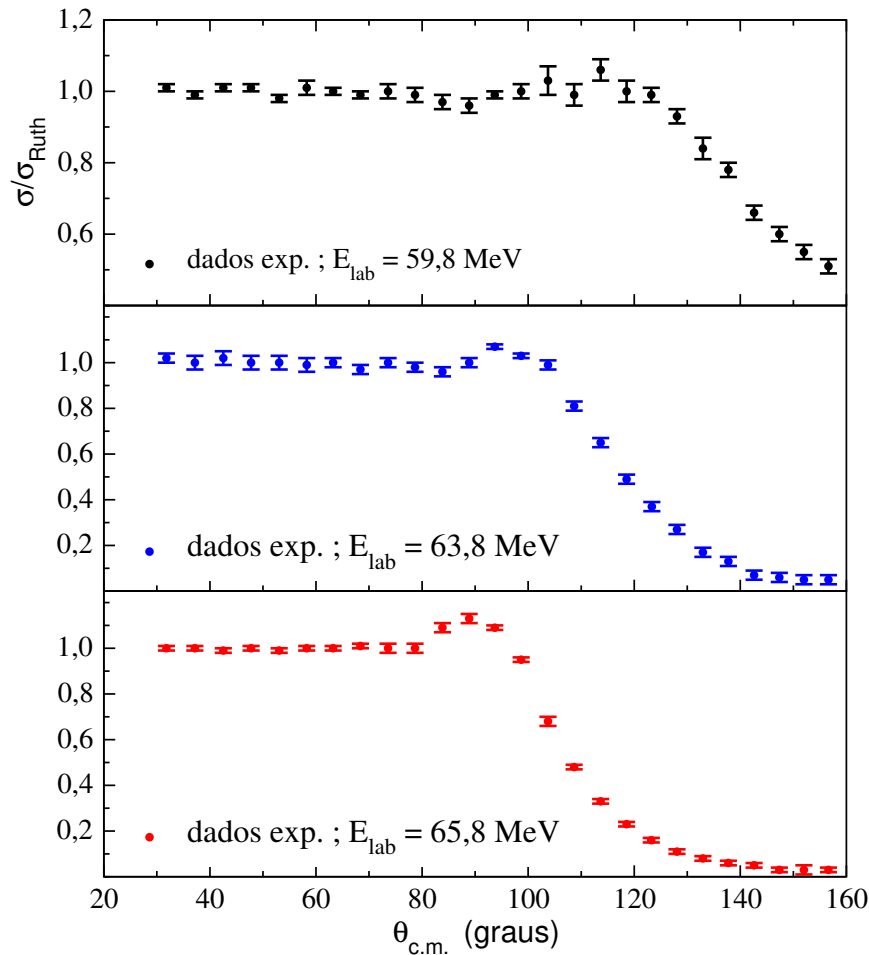


Figura 3.12: Distribuições angulares para a seção de choque dos espalhamentos elástico para as energias de $E_{lab} = 59,8$; $63,8$ e $65,8$ MeV.

Capítulo 4

Fundamentação Teórica

Analizamos as distribuições angulares do espalhamento elástico de dois núcleos leves, ^{12}N e ^{13}C em alvos de ^{197}Au e ^{208}Pb , respectivamente, com o objetivo de estudar sua estrutura interna e possíveis efeitos que outras reações possam ter sobre aquele espalhamento. Neste capítulo, descreveremos os aspectos teóricos que regem esse espalhamento em conjunto com dois métodos de cálculo que foram utilizados na busca pela descrição dos dados experimentais e, por conseguinte, inferir sobre a estrutura de ambos os núcleos em energias próximas a barreira coulombiana.

4.1 Teoria de espalhamento quântico

No formalismo quântico, o espalhamento entre dois núcleons é tratado como um fenômeno ondulatório, no qual considera a interação entre um projétil de massa equivalente a massa reduzida do sistema e um potencial espalhador esféricamente simétrico, isto é $V(\mathbf{r}) = V(r)$, de alcance finito, $V(R) = 0$ para $R > R_n$, sendo R_n o alcance desse potencial, centrado em um ponto no espaço.

Neste momento, vamos considerar o projétil como uma onda plana estacionária cuja função de onda Ψ_i , se propagando na direção \hat{z} (Equação 4.1), é espalhada pelo mesmo potencial de curto alcance gerando uma onda esférica que se propaga sem finitude, como mostra a Figura 4.1.

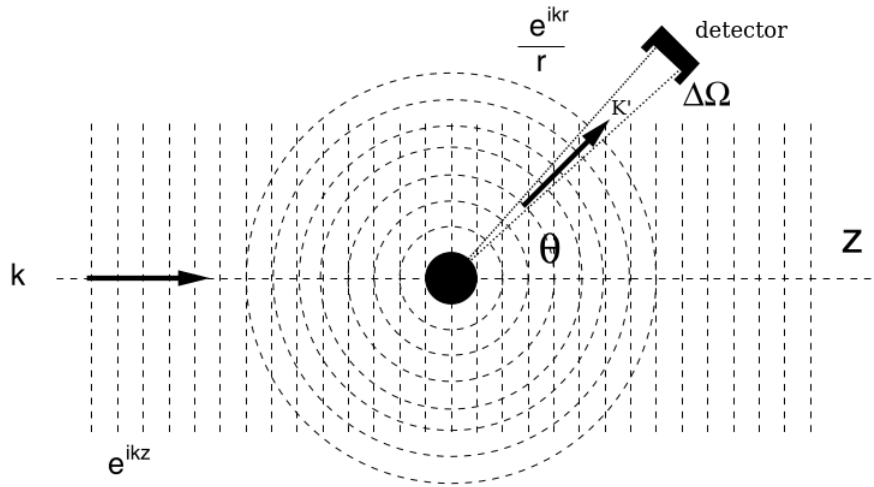


Figura 4.1: Representação do espalhamento quântico entre dois núcleos. Figura adaptada da Ref [33].

A função de onda que descreve o movimento relativo entre o projétil e o centro espalhador pode ser escrita, no espaço de posições, como:

$$\Psi_{elas}(\mathbf{r}, t) = \Psi_{elas}(\mathbf{r})e^{-iEt/\hbar}, \quad (4.1)$$

onde \mathbf{r} é o vetor de posição relativa entre o projétil e o alvo. Aqui consideramos a invariância translacional da Hamiltoniana entre o projétil e o alvo, de modo que, a função de onda no centro de massa do sistema tem como solução uma onda plana. Inserindo a função de onda dada por 4.1 na Equação de Schrödinger, ficamos com:

$$\left[-\frac{\hbar}{2\mu} \nabla_{\mathbf{r}}^2 + V(\mathbf{r}) \right] \Psi_{elas}(\mathbf{r}) = E\Psi_{elas}(\mathbf{r}), \quad (4.2)$$

sendo μ a massa reduzida e E a energia no centro de massa do sistema. A função de onda incidente, $\Psi_i(\mathbf{r})$, livre da ação de qualquer potencial, pode ser encontrada impondo $V(\mathbf{r}) = 0$ na Equação 4.2, e tomando como direção de propagação $+\hat{\mathbf{z}}$ obtendo:

$$\Psi_i(\mathbf{r}) = Ae^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} = Ae^{ikz}, \quad (4.3)$$

onde $k = \frac{\sqrt{2\mu E}}{\hbar}$ o módulo do vetor de onda da partícula e A uma constante de norma-

lização.

Para encontramos uma solução para a função de onda total desse sistema, precisamos das condições de contorno, a qual consiste na grande distância entre o detector e o centro espalhador, de modo que procuramos a solução assintótica, isto é, $\Psi_{elas}(r \rightarrow \infty)$. Com efeito, a função de onda total estacionária, segundo essa condição, é a superposição da função de onda incidente, $\Psi_i(\mathbf{r})$, e a criada pelo centro espalhador ($\Psi_{esp}(\mathbf{r})$).

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \Psi_{elas}(\mathbf{r}) = A \left[e^{ikz} + f(\theta) \frac{e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}}{r} \right], \quad (4.4)$$

sendo $f(\theta)$ a conhecida *amplitude de espalhamento*, que devido a simetria esférica do potencial em questão, depende apenas da posição angular entre o detector e o centro espalhador, contendo toda a informação sobre o espalhamento. Esta terá uma conexão muito próxima com a seção de choque diferencial, que vamos discutir a seguir.

Seção de choque diferencial

Uma quantidade muito importante nas medidas de espalhamento é a seção de choque diferencial definida como:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \equiv \frac{\text{corrente de probabilidade em um determinado ângulo sólido } (\delta\Omega)}{\text{corrente de probabilidade da onda incidente}}. \quad (4.5)$$

Essa quantidade pode ser derivada da teoria de espalhamento quântica. Começamos pela corrente de probabilidade que pode ser definida como sendo:

$$\mathbf{j} \equiv \frac{\hbar}{2i\mu} [\Psi^*(\mathbf{r})\nabla\Psi(\mathbf{r}) - \Psi(\mathbf{r})\nabla\Psi^*(\mathbf{r})]. \quad (4.6)$$

No caso, podemos calcular a corrente de probabilidade da onda incidente (j_i) inserindo a função de onda mostrada na Equação 4.1 na Equação 4.6,

$$\mathbf{j}_i = |A|^2 \frac{\hbar\mathbf{k}}{\mu} = |A|\mathbf{v}, \quad (4.7)$$

sendo v a velocidade clássica das partículas incidentes, com magnitude $v = \hbar k/\mu$. Já para a corrente das partículas espalhadas (j_e) que atravessam o detector de área $\Delta\Sigma = r^2\Delta\Omega\hat{\mathbf{r}}$ é escrita utilizando mais uma vez a Equação 4.6:

$$\mathbf{j}_e\Delta\Sigma = |A|^2\frac{\hbar k}{\mu}|f(\theta)|^2r^{-2}(r^2\delta\Omega) = v|A|^2|f(\theta)|^2\Delta\Omega, \quad (4.8)$$

de tal modo que a corrente de espalhamento por ângulo sólido é dada por $\hat{j}_e = r^2j_e$ onde:

$$\hat{j}_e = v|A|^2|f(\theta)|^2\Delta\Omega, \quad (4.9)$$

com isso, substituindo os resultados 4.7 e 4.9 na Equação 4.10 finalmente obtemos a seção de choque diferencial de espalhamento:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{j_e r^2}{j_i} = \frac{v|A|^2|f(\theta)|^2}{v|A|^2} = |f(\theta)|^2. \quad (4.10)$$

4.1.1 Cálculo da Amplitude de Espalhamento

Como podemos constatar, a amplitude de espalhamento, dada pela função $f(\theta)$ é a ligação entre a teoria e o experimento. Podemos calcular essa amplitude usando o método de expansão por ondas parciais, que consiste em expandir a dependência angular da função de onda em termos dos harmônicos esféricos, isto é:

$$\Psi(\mathbf{r}) = \sum_{l=0}^{\infty} C_l P_l(\cos\theta) \frac{u_l(kr)}{kr}, \quad (4.11)$$

onde $P_l(\cos\theta)$ são os polinômios de Legendre e $u_l(kr)$ é uma função que será determinada a partir das condições de contorno do sistema resolvendo a parte radial da equação de Schrödinger. Usualmente, utilizamos a notação espectroscópica para ondas parciais mais baixas, as quais são tipicamente usadas para descrever sistemas com baixas energias de ligação [34], tais como onda-s ($l = 0$), onda-p ($l = 1$) e onda-d ($l = 2$).

(A) Espalhamento Coulombiano e Nuclear

Seguindo o método descrito acima, precisamos resolver o problema da colisão de dois núcleos, que possuem cargas iguais a Z_1 (projétil) e Z_2 (alvo) proporcionando um potencial coulombiano $V_B(r) = Z_1 Z_2 e^2 / r = 2\eta k / r$, sendo $\eta = Z_1 Z_2 e^2 / \hbar v$ com $v = \frac{\hbar k}{\mu}$ o parâmetro adimensional de Sommerfeld. Devemos ainda incorporar o potencial de interação nuclear de curto alcance $V_N(r)$, formando o potencial de interação completo entre as partículas (projétil e alvo) $V(r) = V_C(r) + V_N(r)$. Inserindo esse potencial na equação de Schrödinger independente do tempo, temos:

$$\left[\nabla^2 + k^2 - \frac{2\eta k}{r} \right] \Psi_{elas}(r) = \frac{2\mu}{\hbar^2} V_N(r) \Psi_{elas}(r), \quad (4.12)$$

onde $k^2 = 2\mu E / \hbar^2$.

A função de onda $\Psi_{elas}(r)$ pode ser decomposta em uma componente referente ao espalhamento coulombiano ($\Psi_C(r)$), que contém a onda incidente, e outra ao nuclear ($\Psi_N(r)$) que contém informações sobre a onda espalhada pela ação do potencial nuclear, isto é, $\Psi_{elas}(r) = \Psi_C(r) + \Psi_N(r)$. No entanto, como nosso objetivo é calcular a seção de choque total do espalhamento elástico, devemos levar em conta a divergência do termo correspondente à amplitude de espalhamento Coulombiano $f_C(\theta)$ e, desse modo, podemos obter o cálculo de amplitude de espalhamento nuclear $f_N(\theta)$:

$$\Psi_N(r) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \Psi_{esp} = A f_N(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} e^{-i\eta \ln(2kr)}, \quad (4.13)$$

Como o potencial possui simetria esférica o momento angular é uma constante de movimento e, portanto, podemos decompor a função de onda $\Psi(r)$ utilizando o método de ondas parciais descrito pela Equação 4.11. A função de onda radial $u_l(r)$ é calculada resolvendo a equação de Schrödinger da seguinte forma:

$$-\frac{\hbar}{2\mu} \left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} - \frac{2\eta k}{r} \right] u_l(r) + V_N(r) u_l(r) = E u_l(r). \quad (4.14)$$

A Figura 4.2 mostra o comportamento da função de onda espalhada dada pela Equação 4.14 em que a função de onda espalhada toma a forma dada em 4.13. Quanto mais termos adicionarmos na solução, o termo centrífugo aumentará proporcionalmente, de modo que, a penetração da função de onda através do potencial diminuirá.

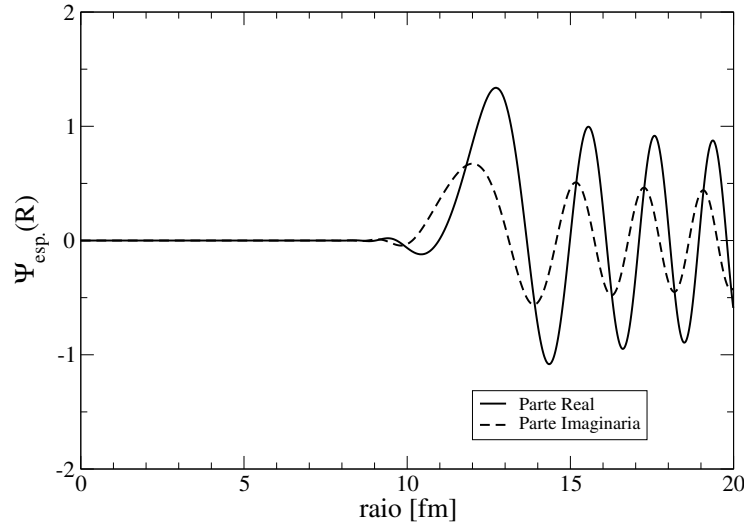


Figura 4.2: Comportamento das partes reais e imaginárias da componente s ($l = 0$) de uma função de onda espalhada $\Psi_{\text{esp}}(\mathbf{r})$ em relação à distância. Figura extraída da Ref. [35].

Para distâncias maiores que o alcance do potencial nuclear, isto é, $r > R_n$, apenas o potencial Coulombiano será percebido pelo projétil, de modo que, a Equação 4.14 se reduz á um espalhamento pelo potencial Coulombiano. Tal problema é amplamente conhecido e resolvido, cuja solução pode ser encontrada nas Refs. [36, 37]. Por conseguinte, a função de onda $u_l(r)$ pode ser expressa como uma combinação linear das funções de onda incidente $H^-(\eta, \rho)$ e emergente $H^+(\eta, \rho)$:

$$H^{(\pm)}(\eta, \rho) = G_l(\eta, \rho) \pm iF_l(\eta, \rho), \quad (4.15)$$

onde $F_l(\eta, \rho)$ e $G_l(\eta, \rho)$ são as funções regular e irregular de Coulomb, respectivamente, dadas a seguir em sua forma assintótica,

$$F_l(\eta, \rho) \rightarrow \text{sen} \left[\rho - \frac{l\pi}{2} - \eta \ln(2\rho) + \sigma_l \right], \quad (4.16)$$

$$G_l(\eta, \rho) \rightarrow \text{cos} \left[\rho - \frac{l\pi}{2} - \eta \ln(2\rho) + \sigma_l \right], \quad (4.17)$$

sendo σ_l o deslocamento de fase devido a presença do potencial Coulombiano e, a partir dessas formas, podemos escrever também a forma assintótica para a Equação 4.15:

$$H^{(\pm)}(\eta, \rho \rightarrow \infty) = e^{\pm i[\rho - \frac{l\pi}{2} - \eta \ln(2\rho) + \sigma_l]}. \quad (4.18)$$

Portanto, a função de onda $u_l(r)$ pode ser expressa da seguinte maneira:

$$u_l(r) = \frac{i}{2} [H^-(\eta, \rho) - S_l H^+(\eta, \rho)] e^{-i\delta_l}, \quad (4.19)$$

onde foi necessário inserir um termo de modificação na onda emergente $S_l = e^{2i\delta_l}$ chamado de elemento da matriz-S de espalhamento nuclear. Esse elemento de matriz é definido para cada onda parcial e para cada valor de δ_l (deslocamento de fase nuclear que surge devido a perturbação do potencial na onda emergente), veja a Figura 4.3).

