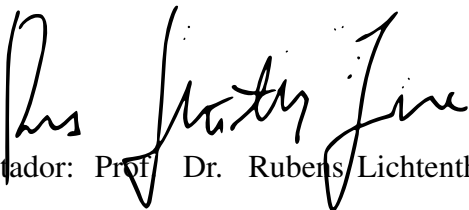


Universidade de São Paulo
Instituto de Física

Estudo do espalhamento e de reações induzidas por núcleos leves, estáveis e radioativos

Uiran Umbelino da Silva


Orientador: Prof. Dr. Rubens Lichtenthäler Filho

Tese de doutorado apresentada ao Instituto de Física
da Universidade de São Paulo, como requisito parcial
para a obtenção do título de Doutor(a) em Ciências.

Banca Examinadora:

Prof(a). Dr(a). Rubens Lichtenthäler Filho - IFUSP

Prof(a). Dr(a). José Roberto Brandão de Oliveira - IFUSP

Prof(a). Dr(a). Viviane Morcelle de Almeida - UFRRJ

Prof(a). Dr(a). Jesus Lubian Rios - UFF

Prof(a). Dr(a). Roberto Linares - UFF

São Paulo
2021

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

Silva, Uiran Umbelino da

Estudo do espalhamento e de reações induzidas por núcleos leves, estáveis e radioativos. São Paulo, 2022.

Tese (Doutorado) – Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Depto. de Física Nuclear.

Orientador: Prof. Dr. Rubens Lichtenthäler Filho

Área de Concentração: Física Nuclear

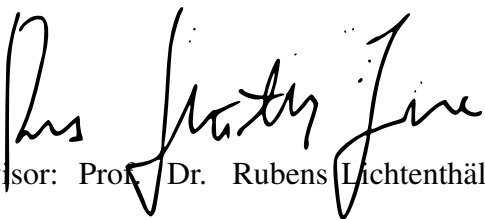
Unitermos: 1. Espalhamento elástico; 2. Reações nucleares; 3. Fusão nuclear; 4. Feixes radioativos.

USP/IF/SBI-018/2022

University of São Paulo
Physics Institute

Study of scattering and reactions induced by
light nuclei, stable and radioactive

Uiran Umbelino da Silva


Supervisor: Prof. Dr. Rubens Lichtenthäler Filho

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

Examining Committee:

Prof(a). Dr(a). Rubens Lichtenthäler Filho - IFUSP

Prof(a). Dr(a). José Roberto Brandão de Oliveira - IFUSP

Prof(a). Dr(a). Viviane Morcelle de Almeida - UFRRJ

Prof(a). Dr(a). Jesus Lubian Rios - UFF

Prof(a). Dr(a). Roberto Linares - UFF

São Paulo
2021

Dedico este trabalho às pessoas que tiveram suas vidas abaladas, física ou psicologicamente, durante a pandemia de COVID-19.

”Eu sempre gosto de olhar para frente, ao invés de ficar olhando e lembrando coisas do passado. Mas há certas coisas que a gente não deve esquecer, porque se a gente esquece, perdoa; e certas coisas não devem ser perdoadas.

...

Acho que algum dia se fará um juízo, e não quero ser eu o juiz dessa coisa, mas muitas das coisas que aconteceram não se justificam nem hoje mais. Então, que todo jovem das novas gerações saibam, depois, que, um dia, coisas lamentabilíssimas aconteceram aqui, nestas instituições, e que os efeitos nocivos disso não desapareceram, ainda continuam. Mas estou certo de que estamos nos aproximando de um momento em que não só a lembrança, mas as sombras que deixaram, também desaparecerão.”

Mário Schenberg

Agradecimentos

Primeiramente, gostaria de agradecer especialmente ao meu orientador, Prof. Dr. Rubens Lichtenthäler Filho, pela orientação, por toda a paciência e pela dedicação para que este trabalho pudesse ser concluído. Agradeço, também, aos meus colegas do grupo de Reações Diretas e Núcleos Exóticos pelas discussões e auxílio em toda esse processo: Profa. Dra. Alinka Lépine-Szily, Profa. Dra. Kelly Cristina Cezaretto Pires, Dr. André Serra, Dr. Osvaldo Camargo Botelho dos Santos e Bruno Penteado Monteiro.

Minha família é o meu maior suporte e por isso tenho muito que agradecer à minha mãe Delmira Izabel de Jesus Silva por todo o amor incondicional e paciência ao ouvir as (indecifráveis) novidades de minha pesquisa; ao meu pai Cícero Umbelino da Silva por me fazer curioso e adorador da ciência em todas as suas formas; e ao meu irmão Thiago da Silva por sempre acreditar em mim e por nosso sonho de ser cientista. Por todo o amparo e companheirismo em toda essa longa jornada.

Aos colaboradores e colaboradoras que tanto ajudaram nas tomadas de dados: Profa. Dra. Marlete Assunção, Prof. Dr. Valdir Guimarães, Prof. Dr. Julian Shorto, Prof. Dr. Vinicius Antonio Bocaline Zagatto, Profa. Dra. Viviane Morcelle, Dr. Valdir Scarduelli, Dr. Juan Alcántara-Núñez, Dr. Juan Zamora e Dr. Appannababu.

As funcionárias e funcionários do Laboratório Aberto de Física Nuclear, que em muito contribuíram para a realização deste trabalho.

Aos meus companheiros e companheira de trajetória e moradia da república Zapata: Barbs Meyer, Leto, Stevan, Lucius e Diberson. Por todos os momentos de descontração, conversas e por todo o suporte durante nosso período de quarentena.

Aos grandes meus amigos e amigas de sempre: Gabriel, Gregório, Thais, Lígia, Malu e Laura, por sempre estarem presentes em conversas, festas e viagens. Nunca teria chegado aqui sem o apoio e companheirismo de vocês.

Aos amigos e amigas que fiz através do Instituto de Física e que carregarei para todo o sempre em meu coração. Só posso dizer: "Uiran é sério!".

A todas as pessoas que fazem parte time do HandBohr, que sempre compartilharam alguns dos momentos mais incríveis que passei durante meu período na USP.

A todas as pessoas envolvidas no cursinho popular Vito Giannotti, que me mostraram que a educação popular é um dos mais importantes meios de militância e de luta por uma sociedade mais igual e justa.

Por fim, pelo apoio financeiro gostaria de agradecer à CAPES: O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001.

Resumo

Neste trabalho, foram medidas distribuições angulares de espalhamento dos coquetéis de feixes secundários de ${}^6,7,8\text{Li}$, ${}^{7,9,10}\text{Be}$ e ${}^{8,11,12}\text{B}$ em alvos de ${}^9\text{Be}$ e ${}^{197}\text{Au}$, em diversas energias acima da barreira Coulombiana, utilizando o sistema RIBRAS e o acelerador eletrostático Pelletron-USP. Também foram medidas as distribuições, angulares e em energia, de partículas leves (prótons, dêuterons e trítios) emitidas em ângulos em torno de 45 graus no referencial do laboratório, provenientes de reações nucleares entre o feixe coquetel de ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$ e ${}^8\text{B}$ e o alvo de ${}^9\text{Be}$.

As distribuições angulares foram analisadas por cálculos de modelo óptico e com formalismo de canais acoplados, considerando-se canais de excitação inelástica, quebra do projétil e transferência de um núcleon. A análise de modelo óptico forneceu potenciais de interação que melhor reproduzem os dados experimentais, a partir da minimização de χ^2 , bem como as seções de choque totais de reação. No espalhamento ${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}$ foi obtido um potencial real de longo alcance, diferentemente dos potenciais imaginários de longo alcance obtidos para os projéteis ricos em nêutrons. As seções de choque totais de reação obtidas foram reduzidas e comparadas com dados da literatura. Foi observado que sistemas *halo* têm seções de choque total de reação maiores que os demais sistemas comparados. Os cálculos de canais acoplados indicam que o acoplamento entre canais de excitação inelástica e reação diretas (quebra do projétil e de transferência de um núcleon) com canal de espalhamento elástico é, em geral, pouco importante na região angular e energias medidas.

As distribuições angulares e em energia dos isótopos do hidrogênio provenientes de reações do feixe ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$ e ${}^8\text{B}$ no alvo de berílio foram comparados com cálculos de fusão-evaporação, mostrando uma boa concordância e indicando que este pode ser o principal processo na produção destas partículas leves. Estimativas das seções de choque de evaporação e fusão do sistema ${}^6\text{Li}+{}^9\text{Be}$ e limites superiores, destas, para os sistemas ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ e ${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}$ foram obtidas.

Palavras-chave: núcleos radioativos; núcleos exóticos; espalhamento elástico; potencial nuclear; fusão nuclear.

Abstract

In this work, angular distributions of the elastic scattering of the ${}^6,7,8\text{Li}$, ${}^{7,9,10}\text{Be}$ and ${}^{8,11,12}\text{B}$ cocktail beams on ${}^9\text{Be}$ and ${}^{197}\text{Au}$ targets have been measured, at energies above the Coulomb barrier, using the RIBRAS system and the electrostatic accelerator Pelletron-USP. In addition, energy distributions of light particles (protons, deuterons and tritons) emitted from nuclear reactions, between the cocktail beam (${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$ and ${}^8\text{B}$) and secondary target, at angles around 45 degrees in the laboratory frame from nuclear reactions between the cocktail beam of ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$ and ${}^8\text{B}$ on the ${}^9\text{Be}$ target have been measured.

The angular distributions were analyzed by optical model and coupled channel calculations, including couplings with inelastic channels, projectile breakup and nucleon transfer reactions. The optical model analysis of the elastic scattering angular distributions provided the interaction potentials that best reproduce the data as well as the total reaction cross-sections. In the ${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}$ case, long-range real nuclear potential was obtained, different to the long-range imaginary potentials obtained for the neutron-rich projectiles. The total reaction cross sections were obtained, reduced and compared with data from the literature. Was concluded that the total reaction cross section of *halo* systems are larger than other systems. The coupled channel calculations indicate that the coupling between such reaction channels and the elastic scattering are not strong in the energy regimes investigated.

Angular and energy distributions of light particles (p,d,t) emitted from reactions between the cocktail beam ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$ and ${}^8\text{B}$ on beryllium target were obtained. Comparison with fusion-evaporation calculations provided a good agreement, indicating that, apparently, this is the main reaction mechanism involved in the production of such light particles. Fusion and evaporation cross section for the ${}^6\text{Li}+{}^9\text{Be}$ system were obtained, and upper limits for the ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ and ${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}$ were obtained.

Keywords: radioactive nuclei; exotic nuclei; elastic scattering; nuclear potential; nuclear fusion.

Lista de Figuras

1.1	Esquema semiclássico de reações nucleares, mostrando as Reações Diretas ocorrendo na parte mais periférica do potencial (linha tracejada) e por formação de núcleo composto.	2
1.2	Carta de núclídeos.	4
1.3	Esquema mostrando as distribuições nucleares do ^{11}Li comparado ao ^{208}Pb . Também é mostrado as configurações dos isótopos de ^8Li e ^6He (fora de escala).	5
2.1	Foto e esquema da fonte de íons MC-SNICS utilizada no acelerador Pelletron.	8
2.2	Esquema do prédio Oscar Sala.	9
2.3	Esquema do sistema de alta tensão.	10
2.4	Esquema do acelerador eletrostático Pelletron. Imagem cortesia de <i>J.C. Terassi</i>	11
2.5	Esquema do sistema RIBRAS.	12
2.6	Esquema da câmara de produção (a) e do sistema de pressão do alvo gasoso (b).	13
2.7	Esquema de um corte lateral do solenoide supercondutor utilizado no RIBRAS.	14
2.8	Simulação da trajetória de um feixe secundário no interior do solenoide, mostrando trajetórias de partículas selecionadas (azul) e barradas pelos colimadores (verde, vermelha e marrom).	15
2.9	Câmara de espalhamento central.	16
2.10	Foto da montagem da torre de alvos.	17
2.11	Do lado esquerdo um esquema da montagem de um telescópio mostrando (1) o colimador frontal, (2) o suporte do telescópio, (3) o detector ΔE , (4) o detector E e (5) a tampa traseira. Do lado direito uma foto de detectores de barreira de superfície de Si.	18

2.12	Esquema da montagem dos telescópios na câmara de espalhamento central para os experimentos (a) $^{10}\text{Be}+^9\text{Be}$ e (b) $^8\text{Be}+^9\text{Be}$	19
2.13	Sinais gerados pelo (a) préamplificador e sobreposição do sinal de energia (b.1) do amplificador e tempo (b.2).	20
2.14	Esquema da eletrônica de aquisição de dados.	20
2.15	Espectro biparamétrico obtido durante medidas de $^7\text{Be}+^9\text{Be}$	21
3.1	Razão entre o número de contagens e o integrador (N_{det}/I) em função da corrente do solenoide. Mostrando a produção realizada durante o experimento de (a) $^{10}\text{Be}+^9\text{Be}$ com $E_{lab} = 21,8$ MeV, (b) $^{10}\text{Be}+^9\text{Be}$ com $E_{lab} = 26,4$ MeV e (c) $^8\text{B}+^9\text{Be}$ com $E_{lab} = 23,7$ MeV.	24
3.2	Espectro biparamétrico obtido durante medidas de (a) $^{10}\text{Be}+^{197}\text{Au}$ e (b) $^{10}\text{Be}+^9\text{Be}$ com $E_{lab} = 21,8$ MeV e $\theta_{lab} = 12^\circ$	25
3.3	Espectros biparamétricos, de todos os telescópios utilizados (1 e 2), obtidos durante medidas de (a) $^8\text{B}+^{197}\text{Au}$ e (b) $^8\text{B}+^9\text{Be}$ com $E_{lab} = 23,7$ MeV.	26
3.4	Retas de calibração e seus respectivos resíduos do experimento $^{10}\text{Be}+^9\text{Be}$ com $E_{lab} = 21,8$ MeV. As figuras mostram a identificação das partículas utilizadas.	28
3.5	Retas de calibração e seus respectivos resíduos do experimento $^{10}\text{Be}+^9\text{Be}$ com $E_{lab} = 26,4$ MeV. As figuras mostram a identificação das partículas utilizadas.	29
3.6	Retas de calibração e seus respectivos resíduos. As figuras mostram a identificação das partículas utilizadas.	30
3.7	Espectro biparamétrico calibrado obtido durante medidas de (a) $^{10}\text{Be}+^{197}\text{Au}$ e (b) $^{10}\text{Be}+^9\text{Be}$ com $E_{lab} = 21,8$ MeV e $\theta_{lab} = 12^\circ$	31
3.8	Espectro biparamétrico calibrado obtido durante medidas de (a) $^{10}\text{Be}+^{197}\text{Au}$ e (b) $^{10}\text{Be}+^9\text{Be}$ com $E_{lab} = 26,4$ MeV e $\theta_{lab} = 12^\circ$	32
3.9	Calculo do $(B\rho)^2$ em função da massa (A), realizado para as medidas $^{10}\text{Be}+^{197}\text{Au}$ com $E_{lab} = 21,8$ MeV.	32
3.10	Espectros biparamétricos calibrados, do telescópio 2, obtidos durante medidas de (a) $^8\text{B}+^{197}\text{Au}$ e (b) $^8\text{B}+^9\text{Be}$ com $E_{lab} = 23,7$ MeV e $\theta_{lab} = 12^\circ$	33
3.11	Espectros biparamétricos calibrados, do telescópio 1, obtidos durante medidas de (a) $^8\text{B}+^{197}\text{Au}$ e (b) $^8\text{B}+^9\text{Be}$ com $E_{lab} = 23,7$ MeV e $\theta_{lab} = 45^\circ$	34

3.12	Distribuição angular obtida pela simulação Monte Carlo realizada pelo RIBRAS1.	36
3.13	Linearidade observada na produção do feixe secundário de (a) ${}^6\text{Li}$ em $\theta_{\text{lab}} = 12^\circ$, (b) ${}^7\text{Be}$ em $\theta_{\text{lab}} = 18^\circ$ e (c) ${}^8\text{B}$ em $\theta_{\text{lab}} = 12^\circ$	39
3.14	Distribuições angulares experimentais do sistema ${}^6\text{Li}+{}^{197}\text{Au}$ em $E_{\text{lab}} = 21,1$ e $25,7$ MeV.	40
3.15	Distribuições angulares experimentais do sistema ${}^6\text{Li}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 11,2$ (a), $21,1$ (b) e $25,7$ MeV (c).	40
3.16	Distribuições angulares experimentais do sistema ${}^7\text{Li}+{}^{197}\text{Au}$ em $E_{\text{lab}} = 17,7$ e $21,9$ MeV.	41
3.17	Distribuições angulares experimentais do sistema ${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 17,7$ (a) e $21,9$ MeV (b).	41
3.18	Distribuições angulares experimentais do sistema ${}^8\text{Li}+{}^{197}\text{Au}$ em $E_{\text{lab}} = 15,4$ e $18,9$ MeV.	42
3.19	Distribuições angulares experimentais do sistema ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 15,4$ (a) e $18,9$ MeV (b).	42
3.20	Distribuição angular experimental do sistema ${}^7\text{Be}+{}^{197}\text{Au}$ em $E_{\text{lab}} = 17,3$ MeV.	43
3.21	Distribuição angular experimental do sistema ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 17,3$ MeV.	43
3.22	Distribuições angulares experimentais do sistema ${}^9\text{Be}+{}^{197}\text{Au}$ em $E_{\text{lab}} = 24,3$ e $30,1$ MeV.	44
3.23	Distribuição angular experimental do sistema ${}^9\text{Be}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 24,3$ (a) e $30,1$ MeV (b).	44
3.24	Distribuições angulares experimentais do sistema ${}^{10}\text{Be}+{}^{197}\text{Au}$ em $E_{\text{lab}} = 21,8$ e $26,9$ MeV.	45
3.25	Distribuição angular experimental do sistema ${}^{10}\text{Be}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 21,8$ (a) e $26,9$ MeV (b).	45
3.26	Distribuição angular experimental do sistema ${}^8\text{B}+{}^{197}\text{Au}$ em $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV.	46
3.27	Distribuição angular experimental do sistema ${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV.	46
3.28	Distribuição angular experimental do sistema ${}^{11}\text{B}+{}^{197}\text{Au}$ em $E_{\text{lab}} = 31,4$ MeV.	47
3.29	Distribuição angular experimental do sistema ${}^{11}\text{B}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 31,4$ MeV.	47

3.30	Distribuições angulares experimentais do sistema $^{12}\text{B}+^{197}\text{Au}$ em $E_{\text{lab}} = 28,3$ e $34,3$ MeV.	48
3.31	Distribuição angular experimental do sistema $^{12}\text{B}+^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 28,3$ (a) e $34,3$ MeV (b).	48
3.32	Dados obtidos pelo telescópio 1 em 45 graus com alvo secundário de ^9Be . Mostrando o (a) espectro biparamétrico em função da grandeza $C(M,Z)$ e (b) a projeção em $C(M,Z)$ com os ajustes obtidos e a largura de cada curva.	51
3.33	Razão entre o número de prótons, normalizado pelo feixe incidente de ^6Li , de runs sem e com o alvo de produção.	52
3.34	Seção de choque duplamente diferencial e distribuição angular de prótons resultantes do sistema $^6\text{Li}+^9\text{Be}$	53
3.35	Seção de choque duplamente diferencial e distribuição angular de dêuterons resultantes do sistema $^6\text{Li}+^9\text{Be}$	54
3.36	Seção de choque duplamente diferencial e distribuição angular de trítios resultantes do sistema $^6\text{Li}+^9\text{Be}$	55
3.37	Seção de choque duplamente diferencial (a) e distribuição angular (b) dos prótons resultantes dos sistemas $^7\text{Be}+^9\text{Be}$ e $^8\text{B}+^9\text{Be}$	57
3.38	Seção de choque duplamente diferencial (a) e distribuição angular (b) dos dêuterons resultantes dos sistemas $^7\text{Be}+^9\text{Be}$ e $^8\text{B}+^9\text{Be}$	58
3.39	Seção de choque duplamente diferencial (a) e distribuição angular (b) dos trítios resultantes dos sistemas $^7\text{Be}+^9\text{Be}$ e $^8\text{B}+^9\text{Be}$	59
4.1	Esquema das partículas espalhadas em ambos os lados do núcleo alvo e produzindo a interferência <i>near-far</i>	65
4.2	Parametrizações utilizadas para os potenciais nucleares no caso de $l = 0$. Mostrando as componentes Coulombiana, (a) Woods-Saxon e (b) São Paulo. Nota-se que o potencial de São Paulo tem, em geral, maior profundidade.	67
4.3	Interação núcleon-núcleon e geometria considerados no potencial de São Paulo.	68
4.4	Potencial efetivo com crescimento do momento angular (l).	74
5.1	Seções de Choque, sem e com convolução angular, do sistema $^8\text{B}+^9\text{Be}$ utilizando um potencial de São Paulo com normalizações padrão ($N_{\text{Re}} = 1,0$ e $N_{\text{Im}} = 0,78$).	78

5.2	Comparação entre os resultados teóricos de Modelo Óptico com dados experimentais do sistema ${}^6\text{Li}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 11,2$ (a), $21,1$ (b) e $25,7$ MeV (c).	80
5.3	Comparação entre os resultados teóricos de Modelo Óptico com dados experimentais do sistema ${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 17,7$ (a) e $21,9$ MeV (b).	82
5.4	Comparação entre os resultados teóricos de Modelo Óptico com dados experimentais do sistema ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 15,4$ (a) e $18,9$ MeV (b).	83
5.5	Comparação entre os resultados teóricos de Modelo Óptico com dados experimentais do sistema ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 17,3$ MeV.	84
5.6	Comparação entre os resultados teóricos de Modelo Óptico com dados experimentais do sistema ${}^9\text{Be}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 24,3$ (a) e $30,1$ MeV (b).	86
5.7	Comparação entre os resultados teóricos de Modelo Óptico com dados experimentais do sistema ${}^{10}\text{Be}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 21,8$ (a) e $26,9$ MeV (b).	87
5.8	Comparação entre os resultados teóricos de Modelo Óptico com dados experimentais do sistema ${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV.	88
5.9	Curvas de nível obtidas, mostrando (a) um intervalo maior e (b) um zoom para melhor observar o mínimo.	89
5.10	Potenciais do tipo Woods-Saxon obtidos para o ${}^8\text{B}$	90
5.11	Decomposição <i>near-far</i> da seção de choque, com potencial de Woods-Saxon, para o sistema ${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV.	91
5.12	Comparação entre os resultados teóricos de Modelo Óptico com dados experimentais do sistema ${}^{11}\text{B}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 31,4$ MeV.	92
5.13	Comparação entre os resultados teóricos de Modelo Óptico com dados experimentais do sistema ${}^{12}\text{B}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 28,3$ (a) e $34,3$ MeV (b).	93
5.14	Comparação entre a forma dos potenciais do sistema ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$	94
5.15	Comparação entre os métodos de estimação dos parâmetros da barreira Coulombiana.	97
5.16	Seções de choque totais de reação reduzidas em função das energias reduzidas para sistemas leves. As linhas representam ajustes, da forma $\sigma_{\text{red}}(E_{\text{red}}) = A - \frac{B}{E_{\text{red}}}$, para cada tipo de sistema.	98
6.1	Esquema de níveis do ${}^8\text{Li}$ com as transições consideradas nos cálculos de CC.	101
6.2	Comparação entre os resultados teóricos de Canais Acoplados com dados experimentais do sistema ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 15,4$ (a) e $18,9$ MeV (b).	101

6.3	Esquema de níveis do ${}^7\text{Be}$ com as transições consideradas nos cálculos de CC.	102
6.4	Comparação entre os resultados teóricos de Canais Acoplados com dados experimentais do sistema ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 17,3$ MeV.	103
6.5	Esquema de níveis do ${}^{10}\text{Be}$ com as transições consideradas nos cálculos de CC.	103
6.6	Comparação entre os resultados teóricos de Canais Acoplados com dados experimentais do sistema ${}^{10}\text{Be}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 21,8$ (a) e $26,9$ MeV (b).	104
6.7	Esquema de níveis do ${}^{12}\text{B}$ com as transições consideradas nos cálculos de CC.	105
6.8	Comparação entre os resultados teóricos de Canais Acoplados com dados experimentais do sistema ${}^{12}\text{B}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 28,3$ (a) e $34,3$ MeV (b).	105
6.9	Esquema da formação dos pacotes de onda (<i>bins</i>) e transições nos cálculos de CDCC.	107
6.10	Comparação entre os resultados teóricos de CDCC com dados experimentais do sistema ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 15,4$ (a) e $18,9$ MeV (b).	108
6.11	Seção de choque diferencial em função da energia de excitação (ε_x) decorrente dos cálculos de CDCC do sistema ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 15,4$ (a) e $18,9$ MeV (b).	108
6.12	Comparação entre os resultados teóricos de CDCC com dados experimentais do sistema ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 17,3$ MeV.	109
6.13	Seção de choque diferencial em função da energia de excitação (ε_x) decorrente dos cálculos de CDCC do sistema ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 17,3$ MeV.	109
6.14	Comparação entre os resultados teóricos de CDCC com dados experimentais do sistema ${}^{10}\text{Be}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 21,8$ (a) e $26,9$ MeV (b).	110
6.15	Seção de choque diferencial em função da energia de excitação (ε_x) decorrente dos cálculos de CDCC do sistema ${}^{10}\text{Be}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 21,8$ (a) e $26,9$ MeV (b).	110
6.16	Comparação entre os resultados teóricos de CDCC com dados experimentais do sistema ${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV.	112
6.17	Seção de choque diferencial em função da energia de excitação (ε_x) decorrente dos cálculos de CDCC do sistema ${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV.	112

- 6.18 Comparação entre os resultados teóricos de CDCC com dados experimentais do sistema $^{12}\text{B}+^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 28,3$ (a) e $34,3$ MeV (b). 113
- 6.19 Seção de choque diferencial em função da energia de excitação (ε_x) decorrente dos cálculos de CDCC do sistema $^{12}\text{B}+^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 28,3$ (a) e $34,3$ MeV (b) 114
- 6.20 Diagrama de níveis e transições incluídas nos cálculos de CRC com isótopos do tipo *cluster* de nêutrons com alvo de ^9Be 114
- 6.21 Diagrama de níveis e transições incluídas nos cálculos de CRC para o isótopo ^8B com alvo de ^9Be 115
- 6.22 Comparação entre os resultados teóricos de CRC com dados experimentais do sistema $^8\text{Li}+^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 15,4$ (a) e $18,9$ MeV (b). 118
- 6.23 Resultados teóricos da produção de ^7Li devido à reação de transferência $^9\text{Be}(^8\text{Li},^7\text{Li})^{10}\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 15,4$ (a) e $18,9$ MeV (b). 118
- 6.24 Esquema comparativo entre uma reação de transferência elástica e espalhamento elástico. 119
- 6.25 Comparação entre os resultados teóricos de CRC com dados experimentais do sistema $^{10}\text{Be}+^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 21,8$ (a) e $26,9$ MeV (b). 120
- 6.26 Resultados teóricos da produção de ^9Be devido à reação de transferência $^9\text{Be}(^{10}\text{Be},^9\text{Be})^{10}\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 21,8$ (a) e $26,9$ MeV (b). 121
- 6.27 Comparação entre os resultados teóricos de CRC com dados experimentais do sistema $^8\text{B}+^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV. 122
- 6.28 Resultados teóricos da produção de ^7Be devido à reação de transferência $^9\text{Be}(^8\text{B},^7\text{Be})^{10}\text{B}$ em $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV. 123
- 6.29 Comparação entre os resultados teóricos de CRC com dados experimentais do sistema $^{12}\text{B}+^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 28,3$ (a) e $34,3$ MeV (b). 124
- 6.30 Resultados teóricos da produção de ^{11}B devido à reação de transferência $^9\text{Be}(^{12}\text{B},^{11}\text{B})^{10}\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 28,3$ (a) e $34,3$ MeV (b). 124
- 7.1 Seções de choque duplamente diferenciais e distribuições angulares de prótons provenientes da evaporação do núcleo composto $^6\text{Li}+^9\text{Be}\rightarrow^{15}\text{N}^*$. 131
- 7.2 Seções de choque duplamente diferenciais e distribuições angulares de dêuterons provenientes da evaporação do núcleo composto $^6\text{Li}+^9\text{Be}\rightarrow^{15}\text{N}^*$. 132
- 7.3 Seções de choque duplamente diferenciais e distribuições angulares de trítios provenientes da evaporação do núcleo composto $^6\text{Li}+^9\text{Be}\rightarrow^{15}\text{N}^*$. 133