No entanto, ainda precisamos normalizar a função $u_l(r)$ de modo que tomando os limites assintóticos $V_N(r) \rightarrow 0$ e $\eta \rightarrow 0$ essa função se reduza a $F_l(\eta, \rho)$. Esse procedimento se encontra descrito de maneira detalhada na Ref. [36], aqui reproduzimos apenas o resultado: $C_l = A(2l+1)i^l e^{i(\sigma_l + \delta_l)}$. De tal modo que expressamos a função de onda nuclear por:

$$\Psi_N(r) = A \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l e^{i(\sigma_l + \delta_l)} P_l(\cos \theta) \frac{i}{2kr} [H^-(\eta, \rho) - S_l H^+(\eta, \rho)] e^{-i\delta_l}, \quad (4.20)$$

Tomando as formas assintóticas das funções $H^-(\eta, \rho)$ e $H^+(\eta, \rho)$ dadas em 4.18 e simplificando os termos $e^{-i\delta}$ na Equação 4.20 podemos escrever a forma assintótica da função de onda nuclear como:

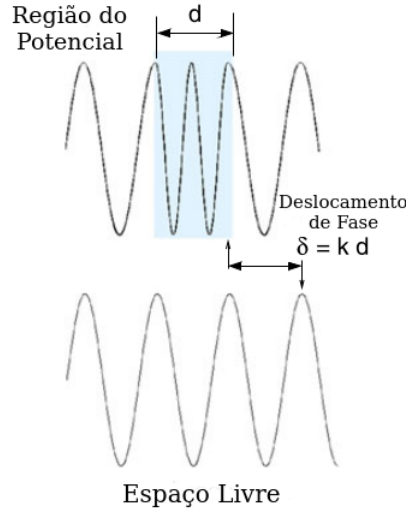


Figura 4.3: Ilustração esquemática, em uma dimensão, da ação do potencial no comprimento de onda, causando um deslocamento na fase δ em relação a onda livre. O sinal desse deslocamento depende se o potencial em questão é atrativo ($\delta < 0$) ou repulsivo ($\delta > 0$). Figura adaptada de Ref. [33].

$$\Psi_N(r) = A \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l e^{i\sigma_l} (S_l - 1) P_l(\cos \theta) \frac{i}{2kr} e^{i[\rho - \frac{l\pi}{2} - \eta \ln(2\rho) + \sigma_l]}. \quad (4.21)$$

Comparando com a Equação 4.13 podemos escrever a amplitude de espalhamento nuclear nos seguintes termos:

$$f_N(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l(\cos \theta) e^{2i\sigma_l} (S_l - 1). \quad (4.22)$$

Para o cálculo da seção de choque total do espalhamento (σ_{ela}), precisamos integrar em todos os ângulos sólidos na Equação 4.10. Devemos levar em conta que há uma divergência na integral do termo coulombiano, o que implica em limitar o cálculo apenas a amplitude de espalhamento nuclear, isto é $f_C(\theta) = 0$. Desse modo, substituindo o resultando encontrado em 4.22 temos:

$$\sigma_{ela} = \int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega} = |f_N(\theta)|^2 = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) |1 - S_l|^2. \quad (4.23)$$

Com isso podemos agora calcular uma quantidade importante, que será usada em nossa análise, a seção de choque total de reação (σ_R), a qual carrega informações sobre todos os processos não-elástico tais como espalhamento inelásticos e excitações. Portanto,

$$\sigma_R = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (1 - |S_l|^2). \quad (4.24)$$

4.2 Modelo Ótico

No formalismo descrito anteriormente, desprezamos qualquer informação sobre a estrutura interna dos núcleos envolvidos no espalhamento. No entanto, para aplicações físicas, isto é, no estudo de espalhamentos desses núcleos, essa estrutura deve ser levada em conta na análise de alguma forma devido a possível abertura de outros canais além do elástico.

Dentre os modelos disponíveis que permitem a inclusão (mesmo que de forma indireta) dessa estrutura, o modelo ótico se apresenta como um tratamento de primeira ordem, descrevendo a interação entre o projétil e o alvo por meio de um potencial consistindo em uma parte real ($V(r)$), que representa o canal elástico, e uma parte imaginária ($W(r)$) que dá conta de todos os efeitos e processos de absorção. Podemos escrever esse potencial ótico, V_{opt} , como:

$$V_{opt}(r) = V(r) + i W(r). \quad (4.25)$$

A ideia de se considerar o modelo ótico na descrição do espalhamento elástico foi sugerida em 1953 por H. Feshbach [38], baseando no fato de que uma onda luminosa incidindo em uma esfera refratária se assemelha ao espalhamento elástico de ondas de partículas com fenômenos de absorção e refração. Contudo, a principal dificuldade

encontrada nessa análise é justamente a determinação inequívoca e única desses potenciais. Neste trabalho, utilizamos três tipos de potencial dentro desse modelo para descrição dos dados experimentais: o potencial do tipo Woods-Saxon e os potenciais de dupla convolução de São Paulo em suas versões 1 [39] e 2 [28].

(A) Potencial de Woods-Saxon

O potencial de Woods-Saxon [40], dentre todos os tipos de potenciais, é um dos mais comumente utilizados [37] em análises de modelo óptico, tendo como forma:

$$V_{opt}(r) = -\frac{V}{1 + \exp\left(\frac{r-r_V}{a_V}\right)} - \frac{i W}{1 + \exp\left(\frac{r-r_W}{a_W}\right)}, \quad (4.26)$$

onde V e W representam a profundidade real e imaginária, dados em MeV, respectivamente. Os raios nucleares real e imaginário, medidos em fm, são dados, respectivamente por r_V e r_W , calculados utilizando a convenção $r_{V,W} = r_0(A_p^{1/3} + A_a^{1/3})$, sendo $r_0 \approx 1,2$ fm, A_p e A_a os números de massa do projétil e do alvo, respectivamente. As difusividades real e imaginária, medidas em fm, são dadas por a_V e a_W , respectivamente.

Uma observação interessante da Equação 4.26 é que, ambos os potenciais real e imaginário possuem a mesma forma, conhecido como fator de forma de Fermi dado por:

$$f(r) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r-r_0}{a_0}\right)}. \quad (4.27)$$

Esse tipo de potencial tem sido amplamente utilizado para descrever as distribuições angulares de espalhamento elástico. O fato de termos 6 parâmetros livres ajuda consideravelmente na obtenção de bons ajustes dos dados experimentais. No entanto, devemos levar em conta que os detalhes da estrutura, efeitos estáticos e dinâmicos do espalhamento estariam embutidos nesses parâmetros e portanto, devem ter valores razoáveis, sujeitos a discussões. Esse potencial também gera muitas ambiguidades, potenciais profundos e curtos podem gerar ajustes semelhantes a potenciais rasos e longos. A grande

vantagem da utilização desse potencial é a possibilidade de se obter bons ajustes, tornando possível a extração da seção de choque total de reação com boa precisão.

(B) Potencial São Paulo 1 e 2

Para contornarmos a grande ambiguidade nos potenciais do tipo Woods-Saxon e delimitar um pouco mais a física a ser investigada no espalhamento, potenciais do tipo dupla convolução (*double-folding potential*) foram desenvolvidos. Temos como exemplo desse tipo de potencial, o potencial São Paulo nas versões 1 e 2.

De acordo com o modelo de dupla convolução, o potencial para espalhamento de íons pesados depende da densidade dos núcleos envolvidos na colisão, de modo que, na descrição do Potencial de São Paulo, é adotada a distribuição de Fermi de dois parâmetros (2pF), que é comumente utilizada na extração de densidades de carga em espalhamentos com elétrons [41]. Por conseguinte, o formato dessa distribuição é expressa por:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R_0}{a}\right)}, \quad (4.28)$$

onde R_0 , a e ρ_0 são o raio nuclear, a difusividade e a densidade máxima, respectivamente.

Com o objetivo de sistematizar as densidades dos núcleos pesados, foram feitos cálculos teóricos utilizando o método de Dirac-Hartree-Bogoliubov [42] e uma vasta sistematização de dados experimentais vindos de espalhamentos de elétrons, de modo a encontrar valores médios dos parâmetros da distribuição 2pF, raio e a difusividade. Os valores encontrados em [43] para esses parâmetros por meio dessa sistemática e o raio nuclear foram:

$$\bar{a} = 0,56 fm \quad e \quad R_0 = 1.31A^{1/3} - 0.84 fm, \quad (4.29)$$

sendo que, os valores da difusividade e dos raios têm suas incertezas estimadas em $\sigma_a = 0,025 fm$ e $\sigma_{R_0} = 0,07 fm$, respectivamente.

O potencial de dupla convolução tem a forma,

$$V_F(R) = \int d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \rho_1(r_1) \rho_2(r_2) v_{NN}(\vec{R} - \vec{r}_1 + \vec{r}_2), \quad (4.30)$$

sendo, ρ_i as respectivas densidades dos núcleons, \vec{R} a distância entre os centros dos núcleos e $v_{NN}(\vec{r})$ é o potencial efetivo de interação, que pode ser escrito usando a aproximação de alcance zero, ver a Equação 4.31, onde o processo de emissão e absorção entre os núcleos ocorrem no mesmo ponto.

$$v_{NN}(\vec{r}) \approx V_0 \delta(\vec{r}), \quad (4.31)$$

com $V_0 = -456 \text{ MeV/fm}^3$. Na Figura 4.4 mostramos a representação desse sistema de coordenadas, através da interação entre dois núcleos, tal qual podemos associar a um projétil e um alvo.

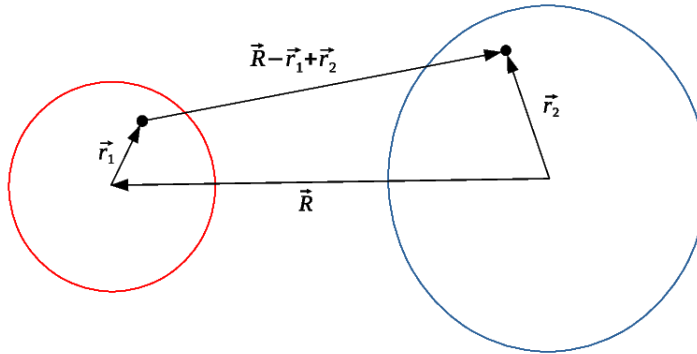


Figura 4.4: Ilustração esquemática do sistema de coordenadas utilizado no modelo de dupla convolução.

Desse modo, o Potencial de São Paulo pode ser escrito de acordo com a Equação 4.32, onde o termo e^{-4v^2/c^2} , que é multiplicado ao potencial efetivo de interação, é devido ao efeito de não localidade de Pauli, que altera o centro de massa e a distância nuclear devido a troca de núcleons entre os entes envolvidos.

$$V_{SPP}(R) = \int d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \rho_1(r_1) \rho_2(r_2) V_0 \delta(\vec{R} - \vec{r}_1 + \vec{r}_2) e^{-4v^2/c^2}, \quad (4.32)$$

sendo v a velocidade relativa entre os núcleos e c a velocidade da luz no vácuo. Assim, esse potencial pode ser considerado no modelo ótico como:

$$V_{opt}(r) = (N_R + iN_i)V_{SPP}, \quad (4.33)$$

onde N_R e N_i são fatores que normalizam a parte real e imaginária do potencial ótico. Um estudo sistemático desenvolvido pelos proponentes do potencial São Paulo, considerando uma análise de espalhamento elástico em várias energias, indicaram que os valores médios para os núcleos estáveis seriam de $N_R = 1,0$ e $N_i = 0,78$. Em nosso trabalho, adotamos esse conjunto de valores como *padrão*, isto é, valores de referência para análises comparativas com intuito de caracterizar a estrutura dos núcleos estudados.

A principal diferença entre as duas versões do Potencial de São Paulo está na forma que são tratado os efeitos de estrutura na Equação 4.30. De modo que, na versão 2, esses efeitos são abordados por meio de densidades realísticas para sistemas fora da linha de estabilidade, alterando a forma do potencial efetivo de interação dado na Equação 4.31 da seguinte maneira:

$$v_{NN}(\vec{r}) = -V_0 e^{-(r/a)^2}, \quad (4.34)$$

com $V_0 = 735.813$ MeV e $a = 0.50$ MeV. Desse modo, neste trabalho, utilizamos essa nova versão confrontando esse objetivo.

4.3 Canais Acoplados (CC)

O modelo ótico descreve o espalhamento elástico de forma geral. No entanto, toda a física do processo fica embutida nos parâmetros do potencial complexo. Uma forma alternativa de se investigar os efeitos de estrutura e dinâmica do processo é substituir o potencial imaginário por canais e reações acopladas. Para se investigar o efeito da deformação de núcleos ou excitações devido a movimentos coletivos de rotação e vibração, dois métodos são frequentemente utilizados: ondas distorcidas e os canais acoplados. A abordagem de onda distorcida assume um tratamento completo da função de onda de

espalhamento elástico, geralmente assumindo um potencial ótico, enquanto as componentes das funções de onda não elásticas são tratadas na primeira ordem na interação de acoplamento. Os métodos de canais acoplados lidam com um conjunto de equações acopladas que surgem da consideração de uma função de onda modelo com um número limitado de termos. Desse modo, este modelo é comumente utilizado na descrição de colisões considerando excitações internas do projétil e do alvo [44]. Quando devemos incluir também estados de mais de uma partição, como é o caso das reações de transferência, o cálculo é referido como canais de reação acoplada (CRC). Uma combinação de CC, para tratar o conjunto de equações acopladas dentro da mesma partição de massa, e onda distorcida, para tratar transferências de primeira ordem, também pode ser considerada e é chamada de aproximação de Born de canais acoplados (CCBA).

Na seção 4.1, descrevemos o espalhamento de duas partículas pontuais, considerando o projétil como uma onda plana e o alvo como um potencial espalhador. No entanto, devido as estruturas internas dos núcleos envolvidos no espalhamento, além do canal elástico, outros canais serão abertos, tais como excitações inelásticas, fusão, break-up ou transferência de partículas. Para descrever esses processos, que não são independentes um dos outros, devemos levar em conta os graus de liberdade intrínsecos desses sistemas explicitamente na descrição.

Nesse caso, expandimos os estados em termos dos autoestados do Hamiltoniano interno (h) que atua sobre os autoestados $\varphi(\xi)$ satisfazendo as relações:

$$h_{\alpha}\varphi_{\alpha}(\xi) = \epsilon_{\alpha}\varphi_{\alpha}(\xi) \quad \text{e} \quad \langle \varphi_{\alpha}(\xi) | \varphi_{\alpha'}(\xi) \rangle = \delta_{\alpha,\alpha'}. \quad (4.35)$$

Consequentemente, a função de onda, dentro deste modelo toma a seguinte forma:

$$\Psi_{CC}(\mathbf{r}, \xi) = \sum_{\alpha} \Psi_{\alpha}(\mathbf{r})\varphi(\xi), \quad (4.36)$$

sendo α os canais de reação a serem incluídos, onde $\alpha = 0$ denota o estado fundamental, isto é, $\Psi_0(\mathbf{r}) \equiv \Psi_{elas}(\mathbf{r})$. As coordenadas \mathbf{r} e ξ denotam o vetor de posição relativa e os graus de liberdade interno do sistema, respectivamente.

Tomando o Hamiltoniano total do sistema como $H = K + V + h_\alpha$ e introduzindo na Equação de Schrödinger independente do tempo temos:

$$[K + V + h - E] \Psi_{CC}(\mathbf{r}, \xi) = 0, \quad (4.37)$$

onde K é o operador de energia cinética e V o potencial de interação entre o alvo e o projétil. Multiplicando a Equação 4.37 por $\varphi_\alpha^*(\xi)$ e integrando sobre as coordenadas internas (ξ) obtemos o conjunto de equações do canais acoplados,

$$[E - \epsilon_\alpha - K - V_{\alpha,\alpha}(\mathbf{r})] \Psi_\alpha(\mathbf{r}) = \sum_{\alpha \neq \alpha'} V_{\alpha,\alpha'}(\mathbf{r}) \Psi_{\alpha'}(\mathbf{r}), \quad (4.38)$$

no qual o elemento de matriz $V_{\alpha,\alpha'}(\mathbf{r})$ representa o potencial de acoplamento responsável pela excitação do estado inicial α ao estado final α' , sendo o caso em que $\alpha = \alpha'$ o potencial referente ao espalhamento elástico. Este elemento tem a forma:

$$V_{\alpha,\alpha'}(\mathbf{r}) = \int d\xi \varphi_\alpha^*(\xi) V(\mathbf{r}, \xi) \varphi_{\alpha'}(\xi). \quad (4.39)$$

Esse conjunto de equações acopladas podem ser resolvidas de maneira analítica, no entanto, se o número de excitações for grande o tempo computacional será proporcional de modo que algumas aproximações precisam ser feitas para se obter uma solução. Mais detalhes sobre esse tratamento podem ser encontradas na Ref [45].

Os potenciais de interação que foram incluídos para a resolução da Equação 4.38 possuem também uma parte complexa como foi discutido na seção 4.2. Todavia, naqueles potenciais, a parte imaginária reproduz todos os processos não-elásticos presentes no sistema de modo que, quando são inseridos as excitações das estruturas internas explicitamente, este potencial deve ser menos absorvente em comparação ao que reproduz apenas o espalhamento elástico. Com efeito, tais potenciais dependem das funções de onda dos estados internos, as quais possuem dependência do modelo a ser utilizado. Assim, dois modelos são majoritariamente utilizados, o modelo de partícula única (*single-particle*) e o modelo coletivo, faremos uma breve descrição de ambos nas

próximas seções.

4.3.1 Modelo de partícula única

Dentro desse modelo, o núcleo é descrito por aglomerados (*cluster*) ou por estruturas formadas por um caroço inerte e um ou mais nucleons de valência. Considerando esse modelo o ^{12}N pode ser descrito, como $^{11}\text{C} + p$, e o núcleo de ^{13}C por $^{12}\text{C} + n$ ou $\alpha + \alpha + \alpha + n$. Os números quânticos importantes para a descrição de sistemas dessa natureza são o spin das partículas, a energia de separação, o fator espectroscópico bem como os potenciais entre o caroço e partículas de valência ou aglomerados.

Para tais sistemas, as excitações coulombianas e nucleares podem ser interpretadas e calculadas considerando a interação entre o caroço inerte e a partícula de valência, como ilustra a Figura 4.5.

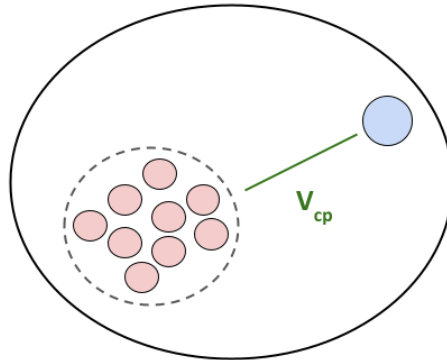


Figura 4.5: Ilustração esquemática do modelo de partícula única, em que o potencial V_{cp} descreve a interação entre o caroço inerte e a partícula de valência.

Por exemplo, em um *cluster* de duas partículas, essa interação toma a forma:

$$U(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = U_1(\mathbf{R}_1) + U_2(\mathbf{R}_2), \quad (4.40)$$

sendo $U_1(\mathbf{R}_1)$ e $U_2(\mathbf{R}_2)$ os potenciais de interação entre o caroço e o alvo e a partícula de valência e o alvo, respectivamente. Uma maneira de descrever esse sistema de três corpos é mostrados na Figura 4.6, onde:

$$\mathbf{R}_1 = \mathbf{R} + \frac{m_2}{m_1 + m_2} \mathbf{r} \quad \text{e} \quad \mathbf{R}_2 = \mathbf{R} - \frac{m_1}{m_1 + m_2} \mathbf{r}, \quad (4.41)$$

sendo \mathbf{R} o vetor que descreve movimento relativo entre o centro de massa e o projétil e \mathbf{r} o movimento relativo entre o caroço e a partícula de valência. Tais potenciais serão avaliados considerando as funções de onda dos estados fundamental e excitados.

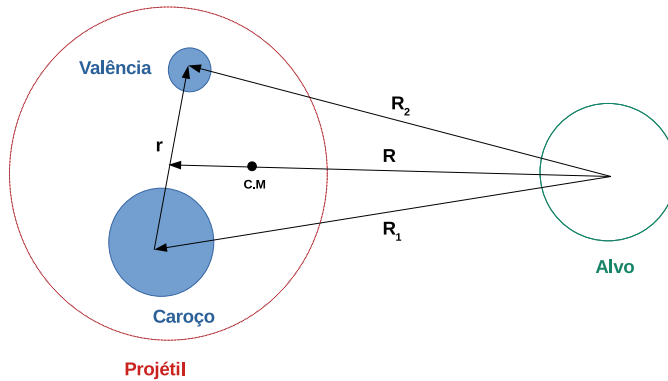


Figura 4.6: Ilustração esquemática do sistema de coordenadas para um sistema de três corpos indicando C.M. como o centro de massa do sistema.

4.3.2 Modelo coletivo

No modelo coletivo, as excitações são interpretadas em termos das deformações na distribuição de massa nuclear, a qual exibe dependência ao raio do núcleo. De modo geral, pode ocorrer a excitação do projétil e/ou do alvo.

$$a + A \rightarrow \begin{cases} a^* + A \\ a + A^* \\ a^* + A^* \end{cases}$$

A excitação dos núcleos pode ser descrita pelas deformações nos potenciais de interação, isto é, no coulombiano e nuclear, que podem ser expressas avaliando a mudança

do raio estático nuclear. No caso de núcleos esfericamente simétricos, o raio nuclear é constante, de modo que o potencial de interação não sofre deformações, mas se porventura o núcleo em questão for deformado, seu raio terá dependência dos ângulos azimutal e polar em algum ponto na superfície. Podemos representar tais deformações, definindo um sistema de coordenadas fixos centrado no núcleo, veja a Figura 4.7, expandindo o raio nuclear em harmônicos esféricos da seguinte forma:

$$R(\theta', \varphi') = R_0 \left(1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta', \varphi') \right), \quad (4.42)$$

onde R_0 é o raio médio superficial, $\alpha_{\lambda\mu}$ o comprimento da deformação, λ o termo de multipolaridade e μ a projeção deste termo de multipolaridade no eixo de rotação.

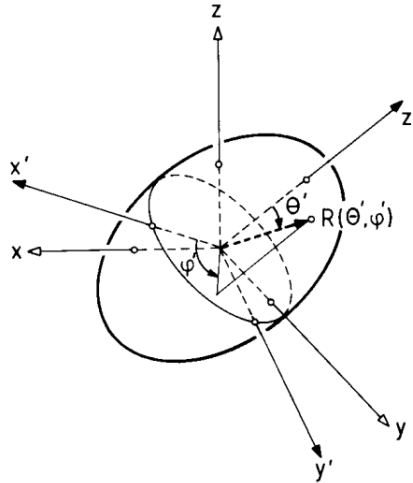


Figura 4.7: Sistema de coordenadas para um núcleo rodando em torno do eixo z no referencial do laboratório, sua deformação se dá em um torno de um eixo de simetria z' que varia continuamente com z [46].

O comprimento de deformação pode ser calculado como:

$$\alpha_{\lambda\mu} = \beta_{\lambda} R_0, \quad (4.43)$$

onde, para $\beta > 0$ o núcleo apresenta deformidades prolatas e, para $\beta < 0$ deformidades oblatas.

O termo de multipolaridade é a quantidade de momento angular transferida na excitação, isto é, sendo I_i e I_f o spin do núcleo inicial e final, temos que $|I_i - I_f| \leq \lambda \leq |I_i + I_f|$. Para transições monopolares, $I_i = I_f$, para dipolares ($\lambda = 1$) o spin inicial é mudado de 1 unidade. A Figura 4.8 mostra os primeiros modos de vibração para diferentes termos de multipolaridade.

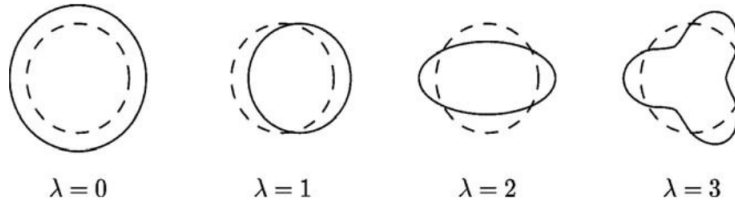


Figura 4.8: Primeiros modos de vibração na superfícies nuclear, mostrando a forma do núcleo para cada modo (linha contínua) em comparação com o núcleo esférico original. Figura extraída da Ref. [36].

Na próxima seção, descrevemos como essas deformações afetam os potenciais Coulombiano e Nuclear.

(A) Deformação Coulombiana

Considerando o potencial Coulombiano não deformado entre um núcleo alvo e um projétil descrito por distribuição de N partículas, sendo $\xi = \{\mathbf{r}_i\}$ o conjunto de vetores posições para cada partícula dessa distribuição e \mathbf{R} o vetor posição do núcleo, temos:

$$V_c(R, \xi) = \sum_{i=1}^N \frac{Ze^2}{|\mathbf{R} - \mathbf{r}_i|}. \quad (4.44)$$

onde Z é o número atômico do núcleon não excitado. Para inserir a deformação discutida anteriormente, expandimos a Equação 4.44 em multipolos da seguinte maneira:

$$\frac{1}{|\mathbf{R} - \mathbf{r}_i|} = \sum_{\lambda\mu} \frac{4\pi}{2\lambda + 1} Y_{\lambda\mu}(\hat{\mathbf{r}}_i) Y_{\lambda\mu}^*(\hat{\mathbf{R}}) \begin{cases} r^\lambda / R^{2\lambda+1} & \text{para } r_i \leq R_C, \\ r^\lambda / R^\lambda & \text{para } r_i > R_C, \end{cases} \quad (4.45)$$

onde R_C é o raio de Coulomb. Como estamos no domínio em que as cargas estão próximas, substituiremos a situação em que $r_i \leq R_C$ na Equação 4.44, abrindo o termo para $\lambda = 0$:

$$V_C = \frac{Ze^2}{R} + Ze^2 \sum_{\lambda \neq 0, \mu} \frac{4\pi}{2\lambda + 1} M(E\lambda, \mu) \frac{Y_{\lambda\mu}^*(\hat{\mathbf{R}}_i)}{R^{\lambda+1}}, \quad (4.46)$$

onde definimos o operador multipolo elétrico como $M(E\lambda, \mu) \equiv e \sum_{i=1}^N r_{i\lambda} Y_{\mu\lambda}(\hat{\mathbf{r}})$. Podemos calcular o elemento de matriz, dado na Equação 4.39, assumindo que as partículas são descritas de maneira independente uma das outras e que as transições entre os orbitais ocorrem sem que afetem os outros núcleons, isto é, um núcleon se move de um estado inicial $|I_i M_i\rangle$ para um outro $|I_f M_f\rangle$ de modo que:

$$\langle I_i M_i | V_C | I_f M_f \rangle = Ze^2 \sum_{\lambda \neq 0, \mu} \frac{4\pi}{2\lambda + 1} \langle I_i M_i | M(E\lambda, \mu) | I_f M_f \rangle \frac{Y_{\mu\lambda}^*(\hat{\mathbf{R}}_i)}{R^{\lambda+1}}. \quad (4.47)$$

O elemento de matriz $\langle I_i M_i | M(E\lambda, \mu) | I_f M_f \rangle$ se relaciona com uma outra quantidade, denominada de probabilidade reduzida de transição $B(E\lambda, I_i \rightarrow I_f)$ [37], como:

$$B(E\lambda, I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{2I_i + 1} |\langle I_i M_i | M(E\lambda, \mu) | I_f M_f \rangle|^2. \quad (4.48)$$

O valor de $B(E\lambda, I_i \rightarrow I_f)$ pode ser uma boa ligação, assim como a seção de choque diferencial, entre a teoria e os experimentos. Essa quantidade é obtida experimentalmente em unidades de *Weisskopf* (W.u). Com efeito, podemos converter esse valor para as unidades de $[e^2 fm^{2\lambda}]$ usando a seguinte relação [47, 48], adotando $r_0 = 1,2$ fm e sendo A o número de massa do núcleo excitado,

$$B(E\lambda)_{e^2 fm^{2\lambda}} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{3}{3 + \lambda} \right)^2 (1, 2)^{2\lambda} A^{2\lambda/3} B(E\lambda)_{W.u.} \quad (4.49)$$

(B) Deformação Nuclear

O potencial nuclear também possui dependência radial, logo também é afetado pelas deformações decorrentes das excitações. Com isso, introduzimos pequenas deformações que possuem dependências angulares, apresentadas na Equação 4.42, nesse potencial sendo descrito agora por $V_N(R, \theta', \varphi') = V_N(R - \delta R(\theta', \varphi'))$. Assumindo que essas deformações são pequenas, podemos expandir em uma série de Taylor e truncá-la no termo de primeira ordem da seguinte forma:

$$V_N(R, \theta', \varphi') = V_N(R - R_0) - \left[\frac{\partial}{\partial R} V_N(R - R_0) \right] R_0 \sum_{\lambda\mu} \delta_\lambda Y_{\lambda\mu}(\theta', \varphi'), \quad (4.50)$$

onde δ_λ o operador de deformação nuclear.

Analogamente a deformação do potencial Coulombiano, podemos calcular o elemento de matriz referente a transição nuclear:

$$\langle I_i M_i | V_N | I_f M_f \rangle = \left[\frac{\partial}{\partial R} V_N(R - R_0) \right] R_0 \sum_{\lambda\mu} \langle I_i M_i | \delta_\lambda | I_f M_f \rangle Y_{\lambda\mu}(\theta', \varphi'). \quad (4.51)$$

A Figura 4.9 mostra uma comparação entre um potencial óptico e uma deformação inserida calculando este elemento de matriz sobre o potencial de acoplamento dado pela Equação 4.39. É possível pontuar que, tais deformações são superficiais, isto é, ocorrem na superfície do núcleo, inferimos isso pela grande diferença entre as profundidades de ambos os potenciais.

O elemento de matriz para a deformação nuclear pode ser calculado assumindo a aproximação de *sharp cut-off*, a qual considera o núcleo esfericamente simétrico com raio $R_0 = r_0 A^{1/3}$. Desse modo, temos:

$$\langle I_i M_i | \delta_\lambda | I_f M_f \rangle = \frac{4\pi}{3ZeR_0^{\lambda-1}} \langle I_i M_i | M(E\lambda, \mu) | I_f M_f \rangle. \quad (4.52)$$

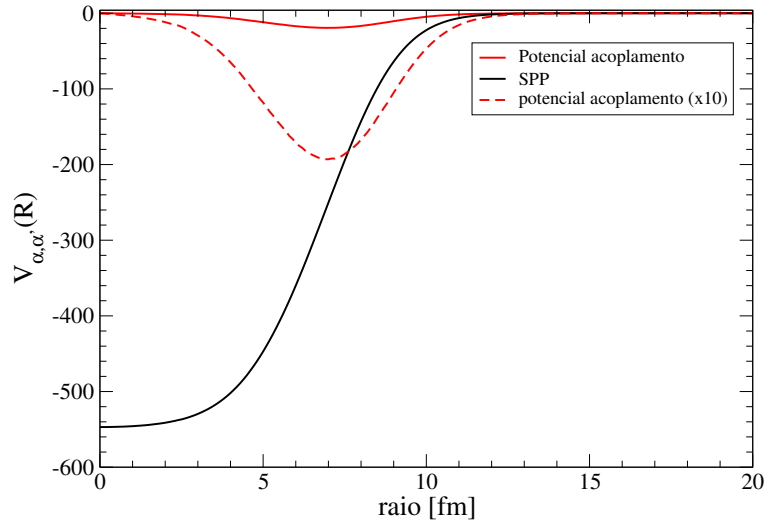


Figura 4.9: Comparação entre um potencial óptico (SPP) e a forma superficial de um típico potencial de acoplamento. Figura extraída da Ref. [35].

4.4 Canais de Reações Acopladas (CRC)

Em reações de transferência, o núcleon (ou *cluster*) de valência é transferido do projétil para o alvo, ou vice-versa. Quando o núcleon transferido vem do projétil, este processo é chamado de *stripping*, e caso este núcleon vier do alvo é chamado de *pickup*. Assim, diferentemente do que ocorreu no formalismo de Canais Acoplados, devemos considerar que as reações ocorrem em mais de uma partição. Neste formalismo, podemos fazer considerações análogas a cerca da estrutura interna dos núcleos envolvidos na reação, o que levará a um conjunto de equações análogo ao obtido anteriormente na Equação 4.38 com um termo adicional característico do rearranjo da colisão. Este termo justifica-se devido à não-ortogonalidade dos estados das diferentes partições que são consideradas. Para evidenciar isto, consideramos apenas duas partições, $\alpha \rightarrow \beta$, onde podemos escrever a função de onda como:

$$\Psi_{CRC} = \Psi_{\alpha}(r_{\alpha})\Phi_{\alpha}(\xi_{\alpha}) + \Psi_{\beta}(r_{\beta})\Phi_{\beta}(\xi_{\beta}), \quad (4.53)$$

em que as coordenadas r_i, ξ_i são o vetor posição e a correspondente coordenada interna da i -ésima partição. Esta função de onda deve satisfazer a Equação de Schrödinger

dado o Hamiltoniano H , isto é, $(E - H)\Psi_{CRC} = 0$. Projetando esta equação nas duas partições temos:

$$\langle \Phi_\alpha | (E - H) | \Psi_{CRC} \rangle = 0 \quad \text{e} \quad \langle \Phi_\beta | (E - H) | \Psi_{CRC} \rangle = 0. \quad (4.54)$$

O hamiltoniano para essa reação pode ser escrito de duas formas equivalentes:

$$H = H_\alpha + K_\alpha + V_\alpha = H_\beta + K_\beta + V_\beta, \quad (4.55)$$

onde K_i é o operador de energia cinética e V_i o potencial de interação entre os núcleons da i -ésima partição. De maneira totalmente análoga ao método de canais acoplados, obtemos o seguinte par de Equações para as funções de onda Ψ_α e Ψ_β :

$$\begin{aligned} [E - \epsilon_\alpha - K_\alpha - \langle \alpha | V_\alpha | \alpha \rangle] \Psi_\alpha(r_\alpha) &= \langle \Phi_\alpha | (H - E) | \Psi_\beta \Phi_\beta \rangle, \\ [E - \epsilon_\beta - K_\beta - \langle \beta | V_\beta | \beta \rangle] \Psi_\beta(r_\beta) &= \langle \Phi_\beta | (H - E) | \Psi_\alpha \Phi_\alpha \rangle. \end{aligned} \quad (4.56)$$

Estas são as equações de canais de reações acopladas, podemos escrevê-las mais explicitamente como:

$$\begin{aligned} [E - \epsilon_\alpha - K_\alpha - \langle \alpha | V_\alpha | \alpha \rangle] \Psi_\alpha(r_\alpha) &= \int dr_\beta K_{\alpha\beta}(r_\alpha, r_\beta) \Psi_\beta(r_\beta), \\ [E - \epsilon_\beta - K_\beta - \langle \beta | V_\beta | \beta \rangle] \Psi_\beta(r_\beta) &= \int dr_\alpha K_{\beta\alpha}(r_\beta, r_\alpha) \Psi_\alpha(r_\alpha). \end{aligned} \quad (4.57)$$

em que ϵ_α e ϵ_β são os autoenergias do hamiltoniano interno das respectivas partições internas α e β . Os valores esperados dos potenciais de cada partição, $\langle \alpha | V_\alpha | \alpha \rangle$ e $\langle \beta | V_\beta | \beta \rangle$, são obtidos através de medidas de espalhamentos com projétil e alvo análogos ou utilizando algum potencial do tipo de dupla convolução, como o de São Paulo (SPP). O *kernel* das equações integro-diferenciais acima são dados da seguinte maneira:

$$\begin{aligned} K_{\alpha\beta}(r_\alpha, r_\beta) &= J_{\alpha\beta} \int d\zeta_\alpha \Phi_\alpha^*(\xi_\alpha) (H - E) \Phi_\beta(\xi_\beta), \\ K_{\beta\alpha}(r_\beta, r_\alpha) &= J_{\beta\alpha} \int d\zeta_\beta \Phi_\beta^*(\xi_\beta) (H - E) \Phi_\alpha(\xi_\alpha). \end{aligned} \quad (4.58)$$

Nas Equações 4.58 as coordenadas internas r_α são transformadas para o par (ζ_β, r_β) , onde $J_{\alpha\beta}$ é o jacobiano dessa transformação. De maneira análoga, $J_{\beta\alpha}$ é o jacobiano da transformação r_β para o par (ζ_α, r_α) . Para obtermos mais informações sobre os *kernels* fazemos uma escolha de uma partição com um hamiltoniano H que permite a operação em sua respectiva função de onda. Desse modo, o resultado é independente da escolha da partição da partição feita, na qual, por convenção chamamos de *prior* a representação na partição α e, de *post*, na partição β . Para escrever o *kernel* do conjunto de Equações 4.58 devemos lembrar que, a generalização do método de canal acoplados para reações de transferência introduz alguns novos recursos que devem ser tratados, como a não ortogonalidade das funções de onda de diferentes partições de massa e os termos não remanescentes. A não ortogonalidade é mais fácil de explicar neste ponto. Isso significa que a sobreposição entre os estados internos nas partições de massa α e β não é zero:

$$\int dr_\alpha \Phi_\alpha^*(\xi_\alpha) \Phi_\beta(\xi_\beta) \neq 0. \quad (4.59)$$

Desse modo, o *kernel* terá um termo $N'_{\alpha\beta}$ que é inserido devido a esta não - ortogonalidade entre os estados internos das partições α e β que é somado a outro termo $I'_{\alpha\beta}$ relacionado com o tipo de acoplamento do elemento de matriz, definido como $\langle \Psi_\alpha | V_\alpha | \Psi_\beta \rangle$, de maneira análoga ao discutido na subseção 4.3. Assim, o *kernel* nas duas representações pode ser escrito como:

$$\begin{aligned} K_{\alpha\beta}(r_\alpha, r_\beta) &= I'_{\alpha\beta}(prior) + N'_{\alpha\beta}(prior), \\ K_{\beta\alpha}(r_\beta, r_\alpha) &= I'_{\beta\alpha}(post) + N'_{\beta\alpha}(post), \end{aligned} \quad (4.60)$$

Escreveremos os termos na representação *prior*, uma vez que é totalmente análoga a descrição na representação *post*. Desse modo:

$$\begin{aligned} I'_{\alpha\beta}(prior) &= J_{\alpha\beta} \int d\zeta_\alpha \Phi_\alpha^*(\xi_\alpha) V_\alpha \Phi_\beta(\xi_\beta), \\ N'_{\alpha\beta}(prior) &= J_{\alpha\beta} [K_\alpha - (E - \epsilon_\alpha)] \int d\zeta_\alpha \Phi_\alpha^*(\xi_\alpha) \Phi_\beta(\xi_\beta), \end{aligned} \quad (4.61)$$

onde o termo integral $\int d\xi_\alpha \Phi_\alpha^*(\xi_\alpha) \Phi_\beta(\xi_\beta) = \langle \Phi_\alpha | \Phi_\beta \rangle$ é conhecido como *overleaps* entre as partições α e β . Uma possível abordagem para este cálculo requer a caracterização das funções de onda internas dos núcleos interagente, ou analogamente, dessas funções *overleaps*. Assim, podemos considerar o modelo de partícula única, descrito na subseção 4.3.1, em que a partícula de valência é ligada a um caroço de um estado puro Φ_{lsj} , onde l , s e j são o momento angular relativo, spin e momento angular total. Desse modo, a função de onda total Φ dos estados ligados de momento angular J e projeção M é dada pela superposição de todas as possíveis configurações daquele estado de partícula única com o caroço com spin I_c . Podemos então escrever:

$$\langle \Phi_\alpha | \Phi_\beta \rangle = A_{lsj}^{jI_c J} \Psi_{\alpha\beta}^{lj}, \quad (4.62)$$

sendo $\Psi_{\alpha\beta}^{lj}$ a função de onda que descreve o movimento relativo entre os caroços das duas partições consideradas. O termo $A_{lsj}^{jI_c J}$ é denominado de amplitude espectroscópica e seu módulo $|A_{lsj}^{jI_c J}|^2 = S_{lsj}^{jI_c J}$ de fator espectroscópico. Esta quantidade determina o peso para que a configuração $B + b$, onde b é a partícula transferida, descreva o núcleo composto considerado.