7.4	Seções de choque duplamente diferenciais e distribuições angulares de prótons provenientes da evaporação dos núcleos compostos ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}\rightarrow{}^{16}\text{O}^*$ e ${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}\rightarrow{}^{17}\text{F}^*$	136
7.5	Seções de choque duplamente diferenciais e distribuições angulares de dêuterons provenientes da evaporação dos núcleos compostos ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}\rightarrow{}^{16}\text{O}^*$ e ${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}\rightarrow{}^{17}\text{F}^*$	137
7.6	Seções de choque duplamente diferenciais e distribuições angulares de trítios provenientes da evaporação dos núcleos compostos ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}\rightarrow{}^{16}\text{O}^*$ e ${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}\rightarrow{}^{17}\text{F}^*$	138
A.1	Curvas de nível para os potenciais globais do isótopo ${}^6\text{Li}$	154
A.2	Curvas de nível para os potenciais globais do isótopo ${}^7\text{Li}$	155
A.3	Curvas de nível para os potenciais do isótopo ${}^8\text{Li}$	156
A.4	Curvas de nível para os potenciais globais do isótopo ${}^7\text{Be}$	157
A.5	Curvas de nível para os potenciais globais do isótopo ${}^9\text{Be}$	158
A.6	Curvas de nível para os potenciais do isótopo ${}^{10}\text{Be}$	159
A.7	Curvas de nível para os potenciais globais do isótopo ${}^8\text{B}$	160
A.8	Curvas de nível para os potenciais globais do isótopo ${}^{11}\text{B}$	161
A.9	Curvas de nível para os potenciais globais do isótopo ${}^{12}\text{B}$	162

Lista de Tabelas

1.1	Feixes secundários produzidos pelo sistema RIBRAS.	5
2.1	Alvos secundários utilizados neste trabalho.	17
2.2	Informações nominais dos detectores utilizados.	18
3.1	Configurações do acelerador, feixes primários (FP) e alvos de produção (AP) utilizados.	23
3.2	Correntes do solenoide.	24
3.3	Coefficientes obtidos pela calibração do experimento $^{10}\text{Be}+^9\text{Be}$ com $E_{lab} = 21,8$ MeV.	28
3.4	Coefficientes obtidos pela calibração do experimento $^{10}\text{B}+^9\text{Be}$ com $E_{lab} = 26,4$ MeV.	28
3.5	Coefficientes obtidos pela calibração do experimento $^8\text{B}+^9\text{Be}$ com $E_{lab} = 23,7$ MeV.	29
3.6	Resoluções em energia experimentais obtidas e intensidades médias dos feixes secundários ao longo do experimento.	35
5.1	Potenciais Ópticos obtidos para o sistema $^6\text{Li}+^9\text{Be}$	81
5.2	Potenciais Ópticos obtidos para o sistema $^7\text{Li}+^9\text{Be}$	82
5.3	Potenciais Ópticos obtidos para o sistema $^8\text{Li}+^9\text{Be}$	84
5.4	Potenciais Ópticos obtidos para o sistema $^7\text{Be}+^9\text{Be}$ em $E_{lab} = 17,3$ MeV.	85
5.5	Potenciais Ópticos obtidos para o sistema $^9\text{Be}+^9\text{Be}$	86
5.6	Potenciais Ópticos obtidos para o sistema $^{10}\text{Be}+^9\text{Be}$	88
5.7	Potenciais Ópticos obtidos para o sistema $^8\text{B}+^9\text{Be}$ em $E_{lab} = 23,7$ MeV.	89
5.8	Potenciais Ópticos obtidos para o sistema $^{11}\text{B}+^9\text{Be}$ em $E_{lab} = 31,4$ MeV.	92
5.9	Potenciais Ópticos obtidos para o sistema $^{12}\text{B}+^9\text{Be}$	93

5.10	Seções de Choque Totais de Reação, dadas em mb, obtidas neste trabalho.	95
6.1	Energia de ligação (BE) de cada isótopo.	106
6.2	Fatores espectroscópicos do $^{10}\text{Be} \rightarrow ^9\text{Be} + \text{n}$	115
6.3	Fatores espectroscópicos do $^{10}\text{B} \rightarrow ^9\text{Be} + \text{p}$	116
6.4	Seções de choque de espalhamento inelástico (σ_i), de quebra (σ_q) e transferência (σ_t) obtidas. Os valores estão em mb.	125
7.1	Multiplicidades obtidas pelo PACE.	134
7.2	Seções de choque de evaporação e fusão do sistema composto $^6\text{Li} + ^9\text{Be}$, obtidas das distribuições angulares de prótons (^1H), dêuterons (^2H) e trítios (^3H).	134
7.3	Multiplicidades obtidas pelo PACE.	139
7.4	Seções de choque de evaporação e fusão dos sistemas $^7\text{Be} + ^9\text{Be}$ e $^8\text{B} + ^9\text{Be}$, obtidas das distribuições angulares de prótons (^1H), dêuterons (^2H) e trítios (^3H).	140

Sumário

Resumo	iii
Abstract	v
Lista de Figuras	xiv
Lista de Tabelas	xvi
1 Introdução	1
2 Descrição Experimental	7
2.1 Fonte de Íons	7
2.2 Acelerador	9
2.3 Sistema RIBRAS	12
2.3.1 Câmara de Espalhamento Central	16
2.3.1.1 Alvos Secundários	16
2.3.1.2 Sistema de Detecção	17
2.3.1.3 Eletrônica de Aquisição	19
3 Resultados Experimentais	23
3.1 Produção do Feixe Secundário	23
3.2 Identificação do feixe secundário.	25
3.2.1 Espectros do ^{10}Be	25
3.2.2 Espectros do ^8B	26
3.3 Calibração dos Espectros	26
3.4 Espectros Bidimensionais calibrados.	31
3.4.1 Resolução em energia.	35
3.4.2 Ângulo Sólido e Resolução Angular	35
3.5 Distribuições Angulares.	37

3.5.1	Cálculo da seção de choque experimental	37
3.6	Distribuições de Partículas Leves	49
3.6.1	Provenientes do Feixe Secundário de ${}^6\text{Li}$	53
3.6.2	Provenientes dos Feixes Secundários de ${}^7\text{Be}$ e ${}^8\text{B}$	56
4	Fundamentos Teóricos	61
4.1	Reações Diretas	61
4.1.1	Teoria de Espalhamento	61
4.1.1.1	Interferência <i>near-far</i>	65
4.1.2	MO - Modelo Óptico	66
4.1.2.1	WS - Potencial de Woods-Saxon	66
4.1.2.2	PSP - Potencial de São Paulo	67
4.1.3	CC - Canais Acoplados	68
4.1.4	CRC - Canais de Reação Acoplados	70
4.1.5	CDCC - Canais Acoplados com Discretização do Contínuo	71
4.1.6	<i>Bare</i> : O Potencial Base	73
4.2	Núcleo Composto	73
5	Análise com Modelo Óptico	77
5.1	Convolução Angular	77
5.2	Potenciais Ópticos	78
5.2.1	Isótopos do Lítio	80
5.2.2	Isótopos do Berílio	84
5.2.3	Isótopos do Boro	88
5.2.4	Estudo dos Potenciais Obtidos e Ambiguidades	93
5.3	Seção de Choque Total de Reação	95
6	Análise com Canais Acoplados	99
6.1	Espalhamento Inelástico (CC)	100
6.1.1	Isótopos do Lítio	100
6.1.2	Isótopos do Berílio	102
6.1.3	Isótopos do Boro	104
6.2	Acoplamento com Canais de Quebra (CDCC)	106
6.2.1	Isótopos do Lítio	107
6.2.2	Isótopos do Berílio	108
6.2.3	Isótopos do Boro	111
6.3	Canais de Transferência (CRC)	113

6.3.1	Isótopos do Lítio	117
6.3.2	Isótopos do Berílio	118
6.3.3	Isótopos do Boro	121
6.4	Seções de Choque de Reação	125
6.5	Efeitos de Acoplamento	126
7	Análise da Evaporação de Partículas Leves	129
7.1	Partículas produzidas pelo feixe de ${}^6\text{Li}$	130
7.2	Produzidas pelos feixes de ${}^7\text{Be}$ e ${}^8\text{B}$	135
8	Conclusões	141
	Referências Bibliográficas	144
	Apêndice A Curvas de Nível	153

Capítulo 1

Introdução

Durante os primeiros anos do século XX, a física deu seus primeiros passos que levaram ao entendimento que temos hoje da estrutura do átomo e do núcleo atômico, durante uma série de experimentos realizadas por Hans Geiger, Ernest Marsden e Ernest Rutherford (1909) [1, 2], com a finalidade de entender a estrutura interna do átomo. O experimento consistia em medidas do espalhamento de partículas alfa (núcleo de ^4He) incidindo em alvos de ouro (^{197}Au). Foi observado uma pequena fração de partículas espalhadas em ângulos traseiros que não podia ser explicada pelo modelo atômico de Thomson. Então, Ernest Rutherford propôs que toda a carga positiva e, principalmente, toda a massa nuclear está concentrada em uma pequena região do átomo, definido como núcleo atômico. Com isso, Rutherford conseguiu reproduzir a distribuição angular de partículas alfas medidas, desenvolvendo a expressão teórica de seção de choque de espalhamento elástico por um potencial elétrico.

Após a descoberta do próton (Rutherford em 1920) e do nêutron (James Chadwick em 1932), Werner Heisenberg e Dmitri Ivanenko (1932) propuseram o primeiro modelo de interação de curto alcance próton-nêutron, que manteria o núcleo ligado. Previamente, George Gamow (1930) havia proposto que os núcleons estariam mergulhados em um potencial efetivo médio e se moviam de forma coletiva, como uma gota de um líquido incompressível (*Liquid Drop Model*). Este modelo explica bastante bem as energias de ligação encontradas na maioria dos núcleos conhecidos, porém em alguns casos (números mágicos) a energia de ligação era significativamente maior. Para solucionar este problema, foi proposto por Maria Goeppert Mayer e J. Hans D. Jensen (1949) o modelo de camadas (*Shell Model*), análogo ao modelo atômico de Bohr.

A ideia de uma força de curto alcance levou Niels Bohr [3], Gregory Breit e

Eugene Wigner [4] (1936) a criarem o conceito de reações através da formação de um **Núcleo Composto**, onde há uma grande sobreposição de matéria nuclear. Porém, este modelo deixava de lado reações induzidas na superfície dos núcleos, onde o potencial efetivo começa a apresentar efeitos da interação forte. Em 1935, Robert Oppenheimer e Melba Phillips observaram que reações de transferência de um nêutron (d,p) [5] aconteciam em energias mais baixas que a barreira nuclear permitiria para a formação de um núcleo composto. Este processo indicava que haveria a polarização do dêuteron pelo campo Coulombiano, fazendo com que o nêutron se aproximasse mais do núcleo alvo do que o próton, permitindo sua captura (*stripping*). O nome de **Reações Diretas** foi dado à este tipo de processo.

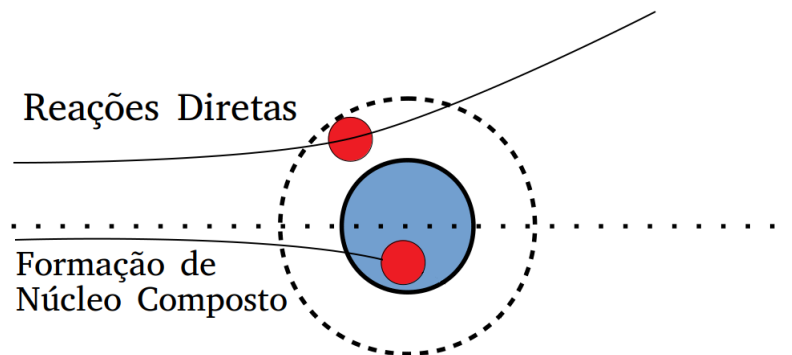
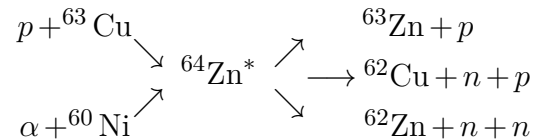


Figura 1.1: Esquema semiclássico de reações nucleares, mostrando as Reações Diretas ocorrendo na parte mais periférica do potencial (linha tracejada) e por formação de núcleo composto.

As reações diretas acontecem em tempos característicos da órbita clássica do projétil no núcleo alvo ($> 10^{-22}$ s), permitindo que apenas processos de poucas etapas (*few-steps*) sejam importantes para esse tipo de reação. Um tratamento teórico adequado para as Reações Diretas pode ser realizado considerando apenas as funções de onda assintóticas, que representam os estados inicial, final e os poucos estados intermediários envolvidos. O espalhamento elástico é o processo mais simples, onde não há redistribuição de matéria nuclear entre os núcleos envolvidos, e importante em termos de seção de choque. Este tem forte acoplamento com os canais de reação que "roubam" fluxo incidente e apresenta padrões de difração, tipo Fresnel ou Fraunhofer, associados com a forma do potencial Coulomb-nuclear. Portanto, medidas de espalhamento elástico fornecem substanciais informações sobre a estrutura do núcleo, através dos potenciais nucleares, e dos canais de reação mais importantes

em um experimento. Dentro das reações diretas, os processos com energias não muito acima da barreira Coulombiana têm um tempo de interação relativamente maior que os em altas energias. Permitindo que as probabilidades de reações com múltiplas etapas (*multi-step*) aconteçam, como transferência sequencial ou *breakup* inelástico.

O aumento do tempo de interação faz com que processos de mais etapas sejam cada vez mais importantes, permitindo uma absorção cada vez maior da matéria nuclear do projétil e viabilizando a formação do Núcleo Composto. Toda a energia do sistema é convertida em energia de ligação e excitação, produzindo o sistema composto em um estado altamente excitado e decaindo em seguida. O Núcleo Composto perde todas as informações sobre a sua formação (hipótese de Bohr), mantendo apenas as conservações de momento angular e paridade. Sua evolução depende primariamente da energia de excitação disponível, dos níveis de energia do sistema composto e das probabilidades de decaimento, sendo um processo majoritariamente estatístico. Isso foi provado experimentalmente por *S. N. Ghoshal* [6] através da formação do mesmo Núcleo Composto, com a mesma energia de excitação, de duas formas diferentes e todos os canais de decaimento foram medidos com a mesma função de excitação experimental:



Não existe uma linha definida que separa processos envolvendo Reações Diretas ou via formação de Núcleo Composto. Desta forma, o estudo da dinâmica de reações nucleares se faz necessária para inferir qual a importância de cada processo, e tornou-se altamente viável após John Cockcroft e Ernest Walton desenvolverem (1932) o primeiro acelerador eletrostático, permitindo a realização de quebras de núcleos induzidas por partículas artificialmente aceleradas ($p + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$). A produção de feixes acelerados possibilitou, também, estudos sobre a estrutura do núcleo, onde foi observado que a densidade nuclear era aproximadamente constante em todo o raio nuclear.

O estudo da estrutura e reações nucleares para isótopos fora do vale de estabilidade foi possibilitado pela produção em laboratório de elementos radioativos, primeiramente realizado em 1935 por Irène Joliot-Curie e Frédéric Joliot-Curie. Com isso, diversos isótopos foram descobertos e deu-se origem à carta de núclídeos, onde cerca de 300 são estáveis e mais de 3000 instáveis [7]. Um delicado equilíbrio entre

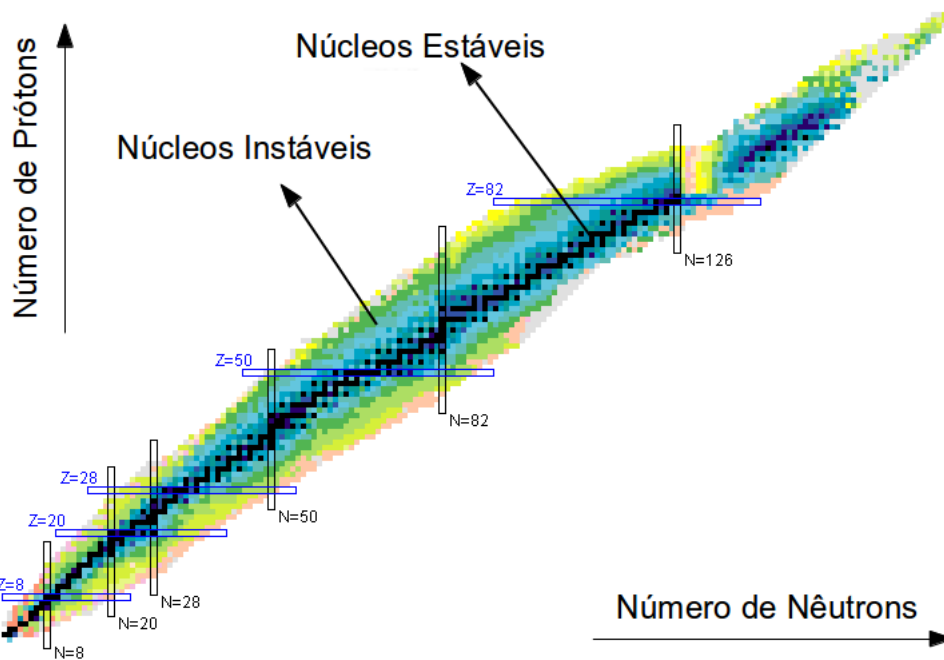


Figura 1.2: Carta de nuclídeos.

o número de prótons e nêutrons em um elemento foi observado: enquanto núcleos leves têm números de prótons (Z) e nêutrons (N) próximos, núcleos pesados necessitam de mais nêutrons para compensar a repulsão elétrica e alcançar a estabilidade. Um desequilíbrio pode levar à emissão espontânea destas partículas, definindo um limite superior para o número de nêutrons e prótons (*drip-lines*).

Recentemente, se tornou possível o uso de aceleradores de partículas para a produção de feixes secundários radioativos (*Radioactive Ion Beams - RIB*) através de uma reação nuclear primária. No Brasil, está instalado o sistema de duplo solenoide RIBRAS [8, 9, 10, 11] para produção e seleção de feixes secundários pelo método em voo. Este método produz isótopos radioativos através da colisão de um feixe primário estável com alvo fino e os seleciona através do campo magnético dos solenoides, que funcionam como espectrômetros. Na Tabela 1.1 [12] são mostradas as reações de produção já realizadas com o sistema e suas respectivas intensidades, por μA de feixe primário.

Núcleos instáveis apresentam configurações nucleares bastante interessantes, como deformações ou estruturas de *cluster* acentuadas: como o caso do isótopo de ${}^8\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Li} + n$. Em outros casos estruturas bastante diferentes, como o alto raio nuclear observado no ${}^{11}\text{Li}$ por *Tanihata et al* (1985) [13]. Onde, através de medidas da reação de fragmentação ${}^{12}\text{C}({}^{11}\text{Li}, {}^9\text{Li})$ feitas por *Kobayashi et al* (1988) [14], foi observado que a distribuição de momentos transversais implicava na presença de dois centros

Tabela 1.1: Feixes secundários produzidos pelo sistema RIBRAS.

Isótopo	Reação de Produção	Intensidade (pps/ μ A)
${}^6\text{He}$	${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^6\text{He})$	10^5
${}^8\text{Li}$	${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^8\text{Li})$	10^6
${}^7\text{Be}$	${}^7\text{LiF}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Be})$	10^4
${}^7\text{Be}$	${}^3\text{He}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Be})d$	10^{4-5}
${}^8\text{B}$	${}^3\text{He}({}^6\text{Li}, {}^8\text{B})n$	10^{3-4}
${}^{10}\text{Be}$	${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{10}\text{Be}){}^{10}\text{B}$	10^5
${}^{12}\text{B}$	${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$	10^5

espalhadores com raios diferentes. Com isso o modelo de *halo* nuclear foi proposto, onde um caroço nuclear (*core* de ${}^9\text{Li}$) é fracamente ligado à núcleons de valência ($2n$), estendendo a matéria nuclear até raios muito maiores que o esperado.

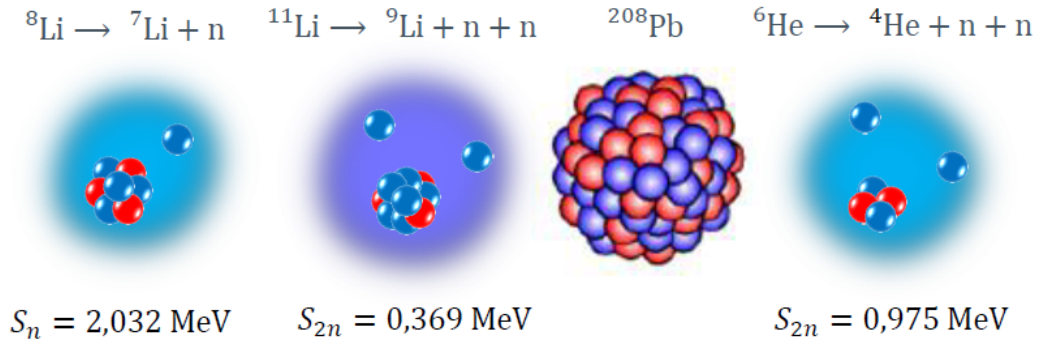


Figura 1.3: Esquema mostrando as distribuições nucleares do ${}^{11}\text{Li}$ comparado ao ${}^{208}\text{Pb}$. Também é mostrado as configurações dos isótopos de ${}^8\text{Li}$ e ${}^6\text{He}$ (fora de escala).

A dinâmica de reações nucleares para isótopos longe da linha de estabilidade ainda é um campo em aberto para ser explorado. Estudos recentes em baixas energias, indicam forte interferência de reações de quebra e transferência nos processos de espalhamento elástico em sistemas de massa leve [15], intermediárias e pesadas [16, 17, 18, 19, 20]. Porém, a maior parte dos estudos foi feita com alvos mais pesados, fazendo com que sistemas leves, com seções de choque menores, ainda não tenham sido tão estudados.

Este trabalho se concentrou em estudar o espalhamento elástico de diversos isótopos estáveis e instáveis (${}^{6,7,8}\text{Li}$, ${}^{7,9,10}\text{Be}$ e ${}^{8,11,12}\text{B}$) em um alvo de berílio (${}^9\text{Be}$). Este alvo foi escolhido pois, além de ser um dos alvos mais leves existentes, o ${}^9\text{Be}$ é um núcleo fracamente ligado ($S_n = 1,664 \text{ MeV}$) possibilitando o estudo de sistemas

bastante instáveis. Procurou, também, analisar os potenciais de interação entre os núcleos interagentes e como o acoplamento de canais de reações diretas pode afetar o processo de espalhamento elástico dos sistemas radioativos. Além disso, a produção de partículas leves pela evaporação de sistemas compostos também foi estudada. Este trabalho está separado da seguinte forma:

Capítulo 2 - Descrição Experimental: Descrição dos aspectos fundamentais do equipamento utilizado nos experimentos deste trabalho;

Capítulo 3 - Resultados Experimentais: Apresentação dos resultados experimentais, metodologia de redução e dados experimentais finais;

Capítulo 4 - Fundamentos Teóricos: Sucinta explicação dos modelos teóricos utilizados;

Capítulo 5 - Análise com Modelo Óptico: Comparação dos dados experimentais com Modelos Óptico;

Capítulo 6 - Análise com Canais Acoplados: análise da interferência de canais de excitação e reação no espalhamento elástico;

Capítulo 7 - Análise da Evaporação de Partículas Leves: Comparação dos dados experimentais com modelos teóricos de formação de sistema composto;

Capítulo 8 - Conclusões.

Capítulo 2

Descrição Experimental

Para a produção de isótopos radioativos em baixas energias é necessário que um feixe de alta intensidade (feixe primário) colida com um alvo de produção, ocorrendo reações de transferência de núcleons ou fusão, produzindo diversos isótopos além do feixe incidente espalhado. Este coquetel de núcleos produzidos recebe o nome de feixe secundário. Para os experimentos descritos nesta Tese foram utilizados os feixes primários de ${}^6\text{Li}$ e ${}^{11}\text{B}$. As experiências realizadas neste projeto foram feitas utilizando o acelerador de partículas Pelletron juntamente com o sistema RIBRAS para produção e seleção de feixes secundários radioativos. Neste capítulo serão descritos todos os aspectos essenciais do equipamento utilizado, bem como a descrição da montagem dos experimentos e o processo de aquisição de dados.

2.1 Fonte de Íons

O feixe primário estável fornecido pelo acelerador é produzido originalmente por uma fonte de íons do tipo MC-SNICS (*Multi Cathode Source of Negative Ion by Cesium Sputtering*) através de Sputtering de íons de Césio. Sendo composta de uma câmara de alto vácuo acoplada à um carrossel (multi-cátodo), onde são posicionadas as pastilhas que serão usadas na produção do feixe primário. Esta fonte de íons é capaz de produzir feixes de ${}^1,{}^2\text{H}$, ${}^6,{}^7\text{Li}$, ${}^{10,11}\text{B}$, ${}^{12,13}\text{C}$, ${}^{16,17,18}\text{O}$, ${}^{19}\text{F}$, ${}^{28,29,30}\text{Si}$, ${}^{35,37}\text{Cl}$ e outros. Dentro da câmara existe um ionizador de formato cônico, um anel focalizador feito de Tântalo (focalizador de Cs^+) e um reservatório onde é colocado o Césio metálico (forno). Na imagem 2.1 pode-se observar uma foto e um esquema da fonte MC-SNICS [21].

O processo de produção do feixe de íons se inicia com a fabricação de sais utilizando os elementos escolhidos Para a produção dos íons primários deste experimento

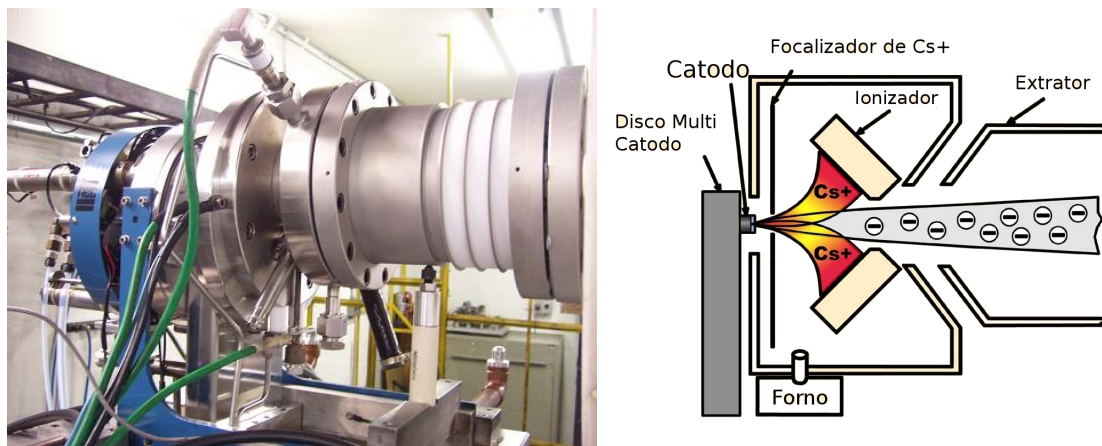


Figura 2.1: Foto e esquema da fonte de íons MC-SNICS utilizada no acelerador Pelletron.

foram utilizados sais de ${}^6\text{Li}_2\text{O} + \text{Ag}$ e uma solução de Boro (amorfo e cristalino) com prata (Ag). Esses sais são compactados em peças cilíndricas (cadinhos) e posicionados no carrossel multi-catodo, que aceita até 32 cadinhos e permite a troca do feixe primário sem necessidade de quebra de vácuo.

Após a escolha e posicionamento do cadinho escolhido, o reservatório é aquecido resultando na vaporização do Césio metálico dentro da câmara e na pulverização de uma pequena camada na superfície do cadinho, que é mantida em um potencial negativo de -5 kV (catodo). Parte do Cs vaporizado entra em contato com o ionizador aquecido produzindo cátions de Cs^+ , que são acelerados pelo potencial do catodo e chocam-se com o sal depositado no cadinho. A colisão arranca átomos do sal (*Sputtering*) que ao atravessar a fina camada de Cs localizada no catodo recebem elétrons, que são fracamente ligados ao elemento¹, produzindo íons negativos. Este feixe inicial com energia de aproximadamente 5 keV é atraído pelo potencial positivo do extrator (20 kV) e direcionado ao tubo pré-acelerador, que é mantido em um potencial de -80 kV, resultando em uma energia de aproximadamente 105 keV.