Capítulo 5

Análise dos Dados

Para discutirmos os efeitos da estrutura dos projéteis no espalhamento elástico analisamos as distribuições angulares obtidas para os sistemas $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$.

Neste capítulo descreveremos a análise teórica das distribuições angulares com cálculos de o modelo ótico e de canais acoplados, utilizando potenciais do tipo Woods-Saxon e de dupla convolução de São Paulo nas versões 1 e 2. Para a distribuição angular do projétil de ^{12}N , que é fracamente ligado ($S_p = 0,601$ MeV), o canal de *break-up* se torna muito importante e desse modo cálculos com o acoplamento com o contínuo (CDCC) foram também necessários para descrevermos os dados. Para os dados com o projétil de ^{13}C , que é um núcleo um pouco mais ligado ($S_n = 4,946$ MeV), o canal de *break-up* não é importante. Por outro lado, deformações fazem com que o acoplamento com estados excitados se tornem importantes exigindo cálculos de canais acoplados para descrever a distribuição angular. A partir da análise das distribuições angulares podemos obter também a seção de choque total de reação e, com ela, fizemos uma análise sistemática incluindo também valores obtidos para outros projéteis de espalhamentos em alvos com massa atômica próxima a dos alvos utilizados. Todos os cálculos presentes neste trabalho foram feitos utilizando o código FRESCO [49].

5.1 Modelo Ótico

Para a descrição dos espalhamentos elástico de $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$ e $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$, utilizamos no cálculo de modelo óptico potenciais do tipo Woods-Saxon e de dupla convolução São Paulo nas suas versões 1 e 2. Os parâmetros desses potenciais foram otimizados e obtidos com o pacote SFRESCO [50], que faz uma busca de valores que forneçam um menor χ^2 para o ajuste. Nesses cálculos, utilizamos como parâmetros de integração o raio de fronteira do onda como $r_{match} = 30$ fm e o valor máximo de ondas parciais $j_{max} = 100\hbar$.

5.1.1 Modelo Ótico para o sistema $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$

Os resultados dos cálculos com modelo ótico para a descrição da distribuição angular para o sistema $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$, utilizando potenciais do tipo Woods-Saxon são mostrados na Figura 5.1. Os parâmetros para os potenciais WS-1, WS-2 e WS-3 são listados na Tabela 5.1. Os parâmetros do potencial WS-1 foram obtidos da análise dos dados de $^{10}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ à 66 MeV [10], enquanto que os parâmetros para o potencial WS-2 foram obtidos da análise dos dados de $^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ à 69.9 MeV [51].

WS	System	V [MeV]	r_V [fm]	a_V [fm]	W [MeV]	r_W [fm]	a_W [fm]	χ^2_{Red}	σ_R [mb]
1	$^{10}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$	82,20	1,19	0,12	17,60	1,60	0,14	20,455	471
2	$^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$	51,74	1,28	0,44	25,73	1,27	0,50	44,077	168
3	$^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$ *	92,34	1,14	0,10	60,52	1,86	0,11	0,428	1307

* este trabalho

Tabela 5.1: Parâmetros do potencial ótico tipo Woods-Saxon obtidos para o sistema $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$ à 70 MeV.

Como podemos observar na Figura 5.1, os potenciais WS-1 e WS-2 não descrevem a distribuição angular experimental. No entanto, realizando uma busca dos parâmetros por minimização de χ^2 , utilizando os parâmetros do potencial WS-1 como *inputs* iniciais, obtivemos àqueles do potencial WS-3. Esse potencial descreve bem a distribuição angular, o que é constatado pelo seu valor de $\chi^2_{Red} = 0.426$. Desse modo, podemos

constatar que, para descrever a forte absorção, os valores da profundidade do potencial imaginário foram consideravelmente maiores do que os correspondentes do WS-1 e WS-2. Valores anômalos (muito baixo) para a difusividade também foi obtido. Esses valores muito baixo também foram necessários para a descrição do espalhamento de $^{10}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$.

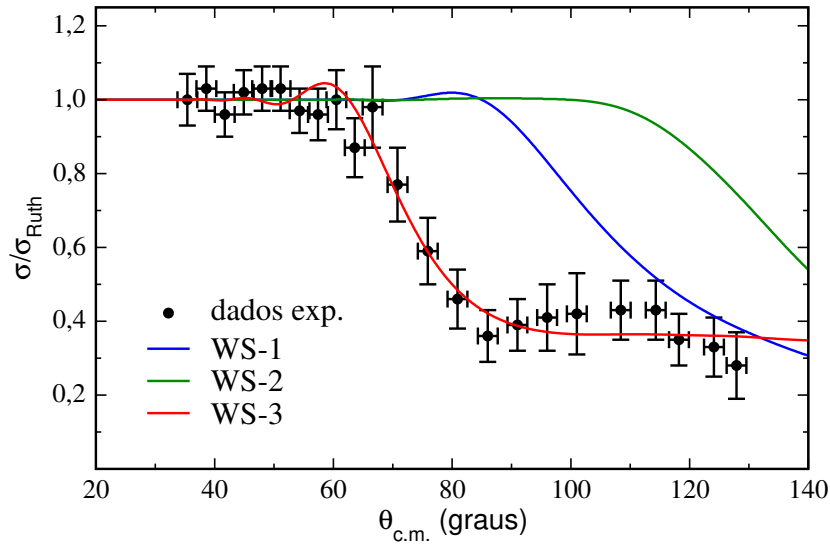


Figura 5.1: Distribuição angular para o espalhamento elástico de $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$ para $E_{lab} = 70$ MeV com dois cálculos utilizando potenciais óticos do tipo Woods-Saxon, com parâmetros de ajuste na Tabela 5.1.

Nessa análise com modelo ótico, testamos os potenciais de dupla convolução de São Paulo nas versões 1 e 2. A Figura 5.2 apresenta os resultados dos cálculos de utilizando os potenciais SPP1 (linha azul) e SPP2 (linha vermelha), com a normalização $N_r = 1.0$ para a parte real e $N_i = 0.78$ para a parte imaginária. Como podemos observar esse potencial descreve razoavelmente a região de ângulos dianteiros da distribuição angular. No entanto, de forma geral, a distribuição angular não é descrita por esses potenciais com os valores de normalização convencionais ($N_r = 1.0$ e $N_i = 0.78$). Na tentativa de descrever a forte absorção de fluxo do espalhamento elástico, foram feitos ajustes com os valores da normalização do SPP2. A Figura 5.2 mostra os resultados desse cálculos, em que mantivemos a parte real como $N_r = 1.0$ e deixamos livre a parte imaginária (linha azul) e, por fim, deixamos os dois parâmetros livres (linha verde). A

Tabela 5.2 mostra os resultados obtidos para esses parâmetros.

É possível notar que ambos os ajustes só reproduzirem os dados experimentais até $\theta_{lab} \approx 62^\circ$. Podemos observar ainda que, mesmo deixando livre a parte real do potencial (curva pontilhada verde), o resultado foi o mesmo mantendo-o fixo (curva pontilhada em magenta), de modo que, o efeito de absorção é devido exclusivamente a parte imaginária deste potencial. Concluimos assim que, é necessário um outro tipo de abordagem para a descrição desses dados.

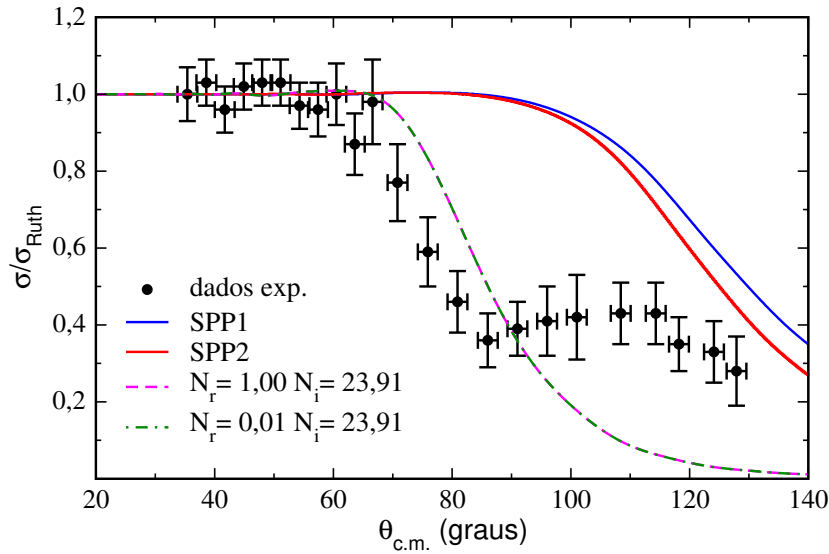


Figura 5.2: Distribuição angular para o espalhamento elástico do sistema $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$ à $E_{lab} = 70$ MeV (pontos em círculos pretos). As linhas tracejadas representam os resultados dos cálculos com os potenciais São Paulo 1 (linha azul) e 2 (linha vermelha). As linhas tracejadas correspondem aos ajustes realizados com o potencial São Paulo 2.

SPP2	N_r	N_i	χ_{Red}^2	σ_R [mb]
vermelho	1,0	0,78	58,077	351
magenta	1,00	23,91	4,957	1310
verde	0,01	23,91	4,957	1311

Tabela 5.2: Parâmetros do potencial óptico tipo SPP2 obtidos para o espalhamento elástico de $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$ à 70 MeV.

Concluimos que o modelo ótico de potencial apenas com a consideração de que o

núcleo ^{12}N ($S_p = 0,601 \text{ MeV}$) tenha densidade levemente diferente do ^{10}C ($S_p = 4,0067 \text{ MeV}$) não é suficiente para descrever os dados experimentais. Precisamos de uma nova abordagem possivelmente considerando o modelo de *cluster folding* onde o ^{12}N será descrito por um caroço de ^{11}C mais um próton de valência.

Evidências da estrutura de *cluster* do ^{12}N

A Figura 5.3 mostra um comparativo entre as distribuições angulares com potenciais de Woods-Saxon obtidos, das referências listadas anteriormente, para o sistema de $^{10}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ à 66 MeV (WS-1), $^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ à 69,9 MeV (WS-2) e para o sistema de $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$ à 70 MeV (WS-3). O ^{10}C é um núcleo com estrutura super-borromeano com energia de separação para um próton de $S_p = 4,0067 \text{ MeV}$. Já o ^{12}C é um núcleo estável com energia de separação para um próton de $S_p = 15,956 \text{ MeV}$ e com energia de separação de uma partícula alfa de $S_\alpha = 7,367 \text{ MeV}$.

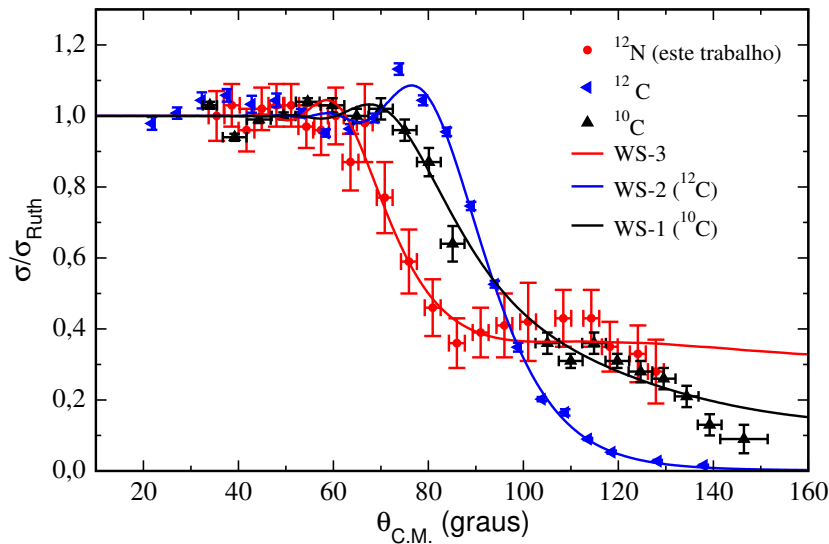


Figura 5.3: Distribuição angular para sistema $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$ à $E_{lab} = 70 \text{ MeV}$ (pontos em vermelho), sistema $^{10}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ à $E_{lab} = 66 \text{ MeV}$ (triângulos pretos) e sistema $^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ à $E_{lab} = 69,9 \text{ MeV}$ (triângulos azuis). As linhas sólidas são obtidas através de cálculos de modelo ótico utilizando potenciais do tipo Woods-Saxon.

Um forte indicativo da estrutura anômala de núcleos leves é a supressão do pico de Fresnel em espalhamentos elásticos em alvos pesados devido. Foi discutido na Ref. [10]

que a forte absorção do fluxo de espalhamento elástico para o ^{10}C era devido ao efeito estático de sua estrutura de *cluster* e não ao efeito dinâmico devido ao acoplamento com o canal de *breakup*. Para o ^{12}N temos uma absorção ainda maior indicando a possibilidade de uma combinação de efeitos estáticos e dinâmicos, já que a energia de separação do próton é baixa. Podemos considerar que essa estrutura anômala possa ser do tipo *halo*, onde o próton de valência orbita o caroço de ^{11}C . Considerando que o próton está no orbital p, o efeito estático não deve ser pronunciado. Por outro lado, podemos considerar que os efeitos dinâmicos para esse núcleo rico em prótons seja devido a polarização do projétil durante a colisão com o alvo, que de alguma forma estaria causando uma forte absorção do fluxo elástico. Para estabelecermos melhor o processo cálculos mais sofisticados são necessários.

5.1.2 Modelo Ótico para o sistema $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$

Realizamos também uma análise com o modelo ótico para as distribuições angulares obtidas para o sistema $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$. Primeiramente ajustamos as distribuições angulares considerando no modelo ótico os potenciais WS-1 e WS-3 (WS-5), cujos parâmetros foram obtidos das análises de espalhamento de $^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ nas energias de 60,9 MeV e 64,9 MeV, respectivamente. Os resultados são apresentados na Figura 5.4. Como podemos observar na figura, esses potenciais não descrevem as distribuições angulares.

A seguir, ajustamos os parâmetros dos potenciais e encontramos os valores dos parâmetros descritos como WS-2, WS-4 e WS-6 apresentados na Tabela 5.3. Com esses ajustes pudemos descrever muito bem as distribuições angulares experimentais. A partir desses ajustes obtivemos também os valores da seção de choque total de reação.

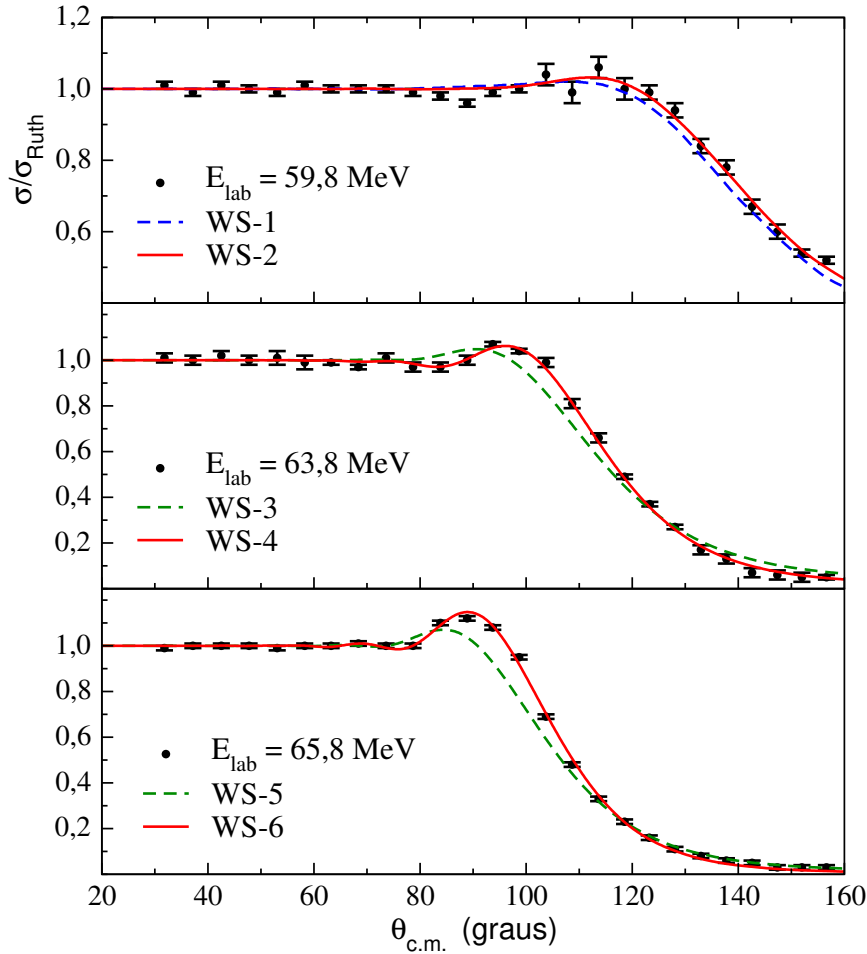


Figura 5.4: Distribuições angulares para a seção de choque do espalhamento elástico do sistema $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$. As linhas vermelhas representam o modelo ajustado aos dados experimentais. Já as linhas tracejadas azuis e verdes representam os potenciais ópticos para o sistema $^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ para as energias de 60.9 e 64.9 MeV, respectivamente.

Para os potenciais de São Paulo, a análise foi análoga a feita com os potenciais de Woods-Saxon, em que utilizamos a normalização para a parte imaginária de $N_i = 0,78$ para as duas versões do potencial São Paulo. O potencial São Paulo 2 ficou mais próximo dos dados experimentais, como mostra a Figura 5.5 e constatado pelos valores de χ_{red}^2 na Tabela 5.4. A seguir, ajustamos os dados experimentais através da minimização

WS	V [MeV]	r_V [fm]	a_V [fm]	W [MeV]	r_W [fm]	a_W [fm]	σ_R [mb]	χ^2_{Red}	Sistema
1	55,64	1,282	0,483	56,49	1,261	0,384	97,855	3,333	$^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$
2	50,63	1,347	0,338	40,38	1,177	0,399	86,141	0,921	$^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}^*$
3	65,50	1,282	0,463	163,71	1,265	0,365	84,869	8,726	$^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$
4	59,94	1,306	0,398	102,95	0,601	1,104	381,921	0,647	$^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}^*$
5	65,50	1,282	0,463	163,71	1,265	0,365	519,326	28,423	$^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$
6	68,04	1,279	0,451	140,97	1,226	0,341	444,823	1,326	$^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}^*$

* este trabalho

Tabela 5.3: Parâmetros do potencial óptico tipo Woods-Saxon obtidos para o sistema $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$. Os potenciais WS-1 (linha tracejada azul), WS-3 e WS-5 (linha tracejada verde) representam os obtidos no espalhamento de $^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ nas energias de 60,9 e 64,9 MeV, respectivamente. Os potenciais WS-2, WS-4 e WS-6, representados na cor vermelha, representam os valores ajustados para cada energia dos dados experimentais.

do χ^2 utilizando potencial de São Paulo 2 deixando os valores de normalização real e imaginária livres para as três energias. Como podemos ainda notar, o valor para a normalização imaginária N_i dos ajustes ficaram menores do que 1,0 indicando uma menor absorção. Isto implica que o ^{13}C possui um potencial menos atrativo e, por esse motivo, o pico de Fresnel é mais pronunciado para esse sistema.