O processo de *Sputtering* produz íons negativos de todos os elementos presentes no sal. A seleção e injeção destes elementos no acelerador Pelletron é feita pelo ímã ME-20, que faz a seleção de massa e deflete o feixe da direção horizontal para a vertical. O ímã recebe este nome devido à relação ME/Z^2 ter valor máximo igual à 20.

¹O Césio é o segundo elemento mais eletropositivo da Tabela Periódica.

2.2 Acelerador

O Pelletron é um acelerador eletrostático do tipo *Tandem*, produzido pela NEC (National Electrostatic Corporation) e adquirido pela Universidade de São Paulo em 1972 [21]. A máquina foi instalada no Edifício Oscar Sala do Instituto de Física da Universidade de São Paulo. Na Fig. 2.2 é mostrado um esquema do laboratório, mostrando a fonte de íons, a estrutura do acelerador Pelletron e a área experimental.

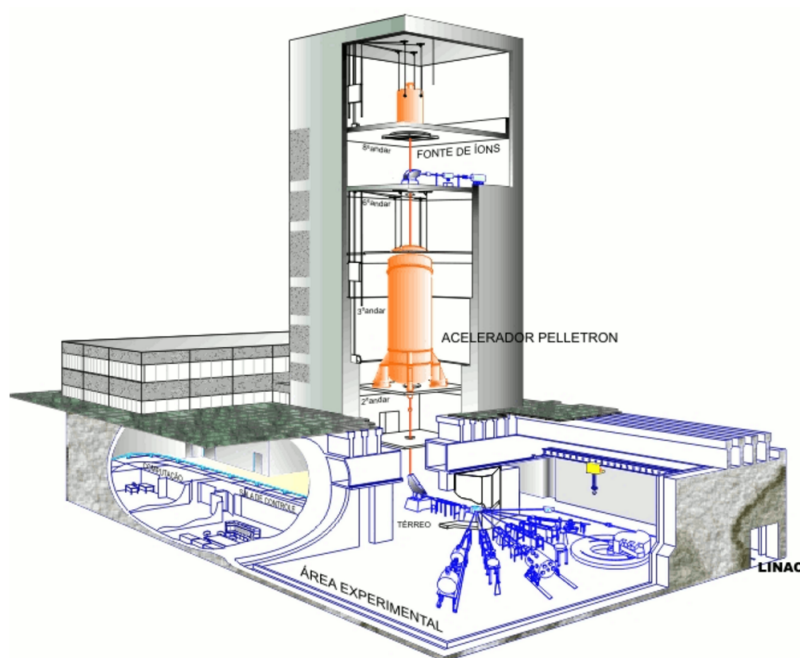


Figura 2.2: Esquema do prédio Oscar Sala.

O processo de obtenção de altas tensões em aceleradores eletrostáticos similares ao Pelletron é baseado no princípio de indução elétrica, sendo este uma evolução do gerador *Van der Graaf* que utilizava eletrização por atrito. O sistema é composto por peças metálicas portadoras de carga (*pellets*), que dão nome ao acelerador, isoladas e fixadas em uma cinta de nylon e um par de indutores e supressores. A Fig. 2.3 mostra um esquema do sistema. Ao passar por um dos indutores, os *pellets* são carregados positivamente e levados pela cinta até o terminal do acelerador onde são descarregadas por um supressor e carregadas negativamente pelo segundo indutor. Com o uso de um gás isolante, o processo de injetar cargas positivas e retirar cargas negativas do terminal resulta em um potencial positivo bastante estável de até 8 MV.

Após a seleção e injeção do feixe proveniente da fonte de íons no corpo do acele-

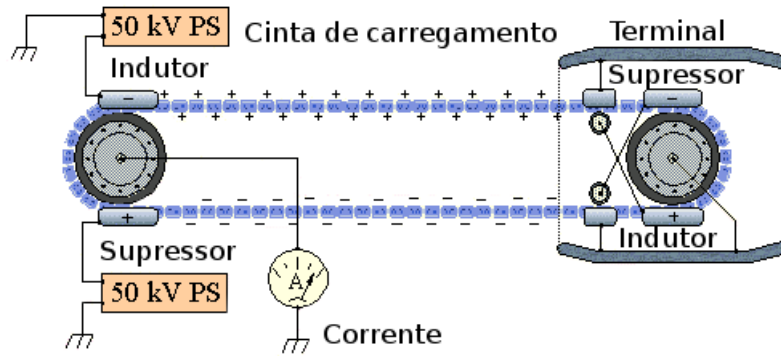


Figura 2.3: Esquema do sistema de alta tensão.

radar pelo primeiro ímã analisador (ME-20), o feixe eletricamente negativo é atraído pelo terminal de alta tensão (V), adquirindo energia $E = e * V$. No centro do terminal é posicionada uma folha de carbono (*stripper*) que, sendo um dos materiais mais eletronegativos e de fácil manipulação, tem o objetivo de arrancar elétrons das partículas que a atravessam². O feixe, então, adquire estado de carga positiva (Q), sendo repelido pelo potencial do terminal de alta tensão e adquirindo, nesta segunda fase de aceleração, a energia de $E = Q * e * V$. Após todo o processo de aceleração o feixe final tem energia total de:

$$E_{\text{total}} = E_{PA} + (Q + 1)eV \quad (2.1)$$

onde E_{PA} é a energia de pre-aceleração (105 keV). Este processo resulta em feixes de energias por núcleon de até 5 MeV/A.

A natureza estatística do processo de *stripping* que ocorre na folha de carbono produz uma distribuição de estados de carga no feixe e, por consequência, uma distribuição de energias. Por isso um segundo ímã analisador (ME-200) realiza uma fina seleção em energia após no final do tubo do acelerador, defletindo novamente o feixe em 90° . Finalmente o feixe atravessa o *switching magnet* que direciona o feixe para a linha experimental a ser utilizada.

O estado de carga do feixe produz uma repulsão elétrica nos íons, fazendo com que o feixe naturalmente se expanda durante o trajeto no tubo do acelerador. Além disso, o bom alinhamento do feixe é extremamente necessário para que a corrente de íons que chega à área experimental seja suficientemente alta. Para realizar o alinhamento e correção do perfil do feixe existem quadrupolos elétricos e magnéticos, além de uma série de copos de Faraday para medição da intensidade do mesmo. Toda

²Este é um processo estatístico e depende da energia e elemento do feixe.

linha experimental deve funcionar em alto vácuo, portanto um conjunto de bombas estão dispostas ao longo do acelerador. Na Fig. 2.4 pode ser observado um esquema completo de todos os componentes do acelerador.

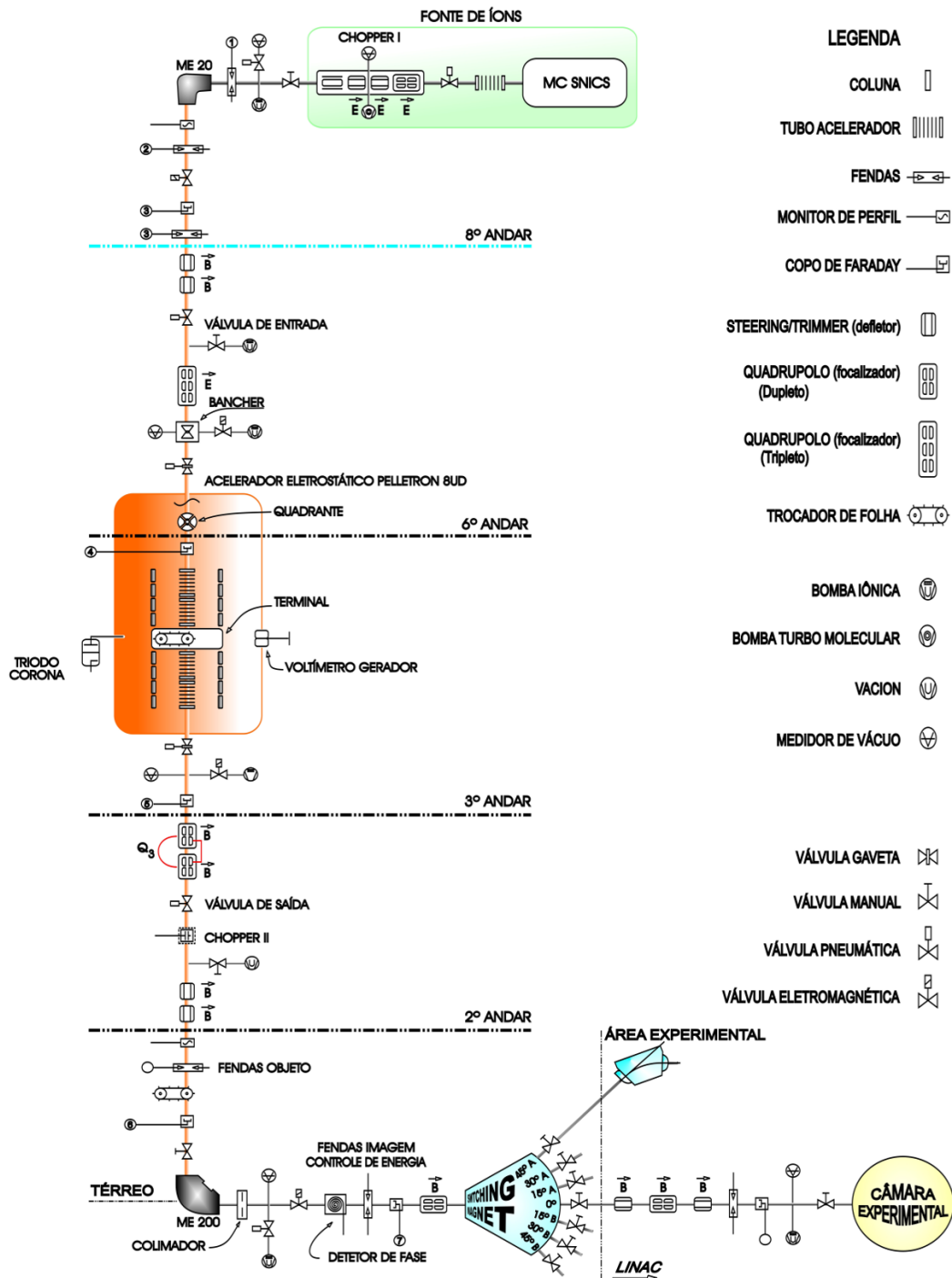


Figura 2.4: Esquema do acelerador eletrostático Pelletron. Imagem cortesia de *J.C. Terassi*.

2.3 Sistema RIBRAS

O sistema RIBRAS (*Radioactive Ion Beams in Brasil*) [8, 9, 10, 11] de produção em voo de feixes secundários radioativos está localizado na canalização a 45° da sala experimental B (canalização 45B) do Laboratório Aberto de Física Nuclear (LAFN) e ainda é o único equipamento do tipo na América Latina. Composto por dois solenoides supercondutores, uma câmara de produção e duas câmaras de espalhamento onde são realizadas as medidas experimentais. O equipamento entrou em funcionamento em 2004, com o uso do primeiro solenoide, e a partir de 2011 ambos puderam ser utilizados em experimentos. Os dois solenoides foram fabricados pela *Cryomagnetics Inc.* A Fig. 2.5 mostra um esquema com as dimensões do RIBRAS.

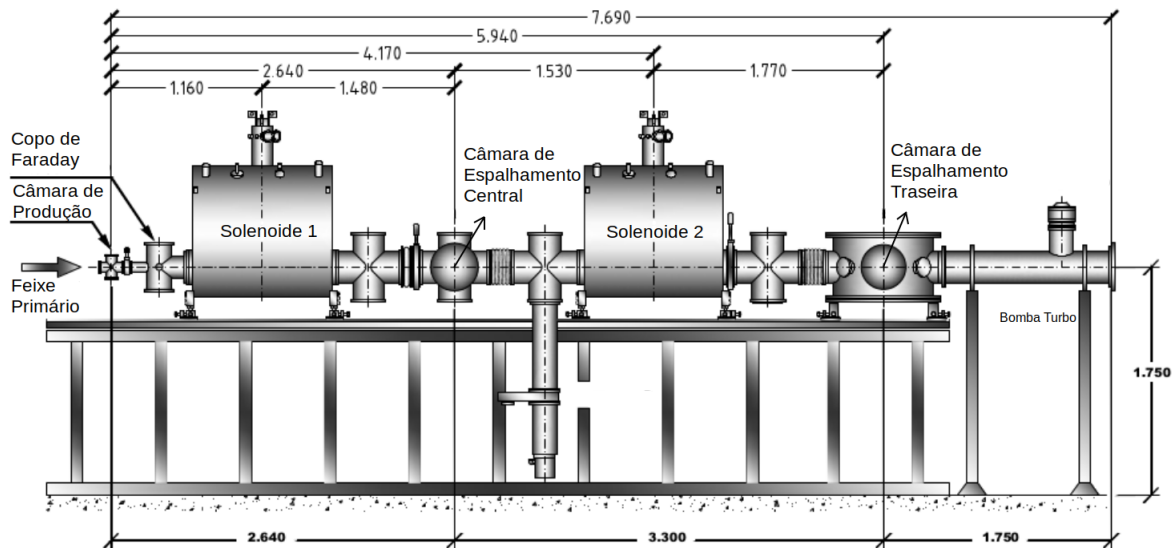


Figura 2.5: Esquema do sistema RIBRAS.

A produção do feixe secundário é feita na primeira câmara através de reações nucleares de transferência entre o feixe primário, fornecido pelo Pelletron, e o alvo primário. Este, é montado em uma estrutura cúbica, de 3,6 cm de lado, com duas janelas circulares. A montagem de alvos sólidos é feita pelo posicionamento do elemento escolhido na janela de saída da estrutura. Para a utilização de alvos gasosos, ambas as saídas são seladas com folhas de *havar*³ e um sistema de controle de pressão de gás é ligada à estrutura cúbica. Na Fig. 2.6 é apresentado um esquema da câmara de primária (a) e do sistema de pressão (b). Para a produção dos feixes secundários radioativos de ^8Li , ^{10}Be e ^{12}B , foi utilizado um alvo sólido de ^9Be (2,59

³Composto de $0.42*\text{Co}+0.195*\text{Cr}+0.127*\text{Ni}+0.022*\text{Mo}+0.016*\text{Mn}+0.002*\text{C}$.

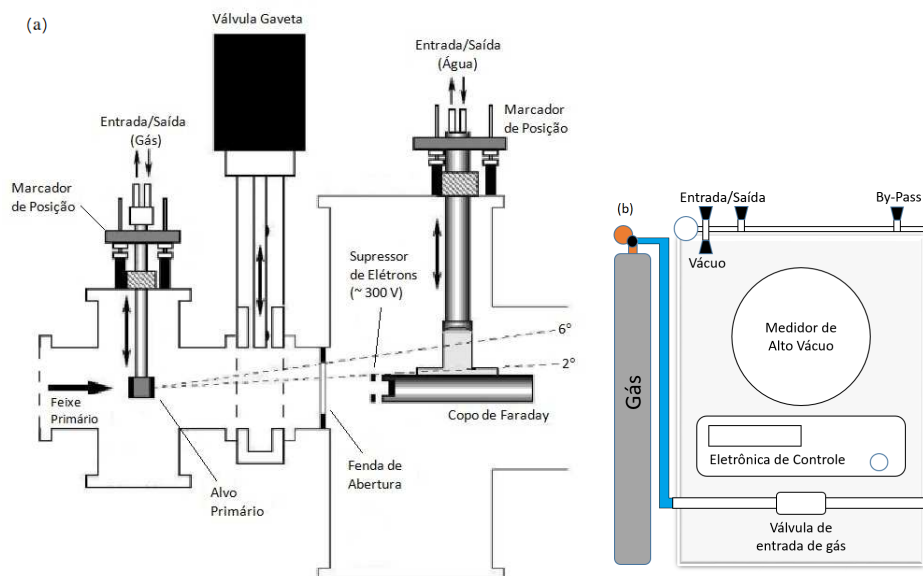


Figura 2.6: Esquema da câmara de produção (a) e do sistema de pressão do alvo gasoso (b).

mg/cm^2) juntamente com feixe primário de ^{11}B com energia de 34 e 38 MeV. Um alvo gasoso de ^3He mantido à pressão atmosférica (1024 mbar) foi utilizado para a produção dos feixes de ^7Be e ^8B com feixe primário de ^6Li . O sistema RIBRAS já obteve sucesso na realização de experimentos com diversos feixes secundários (ver Tabela 1.1).

Logo após a câmara de produção é posicionado um copo de Faraday, com 0° em relação à direção do feixe primário (Fig. 2.6(a)), para supressão do mesmo e medição de sua intensidade. A informação do número de partículas incidentes do feixe primário é de crucial importância para o controle da produção do feixe secundário e, portanto, para o cálculo das seções de choque. Um colimador circular também é posicionado juntamente ao copo de Faraday para limitar a entrada do feixe secundário e produz, com isso, uma aceitação angular no primeiro solenoide de 2° à 6° . Todos os feixes secundários emergentes neste intervalo angular são aceitos pelo solenoide e entram na região do campo magnético.

Os solenoides são compostos de uma bobina feita de uma liga de Nióbio e Titânio mantidas em um reservatório com Hélio líquido ($\approx 4\text{K}$), onde apresenta comportamento supercondutor. Para evitar sua evaporação, o Hélio líquido é termicamente isolado por uma camada de vácuo, um reservatório de Nitrogênio líquido ($\approx 78\text{K}$) e blindagens térmicas. Por fim, toda esta estrutura está envolta em um criostato de alumínio. Quando ligados, cada solenoide produz campos magnéticos de até 6 T em

regime de supercondução. Na Fig. 2.7 pode ser visto o esquema de um corte lateral do solenoide mostrando sua estrutura:

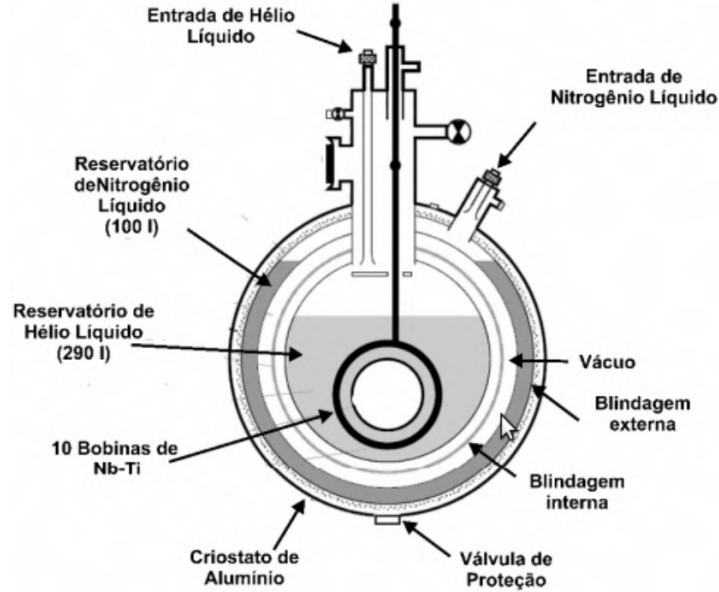


Figura 2.7: Esquema de um corte lateral do solenoide supercondutor utilizado no RIBRAS.

O feixe secundário produzido em voo entra no solenoide e mergulha na região do campo magnético produzido pela bobina, onde a interação das partículas carregadas com este campo produz a chamada força de Lorentz:

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (2.2)$$

onde q é o estado de carga da partícula, \vec{v} é o vetor velocidade e \vec{B} o vetor campo magnético. Por ser resultado de um produto vetorial, a força de Lorentz tem a propriedade de ser sempre perpendicular à velocidade, portanto atua como uma resultante centrípeta. Com isso, pode-se definir a rigidez magnética ($B\rho$) como a dificuldade de uma partícula carregada, com dada energia cinética (E), ter sua trajetória defletida por um campo magnético estático:

$$(B\rho)^2 = \frac{2mE}{q^2} \quad (2.3)$$

onde ρ é o raio de Larmor da trajetória da partícula. Por um campo magnético constante serão selecionados e focalizados todos os isótopos que tenham o mesmo valor de rigidez magnética, sendo aqueles diferentes do isótopo de interesse chamados de contaminantes. Para diminuir a intensidade e quantidade dos feixes contaminantes,

entre o solenoide e a câmara de espalhamento existem colimadores e bloqueadores que impedem a passagem de partículas não desejadas.

O feixe secundário selecionado é focalizado e otimizado no alvo secundário, que se localiza na câmara de espalhamento, através da variação da corrente do solenoide. Primeiramente, a corrente é estimada pela simulação feita com o código computacional TWSP [22], adaptado do TWINSOL [23, 24], para o sistema RIBRAS pelo *Prof. Dr. Rubens Lichtenthäler*. Por fim, a corrente é variada de forma que o feixe de interesse tenha a maior intensidade possível ou que algum contaminante indesejado seja excluído durante o processo de seleção. Na Fig. 2.8 são mostrados alguns exemplos de trajetórias simuladas e do posicionamento dos colimadores e bloqueadores ao longo da trajetória do feixe. O número de partículas que atingem

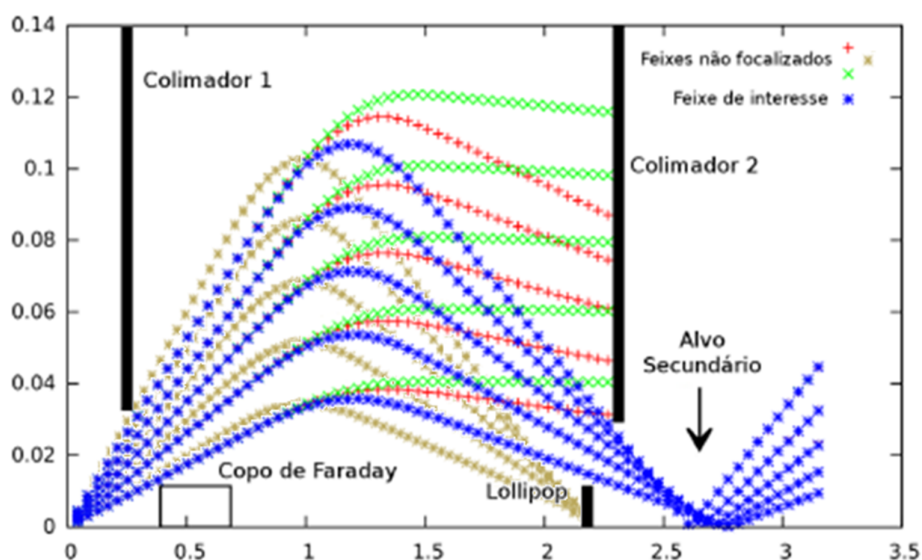


Figura 2.8: Simulação da trajetória de um feixe secundário no interior do solenoide, mostrando trajetórias de partículas selecionadas (azul) e barradas pelos colimadores (verde, vermelha e marrom).

o alvo secundário por segundo depende da intensidade do feixe primário, da seção de choque da reação produção, do valor central e largura de aceitação da rigidez magnética ($\sim 6\%$) adotada. Na Tabela 3.6 são mostradas as intensidades dos feixes obtidos pelo sistema RIBRAS e estudados neste trabalho.

Para se obter um feixe secundário mais puro é possível utilizar um alvo degradador na câmara de espalhamento central, alterando o $B\rho$ de cada isótopo pela perda de energia, e o segundo solenoide para fazer uma nova seleção. Porém, durante os experimentos realizados e aqui descritos foi utilizado apenas o primeiro solenoide.

2.3.1 Câmara de Espalhamento Central

A câmara de espalhamento central tem 25 cm de diâmetro (ISO-250) e fica posicionada entre os dois solenoides. A base da câmara é composta por um prato giratório com trilhos para posicionamento dos suportes dos detectores e na sua tampa superior está fixada a torre de alvos secundários. A alteração do ângulo do sistema de detecção em relação a direção do feixe primário é realizada por uma manopla, localizada abaixo da tampa inferior da câmara, que controla a rotação do prato giratório. Este possui uma escala graduada que permite a leitura do ângulo com precisão de 0,25 graus.

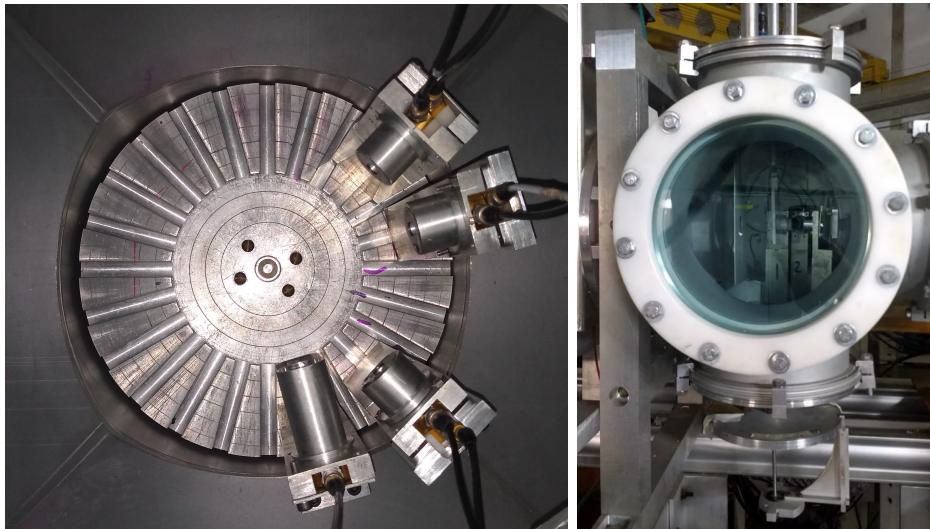


Figura 2.9: Câmara de espalhamento central.

2.3.1.1 Alvos Secundários

Nos experimentos aqui descritos, foi utilizado um alvo leve de ^9Be para medição das reações de interesse, e um alvo de ^{197}Au para monitoramento da produção do feixe secundário e normalização dos dados. Alvos de elementos pesados são sempre utilizados nas experiências no RIBRAS, pois o espalhamento em ouro, nestas energias e intervalo angular, é quase sempre Rutherford puro. Permitindo a medida da intensidade do feixe secundário e a normalização das seções de choque. Além disso, devido à relativamente baixa intensidade dos feixes secundários radioativos produzidos nas facilidades do tipo ao redor do mundo, escolhe-se utilizar alvos espessos (da ordem de alguns mg/cm^2) para aumentar o número de núcleos espalhadores e diminuir, assim, o tempo de experiência. A Fig 2.10 mostra uma foto da torre de alvos montada: A Tabela 2.1 mostra as especificações dos alvos utilizados. Estas

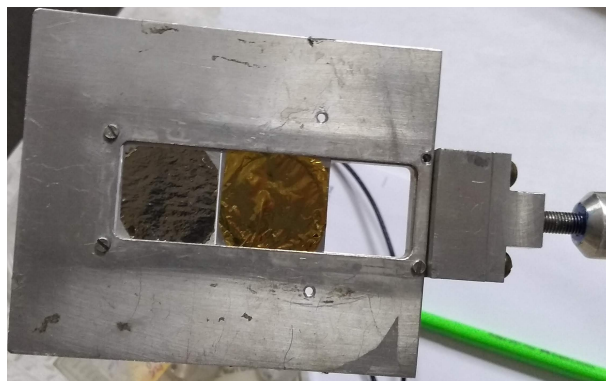


Figura 2.10: Foto da montagem da torre de alvos.

foram obtidos através do método de perda de energia de partículas alfa emitidas por uma fonte radioativa de ^{241}Am .

Tabela 2.1: Alvos secundários utilizados neste trabalho.

Experiência	Alvo	Espessura (mg/cm^2)
$^{10}\text{Be}+^{9}\text{Be}$	^9Be	1,96(2)
	^{197}Au	4,61(3)
$^8\text{B}+^{9}\text{Be}$	^9Be	1,96(2)
	^{197}Au	7,28(5)

2.3.1.2 Sistema de Detecção

O sistema de detecção é composto por um conjunto de detectores de barreira de superfície de silício, que apresentam uma resolução em energia intrínseca da ordem de 50 keV. Tendo, assim, maior resolução quando comparados à detectores cintiladores ou detectores a gás convencionais. Estes detectores são estruturas semicondutoras produzidas através de uma junção p-n, que cria regiões com excesso de cargas negativas (lado p) ou positivas (lado n) em lados opostos do detector, produzindo uma região intermediária sem portadores de carga e com boa condutividade chamada de região de depleção. Aplicando uma diferença de potencial nos polos (*bias*) a região de depleção aumenta e, com isso, toda radiação ionizante que incide na área de detecção produz pares elétron-buraco que serão atraídos pelo acúmulo de cargas nas extremidades do detector. A coleta destes portadores de carga produz um sinal proporcional à quantidade de energia depositada na região de detecção.

Para melhorar a identificação das partículas medidas, os detectores são montados em pares (ΔE -E) chamados de telescópios (ver Fig. 2.11), onde o detector mais fino

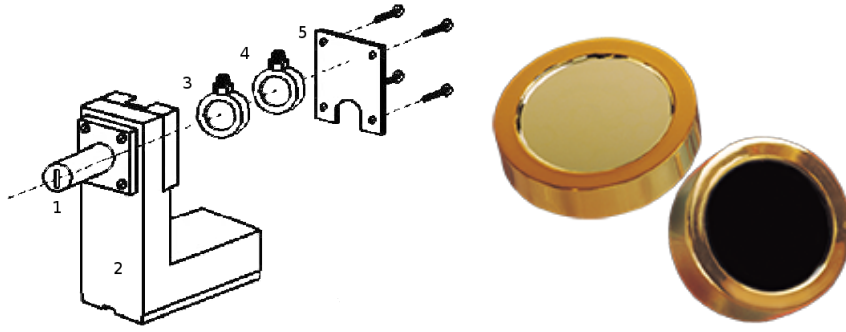


Figura 2.11: Do lado esquerdo um esquema da montagem de um telescópio mostrando (1) o colimador frontal, (2) o suporte do telescópio, (3) o detector ΔE , (4) o detector E e (5) a tampa traseira. Do lado direito uma foto de detectores de barreira de superfície de Si.

(ΔE) é posicionado na frente do mais espesso (E). Como a perda de energia em um detector é proporcional à massa (m) e carga (Z), é possível relacionar as perdas de energia nos dois detectores pela expressão:

$$\Delta E \propto \frac{mZ^2}{E} \quad (2.4)$$

produzindo espectros biparamétricos com padrões hiperbólicos e permitindo a separação dos picos de interesse com relação à sua carga e massa.

Tabela 2.2: Informações nominais dos detectores utilizados.

		$^{10}\text{Be}+^9\text{Be}$		$^8\text{B}+^9\text{Be}$		
		tel 1	tel 2	tel 1	tel 2	tel 3
ΔE	Espessura (μm)	25	25	50	20	50
	Tensão Bias (V)	25	20	35	20	35
E	Espessura (μm)	1000	1000	1000	1000	1000
	Tensão Bias (V)	210	170	150	170	150

Nos experimentos realizados foram utilizados dois arranjos distintos para o sistema de detecção montado na câmara de espalhamento central. Nas medidas de espalhamento $^{10}\text{Be} + ^9\text{Be}$, foram utilizados dois telescópios com distância angular de 45° para medidas de partículas com massa intermediária ($A \approx 6-12$). Para o experimento $^8\text{Be}+^9\text{Be}$ um telescópio (2) foi posicionado em ângulos frontais para medidas de espalhamento elástico e dois (1 e 3) foram colocados em ângulos mais traseiros para medir partículas leves provenientes da evaporação de núcleos compos-

tos. As informações dos detectores utilizados podem ser vistas na Tabela 2.2 e o esquema de montagem dos telescópios pode ser visto na Fig. 2.12.

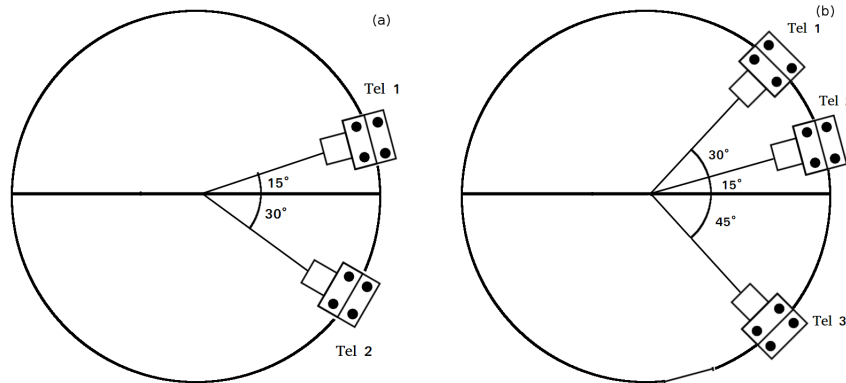


Figura 2.12: Esquema da montagem dos telescópios na câmara de espalhamento central para os experimentos (a) $^{10}\text{Be}+^9\text{Be}$ e (b) $^8\text{Be}+^9\text{Be}$.

2.3.1.3 Eletrônica de Aquisição

Primeiramente, para o detector ser plenamente sensível às partículas que entram no seu interior é necessário que esteja operando sob uma diferença de potencial (*bias*) e que o sinal de carga, proporcional à energia, seja eficientemente coletado. Para isso o detector é ligado a um módulo chamado pré-amplificador, que tem a finalidade de manter a tensão de operação constante e coletar o pulso de carga gerado pelo detector. O pulso de carga é convertido pelo préamplificador em dois sinais de tensão, chamados de sinal de tempo e o outro de sinal de energia, que apresentam um pico de bastante acentuado seguido de uma queda exponencial (Fig. 2.13(a)). Ambos serão usados para a aquisição da energia depositada pela radiação ionizante dentro do detector, porém são sinais de baixa intensidade e necessitam de tratamento antes da sua aquisição.

Os sinais de energia são enviados a um amplificador que produz um pulso aproximadamente Gaussiano, na saída unipolar (Fig. 2.13(b.1)), ou da sua derivada, na saída bipolar, com ajuste de altura (ganho). Este pulso, proporcional a carga depositada no detector, é enviado a um módulo ADC (*Analog to Digital Converter*), instalado em um *crate* CAMAC (*Computer Automated Measurement and Control*), e que tem a função de digitalizar o sinal e enviá-lo a um computador.

Ao sair do préamplificador, o sinal de tempo é enviado a um amplificador rápido que tem um ganho constante e imediatamente conduzido ao CFD (*Constant Fraction Discriminator*). Este módulo produz um sinal lógico rápido a uma fração

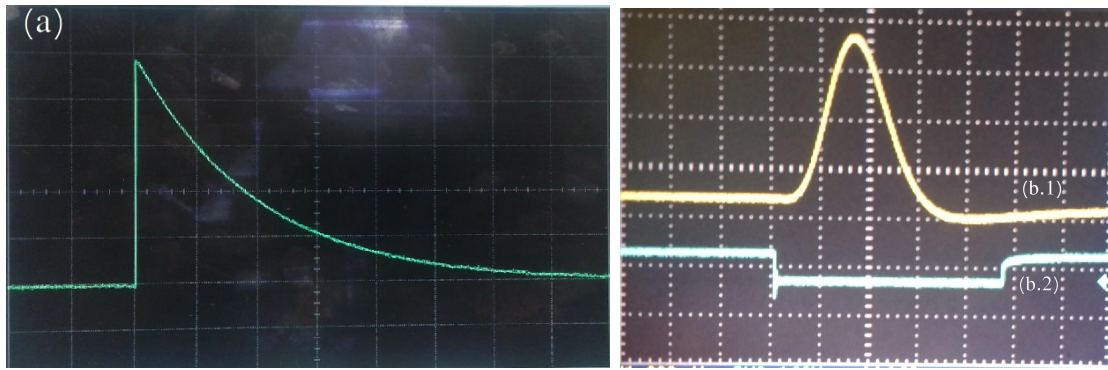


Figura 2.13: Sinais gerados pelo (a) préamplificador e sobreposição do sinal de energia (b.1) do amplificador e tempo (b.2).

constante da altura do pulso inicial, de forma que todos os sinais de saída só se diferenciem no tempo e controlando de maneira bastante eficiente a resolução temporal do evento coletado no detector. Os sinais de tempo produzidos por todos os detectores utilizados são, então, sobrepostos em um sinal único por um módulo chamado *Fan-in/Fan-out* e enviados ao *Gate and Delay Generator*. O GDG produz um pulso, chamado de *gate* (Fig. 2.13(b.2)), que identifica a ocorrência de um evento em quaisquer dos detectores e abre o ADC. Simultaneamente, os sinais lineares dos amplificadores são enviados ao ADC, que digitaliza o sinal e o envia ao computador. A coleta de dados é realizada pelo código computacional SPM-ROOT [25]. Na Fig. 2.14 é mostrado um esquema do processo de aquisição de dados e digitalização dos dados.

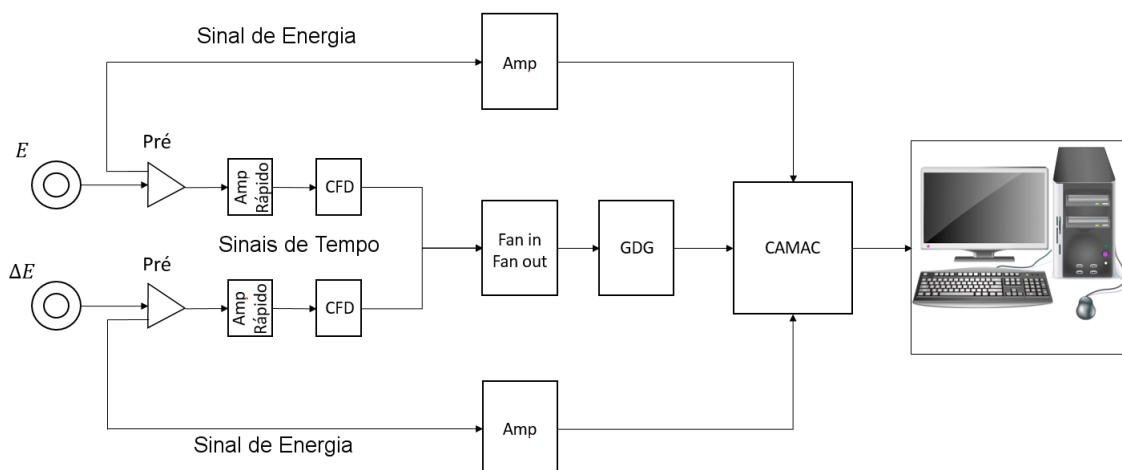


Figura 2.14: Esquema da eletrônica de aquisição de dados.

Por fim, os dados coletados e armazenados evento por evento são histogramados

em espectros bi-dimensionais das perdas de energias nos detectores de cada telescópio (ΔE e E). Estas são fornecidas em unidades arbitrárias chamadas *canais* (Ch) e podem ser convertidas (processo de Calibração), pois são linearmente proporcionais às unidades convencionais. A histogramação e manipulação dos dados é realizada pelo código computacional livre ROOT [26]. Na Fig. 2.15 é mostrado um espectro biparamétrico produzido por essa eletrônica de aquisição durante medidas de espalhamento elástico do sistema ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ [27]:

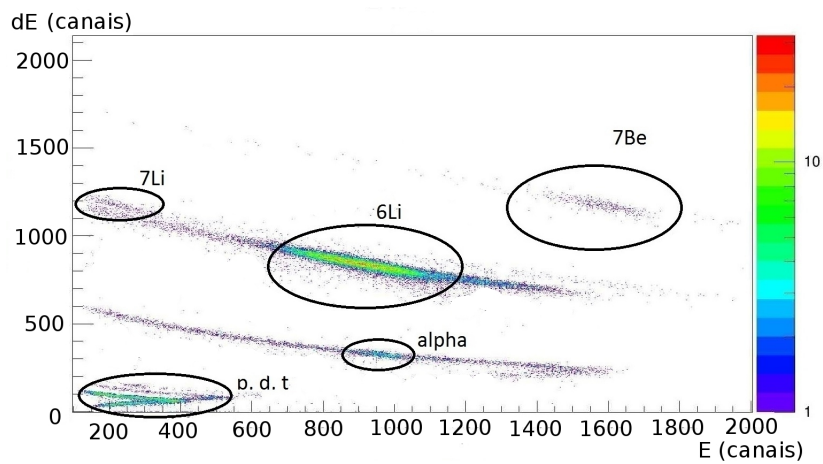


Figura 2.15: Espectro biparamétrico obtido durante medidas de ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$.

Capítulo 3

Resultados Experimentais

Neste capítulo serão descritas as metodologias de calibração e do tratamento dos dados brutos, até a obtenção da grandeza chamada de Seção de Choque.

3.1 Produção do Feixe Secundário

As configurações utilizadas pelo acelerador, para a produção dos feixes primários, e os alvos de produção utilizados nestes experimentos foram:

Tabela 3.1: Configurações do acelerador, feixes primários (FP) e alvos de produção (AP) utilizados.

Experimento	FP	V_t (MV)	E_p (MeV)	f_{ME-200} (MHz)	AP
$^{10}\text{Be}+^9\text{Be} - 21.8$ MeV	^{11}B	6,72	34	23,408	^9Be
$^{10}\text{Be}+^9\text{Be} - 26,4$ MeV	^{11}B	7,51	38	24,753	^9Be
$^8\text{B}+^9\text{Be} - 23,7$ MeV	^6Li	7,87	32	22,358	^3He

O RIBRAS é um espectrômetro que realiza uma seleção dos núcleos produzidos no alvo primário através sua rigidez magnética ($B\rho$), dada pela Eq. (2.3). Através da variação da corrente do solenoide, muda-se a rigidez magnética no interior do solenoide e o fluxo de partículas com que cada isótopo chega na câmara secundária. Isto permite a maximização da intensidade de alguns isótopos ou o completo corte de contaminantes que possam esconder reações nucleares de interesse. Por isso, mede-se a razão entre o número de partículas espalhadas, no alvo de ouro, e o integrador do copo de Faraday em função da corrente do solenoide (a partir do valor estimado pelo $TWSP$) e com isso pode-se obter o valor de corrente que maximiza a intensidade

do feixe de interesse¹ ou bloqueia completamente algum contaminante. Os dados obtidos experimentalmente podem ser vistos na Fig. 3.1:

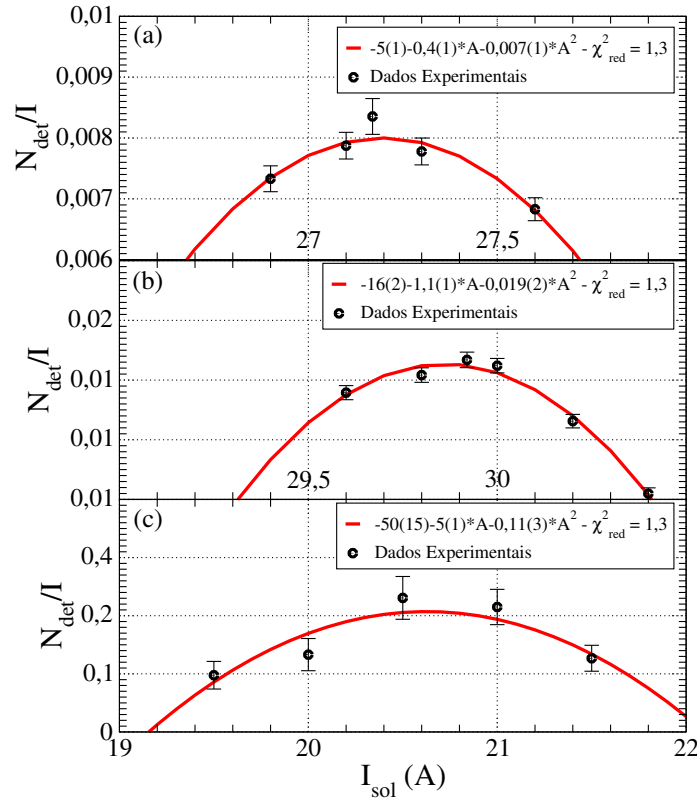


Figura 3.1: Razão entre o número de contagens e o integrador (N_{det}/I) em função da corrente do solenoide. Mostrando a produção realizada durante o experimento de (a) $^{10}\text{Be}+^9\text{Be}$ com $E_{lab} = 21,8$ MeV, (b) $^{10}\text{Be}+^9\text{Be}$ com $E_{lab} = 26,4$ MeV e (c) $^8\text{B}+^9\text{Be}$ com $E_{lab} = 23,7$ MeV.

Nos experimentos aqui descritos foram utilizadas as estimativas experimentais de corrente que maximizam as intensidades dos isótopos de ^{10}Be e ^8B (Tabela 3.2):

Tabela 3.2: Correntes do solenoide.

Experimento	Energia (MeV)	$I_{sol}^{TWS}^{SP}$ (A)	I_{sol}^{exp} (A)	I_{sol}^{ajuste} (A)
$^{10}\text{Be}+^9\text{Be}$	21,8	27,3	27,2	27,2
$^{10}\text{Be}+^9\text{Be}$	26,4	29,8	29,9	29,9
$^8\text{B}+^9\text{Be}$	23,7	19,5	20,5	20,6

¹A dependência da intensidade de um feixe secundário com a corrente é desconhecida, mas pode ser expandida em série de Taylor ao redor no ponto de máximo até segunda ordem, resultando em um polinômio de segundo grau.

3.2 Identificação do feixe secundário.

Como mencionado acima, o feixe secundário é composto por vários núcleos, energias e estados de carga, podendo gerar ambiguidades na identificação dos mesmos. Esta, é feita a partir dos espectros biparamétricos ($E-\Delta E$), onde se identificam as faixas correspondentes aos diferentes números atômicos, iniciando pelos núcleos leves como prótons, dêuterons, trítios e alfas, e assim em diante. Cálculos de perda de energia e cinemática de espalhamento auxiliam no reconhecimento dos picos. A identificação final das partículas é feita através da rigidez magnética, que deve ser a mesma para todos os picos do espectro.

3.2.1 Espectros do ^{10}Be .

Exemplos dos espectros biparamétricos obtidos pelo espalhamento do feixe secundário de interesse de ^{10}Be com $E_{\text{lab}} = 21,8 \text{ MeV}$ e $\theta_{\text{lab}} = 12^\circ$, e seus contaminantes, podem ser observados na Fig. 3.2 para os alvos de (a) ouro e (b) berílio. Espectros biparamétricos obtidos na experiência $^{10}\text{Be}+^9\text{Be}$ com $E_{\text{lab}} = 26,4 \text{ MeV}$ e $\theta_{\text{lab}} = 12^\circ$ são mostrados para os alvos de 3.2(c) ouro e 3.2(d) berílio. Em ambos os ca-

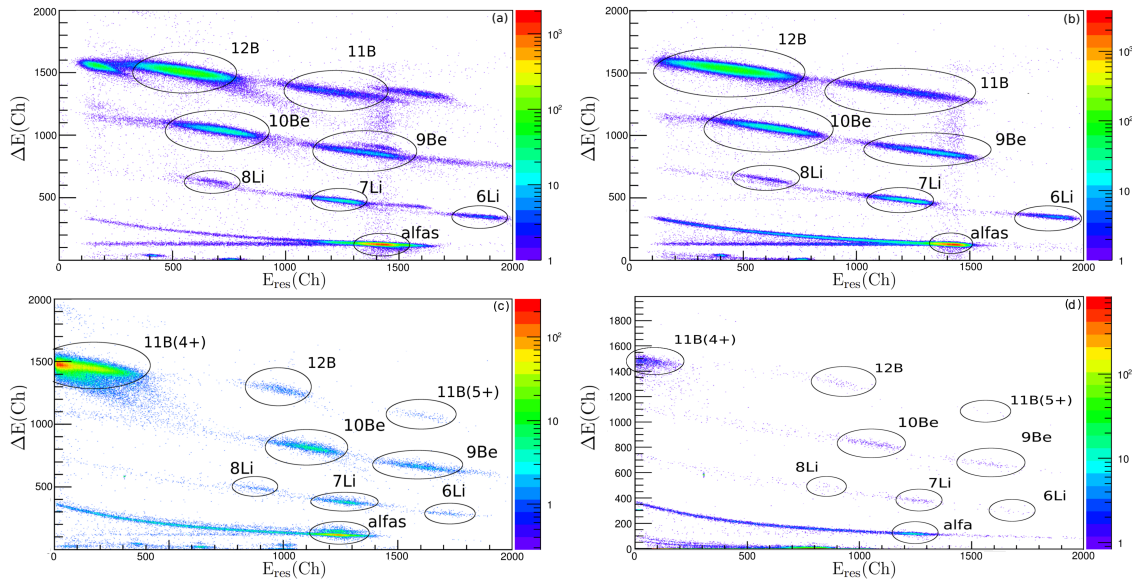


Figura 3.2: Espectro biparamétrico obtido durante medidas de (a) $^{10}\text{Be}+^{197}\text{Au}$ e (b) $^{10}\text{Be}+^9\text{Be}$ com $E_{\text{lab}} = 21,8 \text{ MeV}$ e $\theta_{\text{lab}} = 12^\circ$.

mos, observa-se a grande quantidade de elementos e isótopos produzidos na reação $^{11}\text{B}+^9\text{Be}$ e que denominamos de feixe coquetel (*cocktail beam*).

3.2.2 Espectros do ^8B .

Para o experimento de $^8\text{B}+^9\text{Be}$ com $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV, foram utilizados dois telescópios (1 e 3) para medição de partículas leves em ângulos traseiros e um telescópio para medição de espalhamento elástico em ângulos dianteiros (2). Na Fig. 3.3 são mostrados exemplos dos espectros biparamétricos obtidos pelos telescópios 1² e 2 com alvos de (a) ouro e (b) berílio. Estes espectros foram obtidos em $\theta_{\text{lab}} = 45^\circ$ para o telescópio 1 (Figs. 3.3(1.a) e 3.3(1.b)) e em $\theta_{\text{lab}} = 12^\circ$ para o telescópio 2 (Figs. 3.3(2.a) e 3.3(2.b)).

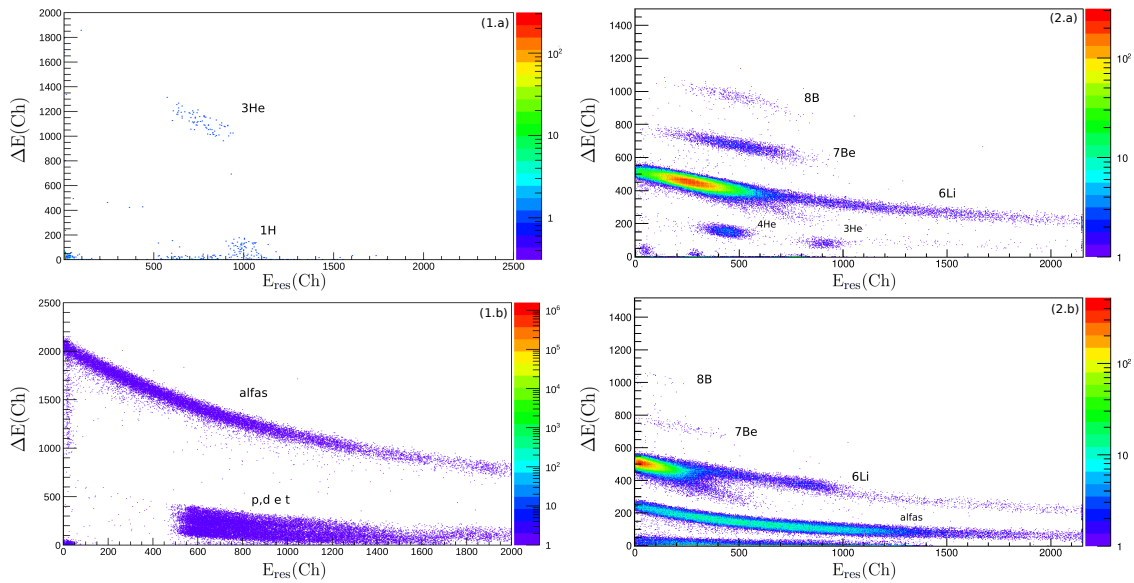


Figura 3.3: Espectros biparamétricos, de todos os telescópios utilizados (1 e 2), obtidos durante medidas de (a) $^8\text{B}+^{197}\text{Au}$ e (b) $^8\text{B}+^9\text{Be}$ com $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV.

3.3 Calibração dos Espectros

Os dados obtidos pelo sistema de aquisição são registrados em uma unidade arbitrária, chamada de canais (Ch), que é proporcional à energia depositada pela partícula em cada detector ($\Delta E - E$). A calibração em energia de um experimento depende da eletrônica utilizada e consiste na obtenção de uma função que relacione canais com energia ($E_{\text{MeV}} = f_{\text{cal}}(E_{\text{Ch}})$), a partir de valores de referência. Assim, antes do experimento são feitas medidas dos espectros obtidos com fontes radioativas, que emitem partículas com energia conhecida, e determina-se a calibração. Os dados obtidos experimentalmente em canais podem ser associados com estimativas

²Semelhantes aos espectros obtidos pelo telescópio 3.

semi-empíricas de cálculos de perda de energia em meios materiais (StopX [28] ou SRIM [29]) e cinemática de espalhamento (Kineq [28]). Com isso, a função de conversão, chamada de reta de calibração, pode ser obtida através do ajuste dos dados pelo Método dos Mínimos Quadrados (M.M.Q.). Esta é dada por um polinômio de primeiro grau para ambos os detectores que compõem um telescópio:

$$E_{\text{MeV}} = aE_{\text{Ch}} + b \quad \Delta E_{\text{MeV}} = a'\Delta E_{\text{Ch}} + b'$$

somando as duas expressões acima:

$$E_{\text{MeV}} + \Delta E_{\text{MeV}} = aE_{\text{Ch}} + b + a'\Delta E_{\text{Ch}} + b'$$

e definindo $E_{\text{MeV}} + \Delta E_{\text{MeV}} = E_{\text{total}}$, $B = b' + b$ e $k = a'/a$:

$$E_{\text{total}} = B + a(E_{\text{Ch}} + k\Delta E_{\text{Ch}}) \quad (3.1)$$

sendo k a razão dos ganhos entre os detectores ΔE e E , e pode ser estimada estatisticamente como o valor que maximiza a correlação linear entre E_{total} e $(E_{\text{Ch}} + k\Delta E_{\text{Ch}})^3$. Por fim, ajustando a função $E_{\text{total}}(E_{\text{Ch}} + k\Delta E_{\text{Ch}})$, obtém-se a reta de calibração. O coeficiente linear (B) obtido por este método pode ser usado como um validador do processo de calibração, pois espera-se que este termo seja compatível com o zero.

Neste caso, foi utilizada uma fonte de ^{241}Am que emite partículas-alfa de 3 energias: 5,486 MeV (85 %), 5,443 MeV (13 %) e 5,388 MeV (2%). Porém, as resoluções em energia não conseguem separar estes 3 picos e, portanto, considerou-se apenas o pico mais intenso com energia de 5,486 MeV. Isso fornece informações sobre a reta de calibração em uma região de baixas energias que não corresponde à maior parte dos picos que serão observados no espectro, que estarão em energias mais altas. Por isso, também foram utilizados os picos dos espalhamentos de partículas do feixe secundário no alvo de ouro, cuja energia é estimada por cálculos de perda de energia. As incertezas experimentais dos dados no eixo das abscissas (Ch) foram rebatidas para incertezas no eixo das ordenadas (MeV).

$^{10}\text{Be} + ^9\text{Be} - E_{\text{lab}} = 21,8 \text{ MeV}$:

Neste experimento foram utilizados, além das medidas com a fonte alfa, os picos de ^4He , $^6,7\text{Li}$, $^9,^{10}\text{Be}$ e ^{11}B no alvo de ouro. Os pontos experimentais e retas de calibração dos dois telescópios utilizados no experimento podem ser observados na Fig. 3.4 e os coeficientes obtidos podem ser vistos na Tabela 3.3:

³Para sistemas de aquisição iguais, esse valor deve ser próximo à razão dos ganhos eletrônicos ajustados nos amplificadores utilizados.