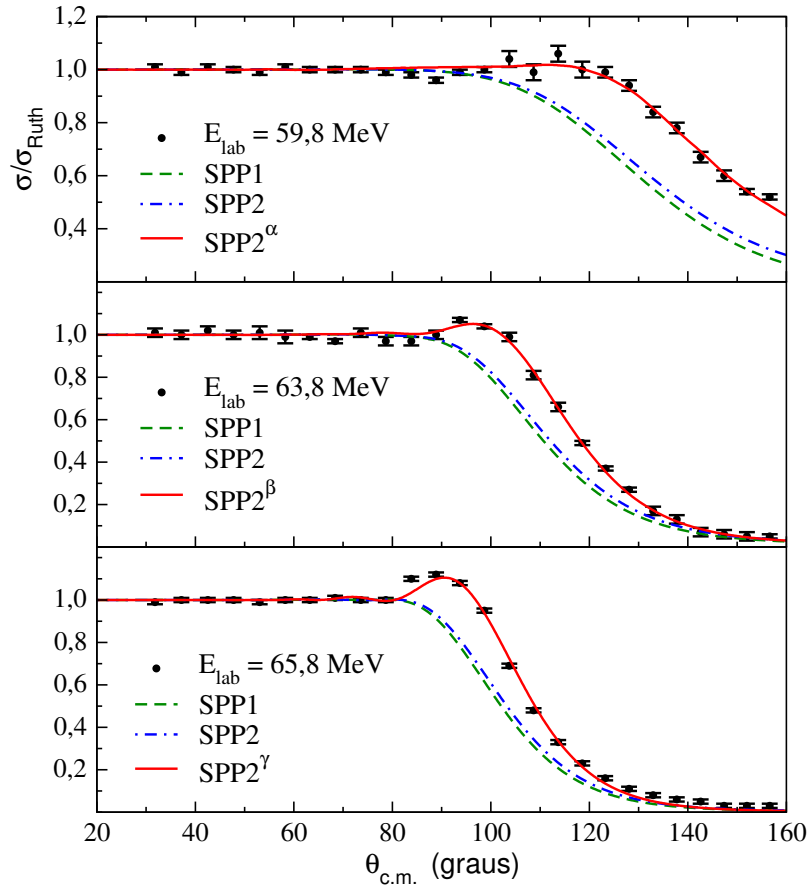


Figura 5.5: Distribuições angulares para a seção de choque do espalhamento elástico do sistema $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$. As linhas vermelhas, com os α, β, γ , representam o modelo ajustado aos dados experimentais nas energias indicadas. A linha tracejada representa o potencial de São Paulo 1 e a linha pontilhada-tracejada azul o Potencial de São Paulo 2, ambos com as normalizações $N_r = 1, 0$ e $N_i = 0, 78$.

A necessidade de variarmos a profundidade da parte real do potencial de São Paulo é uma clara indicação de que outros canais de reação, como canais inelásticos, são importantes na descrição do espalhamento elástico para esse sistema. A importância desses outros canais pode ser determinada através de cálculos de canais e/ou reações acopladas. Nesses cálculos o potencial imaginário é substituído por acoplamentos de outros canais e assim, podemos ter uma ideia de quais canais são mais relevantes.

E_{lab} [MeV]	SPP	N_r	N_i	σ_R [mb]	χ_{Red}^2
60	1	1,0	0,78	262,371	55,185
	2	1,0	0,78	240,323	66,930
	2^α	1,2	0,12	82,762	1,217
64	1	1,0	0,78	535,571	76,290
	2	1,0	0,78	508,601	51,106
	2^β	1,1	0,27	356,287	0,989
66	1	1,0	0,78	668,856	118,961
	2	1,0	0,78	691,432	111,859
	2^γ	1,0	0,24	459,948	3,024

Tabela 5.4: Parâmetros do potencial óptico tipo SPP1 e SPP2 obtidos para o sistema $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$. Os sub-índices α , β e γ representam os valores ajustados para cada energia dos dados experimentais da Figura 5.5.

5.2 Canais Acoplados

O passo seguinte da nossa análise foi incluir as excitações inelásticas no contexto dos cálculos de canais acoplados, descrito na seção 4.3, considerando deformações nos potenciais coulombiano e nuclear. Para tanto, utilizamos o SPP2 para a parte real e um potencial de curto alcance do tipo Woods-Saxon na parte imaginária do potencial óptico. Este potencial de curto alcance considera a absorção de fluxo devido ao processo de fusão, desde que este canal não seja explicitamente incluído. Os parâmetros utilizados foram $W = 50$ MeV, $r_W = 1,06$ fm e $a_W = 0,2$ fm. Estes parâmetros foram utilizados com sucesso para a descrição de espalhamentos elástico em vários sistemas, conforme pode ser visto nas Refs. [52, 53].

5.2.1 Canais Acoplados para o sistema $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$

Para esse sistema, consideramos apenas excitações do alvo de ^{197}Au , isso porque o ^{12}N não possui estados ligados, apenas ressonâncias. Os acoplamentos considerados são mostrados na Figura 5.6 com as setas vermelhas, nos quais utilizamos os valores experimentais para as probabilidades de transições do quadrupolo elétrico $B(E2)$ e energia

de cada nível foram obtidos por meio da Ref. [54]. Na Tabela 5.5 são apresentados esses valores para cada estado e de seus respectivos $M(E2)$ e $strength$ calculados por meio das Equações 4.48 e 4.52. Mais detalhes desses cálculos podem ser encontrados no Apêndice B.

A Figura 5.7 mostra o resultado dos cálculos com os acoplamentos, onde foram considerados apenas as excitações no alvo de ^{197}Au , representado pela linha sólida vermelha, e com o modelo óptico, linha tracejada em azul. Como podemos observar, esses cálculos não reproduzem a distribuição angular experimental, indicando que outros canais são muito mais relevantes e importantes. Uma possibilidade que poderá ser considerado também é a influência do canal de *breakup* por meio de cálculos de CDCC (*Continuum Discretized Coupled Channel*). No entanto, esses cálculos estão fora do escopo dessa dissertação.

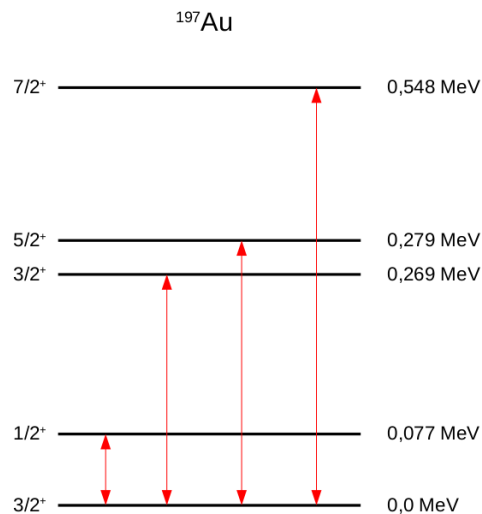


Figura 5.6: Esquema com os níveis utilizados para o núcleo de ^{197}Au .

Podemos observar na Figura 5.7, que a curva para com os acoplamentos (linha tracejada vermelha) fica ainda mais distante das seções de choque experimentais. As contribuições de todos os canais inelásticos somados foram menores que 0,1% para os ângulos traseiros na seção de choque elástica, de modo que a curva com os acoplamentos devidos as excitações inelásticas e a curva sem esses acoplamentos são indistinguíveis nessa figura. O pico de Fresnel não é completamente suprimido neste modelo de cálculos,

o que contrapõe aos dados experimentais, que mostram o contrário.

E (MeV)	$J_i^\pi \Rightarrow J_f^\pi$	B(E2) [$e^2 fm^4$]	M(E2)	strength
0,077	$1/2^+ \Rightarrow 3/2^+$	8,9	5,95	0,051
0,269	$3/2^+ \Rightarrow 3/2^+$	5,7	4,75	0,041
0,279	$5/2^+ \Rightarrow 3/2^+$	21,4	9,25	0,080
0,548	$7/2^+ \Rightarrow 3/2^+$	16,4	8,10	0,070

Tabela 5.5: Parâmetros de deformações dos estados do alvo de ^{197}Au utilizados nos cálculos dos potenciais.

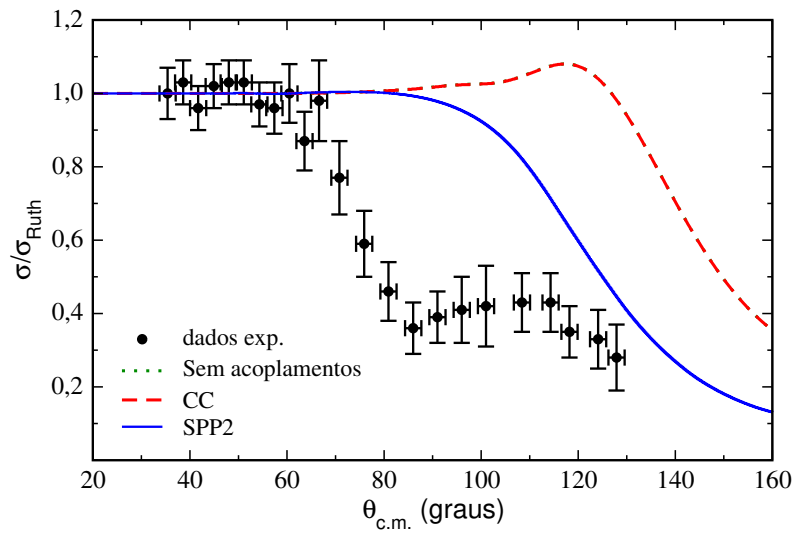


Figura 5.7: Distribuição angular para sistema $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$ à $E_{lab} = 70$ MeV (pontos em círculos pretos). A linha sólida tracejada representa os cálculos acoplados com a inclusão das excitações inelásticas do alvo. A linha pontilhada em verde mostra o mesmo cálculo, mas sem os acoplamentos. Já a linha sólida azul representa os cálculos de modelo óptico utilizando o potencial São Paulo com a normalização $N_r = 1,0$ para a parte real e $N_I = 0,78$ para a imaginária.

5.2.2 Canais Acoplados para o sistema $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$

Para o $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$, consideramos as excitações do projétil e do alvo, como ilustrado no esquema de níveis da Figura 5.8. Os valores para probabilidade reduzida de transição entre os estados e os respectivos parâmetros de deformação do potencial nuclear e coulombiano são mostrados na Tabela 5.6.

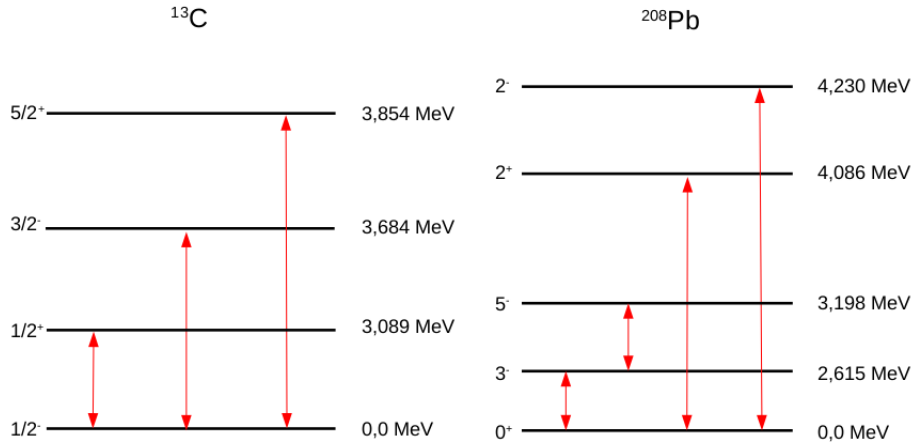


Figura 5.8: Esquema com os níveis utilizados para o projétil de ^{13}C e alvo de ^{208}Pb .

Estados do ^{13}C					
E [MeV]	$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	λ	$B(E_\lambda)[e^2 fm^4]$	$M(E_\lambda)$	<i>strength</i>
3,089	$1/2^+ \rightleftharpoons 1/2^-$	1	0,014	0,167	0,116
3,684	$3/2^- \rightleftharpoons 1/2^-$	2	6,355	5,042	1,412
3,854	$5/2^+ \rightleftharpoons 1/2^-$	3	100,393	24,543	2,758
Estados do ^{208}Pb					
E [MeV]	$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	λ	$B(E_\lambda)[e^2 fm^4]$	$M(E_\lambda)$	<i>strength</i>
2,615	$3^- \rightleftharpoons 0^+$	3	$8,687 \times 10^4$	779,793	1,010
3,198	$5^- \rightleftharpoons 3^-$	2	27,966	17,539	0,143
4,086	$2^+ \rightleftharpoons 0^+$	2	614,962	55,451	0,451
4,230	$2^- \rightleftharpoons 0^+$	2	24,891	11,156	0,091

Tabela 5.6: Parâmetros de deformação dos estados excitados do projétil de ^{13}C e do alvo de ^{208}Pb utilizados nos cálculos do potencial coulombiano e nuclear.

A Figura 5.9 mostra o resultado dos cálculos com os acoplamentos (linha sólida vermelha). Como podemos observar, a influência desses acoplamentos nas seções de choque do espalhamento elástico aumenta proporcionalmente com a energia. Isto pode ser constatado quando comparamos as seções de choque de reação dos cálculos de canais acoplados com os valores obtidos do ajuste de modelo óptico. Nessa situação, adotamos as seções de choque de reação que fornecem os menores valores de χ_{Red}^2 que constam na Tabela 5.3 e 5.4. A Tabela 5.7 mostra essa comparação. Com efeito, apesar dos cálculos de canais acoplados apresentarem uma tendência de melhorar a descrição dos dados experimentais para as energias de 63,8 e 65,8 MeV, outros canais de reações certamente são mais relevantes do que as excitações inelásticas do projétil e do alvo nestas medidas. Um desses canais é a transferência do nêutron de valência do ^{13}C ($^{12}\text{C} + p$) com previsto pela Ref. [55].

Energia [MeV]	Método	σ_R [mb]
59,8	OM	86
	CC	21
63,8	OM	356
	CC	220
65,8	OM	445
	CC	321

Tabela 5.7: Seções de choque de reação calculadas a partir do modelo óptico (OM) e de canais acoplados (CC) para as três energias medidas para o sistema $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$.

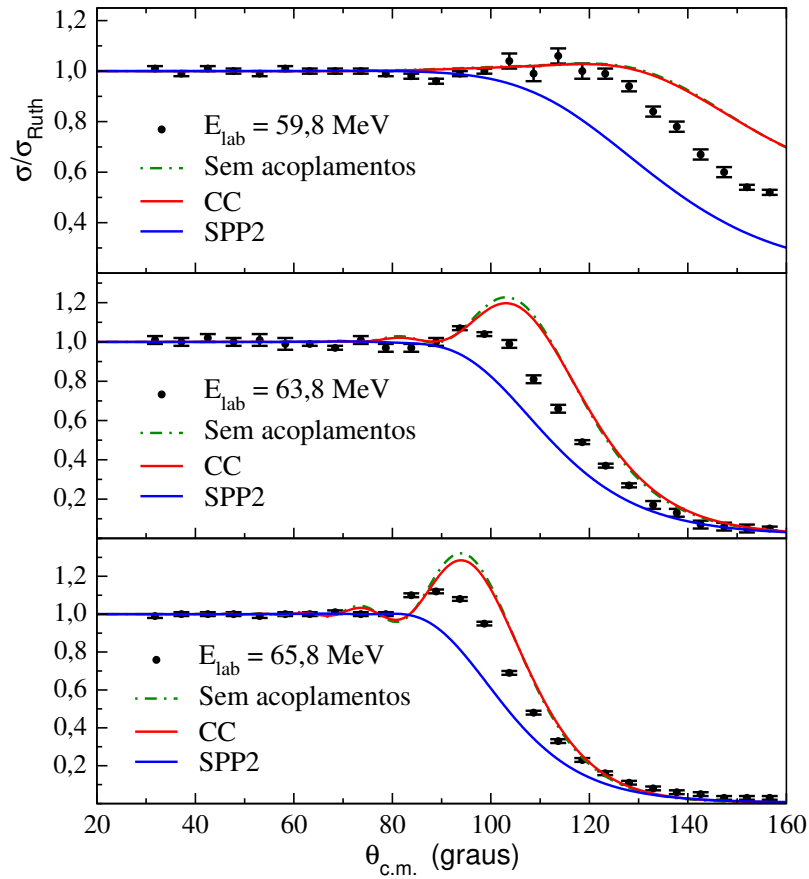


Figura 5.9: Distribuições angulares para a seção de choque do espalhamento elástico do sistema $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$. A linha sólida em azul representa o cálculo de modelo ótico utilizado o Potencial São Paulo 2 (SPP2) com as normalizações padrão. A linha sólida vermelha representa o cálculo de canais acoplados com as deformações das excitações inelásticas nos potenciais nuclear e coulombiano e a linha em verde mostra, o mesmo cálculo sem os acoplamentos.

5.3 Canais de Reações Acopladas

5.3.1 CRC para o sistema $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$

Para verificarmos a importância das reações de transferências no espalhamento elástico para o $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ realizamos cálculos de reação acopladas (CRC) [55]. Nesses cálculos consideramos a reação de *stripping* de nêutron $^{208}\text{Pb}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{C})$ com Q de reação igual a -1,0089 MeV. O potencial de curto alcance, que simula os efeitos da fusão, foi considerado o mesmo potencial do tipo Woods-Saxon utilizado nos cálculos de canais acoplados descritos na seção 4.3. A Figura 5.11 mostra os resultados obtidos dos cálculos de CRC para o sistema $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$.

Foram utilizados fatores espectroscópicos para o projétil (^{13}C) obtidos a partir de um cálculo com o código NuShellX, já para o alvo (^{197}Au) foram considerados constantes e iguais a 1,0. Apresentamos também, na Figura 5.10, os *overleaps* e os acoplamentos utilizados para o projétil e para o alvo, respectivamente. Os potenciais utilizados para as respectivas partições, considerando o modelo de *cluster* onde o ^{13}C pode ser descrito como um caroço inerte de ^{12}C com um nêutron de valência, foram:

1. Partição de entrada ($^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$): SPP2 com $N_r = 1,0$ e $N_I = 0,78$;
2. Partição de saída ($^{12}\text{C} + ^{209}\text{Pb}$): SPP2 com $N_r = 1,0$ e $N_I = 0,78$;
3. $^{12}\text{C} - n$: WS com os parâmetros $V = 60,0$ MeV, $r_0 = 1,25$ fm e $a = 0,65$ fm;
4. $^{197}\text{Au} - n$: WS com os parâmetros padrões $V = 60,0$ MeV, $r_0 = 1,25$ fm e $a = 0,65$ fm.

Os cálculos de canais acoplados e sem os acoplamentos foram inseridos apenas para efeito de comparação, em que, para ângulos traseiros o efeito da transferência do nêutron de valência do ^{13}C foi o canal que melhor reproduziu com mais sucesso os dados experimentais, descrevendo o efeito de absorção de fluxo do espalhamento elástico. Podemos observar que a descrição das distribuições angulares, apesar de ter melhorado sensivelmente, ainda que não é perfeita, indicando que outros canais ou outras reações de transferência menos relevantes, podem ter influência no espalhamento elástico.