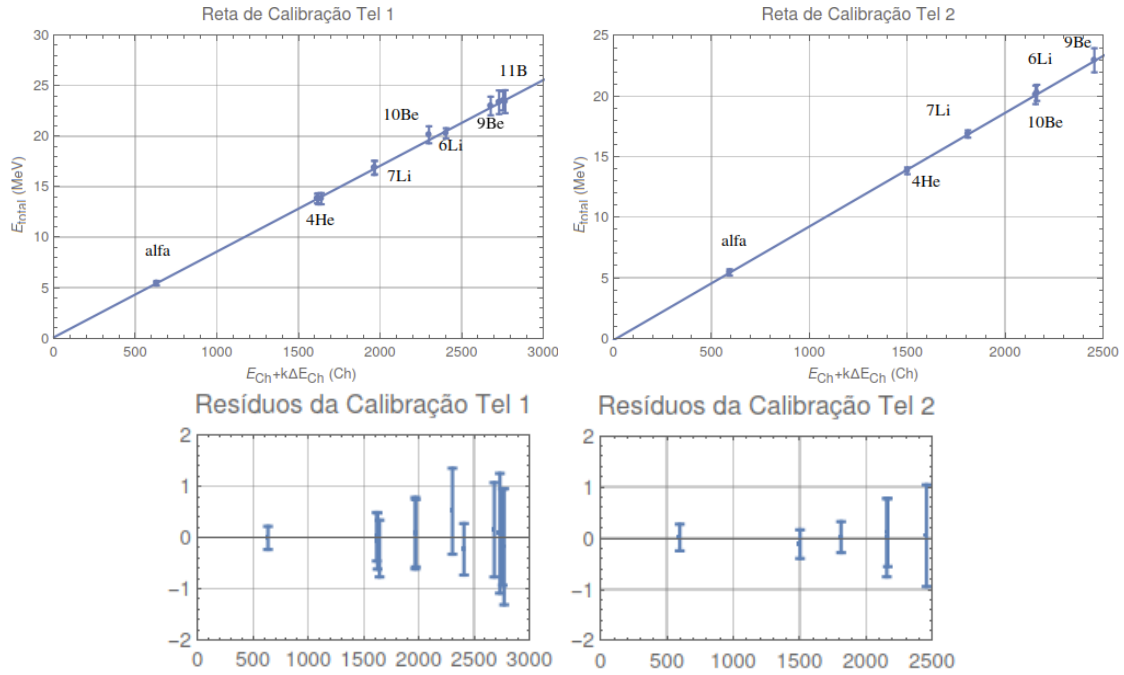


Figura 3.4: Retas de calibração e seus respectivos resíduos do experimento $^{10}\text{Be}+^9\text{Be}$ com $E_{lab} = 21,8$ MeV. As figuras mostram a identificação das partículas utilizadas.

Tabela 3.3: Coeficientes obtidos pela calibração do experimento $^{10}\text{Be}+^9\text{Be}$ com $E_{lab} = 21,8$ MeV.

Telescópio	B	a	k	χ_{red}^2
1	0.1(3)	0.0085(2)	1.52(3)	0.3
2	-0.1(3)	0.0093(2)	1.72(5)	0.3

$^{10}\text{Be}+^9\text{Be} - E_{lab} = 26,4$ MeV:

Neste experimento foram utilizados, além das medidas com a fonte alfa, os picos de ^4He , $^6,7,8\text{Li}$ e $^9,10\text{Be}$ no alvo de ouro. Os pontos experimentais e retas de calibração dos dois telescópios utilizados no experimento podem ser observados na Fig. 3.5 e os coeficientes obtidos podem ser vistos na Tabela 3.4:

Tabela 3.4: Coeficientes obtidos pela calibração do experimento $^{10}\text{B}+^9\text{Be}$ com $E_{lab} = 26,4$ MeV.

Telescópio	B	a	k	χ_{red}^2
1	-0.1(3)	0.0105(3)	1.16(3)	1.9
2	0.5(9)	0.0120(5)	1.14(5)	0.2

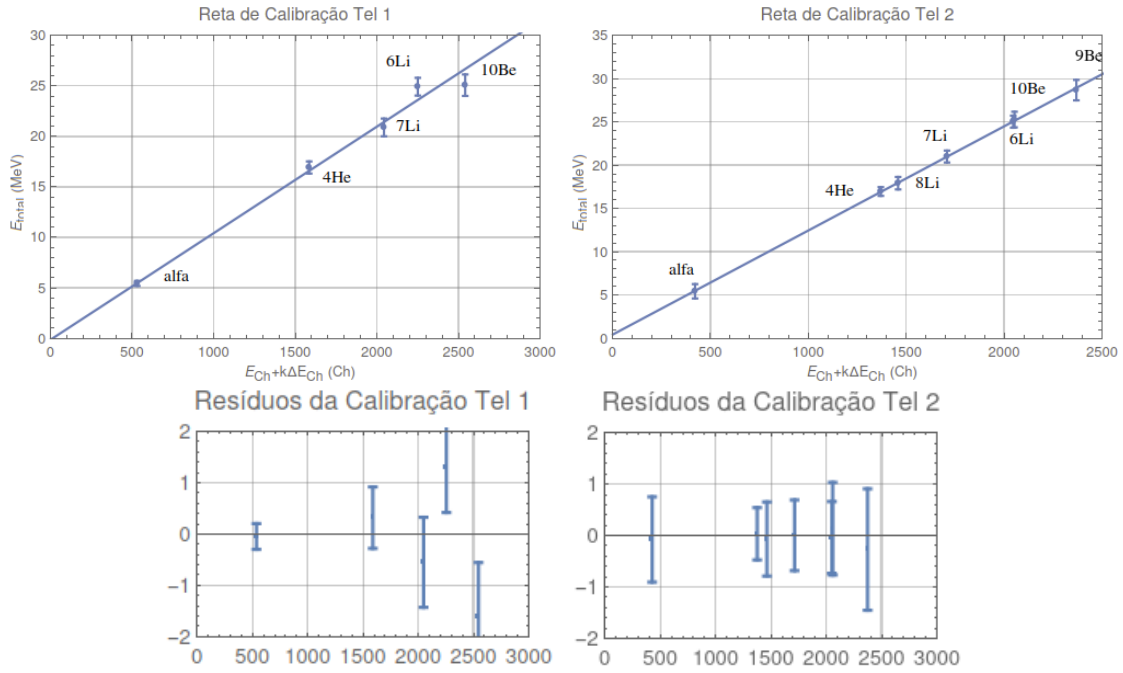


Figura 3.5: Retas de calibração e seus respectivos resíduos do experimento $^{10}\text{Be} + ^9\text{Be}$ com $E_{\text{lab}} = 26,4$ MeV. As figuras mostram a identificação das partículas utilizadas.

$^8\text{B} + ^9\text{Be} - E_{\text{lab}} = 26,4$ MeV:

Para a calibração do telescópio 2 foram utilizados os picos de ^1H , $^3,4\text{He}$, ^6Li , ^7Be e ^8B no alvo de ouro. Nos telescópios 1 e 3 foram utilizadas as energias mínimas que as partículas alfas devem ter para atravessar o detector ΔE (energia de corte), relacionadas ao valor experimental onde a faixa destas cruzam o eixo vertical do espectro biparamétrico ($E_{\text{res}} = 0$). As retas de calibração dos três telescópios utilizados no experimento podem ser observadas na Fig. 3.6 e os coeficientes obtidos podem ser vistos na Tabela 3.5:

Tabela 3.5: Coeficientes obtidos pela calibração do experimento $^8\text{B} + ^9\text{Be}$ com $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV.

Telescópio	B	a	k	χ_{red}^2
1	-0.6(5)	0.0081(7)	0.502(5)	1.9
2	0.5(3)	0.0089(5)	1.686(7)	1.4
3	0.1(2)	0.0081(3)	0.940(2)	2.2

Em todos os casos, os coeficientes lineares (B) obtidos são compatíveis com zero em no máximo duas incertezas, coerente com o fato de que canal zero representa energia zero. Alguns dos valores de χ_{red}^2 obtidos, como no primeiro experimento,

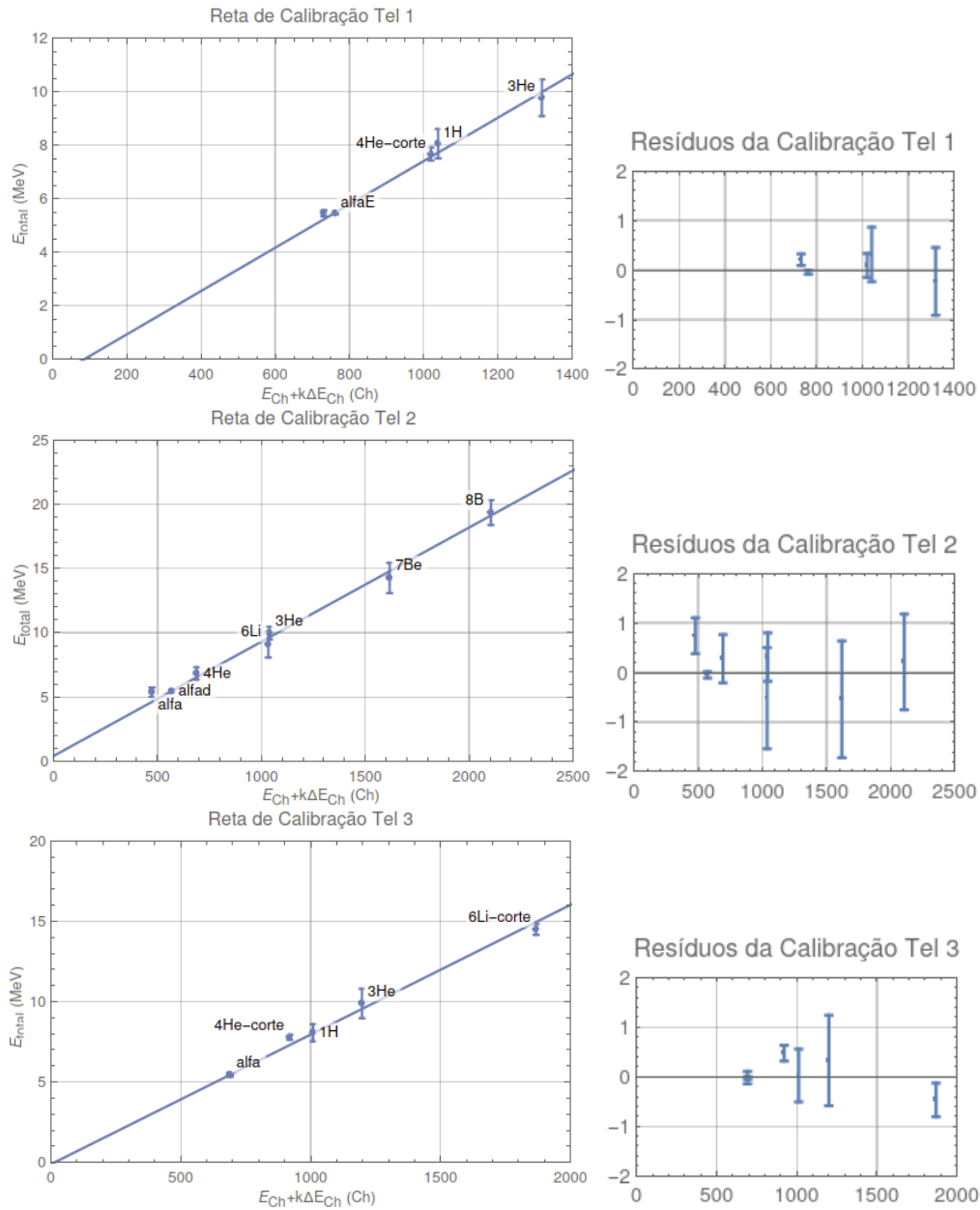


Figura 3.6: Retas de calibração e seus respectivos resíduos. As figuras mostram a identificação das partículas utilizadas.

são bastante pequenos e mostram que a estimação de k como o valor que maximiza a correlação linear entre os dados impõe a hipótese de linearidade, o que já é amplamente aceito em detectores proporcionais, ou que suas incertezas podem ter sido superestimadas com este método. Porém, como as distribuições observadas nos gráficos de resíduos não têm nenhuma tendência clara e que os valores de χ^2_{red} obtidos estão dentro dos intervalos de aceitação pelo teste de hipótese de χ^2 com 5% de significância, os resultados não devem ser descartados.

3.4 Espectros Bidimensionais calibrados.

A Fig. 3.7 mostra os espectros calibrados obtidos no experimento $^{10}\text{Be}+^9\text{Be}$ com $E_{\text{lab}}=21,8$ MeV, anteriormente apresentados (Fig. 3.2). A Fig. 3.8 mostra os espectros já apresentados (Fig. 3.2) com seus eixos calibrados.

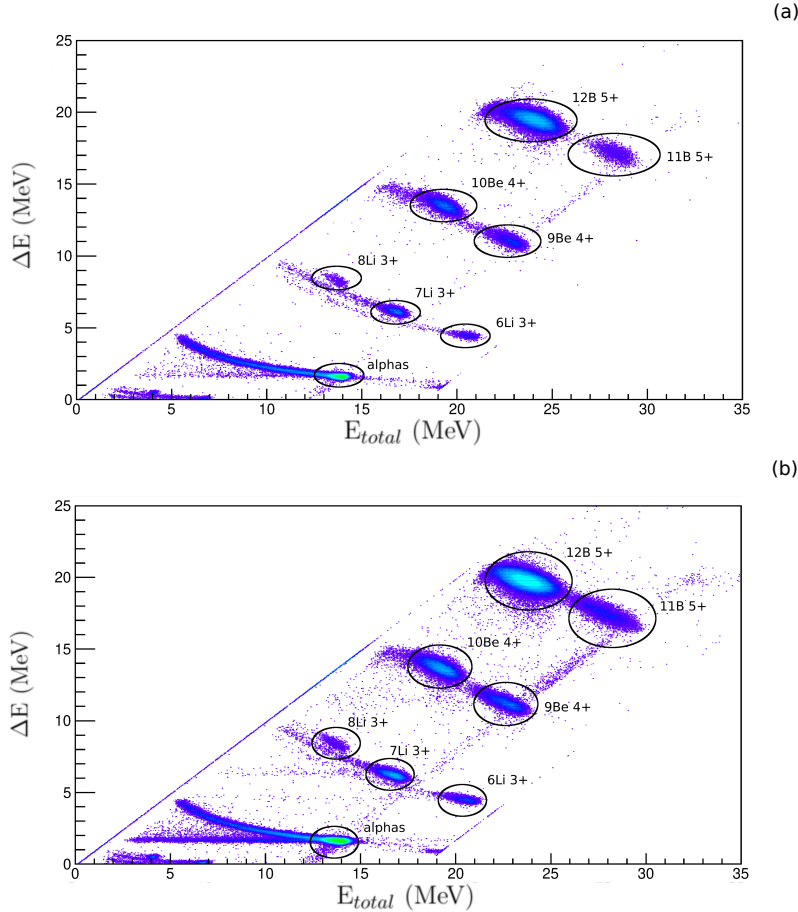


Figura 3.7: Espectro biparamétrico calibrado obtido durante medidas de (a) $^{10}\text{Be}+^{197}\text{Au}$ e (b) $^{10}\text{Be}+^9\text{Be}$ com $E_{\text{lab}}=21,8$ MeV e $\theta_{\text{lab}}=12^\circ$.

Como pode ser observado nas Figs. 3.7(a) e 3.8(a), que mostram o espalhamento do feixe secundário em alvo de ouro, a composição do feixe secundário é bastante variada. Porém, esta variedade pode gerar dúvidas quanto a identificação dos picos, por isso foi calculado o $(B\rho)^2$ em função da massa (Fig. 3.9), onde pode-se ver que a identificação equivocada de algum feixe leva à valores diferentes de rigidez magnética, o que não é coerente com o funcionamento do solenoide. O feixe secundário foi identificado como um coquetel de isótopos leves estáveis e instáveis, onde são observados os picos ^4He , $^6,7,8\text{Li}$, $^9,10\text{Be}$ e $^{11,12}\text{B}$ claramente separados. Nas Figs. 3.7(b) e 3.8(b) são mostrados os espectros finais em alvo de berílio, onde os mesmos picos

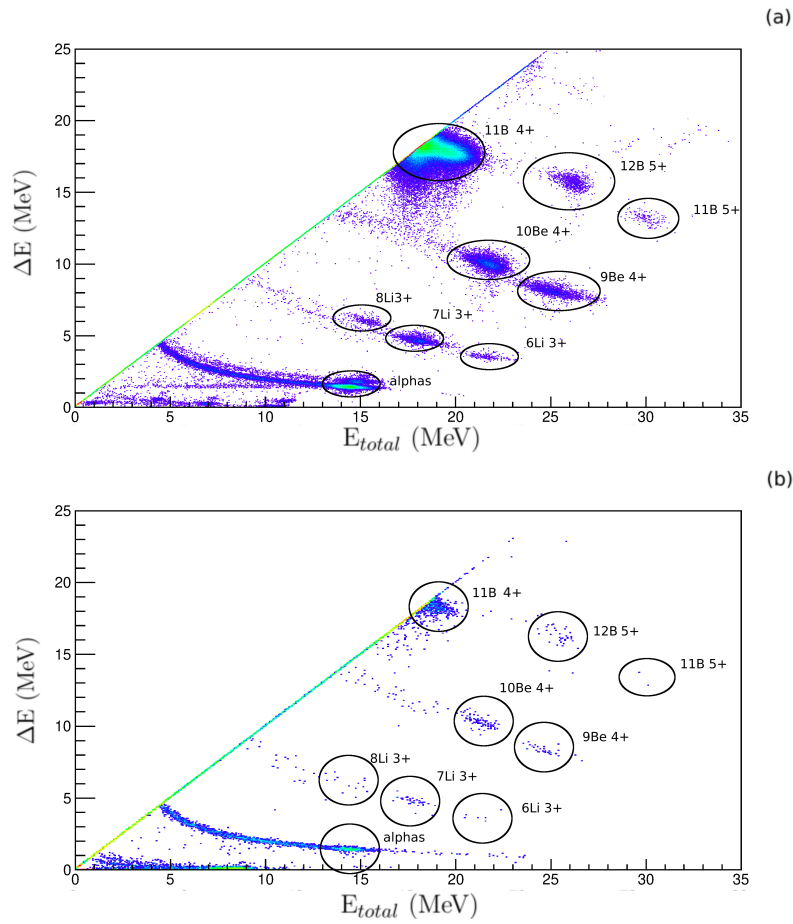


Figura 3.8: Espectro biparamétrico calibrado obtido durante medidas de (a) $^{10}\text{Be}+^{197}\text{Au}$ e (b) $^{10}\text{Be}+^9\text{Be}$ com $E_{\text{lab}} = 26,4$ MeV e $\theta_{\text{lab}} = 12^\circ$.

apresentados nos espectros biparamétricos em alvo de ouro podem ser identificados.

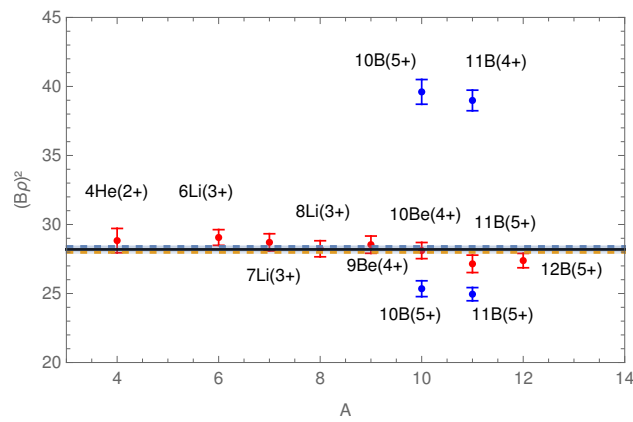


Figura 3.9: Cálculo do $(B\rho)^2$ em função da massa (A), realizado para as medidas $^{10}\text{Be}+^{197}\text{Au}$ com $E_{\text{lab}} = 21,8$ MeV.

Os espectros calibrados do experimento ${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}$ com $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV, já apresentados na Fig. 3.3, puderam ser feitos. A Fig. 3.10(a) mostra a composição do feixe secundário, onde podem ser claramente identificados os picos de ${}^3,4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$ e ${}^8\text{B}$. Na Fig. 3.10(b) são observados os picos elásticos no alvo de berílio. Também

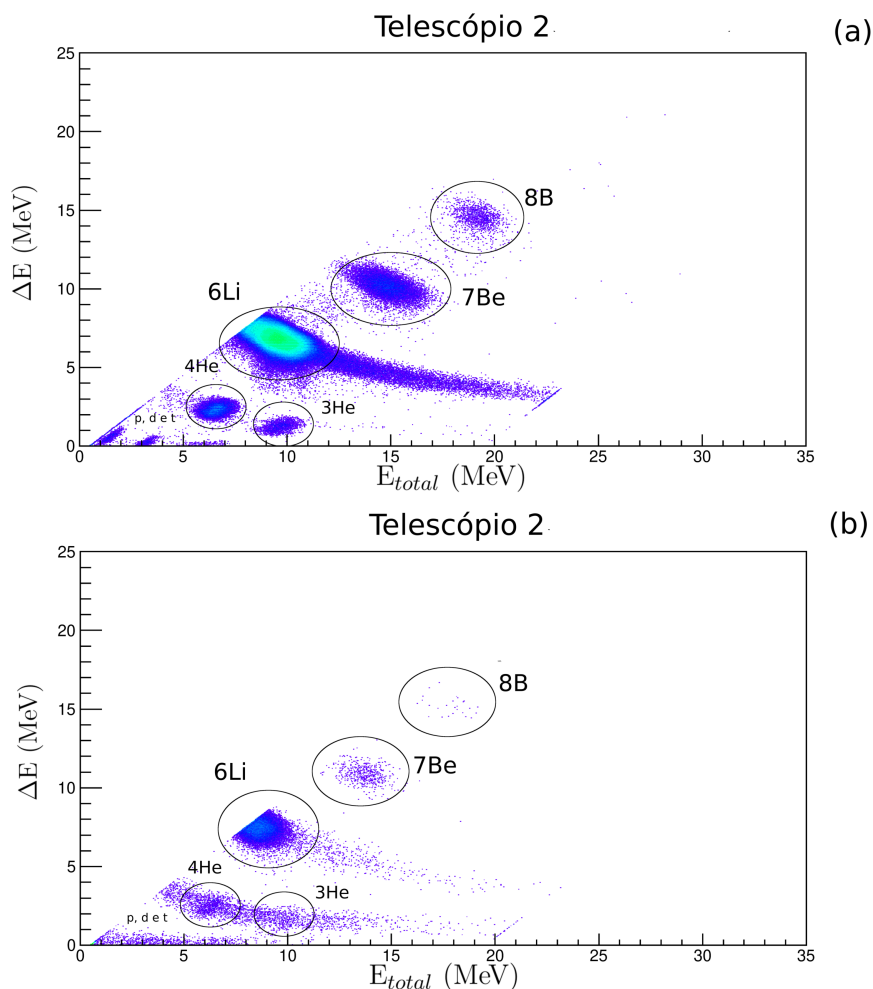


Figura 3.10: Espectros biparamétricos calibrados, do telescópio 2, obtidos durante medidas de (a) ${}^8\text{B}+{}^{197}\text{Au}$ e (b) ${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}$ com $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV e $\theta_{\text{lab}} = 12^\circ$.

pode ser observada uma faixa de partículas alfas que não está presente nas medidas com alvo de ouro, sinal que reações nucleares acontecem entre as partículas do feixe secundário e o alvo.

Os telescópios 1 e 3 foram montados com detectores de especificações muito próximas (ΔE de $50 \mu\text{m}$ e E de $1000 \mu\text{m}$) com o intuito de medir partículas leves, como prótons, dêuterons e trítios, emitidas em ângulos traseiros ($30^\circ - 60^\circ$). Na Fig. 3.11(a), observa-se que a intensidade de partículas leves espalhadas em ângulos mais traseiros é bastante baixa. Porém, na Fig. 3.11(b) são destacadas amplas regiões

de partículas alfas e isótopos do hidrogênio (prótons, dêuterons e trítios), também observadas em ângulos dianteiros.

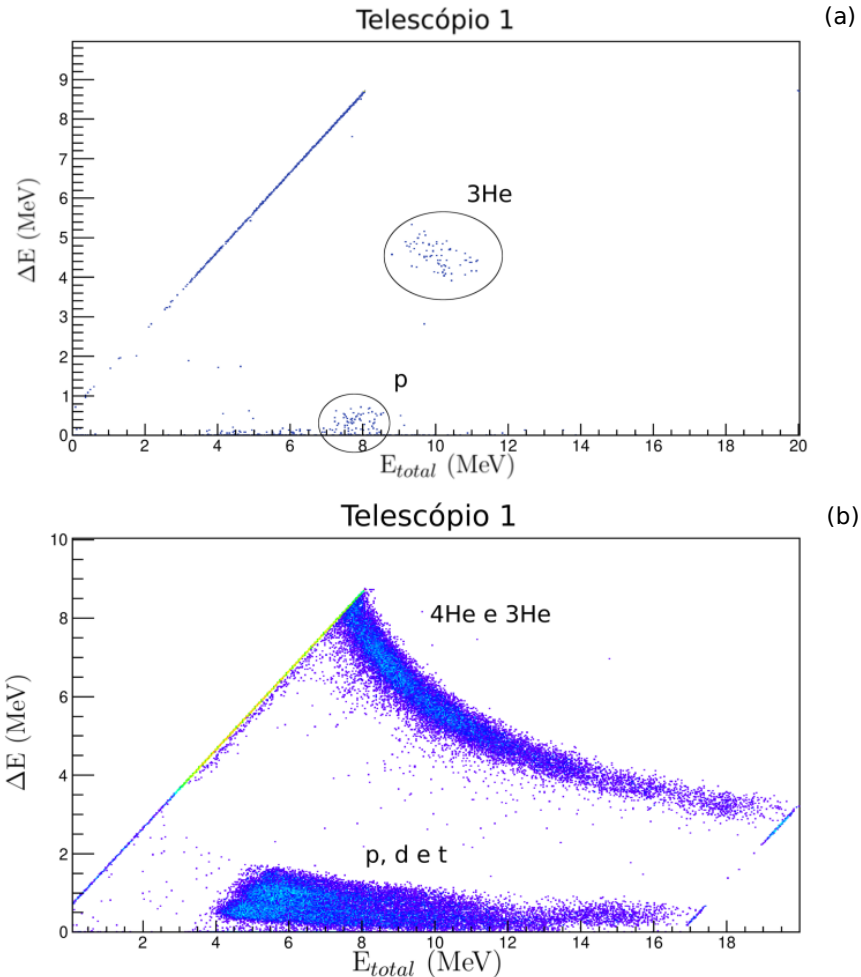


Figura 3.11: Espectros biparamétricos calibrados, do telescópio 1, obtidos durante medidas de (a) ${}^8\text{B}+{}^{197}\text{Au}$ e (b) ${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}$ com $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV e $\theta_{\text{lab}} = 45^\circ$.

Foram observados cortes em energias abaixo de 4 MeV para o telescópio 1 e 8 MeV para o telescópio 3, porém na região entre 8 e 15 MeV ambos apresentaram contagens equivalentes. Isso deve-se ao *threshold* eletrônico, que define o limite mínimo de sinal de tempo que forma o *gate*, usado para diminuir o ruído e manter o tempo morto do sistema de aquisição controlável ($\geq 5\%$). Como o *gate* era formado tanto pelo detector E quanto pelo ΔE , a partícula que entrasse nos detectores nos intervalos $0 < \Delta E \leq \Delta E_{\text{thresh}}$ e $0 < E \leq E_{\text{thresh}}$ não seria processada pelo sistema de aquisição, formando uma "caixa" onde não haveriam contagens no espectro biparamétrico, como pode ser observado na Figura 3.11(b).

3.4.1 Resolução em energia.

A resolução em energia do feixe secundário depende de alguns fatores principais: a reação de produção, o processo de perda de energia no alvo primário, a aceitação angular e de rigidez magnética do solenoide. O peso de cada um desses processos na resolução final depende de cada feixe e da reação de produção. Em muitos casos, os fatores mais importantes são a largura energética causada pela produção do feixe secundário no começo e final do alvo de produção ($\sim 62\% - 84\%$) e o *straggling*. A segunda contribuição mais importante é causada pela aceitação angular do primeiro solenoide ($2^\circ - 6^\circ$) que aumenta a largura da distribuição em energia ($\sim 12\% - 35\%$). Além disso, a resolução final do experimento é afetada pelos processos de perda de energia, pela cinemática de espalhamento no alvo secundário (alargamento cinemático), e pela resolução do sistema de detecção (ruído da eletrônica). Através das projeções dos espectros calibrados em E_{total} , é possível medir a resolução em energia dos feixes secundários obtidos neste experimento (Tabela 3.6).

Tabela 3.6: Resoluções em energia experimentais obtidas e intensidades médias dos feixes secundários ao longo do experimento.

Experimento	Isótopo	Estado de Carga	FWHM (MeV)	Intensidade (pps)
$^{10}\text{Be} + ^9\text{Be}$	^6Li	3+	0.905	$2,5 \cdot 10^3$
	^7Li	3+	0.878	$1,6 \cdot 10^4$
	^8Li	3+	0.751	$1,8 \cdot 10^3$
	^9Be	4+	1.230	$2,1 \cdot 10^4$
	^{10}Be	4+	1.031	$3,0 \cdot 10^4$
	^{11}B	5+	1.423	$1,2 \cdot 10^4$
	^{12}B	5+	1.244	$2,2 \cdot 10^4$
$^8\text{B} + ^9\text{Be}$	^6Li	3+	1.903	$2,8 \cdot 10^6$
	^7Be	4+	1.874	$2,8 \cdot 10^4$
	^8B	5+	1.683	$4,0 \cdot 10^3$

3.4.2 Ângulo Sólido e Resolução Angular

Nos experimentos $^{10}\text{Be} + ^9\text{Be}$ realizados, ambos telescópios receberam um par de colimadores com 3×6 mm, produzindo um ângulo sólido⁴ de $\Delta\Omega \approx 5$ msr e uma abertura angular geométrica $\delta\theta_{\text{lab}} \approx 1,3^\circ$. No experimento $^8\text{B} + ^9\text{Be}$, os mesmos

⁴Em relação à um centro espalhador pontual no alvo secundário.

colimadores foram utilizados no telescópio 2. Enquanto nos telescópios 1 e 3 foram utilizados colimadores de 6×6 mm, que produziram um ângulo sólido de $\Delta\Omega \approx 8$ msr e uma aceitação angular geométrica de $\delta\theta_{\text{lab}} \approx 2,6^\circ$.

Além dos fatores geométricos, a aceitação angular efetiva dos detectores é causada principalmente pela divergência do feixe secundário produzido pelo RIBRAS ($1,3^\circ - 4,0^\circ$). Esta tem origem no intervalo angular de aceitação do feixe produzido ($2^\circ - 6^\circ$) e pela magnificação causada pelo solenoide. A aceitação angular efetiva ($\delta\theta_{\text{eff}}$) pode ser obtida através de um código chamado **RIBRAS1** [30], escrito pelo *Prof. Dr. Rubens Lichtenthäler*, que realiza cálculos de Monte Carlo simulando o feixe espalhado no alvo de ouro levando em consideração os fatores descritos acima. O resultado da simulação pode ser visto na Fig. 3.12 e com isso foi obtido que $\delta\theta_{\text{eff}} \approx 2,9^\circ$ no referencial do laboratório ($\text{FWHM} = 2,355 * \delta\theta_{\text{eff}}$).

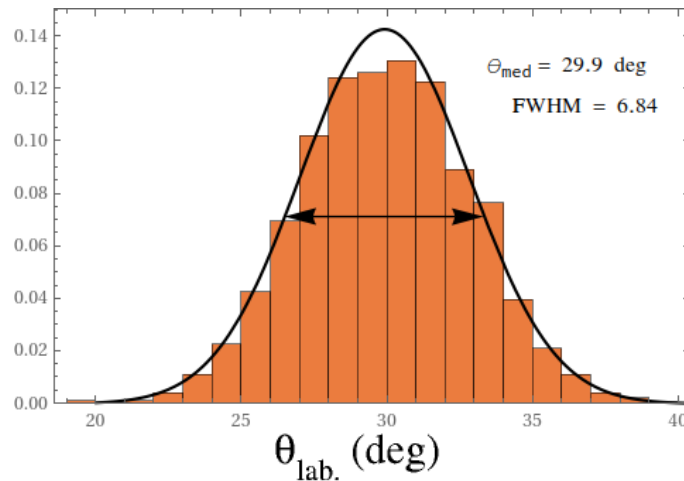


Figura 3.12: Distribuição angular obtida pela simulação Monte Carlo realizada pelo RIBRAS1.

A aceitação angular final dos telescópios e a diminuição exponencial da seção de choque produzem um aumento significativo no número de contagens do detector para as medidas com alvo de ^{197}Au em ângulos abaixo de 20° . Por isso, o programa **RIBRAS1** também efetua uma estimativa do ângulo médio de espalhamento, sendo esta correção mais importante quanto mais frontal for realizada a medição. A Fig. 3.12 mostra a centroide da distribuição, bastante próxima do ângulo nominal de espalhamento ($\theta_n \approx 30^\circ$). Os resultados desta correção podem ser vistos nas distribuições angulares em alvos de ouro nas próximas seções.

3.5 Distribuições Angulares.

3.5.1 Cálculo da seção de choque experimental

A expressão da seção de choque diferencial em ângulo experimental é fornecida abaixo [31]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_d J}{\Delta\Omega N_f N_a} \quad (3.2)$$

onde N_d é o número de contagens do pico de interesse no detector, J é o Jacobiano de conversão do referencial do laboratório para o centro de massas, $\Delta\Omega$ é o ângulo sólido de medição, N_f é o número de partículas do feixe secundário que incide no alvo durante toda a medida e N_a é o número de partículas por centímetro quadrado do alvo.

O número de partículas do feixe secundário incidente (N_f) é obtido pelo produto da eficiência média de produção ($\bar{\epsilon}$) e o número de partículas de feixe primário incidente no alvo primário (N_p), medida pelo copo de Faraday. A eficiência é um número da ordem de $\approx 10^{-7}$ para os feixes secundários do RIBRAS e pode ser medida diretamente, colocando um telescópio em zero grau na câmara de espalhamento secundária e reduzindo-se o feixe primário para correntes menores do que 1 nA, ou indiretamente, através do espalhamento do feixe secundário em um alvo de ^{197}Au , ou de qualquer outro elemento pesado onde a seção de choque seja puro Rutherford.

A expressão da seção de choque experimental (Eq. (3.2)) pode ser reescrita para o espalhamento Rutherford nos alvos de ouro:

$$N_f = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{Ruth}}} \right)^{-1} \frac{N_d J}{\Delta\Omega N_a}$$

como o feixe secundário incidente é proporcional ao feixe primário ($N_f = \epsilon N_p$), podemos introduzir o fator de eficiência de produção na equação acima:

$$\epsilon N_p = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{Ruth}}} \right)^{-1} \frac{N_d J}{\Delta\Omega N_a}$$

onde o número de partículas do feixe primário pode ser obtido através da leitura do integrador do copo de Faraday⁵ (I) por um fator de conversão:

$$\epsilon \left(\frac{10^{-10}}{Q_p e} \right) I = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{Ruth}}} \right)^{-1} \frac{N_d J}{\Delta\Omega N_a}$$

⁵O termo em parênteses à esquerda é o fator de conversão da leitura do copo de Faraday.

Q_p é o estado de carga do feixe primário e e a carga elementar. Por fim, reorganizando a equação:

$$\epsilon = \left[\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{Ruth}}} \right)^{-1} \left(\frac{Q_p e}{10^{-10}} \right) \frac{J}{\Delta\Omega N_a} \right] \frac{N_d}{I} \quad (3.3)$$

Calculando a média das eficiências obtidas por todas as medidas realizadas, obtém-se a eficiência média de produção ($\bar{\epsilon}$). A partir desta equação, pode-se escrever a relação:

$$\gamma N_d = \epsilon I \quad (3.4)$$

onde γ é uma constante que só depende do ângulo e é igual ao termo em colchetes apresentado na Eq. (3.3). Esta relação expõe a dependência linear entre o número de contagens no detector, multiplicado por uma constante (γN_d), e a leitura do copo de Faraday. Esta linearidade foi utilizada para controle da eficiência de produção ao longo das medidas.

Dividindo a Eq. (3.2) para o alvo de interesse (${}^9\text{Be}$) por sua versão para o espalhamento Rutherford no alvo de ${}^{197}\text{Au}$, obtém-se⁶:

$$\sigma_{\text{Be}} = \sigma_{\text{Ruth}}^{\text{Au}} \left(\frac{N_{\text{Be}}}{N_{\text{Au}}} \right)_d \left(\frac{J_{\text{Be}}}{J_{\text{Au}}} \right) \left(\frac{N_{\text{Au}}}{N_{\text{Be}}} \right)_a \left(\frac{N_{\text{Au}}}{N_{\text{Be}}} \right)_f$$

Como para ambas as medidas são feitas com a mesma geometria de detecção, essa expressão é independente do ângulo sólido ($\Delta\Omega$). Novamente, o feixe secundário é proporcional ao integrador por um fator constante ($N_f = \alpha I$), relacionado à eficiência de produção e constantes de conversão, e tem valores iguais em runs próximos:

$$\sigma_{\text{Be}} = \sigma_{\text{Ruth}}^{\text{Au}} \left(\frac{N_{\text{Be}}}{N_{\text{Au}}} \right)_d \left(\frac{J_{\text{Be}}}{J_{\text{Au}}} \right) \left(\frac{N_{\text{Au}}}{N_{\text{Be}}} \right)_a \left(\frac{I_{\text{Au}}}{I_{\text{Be}}} \right)$$

dividindo ambos os lados por $\sigma_{\text{Ruth}}^{\text{Be}}$:

$$\frac{\sigma_{\text{Be}}}{\sigma_{\text{Ruth}}^{\text{Be}}} = \frac{\sigma_{\text{Ruth}}^{\text{Au}}}{\sigma_{\text{Ruth}}^{\text{Be}}} \left(\frac{N_{\text{Be}}}{N_{\text{Au}}} \right)_d \left(\frac{J_{\text{Be}}}{J_{\text{Au}}} \right) \left(\frac{N_{\text{Au}}}{N_{\text{Be}}} \right)_a \left(\frac{I_{\text{Au}}}{I_{\text{Be}}} \right) \quad (3.5)$$

Com isso obtém-se a seção de choque experimental normalizada pela seção de choque Rutherford. Os dados experimentais serão apresentados a seguir comparados com dados obtidos na literatura, em muitos casos em energias diferentes devido à falta de referência destes sistemas e não havendo nenhuma necessidade de haver compatibilidade entre os dados em diferentes energias.

⁶Aqui foi usada a notação $\sigma = \frac{d\sigma}{d\Omega}$.

${}^6\text{Li}+{}^9\text{Be}$

Os dados experimentais do ${}^6\text{Li}$ com $E_{\text{lab}} = 11,2$ MeV apresentaram problemas quanto à produção do feixe secundário. Foi observado que não havia apenas um regime de linearidade entre o feixe primário e o feixe secundário produzido, como pode ser observado na Fig. 3.13. Esta variação não ocorreu de forma isolada,

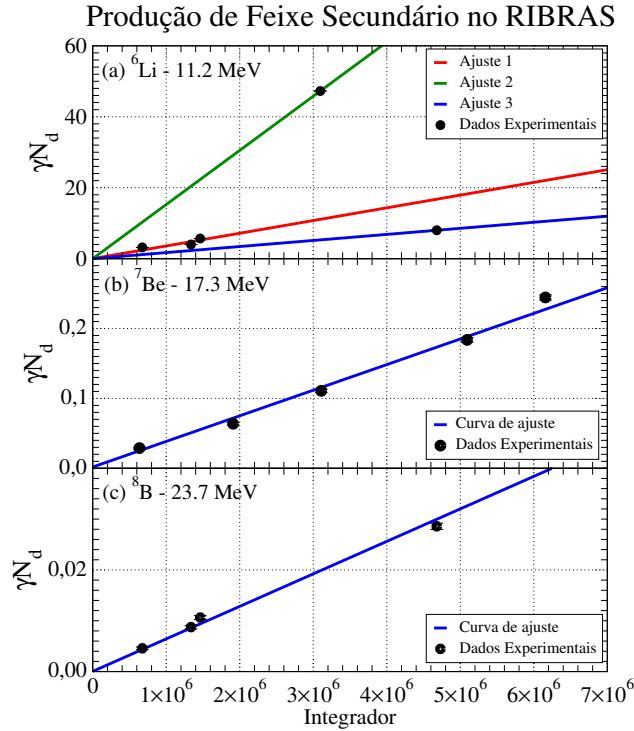


Figura 3.13: Linearidade observada na produção do feixe secundário de (a) ${}^6\text{Li}$ em $\theta_{\text{lab}} = 12^\circ$, (b) ${}^7\text{Be}$ em $\theta_{\text{lab}} = 18^\circ$ e (c) ${}^8\text{B}$ em $\theta_{\text{lab}} = 12^\circ$.

acontecendo em medidas com ambos os alvos e de forma aparentemente aleatória. A eficiência não constante durante a produção deste isótopo não permite a obtenção da distribuição angular experimental do espalhamento ${}^6\text{Li}+{}^{197}\text{Au}$. Este fato não alterou a produção dos outros isótopos (${}^7\text{Be}$ e ${}^8\text{B}$) durante este experimento, que permaneceram constantes (Fig. 3.13(a) e (b)). Por isso, foi concluído que essa variação da produção ocorreu por causa de pequenas mudanças no alinhamento do feixe primário seguidas pelo seu espalhamento nas folhas de *havar*, ocasionando em mudanças significativas no ângulo de aceitação efetivo do primeiro solenoide.

Os dados dos espalhamentos ${}^6\text{Li}+{}^{197}\text{Au}$ com $E_{\text{lab}} = 21,1$ e $25,7$ MeV não apresentaram problemas quanto à linearidade da produção e suas distribuições angulares puderam ser obtidas experimentalmente. Na Fig. 3.14 podem ser vistas as seções de choque normalizadas. As distribuições angulares experimentais do espalhamento

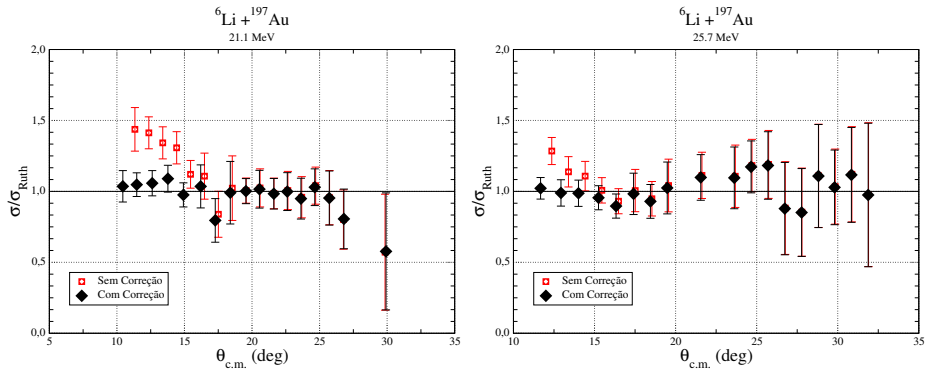


Figura 3.14: Distribuições angulares experimentais do sistema ${}^6\text{Li}+{}^{197}\text{Au}$ em $E_{\text{lab}} = 21,1$ e $25,7$ MeV.

${}^6\text{Li}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 11,2$, $21,1$ e $25,7$ MeV foram obtidas e podem ser observadas na Fig. 3.15. Os dados são comparados com dados da literatura obtidos por *Muskat et al* [32] com $E_{\text{lab}} = 18$ e 25 MeV, onde pode-se notar a compatibilidade dos mesmos.

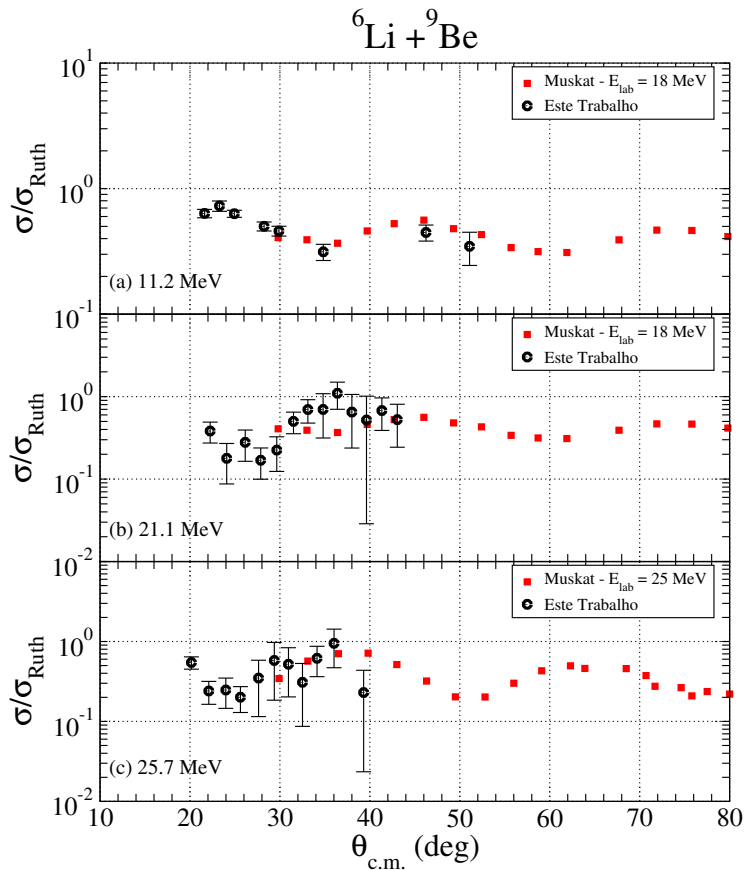


Figura 3.15: Distribuições angulares experimentais do sistema ${}^6\text{Li}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 11,2$ (a), $21,1$ (b) e $25,7$ MeV (c).

${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$

Os dados experimentais do espalhamento ${}^7\text{Li}+{}^{197}\text{Au}$ com $E_{\text{lab}} = 17,7$ e $21,9$ MeV foram reduzidos e as distribuições angulares foram obtidas:

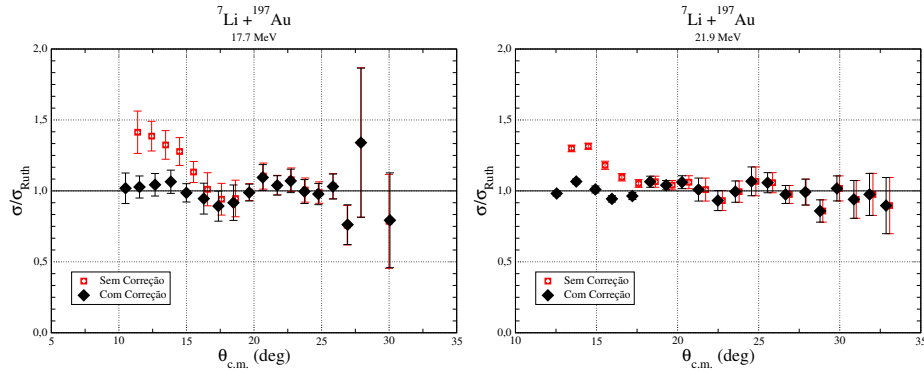


Figura 3.16: Distribuições angulares experimentais do sistema ${}^7\text{Li}+{}^{197}\text{Au}$ em $E_{\text{lab}} = 17,7$ e $21,9$ MeV.

Os dados obtidos do espalhamento elástico do sistema ${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$ com $E_{\text{lab}} = 17,7$ e $21,9$ MeV foram reduzidos e as seções de choque elásticas foram obtidas. Na Fig. 3.17 é possível ver a comparação dos dados obtidos neste trabalho com os publicados por *Verma et al* [33].

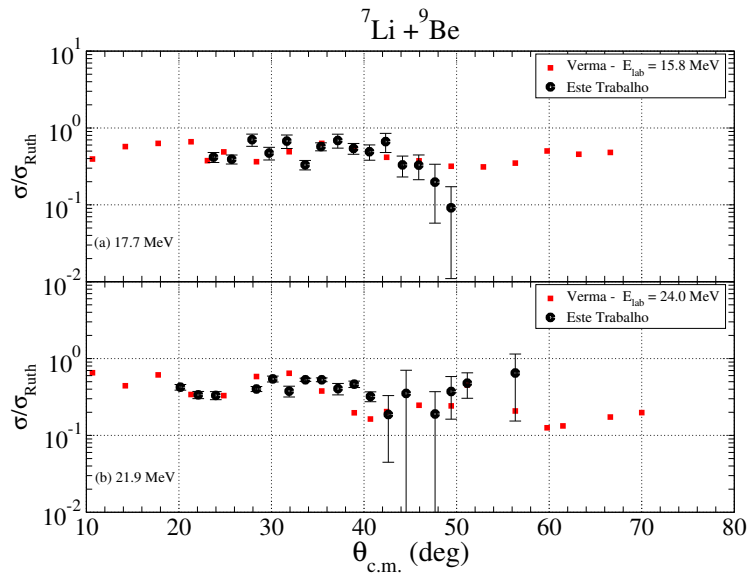


Figura 3.17: Distribuições angulares experimentais do sistema ${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 17,7$ (a) e $21,9$ MeV (b).

${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$

Os dados do espalhamento ${}^8\text{Li}+{}^{197}\text{Au}$ em $E_{\text{lab}} = 15,4$ e $18,9$ MeV foram reduzidos e podem ser observados abaixo:

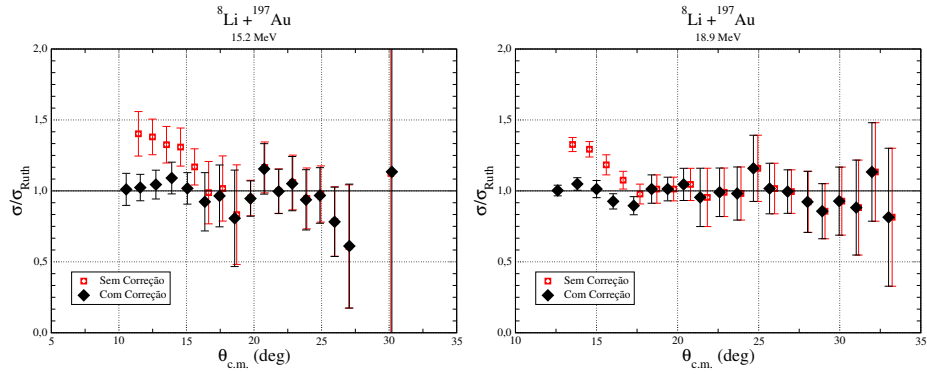


Figura 3.18: Distribuições angulares experimentais do sistema ${}^8\text{Li}+{}^{197}\text{Au}$ em $E_{\text{lab}} = 15,4$ e $18,9$ MeV.

Os dados de espalhamento elástico do sistema ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 15,4$ e $18,9$ MeV foram reduzidos e as distribuições angulares elásticas foram obtidas. Na Fig. 3.19 os dados deste trabalho são comparados com os obtidos por *Becchetti et al* [34], por *Mukherjee et al* [35] e por *Guimarães et al* [36].

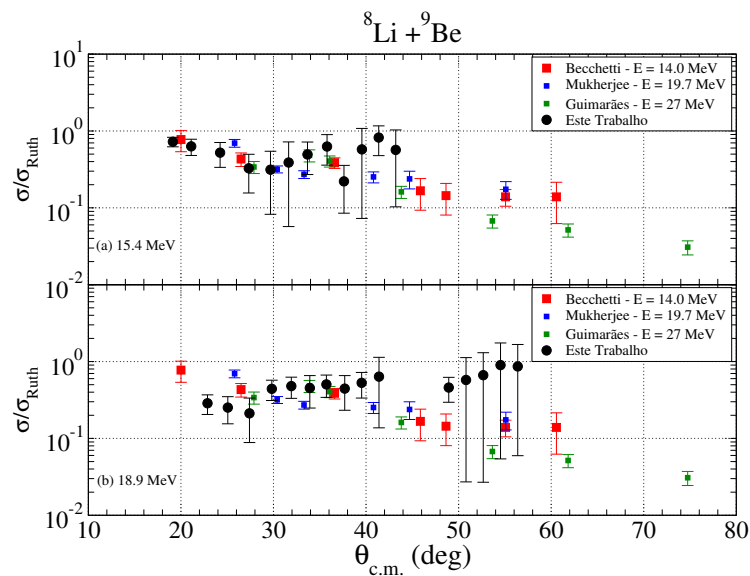


Figura 3.19: Distribuições angulares experimentais do sistema ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 15,4$ (a) e $18,9$ MeV (b).

${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$

Os dados experimentais do espalhamento ${}^7\text{Be}+{}^{197}\text{Au}$ em $E_{\text{lab}} = 17,3$ MeV foram reduzidos e a distribuição angular deste foi obtida:

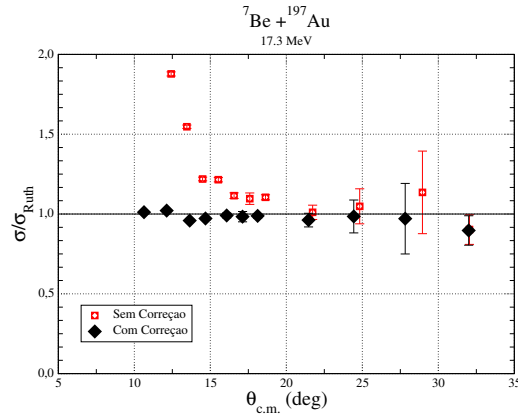


Figura 3.20: Distribuição angular experimental do sistema ${}^7\text{Be}+{}^{197}\text{Au}$ em $E_{\text{lab}} = 17,3$ MeV.

Os dados experimentais do feixe secundário de ${}^7\text{Be}$ com $E_{\text{lab}} = 17,3$ MeV espalhado em alvo de berílio foram reduzidos e podem ser observados na Fig. 3.21. Nesta imagem, também pode ser vista a comparação dos dados aqui obtidos com outros já publicados por *Verma et al* [33] nas energias de 17 e 19 MeV.

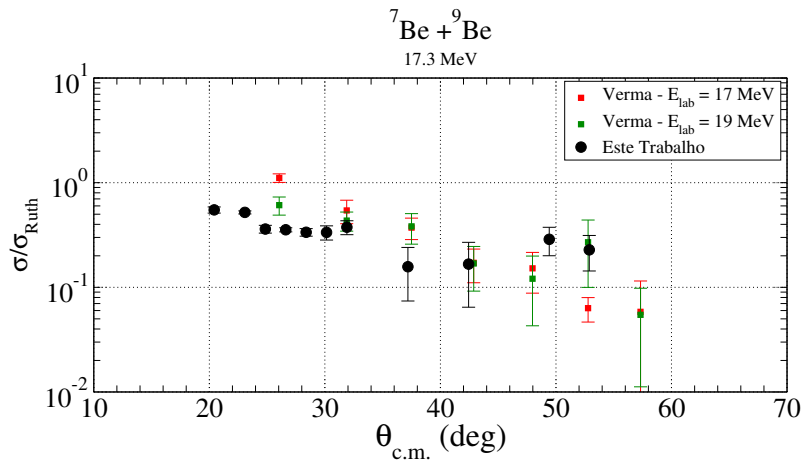


Figura 3.21: Distribuição angular experimental do sistema ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 17,3$ MeV.

${}^9\text{Be}+{}^9\text{Be}$

Os dados experimentais foram reduzidos e as distribuições angulares dos espalhamentos ${}^9\text{Be}+{}^{197}\text{Au}$ em $E_{\text{lab}} = 24,3$ e $30,1$ MeV foram obtidas:

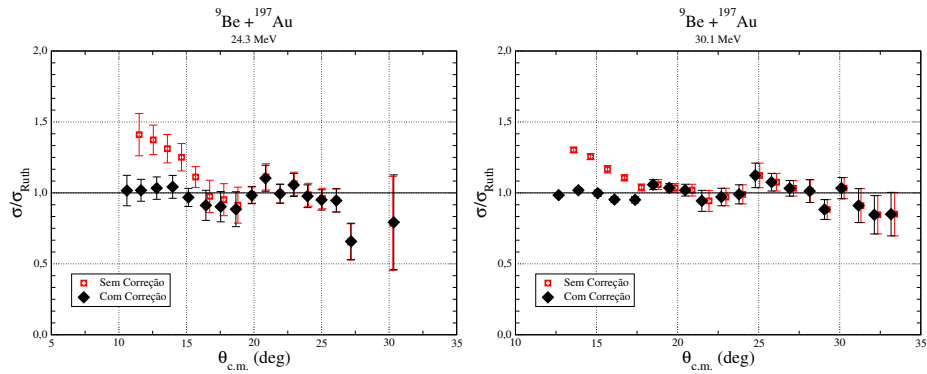


Figura 3.22: Distribuições angulares experimentais do sistema ${}^9\text{Be}+{}^{197}\text{Au}$ em $E_{\text{lab}} = 24,3$ e $30,1$ MeV.