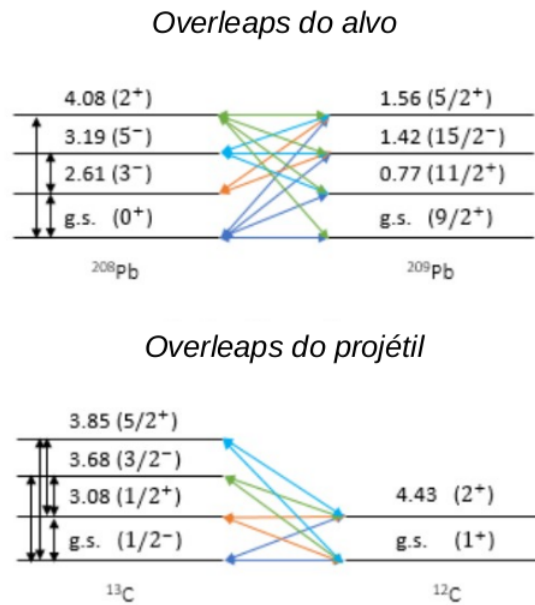


Figura 5.10: Esquema para o acoplamento *overlap* do alvo - *overlap* do projétil utilizado no cálculo de CRC de um nêutron ($1n$) para a reação $^{208}\text{Pb}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{C})^{209}\text{Pb}$. Figura adaptada da Ref. [55].

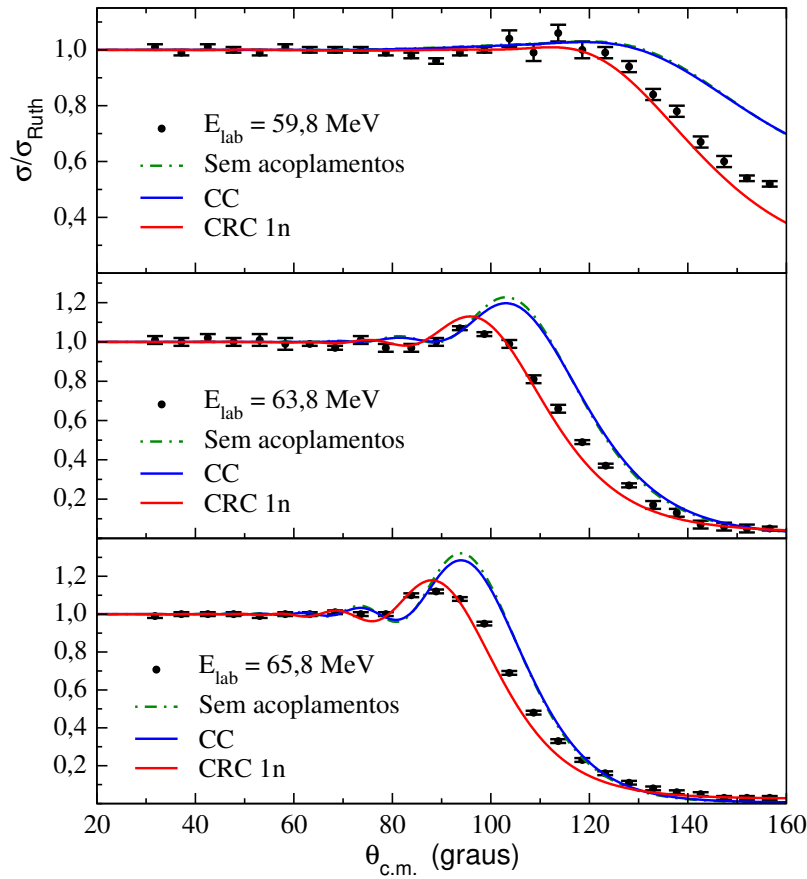


Figura 5.11: Distribuições angulares para a seção de choque do espalhamento elástico para o sistema $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$. As linhas sólidas vermelha e azul representam o cálculo de canais de reação acoplados (CRC), considerando excitações no projétil e no alvo, e cálculo de canais acoplados (CC), respectivamente. Já a enquanto a linha pontilhada em verde ilustra este o mesmo cálculo CC sem considerar os acoplamentos..

5.4 Sistemática da seção de choque total de reação

A partir das distribuições angulares com o modelo ótico podemos também obter a seção de choque total de reação. Nesse capítulo mostramos uma análise comparativa e sistemática dos valores obtidos para os presentes sistemas com valores obtidos da literatura para outro projéteis.

Comparar os diferentes valores para a seção de choque de reação (σ_R), obtidas usando o modelo óptico, podem trazer informações a cerca da influência que a estrutura nuclear ou a configuração do projétil espalhado pode exercer nos diversos mecanismos de reação. Entretanto, para que tal análise seja possível, é necessário suprimir as contribuições que surgem devido as diferenças de tamanho e carga dos sistemas interagentes. Existem alguns métodos para a redução da seção de choque de reação encontrados na literatura que podem eliminar os efeitos geométricos e de carga, nomeados como: tradicional, tradicional simplificado [8] e da função de fusão universal (UFF) [56, 57]. No entanto, todos estes métodos têm sua efetividade reduzida quanto maior for a diferença de massa entre os núcleos utilizados como alvos nas colisões sob análise [57, 58]. Portanto, essa análise comparativa só pode ser aplicada para sistemas com massas de projéteis próximas e num mesmo alvo. Desse modo, aplicamos esse método de redução apenas os sistemas medidos com projéteis leves, $A \leq 12$, em alvos de ^{197}Au e ^{208}Pb .

Para nossa análise comparativa, utilizaremos do método de redução que baseia-se na função de fusão universal de Wong, proposta por Canto *et al.* [56, 57]. Esta equação é descrita considerando energias de penetração próximas a da barreira Coulombiana de cada sistema, de modo que podemos aproximar o potencial de interação entre o projétil e o alvo até o termo de segunda ordem,

$$V(r) \approx V_B - \frac{1}{2}\mu\omega_0^2(r - R_B)^2 \quad (5.1)$$

em que R_B , V_B são o raio e a altura da barreira Coulombiana. A frequência ω está associada com a segunda derivada do potencial $V(r)$ da seguinte maneira:

$$\hbar\omega = \sqrt{\frac{\hbar^2 V''(R_B)}{\mu}} \quad (5.2)$$

Por conseguinte, a quantidade $\hbar\omega$ contém a informação sobre a largura da barreira do sistema, de modo que sua transparência cresça com essa quantidade.

Após essas aproximações, obtemos a fórmula de Wong para a função de fusão:

$$\sigma_R^W(E) = R_B^2 \frac{\hbar\omega}{2E} \ln \left[1 + \exp\left(2\pi \frac{E - V_B}{\hbar\omega}\right) \right], \quad (5.3)$$

onde E é a energia de colisão no centro de massa do sistema. Os parâmetros (R_B , V_B e $\hbar\omega$) descritos anteriormente foram obtidos utilizando o potencial de dupla convolução São Paulo 1 (SPP1), que faz exatamente o ajuste descrito pela Equação 5.1.

Podemos modificar a forma da equação de fusão obtida por Wong através das seguintes transformações:

$$E \rightarrow x \equiv E_{Red} = \frac{E - V_B}{\hbar\omega}, \quad (5.4)$$

$$\sigma_R \rightarrow F(x) \equiv \sigma_{Red} = \sigma_R(E) \frac{2E}{\hbar\omega R_B^2}, \quad (5.5)$$

e substituindo na Equação 5.3 temos:

$$F_0(x) = \ln[1 + \exp(2\pi x)]. \quad (5.6)$$

Nessa equação, a função F_0 não possui dependência com o sistema analisado, apresentando, portanto, uma certa universalidade. Assim, ela é nominada como Função de Fusão Universal (UFF) e serve como um limite inferior para as seções de choque reduzidas. Na Figura 5.12, comparamos diversos valores dessas seções de choque reduzidas para uma série de projéteis em alvo de ^{208}Pb : $^{6,8}\text{He}$ [59, 60], $^{7,8}\text{Li}$ [61, 62], ^8Be [9] e ^{17}F [63]. Comparamos, também, com os seguintes projéteis incidindo em alvos de ^{197}Au : ^6He [64], ^6Li [65], ^9Be [66], ^{14}N [67]. Os dados de todos esses sistemas foram extraídos da tabela de dados do NNDC [54].

Para calcularmos o valor da seção do choque de reação (σ_R) para cada medida analisada neste trabalho, adotamos o potencial que apresenta o menor valor de χ_{Red}^2 entre as Tabelas 5.1 e 5.4 para o sistema $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$. Enquanto para o sistema $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$, utilizamos as Tabelas 5.3 e 5.4 para esta escolha.

Ao final, estimamos as incertezas para o valor de σ_R utilizando a resolução experimental em energia dos espectros de cada sistema, que foi de $\delta_E = 3 \text{ MeV}$ para o $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$ e de $\delta_E = 0.7 \text{ MeV}$ para o $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$, por meio dos cálculos de modelo ótico alterando os valores para as energias utilizadas nas extremidades em uma quantidade δ_E para cada respectivo valor. Dessa forma, a seção de choque de total de reação final foi obtida considerando de uma média entre esses valores. Para o sistema $^8\text{B} + ^{208}\text{Pb}$, a seção de choque total de reação considerada foi obtida utilizando a mesma metodologia descrita anteriormente, com resolução experimental em energia de $\delta_E = 1 \text{ MeV}$. A energia reduzida E_{Red} e a seção de choque de reação reduzida σ_{Red} foram calculadas utilizando as Equações 5.4 e 5.5, respectivamente. Os resultados são listados na Tabela 5.8 e mostrados na Figura 5.12. Os parâmetros reduzidos para os sistemas encontram-se no Apêndice A onde àqueles marcados com asterisco apresentam seções de choque de reação calculadas com ajustes de modelo ótico utilizando um potencial do tipo Woods-Saxon.

Sistema	E_{lab} [MeV]	σ_R [mb]	σ_{Red} [mb]
$^8\text{B} + ^{208}\text{Pb}$	50 (1)	1112^{+77}_{-82}	$16,58^{+1,50}_{-1,53}$
$^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$	70 (3)	1296^{+230}_{-241}	$26,99^{+5,98}_{-6,06}$
$^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$	59,8 (7)	82^{+30}_{-34}	$1,53^{+0,58}_{-0,64}$
$^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$	63,8 (7)	352^{+44}_{-47}	$7,03^{+0,95}_{-1,02}$
$^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$	65,8 (7)	452^{+48}_{-41}	$9,29^{+1,10}_{-0,94}$

Tabela 5.8: Valores calculados para a seção de choque de reação para as medidas de $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$ e $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ utilizados na Figura 5.12.

Na Figura 5.12, a seção de choque total de reação é maior para os projéteis com menores energias de ligação, o que indica um aumento da importância dos efeitos dinâmicos nestes núcleos. O sistema de $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$, juntamente com o $^8\text{B} + ^{208}\text{Pb}$ apresentam

valores notavelmente altos de σ_{Red} em relação a UFF e a outros sistemas ricos em nêutrons, como é o caso do ${}^8\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$ e ${}^9\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$. A Tabela 5.9 mostra uma comparação entre os valores da σ_{Red} e da UFF para valores próximos de E_{Red} . O núcleo de ${}^8\text{B}$ também é rico em prótons e fracamente ligado ($S_p = 0,1375$ MeV), de maneira que, podemos estender para o ${}^{12}\text{N}$ que o mecanismo de *breakup* deve ser o mais relevante dentre os canais de reação, sendo este o possível motivo destes sistemas estarem com valores de σ_{Red} tão altos em comparação com os demais.

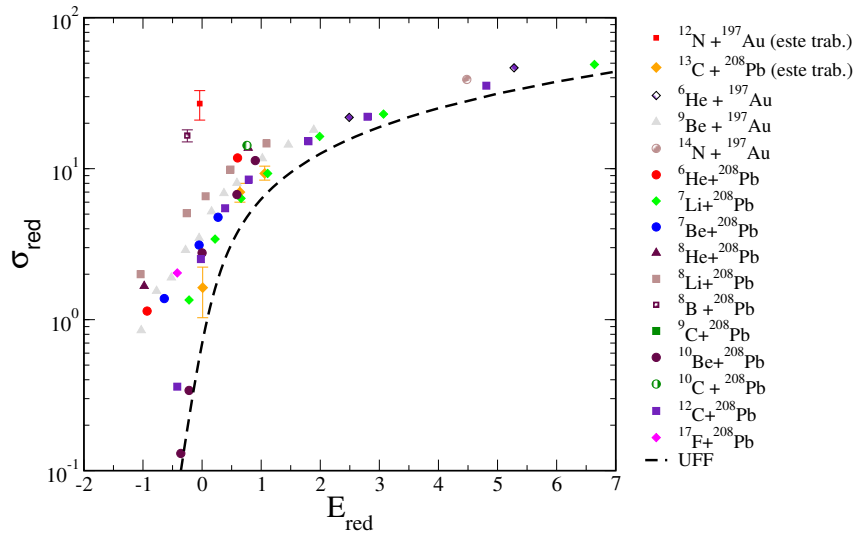


Figura 5.12: Sistemática de seção de choque reduzida utilizando múltiplos projéteis com núcleos leves espalhados em alvos de ${}^{197}\text{Au}$, ${}^{208}\text{Pb}$ e ${}^{209}\text{Bi}$.

A questão que ainda permanece em aberto, exigindo mais esforços para a sua compreensão, é porque essas seções de choque para núcleos ricos em prótons são tão altas. Uma possibilidade a ser investigada é se o efeito de polarização, devido ao fato da partícula de valência ser carregada têm algum efeito maior no *breakup* comparado com o nêutron como partícula de valência em núcleos ricos em nêutrons.

Podemos ainda observar que, para o sistema ${}^{13}\text{C} + {}^{208}\text{Pb}$, as seções de choque reduzidas ficam com valores mais próximos a UFF e, em comparação com as calculadas para o núcleo estável e rico em nêutrons de ${}^{12}\text{C}$ e ${}^7\text{Li}$, veja a Tabela 5.9, é notória a proximidade dos valores de σ_{Red} . Desse modo, concluímos que os efeitos estáticos e/ou dinâmicos desses projéteis espalhados em alvos de ${}^{197}\text{Au}$ e ${}^{208}\text{Pb}$ não têm forte influência

na seção de choque total de reação. Assim, para energias um pouco acima da barreira coulombiana, o principal mecanismo de reação, para esses núcleos mais fortemente ligados é a fusão. No caso do sistema $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$, considerando energias reduzidas de 0.64 e 1.06 MeV, observa-se uma contribuição de 58 % e 72 %, respectivamente, por parte do mecanismo de fusão na seção de choque total de reação. Esse comportamento também é observado nos projéteis de ^{12}C e ^7Li .

Sistema	$E_{Red}[\text{MeV}]$	σ_{Red} [mb]	$F(E_{Red})$
$^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$	-0,02	$29, 10_{-6,37}^{+6,23}$	0,63
$^8\text{B} + ^{208}\text{Pb}$	-0,25	$16, 58_{-1,53}^{+1,50}$	0,19
$^9\text{Be} + ^{197}\text{Au}$	-0,05	3,47	0,55

Tabela 5.9: Comparação entre os parâmetros utilizados para a seção de choque reduzida para os núcleos fracamente ligados de ^{12}N , ^8B e ^9Be .

Sistema	E_{Red} [MeV]	σ_{Red} [mb]	$F(E_{Red})$
$^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$	-0,20	$1, 53_{-0,64}^{+0,58}$	0,25
$^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$	0,64	$7, 03_{-1,02}^{+0,95}$	4,04
$^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$	1,06	$9, 29_{-0,94}^{+1,10}$	6,66
$^7\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$	-0,22	1,35	0,22
$^7\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$	0,66	6,36	4,16
$^7\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$	1,11	9,3	6,98
$^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$	-0,42	0,36	0,25
$^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$	0,79	8,47	5,41
$^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$	1,80	15,2	8,04

Tabela 5.10: Comparação entre os parâmetros utilizados para a seção de choque reduzida entre os projéteis de ^{13}C , ^{12}C e ^7Li espalhados em alvo de ^{208}Pb .

5.5 Distância crítica de interação

Pode-se ainda, por meio das seções de choque experimentais normalizadas pela de Rutherford σ/σ_{Ruth} , investigar os efeitos estáticos e dinâmicos desses espalhamentos em núcleos leves por meio de uma análise fenomenológica das distâncias entre os núcleons envolvidos na colisão. Para tanto, utilizando uma aproximação semi-clássica, verifica-se o comportamento de $d\sigma/d\sigma_{Ruth}$ em função da distância de máxima aproximação, D , para uma partícula que segue a trajetória descrita pela interação com o potencial de coulombiano. Essa distância possui uma dependência com a energia incidente e o ângulo de espalhamento no centro de massa da seguinte forma:

$$D = \frac{1}{2}D_0 \left[1 + \frac{1}{\text{sen}(\theta_{cm}/2)} \right], \quad (5.7)$$

sendo

$$D_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_{feixe}Z_{alvo}}{E_{cm}}, \quad (5.8)$$

a distância de máxima aproximação para uma colisão frontal. Esta aproximação é válida desde que as distâncias D sejam muito maiores que o comprimento de onda de De Broglie das partículas envolvidas na colisão em energias próximas a barreira coulombiana.

Neste trabalho, utilizamos a distância reduzida de máxima aproximação, calculada como $d = D/(A_{feixe}^{1/3} + A_{alvo}^{1/3})$. Desse método, podemos extrair o valor da menor distância em que as interações nucleares entre dois núcleos envolvidos na colisão começa a ser sentida e as razões σ/σ_{Ruth} começam a se desviar da unidade. Adotaremos, seguindo o exemplo das Refs. [68, 69], o valor da distância crítica de interação (d_I) para $d\sigma/d\sigma_{Ruth} = 0,98$. Outra quantidade que se pode extrair é a distância de absorção forte d_S , na qual excitações inelásticas ou outras reações diretas passam a ser dominantes. Seguindo as Refs. [68, 69], o valor de d_S é determinado para $\sigma/\sigma_{Ruth} = 0,25$. A diferença entre esses dois valores, $\Delta d = d_I - d_S$ corresponde a região em que os processos de reação diretas (excitação inelástica, *breakup*, transferências etc.) são os principais responsáveis pela absorção de fluxo do espalhamento elástico

Desse modo, para se encontrar as distâncias d_I e d_S com maior precisão, convertemos diretamente as distribuições angulares por meio da Equação 5.7 e, posteriormente, realizamos um ajuste utilizando uma função com três parâmetros livres dada por:

$$y = \frac{p_1}{1 + e^{-p_2(d-p_3)}}, \quad (5.9)$$

em que $y = \sigma/\sigma_{Ruth}$ e o conjunto $p = \{p_1, p_2 \text{ e } p_3\}$ são os parâmetros resultantes do ajuste aos dados experimentais, os quais são utilizados apenas para reduzir o valor de χ^2 dos ajustes e não têm nenhum significado físico. É importante destacar que, neste método, observamos maior eficácia em sistemas onde o o pico de Fresnel não é muito pronunciado. Assim, direcionamos nosso foco para sistemas que demonstram a ausência desse pico nas distribuições angulares em nosso estudo. Os resultados provenientes dos ajustes aos dados experimentais, bem como os valores determinados para d_I e d_S , são exibidos na Figura 5.13. Durante esses processos de ajuste, consideramos os dados experimentais referentes aos sistemas: ${}^8\text{B} + {}^{208}\text{Pb}$ à $E_{lab} = 50$ MeV, ${}^{12}\text{N} + {}^{197}\text{Au}$ à $E_{lab} = 70$ MeV e ${}^{10}\text{C} + {}^{208}\text{Pb}$ à $E_{lab} = 66$ MeV. Os pontos em rosa para o sistema de ${}^{12}\text{N} + {}^{197}$ na Figura 5.13 foram desconsiderados para o ajuste realizado.

No caso dos núcleos fracamente ligados de ${}^8\text{B}$ e ${}^{12}\text{N}$, obtivemos valores de $d_I = 2,78$ fm e $d_I = 2,28$ fm, respectivamente. Quanto ao núcleos de ${}^{10}\text{C}$, que é bruniano, a distância crítica de interação foi determinada como $d_I = 1,98$ fm. Os elevados valores para Δd dos núcleos de ${}^8\text{B}$ e ${}^{12}\text{N}$ podem ser atribuídos aos efeitos estáticos e dinâmicos incluindo as extensas distribuições de matéria, características desse núcleos, e ao baixo limiar de quebra, o que induz acoplamentos para outros canais de reações neste núcleo. Isso fica mais evidente quando comparamos os valores obtidos para os núcleos de ${}^{6,8}\text{He}$, ${}^7\text{Li}$ e ${}^{16}\text{O}$ dessa mesma quantidade [69]. Listamos essa comparação na Tabela 5.11.

Considerando a análise que fizemos, há um indicativo de que a distância de interação reduzida esteja correlacionada com a energia para o limiar de quebra dos projéteis, isto é, a energia de ligação para uma dada configuração de *cluster* que estes podem assumir. Desse modo, utilizando os dados já obtidos pela Ref. [69] e adicionamos os sistemas de ${}^8\text{B} + {}^{208}\text{Pb}$, ${}^{12}\text{N} + {}^{197}\text{Au}$ e ${}^{10}\text{C} + {}^{208}\text{Pb}$. Mostramos na Figura 5.14 um

Projétil	d_I [fm]	d_S [fm]	Δd [fm]
${}^6\text{He}$	2,20	1,59	0,61
${}^8\text{He}$	2,24	1,72	0,52
${}^7\text{Li}$	1,74	1,49	0,25
${}^8\text{B}$	2,78	1,46	1,32
${}^{10}\text{C}$	1,98	1,49	0,49
${}^{12}\text{N}$	2,28	1,78	0,50
${}^{16}\text{O}$	1,64	1,50	0,14

Tabela 5.11: Distância de interação crítica reduzida d_I , distância de absorção forte d_S e de Δd para os projéteis indicados.

ajuste, representado pela linha pontilhada em preto, com os núcleos mais fortemente ligados ${}^{6,7,9}\text{Li}$, ${}^{7,9,10}\text{Be}$, ${}^{16}\text{O}$ e ${}^{19}\text{F}$. Os núcleos ricos em prótons ${}^8\text{B}$, ${}^{10}\text{C}$, ${}^{12}\text{N}$ e ${}^{17}\text{F}$ são representados por pontos verdes. Apresentamos também, representados pelos pontos em azul, os núcleos ricos em nêutrons de ${}^{6,8}\text{He}$ e ${}^{8,11}\text{Li}$.

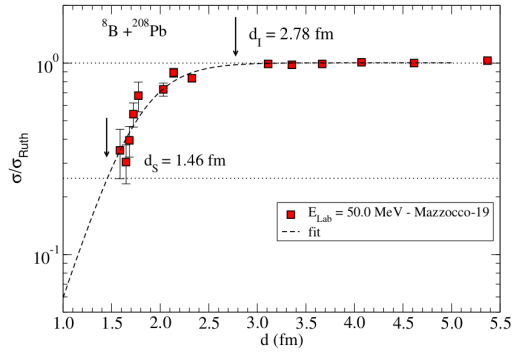
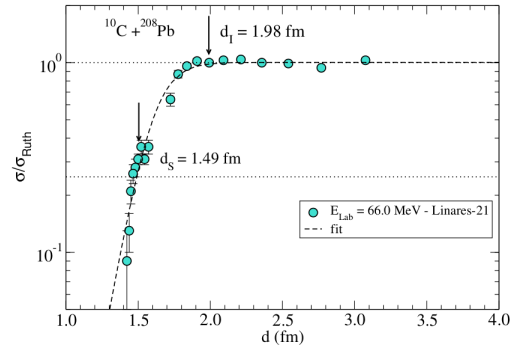
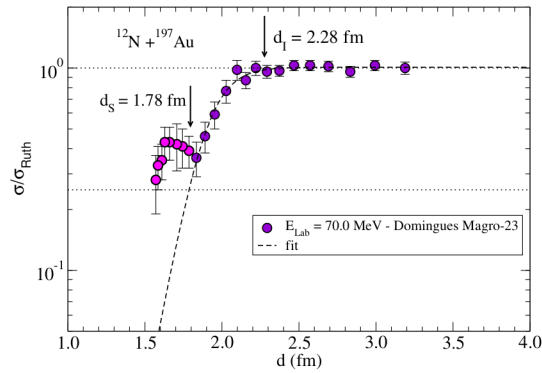
(a) ${}^8\text{B} + {}^{208}\text{Pb}$ à 50 MeV.(b) ${}^{10}\text{C} + {}^{208}\text{Pb}$ à 66 MeV.(c) ${}^{12}\text{N} + {}^{197}\text{Au}$ à 70 MeV.

Figura 5.13: Razão entre as seções de choque para o espalhamento elástico normalizadas pelos respectivos valores de Rutherford em função da distância de interação reduzida para os sistemas: (a) ${}^8\text{B} + {}^{208}\text{Pb}$, (b) ${}^{10}\text{C} + {}^{208}\text{Pb}$ e (c) ${}^{12}\text{N} + {}^{197}\text{Au}$ nas energias de 50, 66 e 70 MeV. Figura extraída da Ref. [21].

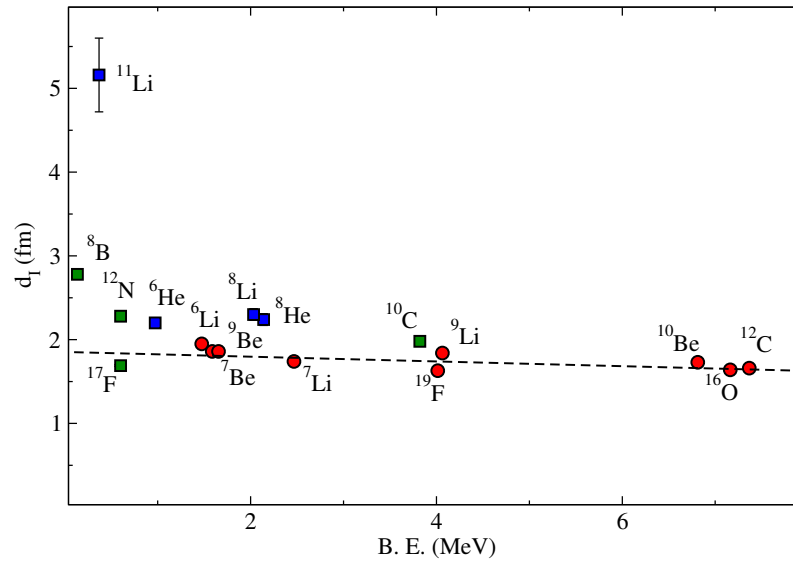


Figura 5.14: Distância de interação reduzida em função da energia de ligação para os núcleos indicados. A linha pontilhada mostra um indicativo de tendência para os núcleos mais fortemente ligados, representados pelos pontos em vermelho. A linha pontilhada em verde representa a mesma tendência para os núcleos ricos em prótons, também representados por pontos em verde. Os pontos em azul representam os núcleos ricos em nêutrons.

Capítulo 6

Conclusões

Neste trabalho analisamos as distribuições angulares para o espalhamento elástico obtidas experimentalmente para os sistemas $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$ e $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ em energias próximas a barreira coulombiana. Dentro desse conjunto, analisamos as distribuições angulares com modelo ótico utilizando três potenciais nucleares: Woods-Saxon e os de dupla convolução São Paulo 1 e 2 (SPP1 e SPP2). Utilizamos também o modelo de canais acoplados (CC) e canais de reações acopladas (CRC) para investigar a presença desses diferentes acoplamentos nos dados experimentais.

Para o sistema $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$, a descrição dos dados foi alcançada com um ajuste utilizando o potencial de Woods-Saxon tomando os parâmetros iniciais de outro sistema envolvendo um núcleo leve. Os potenciais São Paulo 1 e 2 não reproduziram os dados experimentais para ângulos mais traseiros na distribuição angular, sendo um forte indicativo que a estrutura anômala do ^{12}N . As excitações inelásticas do alvo de ^{197}Au , incluídas por meio de cálculos de canais acopladas, não tiveram influência observável na distribuição angular para o espalhamento elástico desse sistema. Esses resultados são fortes indicativos de que o *break-up* possa ser o principal canal de reação devido a possível estrutura de *halo* do ^{12}N . Cálculos de CDCC estão sendo realizados por uma colaboradora, mas estão fora do escopo dessa dissertação.

No contexto do sistema $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$, ao utilizar os parâmetros derivados dos espalhamentos elásticos de $^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ para o potencial tipo de Woods-Saxon, conseguimos obter descrições razoáveis para as energias de 59,8 e 63,8 MeV. Entretanto, para a energia de 65,8 MeV, essa comparação é prejudicada pelo fato das energias para o sistema $^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ estarem bem abaixo da energia medida no nosso experimento. Nesse caso específico, as energias foram de 65,8 e 64,9 MeV para os sistemas $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ e $^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$, respectivamente. Por outro lado, os potenciais SPP1 e SPP2, que não previram o pico de Fresnel, mostraram ajustes mais razoáveis para os dados experimentais. Investigamos o impacto das excitações inelásticas causadas pelo projétil e pelo alvo no espalhamento elástico, e constatamos que essas excitações tiveram uma influência limitada. No entanto, ao incorporarmos a transferência do nêutron de valência do ^{13}C para o alvo de ^{208}Pb , conseguimos obter uma descrição relativamente bem-sucedida de todas as distribuições angulares medidas.

Também realizamos análises das seções de choque de reação obtidas por meio de ajustes modelo ótico para ambos os sistemas, utilizando o método de redução da função de fusão universal (UFF). No caso do $^{12}\text{N} + ^{197}\text{Au}$, observamos um valor relativamente alto de σ_{Red} em comparação com os sistemas ricos em nêutrons como $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$, $^9\text{Be} + ^{197}\text{Au}$ e $^8\text{He} + ^{208}\text{Pb}$. Contudo, esse alto valor obtido é comparável ao do núcleo rico em próton ^8B , cuja energia de separação $S_p = 0,1375 \text{ MeV}$ é próxima a do ^{12}N $S_p = 0,601 \text{ MeV}$. É esperado, nesse sentido, que a quebra do projétil seja realmente um importante canal de reação. Nesse sentido medidas de *breakup* seriam interessantes para complementarmos o entendimento da estrutura do ^{12}N . Essas medidas estão sendo planejadas para serem realizadas num futuro próximo no laboratório da *Texas A&M University*.

Constatamos ainda que a supressão do pico de Fresnel nas distribuições angulares para o espalhamento elástico, observadas em núcleos ricos em nêutron também foi seguida pelo ricos em prótons, tanto para o ^8B quanto para o ^{12}N . No caso do núcleo de ^{17}F existem apenas medidas para ângulos traseiros, e não foi possível avaliar se essa tendência também é seguida. Outra característica importante foi a dependência que o

pico de Fresnel têm com a energia de reação observada nas distribuições angulares obtidas para o sistema $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$, onde sua posição angular diminui conforme aumenta-se a energia.

Bibliografia

- [1] Jochen Erler et al. “The limits of the nuclear landscape”. Em: *Nature* 486 (2012), pp. 509–512. ISSN: 1476-4687. DOI: <https://doi.org/110.1038/nature11188>. URL: <https://doi.org/10.1038/nature11188>.
- [2] L.F. Canto et al. “Fusion and breakup of weakly bound nuclei”. Em: *Physics Reports* 424.1 (2006), pp. 1–111. ISSN: 0370-1573. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2005.10.006>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037015730500459X>.
- [3] L. F Canto et al. “The total reaction cross section of heavy-ion reactions induced by stable and unstable exotic beams: the low-energy regime”. Em: *The European Physical Journal A* 56 (11 2020), p. 281. DOI: [10.1140/epja/s10050-020-00277-8](https://doi.org/10.1140/epja/s10050-020-00277-8). URL: <https://doi.org/10.1140/epja/s10050-020-00277-8>.
- [4] M.E. Brandan e G.R. Satchler. “The interaction between light heavy-ions and what it tells us”. Em: *Physics Reports* 285.4 (1997), pp. 143–243. ISSN: 0370-1573. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0370-1573\(96\)00048-8](https://doi.org/10.1016/S0370-1573(96)00048-8). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157396000488>.
- [5] N. Keeley, K. W. Kemper e K. Rusek. “Strong coupling effects in near-barrier heavy-ion elastic scattering”. Em: *The European Physical Journal A* 50.9 (2014), p. 145. ISSN: 1434-601X. DOI: <https://doi.org/10.1140/epja/i2014-14145-3>. URL: <https://doi.org/10.1140/epja/i2014-14145-3>.
- [6] Isao Tanihata, Herve Savajols e Rituparna Kanungo. “Recent experimental progress in nuclear halo structure studies”. Em: *Progress in Particle and Nuclear*

- Physics* 68 (2013), pp. 215–313. ISSN: 0146-6410. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2012.07.001>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641012001081>.
- [7] C.M. Perey e F.G. Perey. “Compilation of phenomenological optical-model parameters 1954–1975”. Em: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 17.1 (1976), pp. 1–101. ISSN: 0092-640X. DOI: [https://doi.org/10.1016/0092-640X\(76\)90007-3](https://doi.org/10.1016/0092-640X(76)90007-3). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0092640X76900073>.
- [8] L. F. Canto et al. “Reduction of fusion and reaction cross sections at near-barrier energies”. Em: *Phys. Rev. C* 92 (1 2015), p. 014626. DOI: [10.1103/PhysRevC.92.014626](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.92.014626). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.92.014626>.
- [9] M. Mazzocco et al. “Elastic scattering for the ^8B and $^7\text{Be} + ^{208}\text{Pb}$ systems at near-Coulomb barrier energies”. Em: *Phys. Rev. C* 100 (2 2019), p. 024602. DOI: [10.1103/PhysRevC.100.024602](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.100.024602). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.100.024602>.
- [10] R. Linares et al. “Elastic scattering measurements for the $^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ system at $E_{\text{lab}} = 66$ MeV”. Em: *Physical Review C* 103.4 (2021). DOI: [10.1103/PhysRevC.103.044613](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.103.044613). URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.103.044613>.
- [11] M.D. Cortina-Gil et al. “Proton elastic scattering on light neutron-rich nuclei”. Em: *Physics Letters B* 401.1 (1997), pp. 9–14. ISSN: 0370-2693. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(97\)00321-3](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(97)00321-3). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269397003213>.
- [12] J. A. Tostevin et al. “Elastic and quasielastic scattering of ^8He from ^{12}C ”. Em: *Phys. Rev. C* 56 (6 1997), R2929–R2933. DOI: [10.1103/PhysRevC.56.R2929](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.56.R2929). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.56.R2929>.
- [13] J. J. Kolata et al. “Quasielastic scattering of ^{11}Li and ^{11}C from ^{12}C at 60 MeV/nucleon”. Em: *Phys. Rev. Lett.* 69 (18 1992), pp. 2631–2634. DOI: [10.1103/PhysRevLett.69.2631](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.69.2631). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.69.2631>.

- [14] M. Lewitowicz et al. “Elastic scattering of a secondary ^{11}Li beam on ^{28}Si at 29 MeV/nucleon”. Em: *Nuclear Physics A* 562.2 (1993), pp. 301–316. ISSN: 0375-9474. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(93\)90201-8](https://doi.org/10.1016/0375-9474(93)90201-8). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947493902018>.
- [15] M. Buenerd et al. “Elastic and inelastic scattering of carbon ions at intermediate energies”. Em: *Nuclear Physics A* 424.2 (1984), pp. 313–334. ISSN: 0375-9474. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(84\)90186-6](https://doi.org/10.1016/0375-9474(84)90186-6). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947484901866>.
- [16] M.A. Franey, J.S. Lilley e W.R. Phillips. “Sub-Coulomb transfer reactions on ^{208}Pb with carbon and oxygen projectiles”. Em: *Nuclear Physics A* 324.1 (1979), pp. 193–220. ISSN: 0375-9474. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(79\)90088-5](https://doi.org/10.1016/0375-9474(79)90088-5). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947479900885>.
- [17] G. M. Fuller, S. E. Woosley e T. A. Weaver. “The Evolution of Radiation-dominated Stars. I. Nonrotating Supermassive Stars”. Em: *The Astrophysical Journal* 307 (1986), p. 675. DOI: [10.1086/164452](https://doi.org/10.1086/164452). URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1986ApJ...307..675F>.
- [18] M. Wiescher et al. “The Hot Proton-Proton Chains in Low-Metallicity Objects”. Em: *The Astrophysical Journal* 343 (1989), p. 352. DOI: [10.1086/167709](https://doi.org/10.1086/167709). URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1989ApJ...343..352W>.
- [19] Tribble et al. “Radioactive beams at Texas A & M University”. Em: *Nuclear Physics A* 701.278 (2002), pp. 278–281.
- [20] SRITEJA UPADHYAYULA. “Search for the high-spin members of the $\alpha:2n:\alpha$ band in ^{10}Be ”. Tese de doutorado. Texas A&M University, 2020.
- [21] Dr. Valdir Guimarães. *Comunicações Privadas*.
- [22] E.C. Pollacco et al. “GET: A generic electronics system for TPCs and nuclear physics instrumentation”. Em: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 887

- (2018), pp. 81–93. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.01.020>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900218300342>.
- [23] Rene Brun e Fons Rademakers. “ROOT — An object oriented data analysis framework”. Em: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 389.1 (1997). New Computing Techniques in Physics Research V, pp. 81–86. ISSN: 0168-9002. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(97\)00048-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00048-X). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890029700048X>.
- [24] *História do Laboratório Tandar*. <https://www.tandar.cnea.gov.ar/historia/antecedentes.html>.
- [25] Dr. Andrés Arazi. *Comunicações Privadas*.
- [26] Tiago Fiorini da Silva. *Aceleradores de Partículas: Fundamentos e Aplicações (não publicado)*. 2023.
- [27] Juan Carlos Zamora Cardona. “Estudo do Espalhamento Elástico dos Isótopos ^7Be , ^9Be e ^{10}Be em alvo de ^{12}C ”. Dissertação de Mestrado. Universidade de São Paulo, 2011.
- [28] L.C. Chamon, B.V. Carlson e L.R. Gasques. “São Paulo Potential version 2 (SPP2) and Brazilian Nuclear Potential (BNP)”. Em: *Computer Physics Communications* 267 (2021), p. 108061. ISSN: 0010-4655. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2021.108061>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0010465521001739>.
- [29] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer, 1987.
- [30] A. A. P. Suaide. *ScanRoot v2.02: a ROOT based analysis system*. <http://www.dfn.if.usp.br/suaide/pelletron/scanroot.html>. 2013.
- [31] *Msi-8*. <http://www.mesytec.com/products/nuclear-physics/MSI-8.html>.