Os dados experimentais dos espalhamento elástico ${}^9\text{Be}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 24,3$ e $30,1$ MeV foram reduzidos e as distribuições angulares foram obtidas. Na Fig. 3.23 são mostrados os dados obtidos neste trabalho comparados com os obtidos por *Omar et al* [37] em 35 MeV:

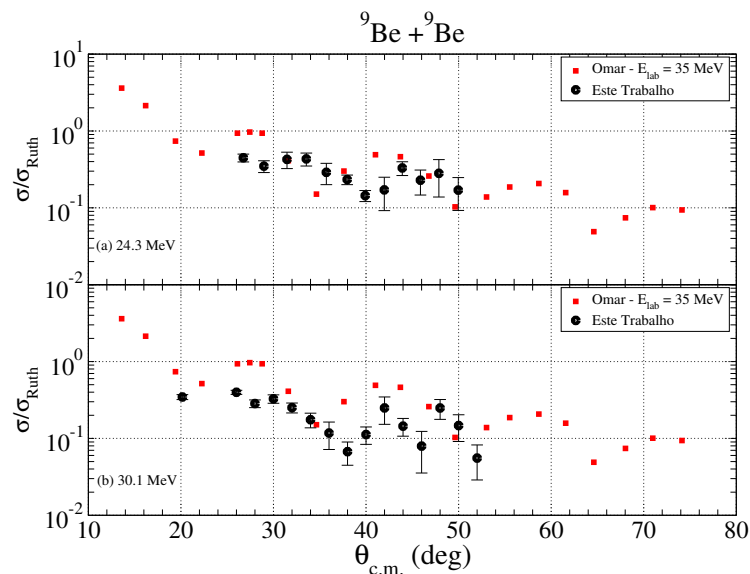


Figura 3.23: Distribuição angular experimental do sistema ${}^9\text{Be}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 24,3$ (a) e $30,1$ MeV (b).

$^{10}\text{Be}+^9\text{Be}$

Os dados experimentais obtidos foram reduzidos e as distribuições angulares dos espalhamentos $^{10}\text{Be}+^{197}\text{Au}$ em $E_{\text{lab}} = 21,8$ e $26,9$ MeV foram obtidas:

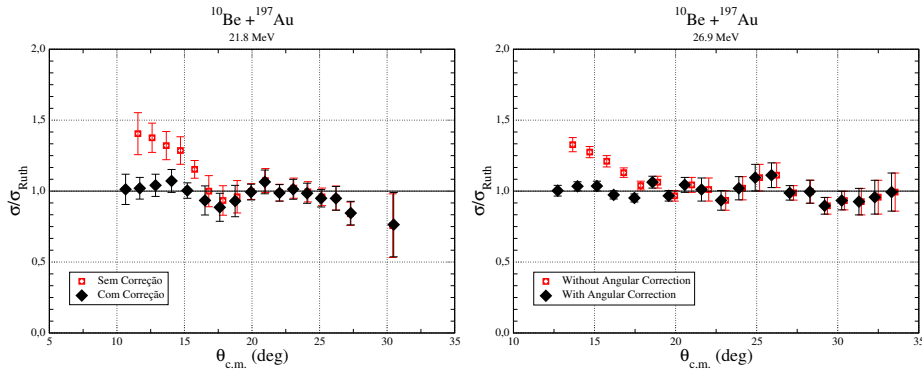


Figura 3.24: Distribuições angulares experimentais do sistema $^{10}\text{Be}+^{197}\text{Au}$ em $E_{\text{lab}} = 21,8$ e $26,9$ MeV.

Através da redução de dados já mencionada, as seções de choque diferenciais elásticas $^{10}\text{Be}+^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 21,8$ e $26,9$ MeV foram obtidas e podem ser observadas na Fig. 3.25. Até o momento da redação deste texto não foram encontradas referências sobre este sistema.

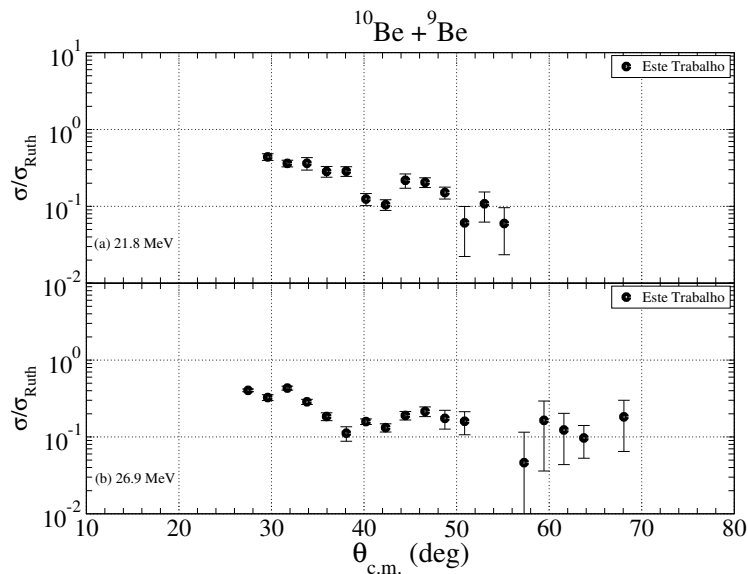


Figura 3.25: Distribuição angular experimental do sistema $^{10}\text{Be}+^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 21,8$ (a) e $26,9$ MeV (b).

${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}$

Os dados experimentais do espalhamento ${}^8\text{B}+{}^{197}\text{Au}$ em $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV foram reduzidos e a distribuição angular foi obtida.

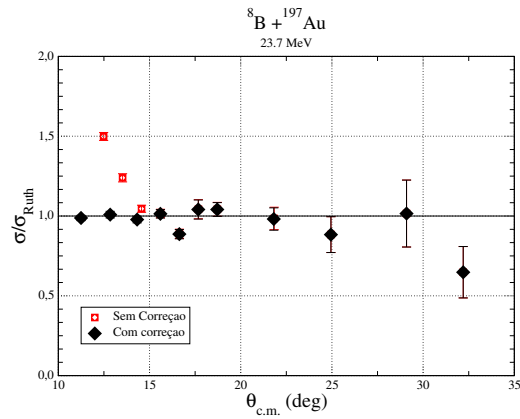


Figura 3.26: Distribuição angular experimental do sistema ${}^8\text{B}+{}^{197}\text{Au}$ em $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV.

Após a redução de dados experimentais, a seção de choque diferencial elástica foi obtida para o sistema ${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV e pode ser observada na Fig. 3.27. Até o momento da escrita deste texto, não foi encontrada nenhuma referência sobre este sistema na literatura.

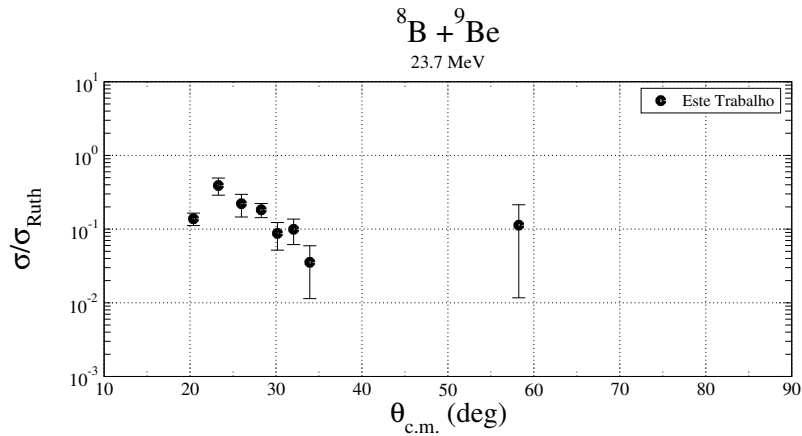


Figura 3.27: Distribuição angular experimental do sistema ${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV.

$^{11}\text{B}+^9\text{Be}$

Os dados experimentais foram reduzidos e a distribuição angular do sistema $^{11}\text{B}+^{197}\text{Au}$ em $E_{\text{lab}} = 31,4$ MeV foi obtida:

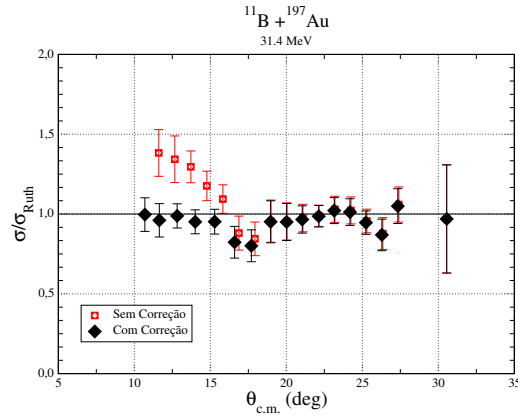


Figura 3.28: Distribuição angular experimental do sistema $^{11}\text{B}+^{197}\text{Au}$ em $E_{\text{lab}} = 31,4$ MeV.

Os dados brutos foram reduzidos e a distribuição angular do sistema $^{11}\text{B}+^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 31,4$ MeV foi obtida. A Fig. 3.29 mostra os dados obtidos neste trabalho comparados aos medidos por *Rudchik et al* [38] em 45 MeV.

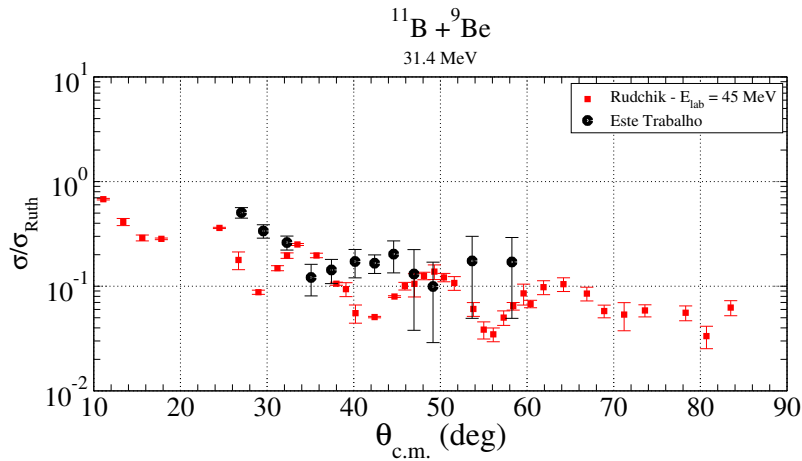


Figura 3.29: Distribuição angular experimental do sistema $^{11}\text{B}+^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 31,4$ MeV.

$^{12}\text{B}+^9\text{Be}$

Os dados experimentais dos espalhamento $^{12}\text{B}+^{197}\text{Au}$ em $E_{\text{lab}} = 28,3$ e $34,3$ MeV foram reduzidos:

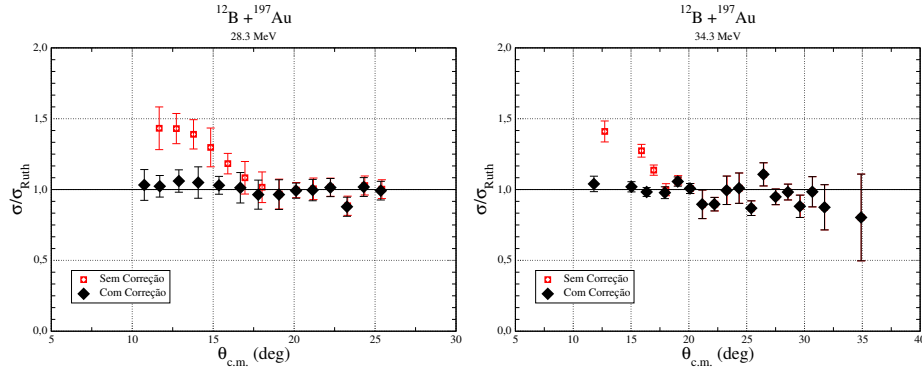


Figura 3.30: Distribuições angulares experimentais do sistema $^{12}\text{B}+^{197}\text{Au}$ em $E_{\text{lab}} = 28,3$ e $34,3$ MeV.

Finalmente, os dados do espalhamento $^{12}\text{B}+^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 28,3$ e $34,3$ MeV foram reduzidos, as seções de choque diferenciais elásticas foram obtidas e podem ser observadas na Fig. 3.31. Novamente, nenhuma referência deste sistema foi encontrada.

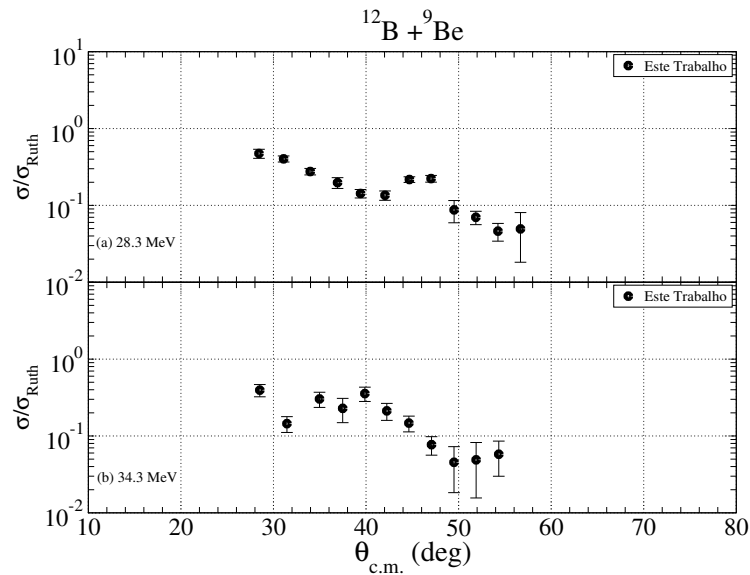


Figura 3.31: Distribuição angular experimental do sistema $^{12}\text{B}+^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 28,3$ (a) e $34,3$ MeV (b).

Como pode ser observado, os dados obtidos neste trabalho são coerentes com dados da literatura em energias próximas e, desta forma, usamos essa comparação

como um primeiro validador para nossos resultados. Em alguns casos, como os dados de ${}^9\text{Be}+{}^9\text{Be}$, a diferença em energia dos dados encontrados parece explicar a diferença no período angular das oscilações, uma vez que esta parece diminuir com o aumento da energia de espalhamento, que é o comportamento esperado⁷. No caso do espalhamento ${}^{11}\text{B}+{}^9\text{Be}$, a diferença em energia dos dados obtidos neste trabalho e da literatura é grande e poderia explicar a discrepância apresentada, mas nada pode ser afirmado devido à limitada variedade de energias deste sistema. Outro fator importante é a inexistência, até então, de referências da maioria dos sistemas instáveis aqui medidos, tornando estas as primeiras estimativas destas grandezas e mostrando que medidas de espalhamento elástico de feixes radioativos em alvos leves é um extenso campo a ser explorado.

3.6 Distribuições de Partículas Leves

A produção massiva de partículas leves no alvo de interesse observada durante o experimento ${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}$ é proveniente de reações nucleares (ver Fig. 3.11), já que essa quantidade e distribuição de partículas não é observada nas medidas com alvo de ouro. São candidatas as seguintes reações:

- Fusão completa entre o feixe secundário e o alvo de interesse seguida de evaporação de partículas leves;
- Reações de *breakup* de um próton do feixe de ${}^8\text{B}$ - $Q = 0,136$ MeV;
- Reações de *pick-up* de um nêutron do alvo de ${}^9\text{Be}$ seguida da quebra ${}^8\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha$;
- Reações de quebra ${}^7\text{Be} \rightarrow \alpha + {}^3\text{He}$ - $Q = 1,587$ MeV;
- Reações de *stripping* de um próton do projétil fracamente ligado de ${}^8\text{B}$ seguido da quebra ${}^7\text{Be} \rightarrow \alpha + {}^3\text{He}$.

A faixa de isótopos do hidrogênio observada nos espectros da Figs. 3.11 é bastante interessante, pois apresenta uma distribuição de energia típica de um processo de evaporação. Além disso, apenas a fusão completa seguida de evaporação de partículas leves tem seções de choque altas o suficiente para produzir esta quantidade

⁷O período angular é inversamente proporcional ao momento angular Grazing, que cresce com a energia.

de partículas. Nos próximos capítulos será apresentada a análise destes dados, realizadas com modelos de evaporação, que mostrou que se trata realmente do processo de fusão nuclear e, portanto, a partir de agora esses dados serão referenciados desta forma.

Seção de Choque Experimental Duplamente Diferencial

Para estudar o perfil energético e angular dos picos nos espectros experimentais, a seção de choque duplamente diferencial em ângulo sólido e energia pode ser obtida experimentalmente através da expressão:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} \cong \frac{N_d J}{\Delta E \Delta \Omega N_f N_a}$$

onde ΔE é, neste caso, o intervalo em energia adotado. Através de manipulações algébricas análogas às realizadas anteriormente, obtém-se:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \frac{\sigma_{\text{Ruth}}^{\text{Au}}}{\Delta E} \left(\frac{N_{\text{Be}}}{N_{\text{Au}}} \right)_d \left(\frac{J_{\text{Be}}}{J_{\text{Au}}} \right) \left(\frac{N_{\text{Au}}}{N_{\text{Be}}} \right)_a \left(\frac{I_{\text{Au}}}{I_{\text{Be}}} \right) \quad (3.6)$$

Com isso, as seções de choque duplamente diferenciais foram obtidas e serão apresentadas adiante. As distribuições angulares foram calculadas através da integração dos resultados teóricos normalizados, minimizando o valor de χ^2 . Isso foi feito devido ao intervalo em energia que não há contagens devido ao *threshold* eletrônico.

Identificação e separação das contagens

Para tentar separar as contribuições dos prótons, dêuterons e trítios, é possível reparametrizar o eixo das ordenadas do espectro biparamétrico, removendo a dependência hiperbólica entre ΔE e E_{total} (ver Eq. (2.4)) e fazendo com que as faixas se alinhem horizontalmente. A parametrização utilizada é da forma [39]:

$$C(M, Z) = (E_{\text{total}})^b - (E_{\text{total}} - \Delta E)^b \quad (3.7)$$

onde $b = 1.65$ neste caso (Fig. 3.32(a)). Projetando a faixa em $C(M, Z)$, as contagens de cada componente (p, d e t) foram obtidas através do Método da Máxima Verossimilhança para o ajuste de três curvas Gaussianas (Fig. 3.32(b)). Os parâmetros ajustados foram o número de contagens e a largura de cada curva, o centroide foi calculada pela perda de energia média dos prótons, dêuterons e trítios nos detectores. As curvas ajustadas que cerca de 50% do total de contagens é devido aos prótons, 42% aos dêuterons e os trítios correspondem aos 8% restantes, estes valores têm dependência angular:

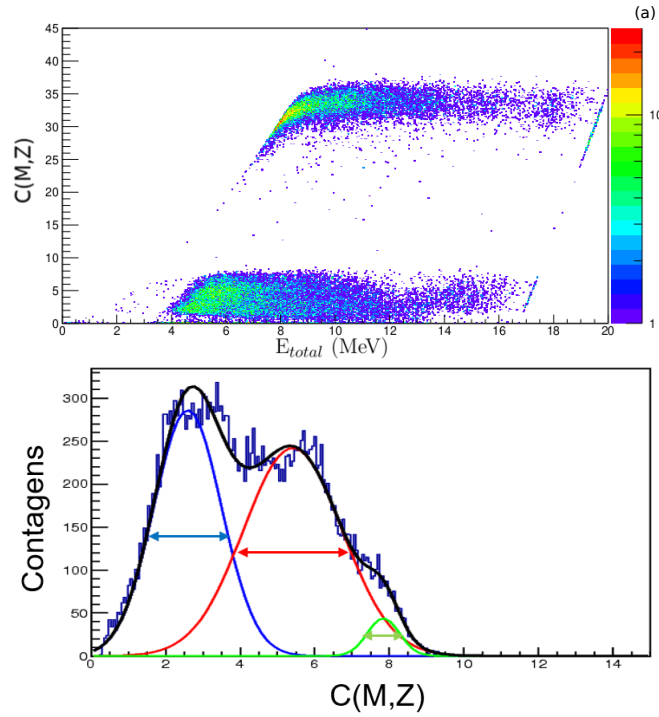


Figura 3.32: Dados obtidos pelo telescópio 1 em 45 graus com alvo secundário de ^9Be . Mostrando o (a) espectro biparamétrico em função da grandeza $C(M,Z)$ e (b) a projeção em $C(M,Z)$ com os ajustes obtidos e a largura de cada curva.

Para obter informações sobre a contribuição que cada isótopo do feixe secundário (^6Li , ^7Be e ^8B) teve na produção destas partículas leves, foram realizadas medições sem a presença do alvo de produção. Desta forma, apenas o feixe de ^6Li foi selecionado pelo solenoide e a sua contribuição pôde ser obtida. Porém, como já visto, a eficiência deste feixe secundário variou muito durante este experimento, fazendo com que a sua contribuição na produção de partículas leves também variasse.

Através das medidas em alvo de ouro e da seção de choque elástica obtida para o sistema $^6\text{Li}+^9\text{Be}$ com $E_{\text{lab}} = 11,2$ MeV, pôde-se estimar a intensidade do feixe incidente de ^6Li . Por fim, através da divisão do número de contagens de cada isótopo do hidrogênio, normalizada pelo feixe incidente de ^6Li , em medidas realizadas com (*cg*) e sem (*sg*) o alvo primário gasoso, pode-se estimar a porcentagem de prótons, dêuterons e trítios devido às reações do sistema $^6\text{Li}+^9\text{Be}$.

$$r_{^6\text{Li}}^p = \frac{(n_p/N_{^6\text{Li}})_{sg}}{(n_p/N_{^6\text{Li}})_{cg}} \quad (3.8)$$

Esta estimativa mostrou que a taxa de partículas provenientes do feixe incidente de ^6Li oscilava, de 15% a cerca de 97%. Na Fig. 3.33 pode ser vista a razão dada na Eq. (3.8) em função do ângulo de medição para os prótons. Por fim, as

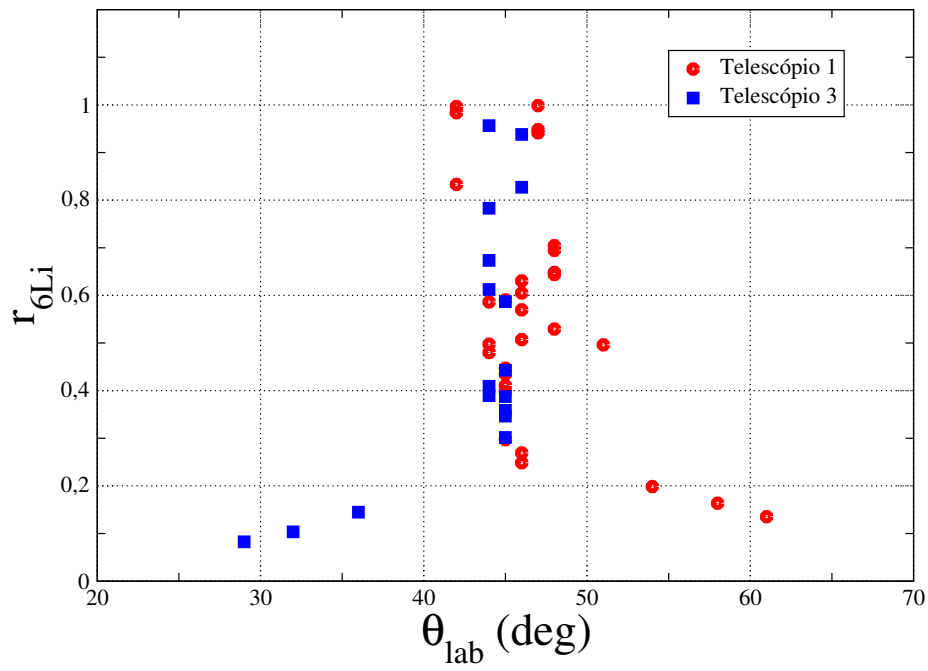


Figura 3.33: Razão entre o número de prótons, normalizado pelo feixe incidente de ${}^6\text{Li}$, de runs sem e com o alvo de produção.

distribuições angulares e em energia dos prótons, dêuterons e trítios foram obtidas com a metodologia apresentada anteriormente.

3.6.1 Provenientes do Feixe Secundário de ${}^6\text{Li}$

As seções de choque duplamente diferenciais em ângulo sólido e energia para os prótons provenientes do feixe secundário de ${}^6\text{Li}$ podem ser observados na Fig. 3.34. Integrando em energia as seções de choque duplamente diferenciais, a distribuição angular destes dados foi obtida e pode ser observada também na Fig. 3.34:

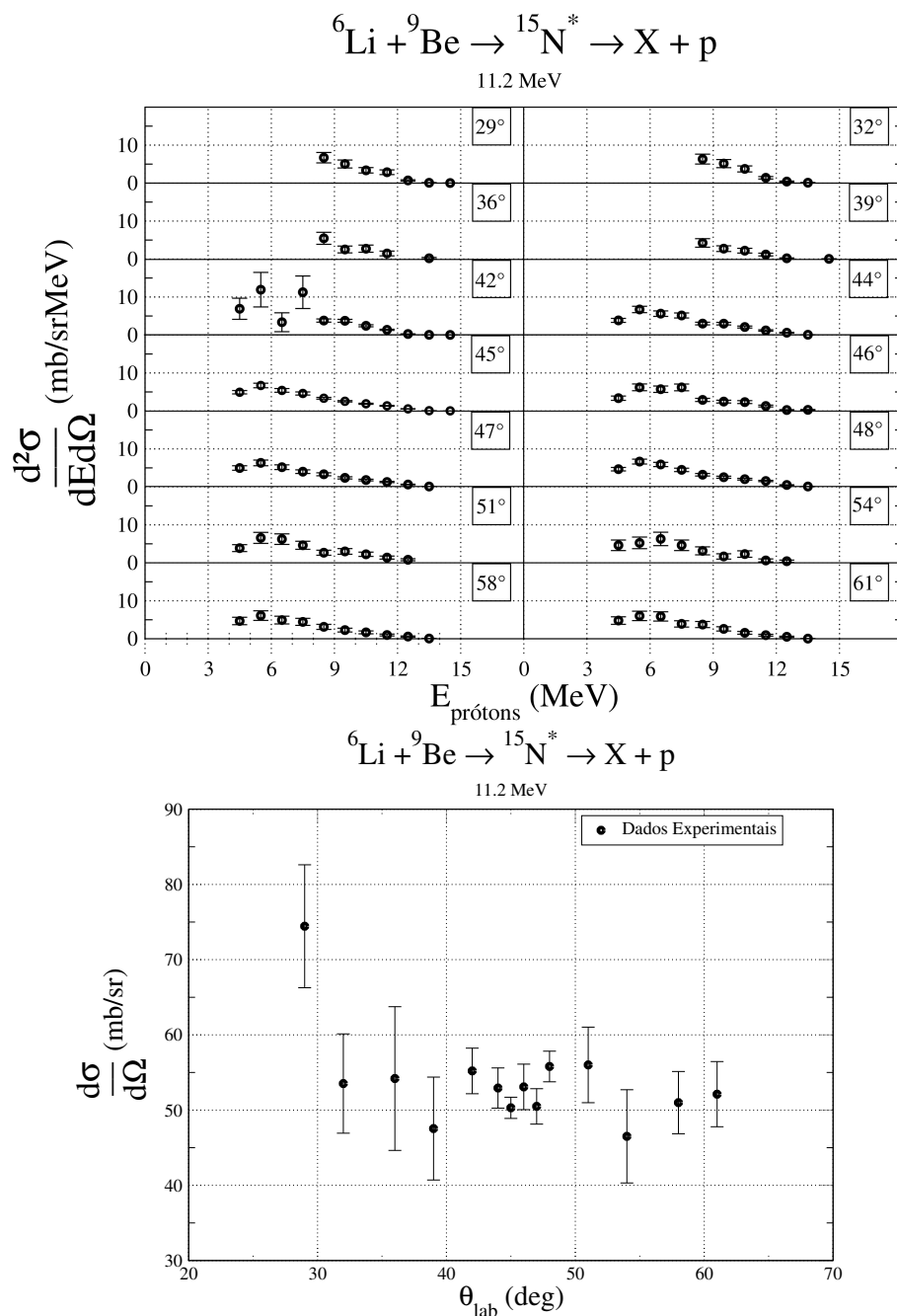


Figura 3.34: Seção de choque duplamente diferencial e distribuição angular de prótons resultantes do sistema ${}^6\text{Li}+{}^9\text{Be}$.