- [32] Nikit Deshmukh e Nirav Joshi, ed. *Understanding Nuclear Physics, An Experimental Approach*. Springer, 2023. ISBN: 978-981-19-8436-5.
- [33] Hans Paetz gen. Schieck. *Nuclear Reactions, An Introduction*. Springer, 2014. ISBN: 978-3-642-53985-5.
- [34] Jim Al-Khalili. “An introduction to halo nuclei”. Em: *Lecture Notes in Physics* 605 (2004).
- [35] Dr. Roberto Linares. *Comunicações Privadas*.
- [36] Carlos A. Bertulani e Pawel Danielewicz. *Introduction to Nuclear Reactions*. CRC Press, 2003. ISBN: 978-0-750-30932-5.
- [37] Ian J. Thompson e Filomena M. Nunes. *Nuclear Reactions for Astrophysics*. Cambridge, 2009. ISBN: 978-0-521-85635-5.
- [38] H. Feshbach, C. E. Porter e V. F. Weisskopf. “Model for Nuclear Reactions with Neutrons”. Em: *Phys. Rev.* 96 (2 out. de 1954), pp. 448–464. DOI: [10.1103/PhysRev.96.448](https://doi.org/10.1103/PhysRev.96.448). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.96.448>.
- [39] L.C. Chamon. “The São Paulo Potential”. Em: *Nuclear Physics A* 787.1 (2007). Proceedings of the Ninth International Conference on Nucleus-Nucleus Collisions, pp. 198–205. ISSN: 0375-9474. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2006.12.032>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037594740601013X>.
- [40] Roger D. Woods e David S. Saxon. “Diffuse Surface Optical Model for Nucleon-Nuclei Scattering”. Em: *Phys. Rev.* 95 (2 jul. de 1954), pp. 577–578. DOI: [10.1103/PhysRev.95.577](https://doi.org/10.1103/PhysRev.95.577). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.95.577>.
- [41] H. De Vries, C. W. De Jager e C. De Vries. “Nuclear charge and magnetization density distribution parameters from elastic electron scattering”. Em: *Atom. Data Nucl. Data Tabl.* 36 (1987), pp. 495–536. DOI: [10.1016/0092-640X\(87\)90013-1](https://doi.org/10.1016/0092-640X(87)90013-1).

- [42] B. V. Carlson e D. Hirata. “Dirac-Hartree-Bogoliubov approximation for finite nuclei”. Em: *Phys. Rev. C* 62 (5 out. de 2000), p. 054310. DOI: [10.1103/PhysRevC.62.054310](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.62.054310). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.62.054310>.
- [43] L. C. Chamon et al. “Toward a global description of the nucleus-nucleus interaction”. Em: *Phys. Rev. C* 66 (1 2002), p. 014610. DOI: [10.1103/PhysRevC.66.014610](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.66.014610). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.66.014610>.
- [44] K. Hagino, K. Ogata e A.M. Moro. “Coupled-channels calculations for nuclear reactions: From exotic nuclei to superheavy elements”. Em: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 125 (2022), p. 103951. ISSN: 0146-6410. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2022.103951>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641022000126>.
- [45] Antonio M. Moro. *An introduction to fresco with commented examples*. 2004.
- [46] R. Lipperheide e P. Frobrich. *Theory of Nuclear Reactions*. Clarendo Press-Oxford, 1996.
- [47] Samuel S. M. Wong. *Introductory Nuclear Physics*. Wiley Online Library, 1998.
- [48] Leandro Milhomens da Fonseca. “Influências de deformação nuclear no espalhamento de ^{16}O por ^{27}Al e ^{28}Si e $E_{lab} = 240$ MeV ”. Tese de doutorado. Universidade Federal Fluminense, 2021.
- [49] Ian J. Thompson. “Coupled reaction channels calculations in nuclear physics”. Em: *Nuclear Physics A* 7(4):167-212, (1988).
- [50] *Site do código Fresco*. URL: <http://www.fresco.org.uk/index.htm>.
- [51] S. Santra et al. “Coupled reaction channel analysis of elastic, inelastic, transfer, and fusion cross sections for $^{12}\text{C}+^{208}\text{Pb}$ ”. Em: *Phys. Rev. C* 64 (2 2001), p. 024602. DOI: [10.1103/PhysRevC.64.024602](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.64.024602). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.64.024602>.

- [52] L. F. Canto et al. “Assessing the adequacy of the bare optical potential in near-barrier fusion calculation”. Em: *The European Physical Journal A* 50 (5 2014), p. 047601. DOI: [10.1140/epja/i2014-14089-6](https://doi.org/10.1140/epja/i2014-14089-6). URL: <https://doi.org/10.1140/epja/i2014-14089-6>.
- [53] N. N. Deshmukh et al. “Elastic and inelastic scattering for the $^{11}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ system: Target and projectile reorientation effects”. Em: *Phys. Rev. C* 92 (5 2015), p. 054615. DOI: [10.1103/PhysRevC.92.054615](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.92.054615). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.92.054615>.
- [54] *National Nuclear Data Center - NNDC*. <https://www.nndc.bnl.gov/>.
- [55] Erick Oscar Natividade Zevallos. “Investigação do espalhamento elástico dos núcleos $A=13$ no alvo de ^{208}Pb em energias intermediárias”. Tese de doutorado. Universidade de São Paulo, 2022.
- [56] L. F. Canto et al. “Dynamic effects of breakup on fusion reactions of weakly bound nuclei”. Em: *Nuclear Physics A* 821 (2009), pp. 51–71.
- [57] J.M.B. Shorto et al. “Reaction functions for weakly bound systems”. Em: *Physics Letters B* 678.1 (2009), pp. 77–81. ISSN: 0370-2693. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2009.05.069>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269309006601>.
- [58] L. F. Canto et al. “Reduction of fusion and reaction cross sections at near-barrier energies”. Em: *Phys. Rev. C* 56 (1 2020). DOI: [10.1140/epja/s10050-020-00277-8](https://doi.org/10.1140/epja/s10050-020-00277-8). URL: <https://doi.org/10.1140/epja/s10050-020-00277-8>.
- [59] N. Keeley et al. “Comparison of the energy dependence of near-barrier ^6He and $^8\text{He} + ^{208}\text{Pb}$ optical potentials”. Em: *Phys. Rev. C* 99 (2 2019), p. 024603. DOI: [10.1103/PhysRevC.99.024603](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.99.024603). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.99.024603>.
- [60] G. Marquínez-Durán et al. “Precise measurement of near-barrier $^8\text{He} + ^{208}\text{Pb}$ elastic scattering: Comparison with ^6He ”. Em: *Phys. Rev. C* 94 (6 2016), p. 064618.

- DOI: [10.1103/PhysRevC.94.064618](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.94.064618). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.94.064618>.
- [61] N. Keeley et al. “Optical model analyses of $6,7\text{Li} + 208\text{Pb}$ elastic scattering near the Coulomb barrier”. Em: *Nuclear Physics A* 571.2 (1994), pp. 326–336. ISSN: 0375-9474. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(94\)90064-7](https://doi.org/10.1016/0375-9474(94)90064-7). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947494900647>.
- [62] J. J. Kolata et al. “Elastic scattering and transfer in the $^8\text{Li}+^{208}\text{Pb}$ system near the Coulomb barrier”. Em: *Phys. Rev. C* 65 (5 2002), p. 054616. DOI: [10.1103/PhysRevC.65.054616](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.65.054616). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.65.054616>.
- [63] M. Romoli et al. “Measurements of ^{17}F scattering by ^{208}Pb with a new type of large solid angle detector array”. Em: *Phys. Rev. C* 69 (6 2004), p. 064614. DOI: [10.1103/PhysRevC.69.064614](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.69.064614). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.69.064614>.
- [64] K. Rusek et al. “Three-body continuum-discretized coupled-channel calculations for ^6He scattering from heavy nuclei”. Em: *Phys. Rev. C* 72 (3 2005), p. 037603. DOI: [10.1103/PhysRevC.72.037603](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.72.037603). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.72.037603>.
- [65] C.B. Fulmer et al. “Elastic and inelastic scattering of 88 MeV ^6Li ions”. Em: *Nuclear Physics A* 356.1 (1981), pp. 235–259. ISSN: 0375-9474. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(81\)90125-1](https://doi.org/10.1016/0375-9474(81)90125-1). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947481901251>.
- [66] F. Gollan et al. “Energy dependence of the optical potential of the weakly bound ^9Be projectile on the ^{197}Au target”. Em: *Nuclear Physics A* 1000 (2020), p. 121789. ISSN: 0375-9474. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2020.121789>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947420300993>.

- [67] G.J. Balster, R.H. Siemssen e H.W. Wilschut. “Systematics of the $^{14}\text{N} + ^{159}\text{Tb}$ reaction between 6 and 22 MeV/u: (III). The production of fast α -particles”. Em: *Nuclear Physics A* 471.3 (1987), pp. 635–660. ISSN: 0375-9474. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(87\)90104-7](https://doi.org/10.1016/0375-9474(87)90104-7). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947487901047>.
- [68] V. Guimarães et al. “Role of cluster configurations in the elastic scattering of light projectiles on ^{58}Ni and ^{64}Zn targets: a phenomenological analysis”. Em: *European Physical Journal A* 57.3, 90 (mar. de 2021), p. 90. DOI: [10.1140/epja/s10050-021-00403-0](https://doi.org/10.1140/epja/s10050-021-00403-0).
- [69] Valdir Guimarães et al. “Phenomenological critical interaction distance from elastic scattering measurements on a 208 Pb target”. Em: *The European Physical Journal A* 54 (2018), pp. 1–9. DOI: [10.1140/epja/i2018-12662-7](https://doi.org/10.1140/epja/i2018-12662-7). URL: <https://doi.org/10.1140/epja/i2018-12662-7>.

Apêndice A

Tabelas

Sistema	E_{cm} [MeV]	σ_R [mb]	E_{Red} [MeV]	σ_{Red} [mb]
${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$	28,14	1963	2,49	21,86
${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$	38,82	3015	5,28	46,57
${}^6\text{Li} + {}^{197}\text{Au}$	85,40	2962	11,88	87,08
${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$	33,41	65	-1,03	0,85
${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$	34,37	119	-0,77	1,55
${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$	35,33	145,	-0,52	1,90
${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$	36,28	220	-0,28	2,89
${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$	37,24	267	-0,05	3,47
${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$	38,20	390	0,16	5,21
${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$	39,15	502	0,37	6,88
${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$	40,12	573	0,59	8,04
${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$	42,03	795	1,02	11,70
${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$	43,94	936	1,46	14,42
${}^9\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$	45,86	1123	1,89	18,08
${}^{12}\text{N} + {}^{197}\text{Au}^*$	66,08	1296^{+230}_{-241}	-0,02	$26,99^{+5,98}_{-6,06}$
${}^{14}\text{N} + {}^{197}\text{Au}^*$	85,90	1377,79	4,48	39,02

* este trabalho

Tabela A.1: Parâmetros dos diferentes sistemas de partículas leves espalhadas em alvo de ${}^{197}\text{Au}$ utilizados na Figura 5.12. Os parâmetros foram obtidos diretamente das referências indicadas ou calculadas ajustando um potencial do tipo Woods-Saxon.

Sistema	E_{cm} [MeV]	σ_R [mb]	E_{Red} [MeV]	σ_{Red} [mb]
${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$	21,38	1425	0,60	11,78
${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$	15,55	190	-0,93	11,43
${}^7\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$	28,06	138	-0,22	1,35
${}^7\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$	29,99	327	0,22	3,42
${}^7\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$	42,57	1553	3,07	22,9
${}^7\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$	58,05	2399	6,64	48,98
${}^7\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$	36,18	121	-0,64	1,38
${}^7\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$	39,18	253	-0,05	3,12
${}^7\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$	40,83	371	0,27	4,77
${}^8\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$	21,19	1520	0,78	13,73
${}^8\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$	15,41	254	-0,98	1,67
${}^8\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$	24,40	225	-1,04	2,00
${}^8\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$	27,60	504	-0,26	5,07
${}^8\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$	28,90	624	0,06	6,57
${}^8\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$	30,60	885	0,48	9,87
${}^8\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$	33,10	1219	1,09	14,70
${}^8\text{B} + {}^{208}\text{Pb}$	48,10	1440^{+77}_{-82}	-0,25	$16,58^{+1,50}_{-1,53}$

* este trabalho

Tabela A.2: Parâmetros dos diferentes sistemas de partículas leves ($A < 10$) espalhadas em alvo de ${}^{208}\text{Pb}$ utilizados na Figura 5.12. Os parâmetros foram obtidos diretamente das referências indicadas ou calculadas ajustando um potencial Óptico.

Sistema	E_{cm} [MeV]	σ_R [mb]	E_{Red} [MeV]	σ_{Red} [mb]
$^{10}\text{Be} + ^{208}\text{Pb}$	36,60	10	-0,36	0,13
$^{10}\text{Be} + ^{208}\text{Pb}$	37,20	26	-0,22	0,34
$^{10}\text{Be} + ^{208}\text{Pb}$	38,10	207	0,00	2,77
$^{10}\text{Be} + ^{208}\text{Pb}$	40,60	472	0,59	6,74
$^{10}\text{Be} + ^{208}\text{Pb}$	41,90	768	0,90	11,32
$^{10}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$	63,26	753	0,76	14,26
$^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$	55,7	20	-0,42	0,36
$^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$	57,6	136	-0,02	2,52
$^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$	59,5	286	0,39	5,47
$^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$	61,4	429	0,79	8,47
$^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$	66,1	715	1,80	15,20
$^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$	70,8	969	2,80	22,08
$^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$	80,3	1373	4,81	35,46
$^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}^*$	56,26	82^{+30}_{-34}	-0,20	$1,53^{+0,58}_{-0,64}$
$^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}^*$	60,99	352^{+44}_{-47}	0,86	$7,03^{+0,95}_{-1,02}$
$^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}^*$	62,91	452^{+48}_{-41}	1,28	$9,29^{+1,10}_{-0,94}$

Tabela A.3: Parâmetros dos diferentes sistemas de partículas leves ($A \geq 10$) espalhadas em alvo de ^{208}Pb utilizados na Figura 5.12. Os parâmetros foram obtidos diretamente das referências indicadas ou calculadas ajustando um potencial Óptico.

Apêndice B

Inputs do FRESCO

B.1 Modelo Óptico

O *input* a seguir reproduz a curva teórica em azul da Figura 5.1 calculado através do modelo óptico descrito na seção 5.1.

```
12N + 197Au OPTICAL MODEL W/ WS POTENTIAL NAMELIST
```

```
&FRESCO hcm=0.02 rmatch=30.0 rintp=0.5 hnl=0.037 rnl=1.0  
jtmax=100 absend=0.05 dry=F nearfa=1  
kqmax=1 thmin=0.0 thmax=170.0 thinc=0.2 cutl=1.60  
pralpha=F rmatr=0.0  
chans=1 smats=2 xstabl=1 treneg=3  
pel=1 exl=1 lab=1 elab=70.0 lin=1 lex=1  
fatal=F nosol=F inh=0 psiren=F /
```

```
##### PARTITION 12-N + 197Au #####
```

```
&PARTITION namep='12-N ' massp= 12.0186 zp= 7.0  
          namet='197Au' masst=196.9666 zt=79.0 nex=1 /  
&STATES jp=1.0 bandp=+1 ep=0.00 cpot=1 jt=1.5 bandt=+1 et=0.00 /
```

```

&partition /

##### OPTICAL POTENTIAL #####
# Potential for 12-N + 197-Au
#
#### Coulomb potential
  &POT kp=1 ap=12.0 at=197.0 rc=1.06 /

#### Nuclear potential (WS-10C @66 MeV)
  &POT kp=1 type=1 shape=0 p1=82.2 p2=1.19 p3=0.12 p4=17.6 p5=1.60
                                          p6=0.14 /

&pot /
&overlap /
&coupling /

```

B.2 Canais Acoplados

O *input* a seguir reproduz a curva sólida pontilhada em vermelho na Figura 5.7, em que foram consideradas apenas as excitações no alvo de ^{197}Au .

12N + 197Au (Coupled Channel)

NAMELIST

```

&FRESCO hcm=0.01 rmatch=20.0 rintp=0.02 hnl=0.0375
  jtmin=0 jtmax=300 absend=-0.05 dry=F jset=0 nearfa=1
  kqmax=0 thmin=0.0 thmax=170.0 thinc=0.2 cutl=2.60
  ips=0.001 iter= 100 iblock=5 pade=1 nnu=30
  chans=1 smats=2 xstabl=1 wdisk=1 veff=1 kfus=1
  elab=70.0 /

```



```
##### PARTITION 12-N + 197Au #####
```

```
&PARTITION namep='12-N ' massp= 12.0186 zp= 7.0
```

```
    namet='197Au' masst=196.9666 zt=79.0 nex=5 /
```

```
&STATES jp=1.0 bandp=+1 ep=0.00 cpot=1 jt=1.5 bandt=+1 et=0.00 /
```

```
&STATES copyp=1                cpot=1 jt=0.5 bandt=+1 et=0.077 /
```

```
&STATES copyp=1                cpot=1 jt=1.5 bandt=+1 et=0.269 /
```

```
&STATES copyp=1                cpot=1 jt=2.5 bandt=+1 et=0.279 /
```

```
&STATES copyp=1                cpot=1 jt=3.5 bandt=+1 et=0.548 /
```

```
&PARTITION /
```

```
##### OPTICAL POTENTIAL #####
```

```
# Potential for 12-N + 197-Au
```

```
#
```

```
#### Coulomb potential
```

```
&POT kp=1 ap=12.0 at=197.0 rc=1.06 /
```

```
#### Coulomb deformations - target; independent model
```

```
&POT kp=1 type=13 p1=0.00 p2= 6.65 /
```

```
&STEP ib=1 ia=2 k=2 str= 5.95 /
```

```
&STEP ib=2 ia=1 k=2 str= 5.95 /
```

```
&STEP ib=1 ia=3 k=2 str= 4.75 /
```

```
&STEP ib=3 ia=1 k=2 str= 4.75 /
```

```
&STEP ib=1 ia=4 k=2 str= 9.25 /
```

```
&STEP ib=4 ia=1 k=2 str= 9.25 /
```

```
&STEP ib=1 ia=5 k=2 str= 8.10 /
```

```
&STEP ib=5 ia=1 k=2 str= 8.10 /
```

```
&STEP /
```

```
#### Nuclear potential (SPP2)
```

```
&POT kp=1 type=1 shape=9 p1=1.0 p2=0.00 p3=1.30 /
```

```
#### Nuclear deformations - target; independent model
```

```
&POT kp=1 type=13 shape=11 p1=0.00 p2=0.057 /
```

```
&STEP ib=1 ia=2 k=2 str= 0.051 /
```

```
&STEP ib=2 ia=1 k=2 str= 0.051 /
```

```
&STEP ib=1 ia=3 k=2 str= 0.041 /
```

```
&STEP ib=3 ia=1 k=2 str= 0.041 /
```

```
&STEP ib=1 ia=4 k=2 str= 0.080 /
```

```
&STEP ib=4 ia=1 k=2 str= 0.080 /
```

```
&STEP ib=1 ia=5 k=2 str= 0.070 /
```

```
&STEP ib=5 ia=1 k=2 str= 0.070 /
```

```
&STEP /
```

```
#### Internal imaginary potential (for fusion)
```

```
&POT kp=1 type=1 shape=0 p1=0.0 p2=0.0 p3=0.0 p4=50.0 p5=1.06
```

```
p6=0.2 /
```

```
&POT /
```

```
&OVERLAP /
```

```
&COUPLING /
```