A seção de choque duplamente diferencial dos dêuterons foi experimentalmente obtida e pode ser observada na Fig. 3.35. A distribuição angular foi obtida e também pode ser vista na Fig. 3.35.

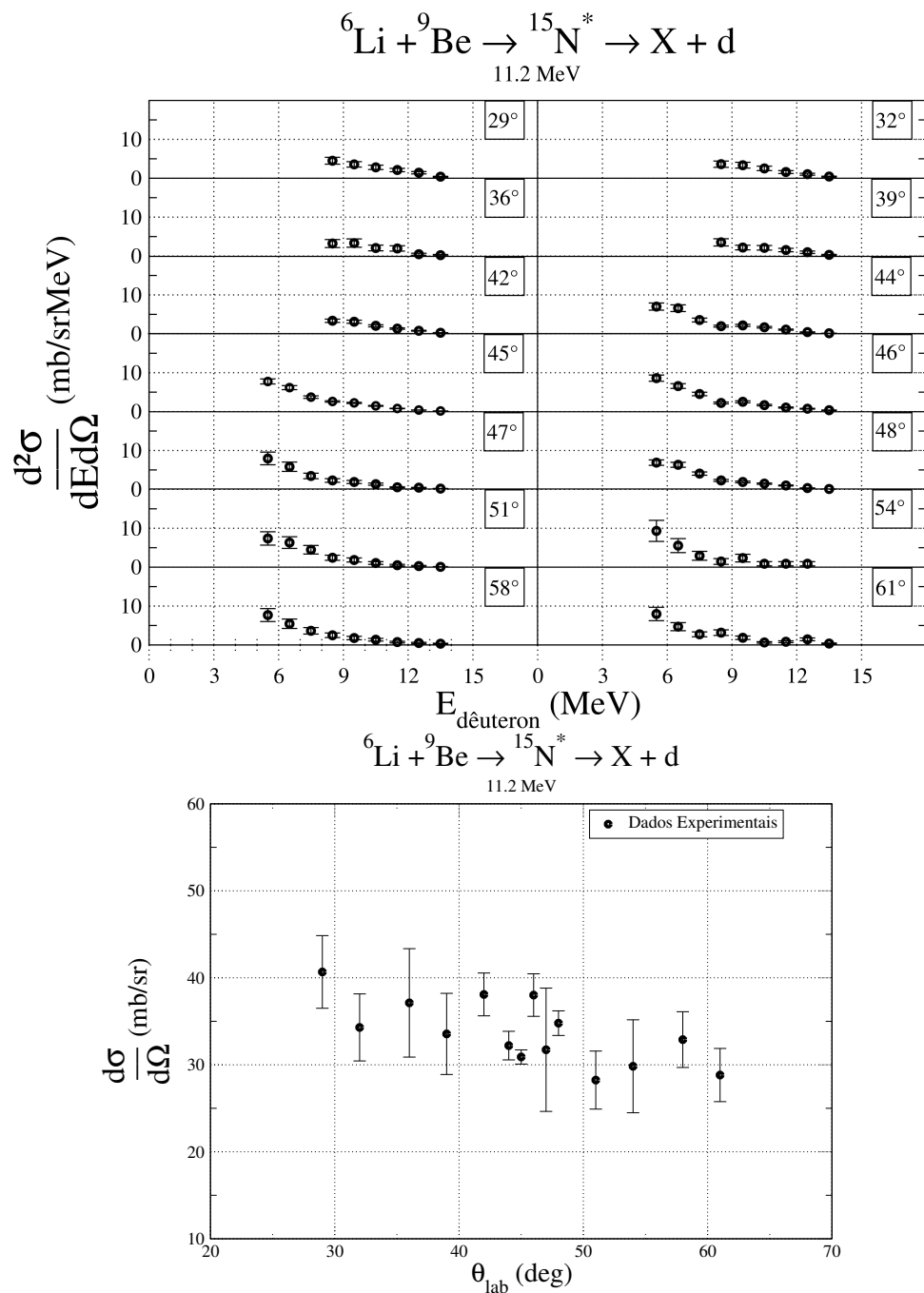


Figura 3.35: Seção de choque duplamente diferencial e distribuição angular de dêuterons resultantes do sistema ${}^6\text{Li} + {}^9\text{Be}$.

As seções de choque duplamente diferenciais dos trítios foram obtidas e podem ser observadas na Fig. 3.36. A distribuição angular foi obtida e também pode ser observada na Fig. 3.36:

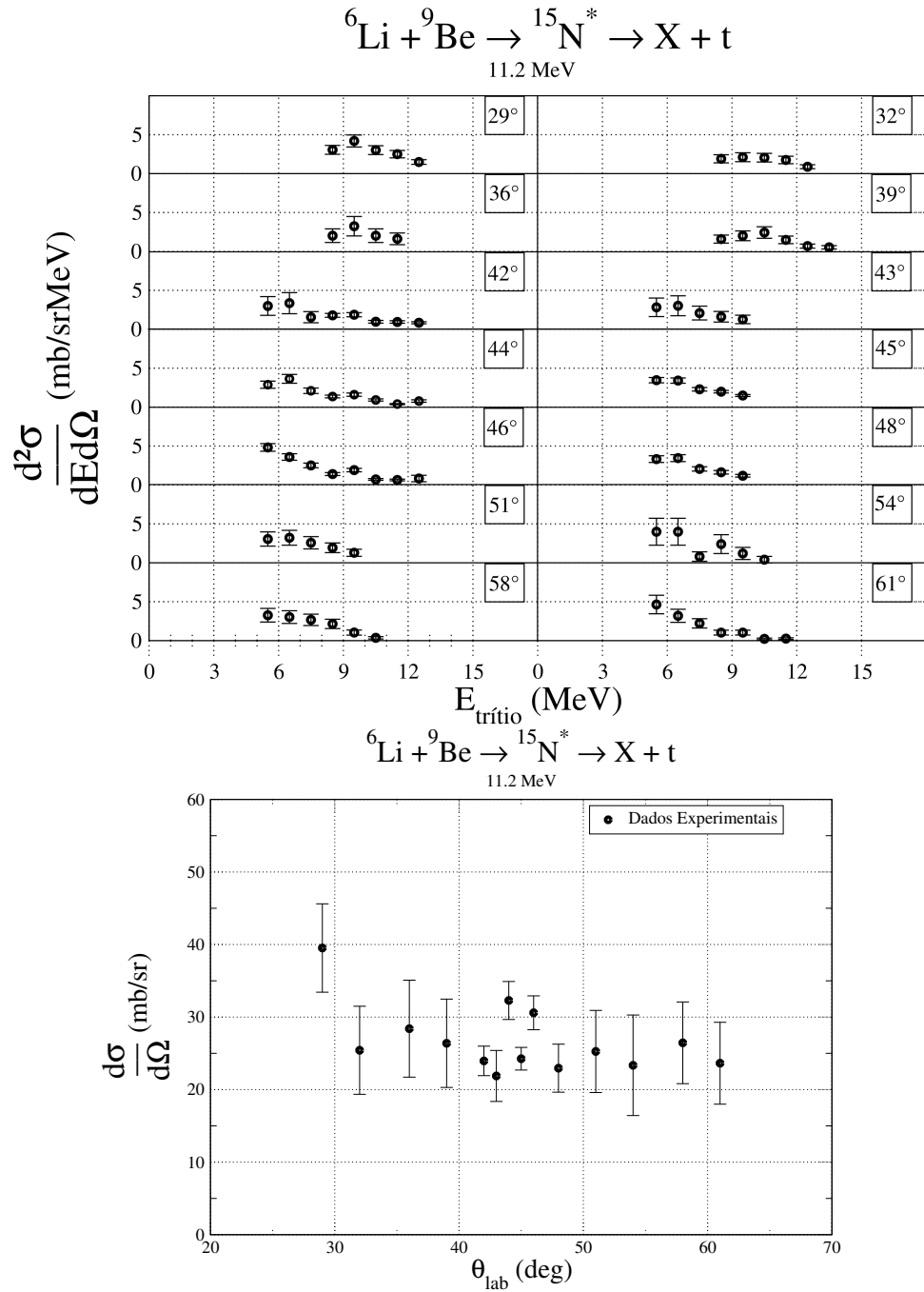


Figura 3.36: Seção de choque duplamente diferencial e distribuição angular de trítios resultantes do sistema ${}^6\text{Li} + {}^9\text{Be}$.

3.6.2 Provenientes dos Feixes Secundários de ${}^7\text{Be}$ e ${}^8\text{B}$

Nos casos onde a porcentagem de partículas proveniente do feixe secundário de ${}^6\text{Li}$ era da ordem de $\approx 95\%$, é impossível a separação experimental das outras contribuições devido ao erro estatístico de medição. Nas medidas extremas, com ângulos abaixo de 40° e acima de 52° , as estimativas dessa contribuição foram abaixo de 20% , porém seções de choque e incertezas muito grandes foram obtidas. Apesar da estimativa de sua contribuição, a instabilidade na produção do feixe secundário de ${}^6\text{Li}$, acompanhado do fato de ser o feixe mais intenso deste coquetel, ainda contamina estes dados, sendo necessária uma medida com feixe mais estável. Porém, em alguns casos onde essa contribuição era da ordem de 50% , foi possível a estimação de um limite superior das seções de choque de fusão dos sistemas ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ e ${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}$.

Através das eficiências de produção dos feixes secundários de ${}^7\text{Be}$ e ${}^8\text{B}$, foram obtidos os números de partículas dos feixes incidentes durante os runs. Com isso, as seções de choque duplamente diferenciais puderam ser estimadas em alguns ângulos. Como os dados experimentais não podem ser separados ($N_p = N_p^{7\text{Be}} + N_p^{8\text{B}}$), a seção de choque experimental no referencial do laboratório foi obtida pela expressão:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \frac{N_{7\text{Be}} + N_{8\text{B}}}{\Delta E \Delta \Omega (N_f^{7\text{Be}} + N_f^{8\text{B}}) N_a}$$

onde N_f foi calculado como a soma das contagens dos feixes incidentes de ${}^7\text{Be}$ e ${}^8\text{B}$.

Estimativas das seções de choque duplamente diferencial e da distribuição angular dos prótons resultantes dos sistemas ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ e ${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}$ foi experimentalmente obtida e pode ser observada na Fig. 3.37:

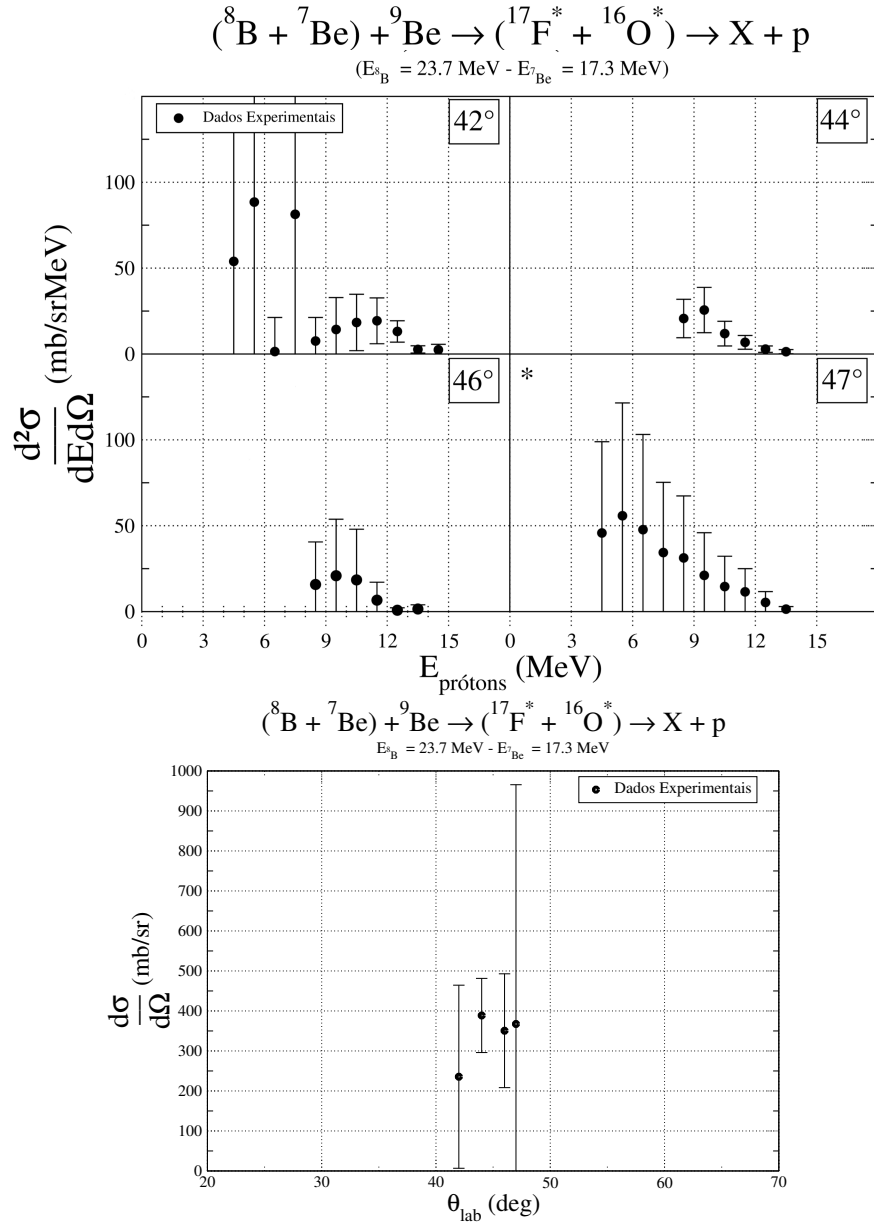


Figura 3.37: Seção de choque duplamente diferencial (a) e distribuição angular (b) dos prótons resultantes dos sistemas ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ e ${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}$.

Estimativas da seção de choque duplamente diferencial e da distribuição angular dos dêuterons resultantes dos sistemas ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ e ${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}$ foi experimentalmente obtida e pode ser observada na Fig. 3.38:

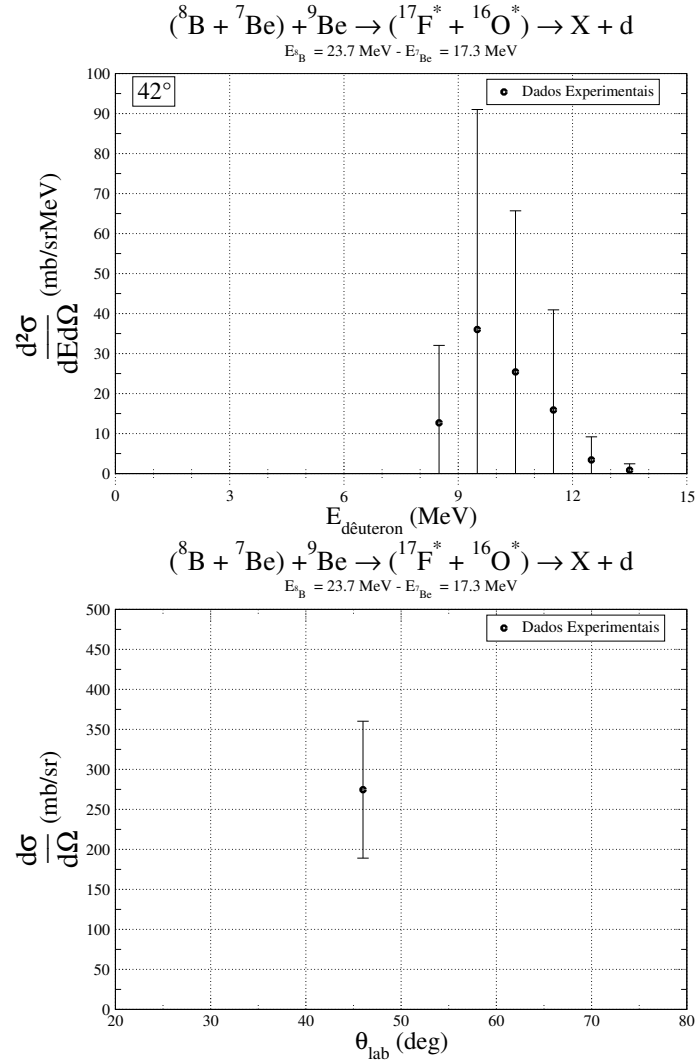


Figura 3.38: Seção de choque duplamente diferencial (a) e distribuição angular (b) dos dêuterons resultantes dos sistemas ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ e ${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}$.

Estimativas das seções de choque duplamente diferencial e da distribuição angular dos prótons resultantes dos sistemas ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ e ${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}$ foi experimentalmente obtida e pode ser observada na Fig. 3.39:

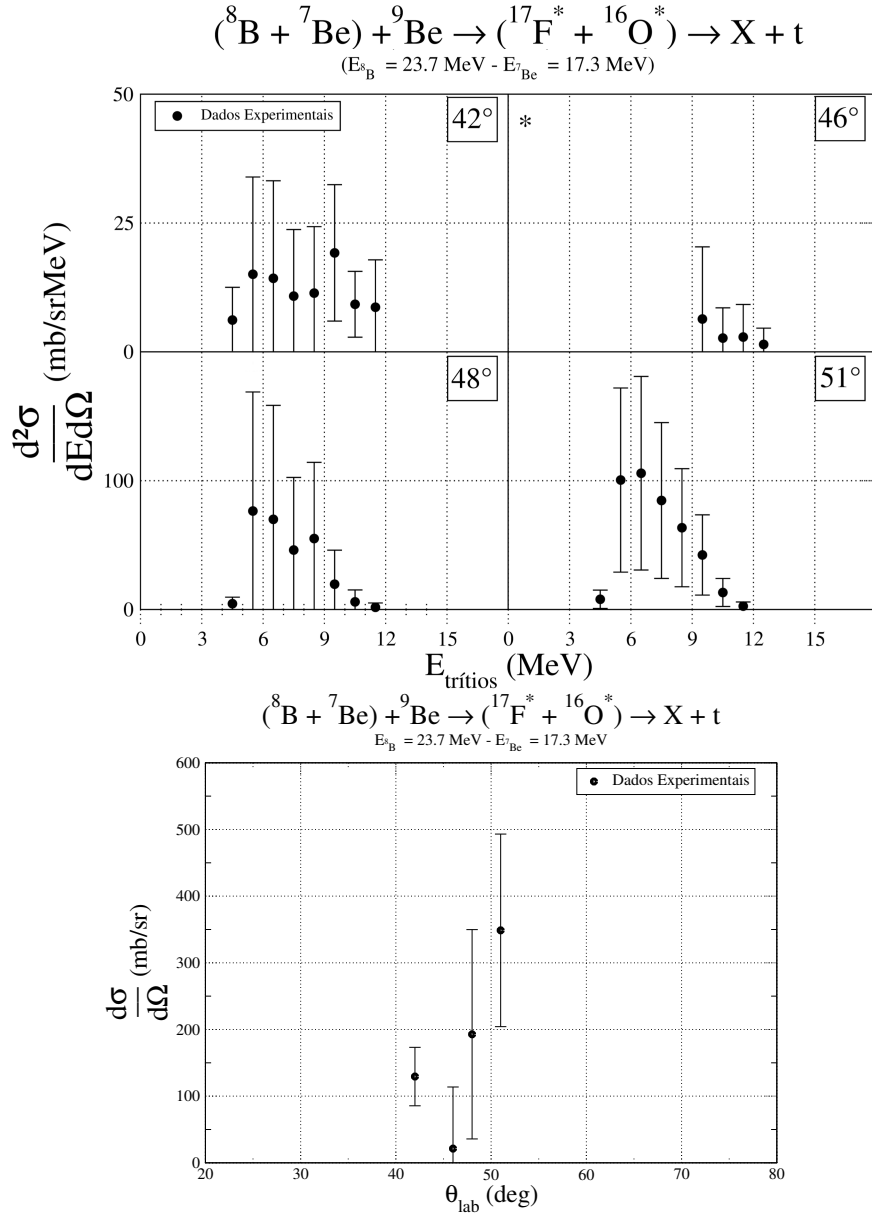


Figura 3.39: Seção de choque duplamente diferencial (a) e distribuição angular (b) dos trítios resultantes dos sistemas ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ e ${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}$.

Capítulo 4

Fundamentos Teóricos

Neste capítulo será feita uma breve descrição dos formalismos teóricos utilizados para análise dos dados obtidos e apresentados nos capítulos anteriores. Serão apresentados, primeiramente, os conceitos empregados nas análises de reações diretas e, por fim, os usados nas análises de reações via formação do núcleo composto.

4.1 Reações Diretas

Processos nucleares que ocorrem nas regiões mais periféricas e em tempos relativamente curtos, da ordem do tempo de transição do projétil através do alvo (10^{-22} s), são conhecidos como **Reações Diretas**. Neste curto tempo de interação, ocorre apenas um mínimo rearranjo de partículas entre os núcleos, bem como uma limitada troca de energia e momento. Nas energias e sistemas estudados neste trabalho, o espalhamento elástico, ou quase-elástico, é o processo mais importante em termos de seção de choque. Distribuições angulares experimentais deste processo fornecem informações sobre o potencial de interação nuclear e da seção de choque total de reação, que engloba todos os processos que absorvem fluxo inicial de partículas. Sendo, portanto, a porta de entrada para a compreensão dos mecanismos de reação envolvendo a colisão entre núcleos em energias acima da barreira Coulombiana. Nas próximas seções apresentaremos os conceitos básicos da teoria de espalhamento utilizada na análise dos dados deste trabalho.

4.1.1 Teoria de Espalhamento

O feixe monoenergético incidente é composto de partículas livres e, portanto, a função de onda incidente pode ser descrita, no caso de partículas neutras, por uma

onda plana com sentido de propagação igual ao do feixe incidente (\hat{z}):

$$\Psi_i = e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} = e^{ikz} \quad (4.1)$$

onde $\vec{k} = k\hat{z}$ é o vetor de onda e $\vec{r} = z\hat{z}$ o vetor posição. No caso de núcleos que interagem pela força Coulombiana de longo alcance a função de onda incidente deve ser substituída pela função Coulombiana.

As dimensões nucleares são muito menores que as dimensões típicas dos equipamentos utilizados e, portanto, os detectores estão posicionados em regiões onde não há efeitos dos potenciais de interação projétil-alvo. Portanto, estamos interessados no comportamento assintótico ($r \rightarrow \infty$) da função de onda espalhada por um potencial central ($V(r)$), que assume a forma de uma onda esférica:

$$\Psi_e = f(\theta) \frac{e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}}{r} \quad (4.2)$$

onde $f(\theta)$ é a amplitude de espalhamento e carrega toda a dependência angular da função densidade de probabilidade ($|\Psi|^2$). A função de onda total é a combinação da onda plana incidente e da onda esfericamente espalhada:

$$\Psi = e^{ikz} + f(\theta) \frac{e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}}{r} \quad (4.3)$$

A seção de choque diferencial em ângulo sólido pode ser obtida pela razão [40]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{\Phi_i} \frac{dN}{d\Omega}$$

onde N é o número de eventos observados por unidade de tempo e Φ_i o número de partículas incidentes por unidade de área e tempo (fluxo). O diferencial de área (dA) pode ser introduzido na expressão acima:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{\Phi_i} \frac{dA}{d\Omega} \frac{dN}{dA}$$

onde sabe-se que $dA = r^2 d\Omega$ e que o último diferencial é o fluxo de partículas espalhadas (Φ_e):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r^2 \Phi_e}{\Phi_i} \quad (4.4)$$

Os fluxos, incidente (Φ_i) e espalhado (Φ_e), são equivalentes ao módulo das correntes de probabilidade (\vec{j}), que podem ser obtidas da equação de Schrödinger, e seu complexo conjugado, para partículas sujeitas a um potencial central:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + V(r) \right] \Psi = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} \quad \left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + V(r) \right] \Psi^* = -i\hbar \frac{\partial \Psi^*}{\partial t}$$

onda μ é a massa reduzida do sistema. Aplicando pela esquerda $\Psi^*(\Psi)$ na primeira (segunda) equação e, por fim, subtraindo as duas:

$$\vec{\nabla} \cdot \left[\frac{\hbar}{2\mu i} (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*) \right] + \frac{\partial(\Psi^* \Psi)}{\partial t} = 0$$

esta equação é da forma da equação de continuidade ($\vec{\nabla} \cdot \vec{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$) e representa a conservação de probabilidade na mecânica quântica. Com isso define-se a densidade probabilidade (ρ) e a corrente de probabilidade (\vec{j}):

$$\rho = \Psi^* \Psi$$

$$\vec{j} = \frac{\hbar}{2\mu i} [\Psi^* (\nabla \Psi) - \Psi (\nabla \Psi^*)]$$

Calculando para as funções de onda assintóticas dadas pelas Eqs. (4.1) e (4.2):

$$\Phi_i = |\vec{j}_i| = \frac{\hbar k}{\mu}$$

$$\Phi_e = |\vec{j}_e| = \frac{\hbar k}{\mu} \frac{|f(\theta)|^2}{r^2}$$

por fim, substituindo em Eq. (4.4):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \quad (4.5)$$

desta forma, a obtenção da seção de choque diferencial consiste na determinação da amplitude de espalhamento para um dado potencial. Para isso utiliza-se a equação de Schrödinger independente do tempo:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + V(r) \right] \Psi = E \Psi$$

que tem solução pelo método de separação de variáveis com simetria axial (isotropia em ϕ):

$$\Psi = \sum_l a_l P_l(\cos\theta) \frac{u_l(r)}{kr} \quad (4.6)$$

onde P_l são os polinômios de Legendre de ordem l e $u_l(r)$ solução da equação de onda radial:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + V(r) + \frac{l(l+1)}{r^2} \right] u_l(r) = E u_l(r)$$

Sendo esta expansão (Eq. (4.6)) especialmente interessante, pois para um potencial esféricamente simétrico há conservação de momento angular.

A função de onda incidente (Eq. (4.1)) pode ser expandida em ondas parciais pelos polinômios de Legendre:

$$e^{ikz} = \frac{1}{2i} \sum_l (2l+1) i^l P_l(\cos\theta) \left[\frac{e^{i(kr - \frac{l\pi}{2})} - e^{-i(kr - \frac{l\pi}{2})}}{kr} \right] \quad (4.7)$$

onde o termo em colchetes representa o comportamento assintótico das funções esféricas de Bessel e tem parcelas de ondas incidentes ($e^{-i(kr - \frac{l\pi}{2})}$) e emergentes ($e^{i(kr - \frac{l\pi}{2})}$).

A função de onda total (Eq. (4.6)) também pode ser escrita de forma análoga, introduzindo uma perturbação na onda emergente na forma de um desvio de fase (*phase shift* $\rightarrow \delta_l$):

$$\Psi = \frac{1}{2i} \sum_l (2l+1) i^l P_l(\cos\theta) \left[\frac{e^{2i\delta_l} e^{i(kr - \frac{l\pi}{2})} - e^{-i(kr - \frac{l\pi}{2})}}{kr} \right] \quad (4.8)$$

finalmente, substituindo as expressões (4.7) e (4.8) na Eq. (4.3), pode-se isolar a amplitude de espalhamento:

$$f(\theta) = \frac{1}{k} \sum_l (2l+1) P_l(\cos\theta) (e^{2i\delta_l} - 1) \quad (4.9)$$

As defasagens (δ_l) são obtidas resolvendo a equação de Schrödinger radial, para cada valor de l em um potencial dado, e impondo as condições de contorno e continuidade das funções de onda assintóticas. A Eq. (4.8) dá a forma assintótica das funções de onda em casos em que não há interação Coulombiana (nêutrons). No caso de partículas carregadas a forma assintótica é dada pelas funções de Coulomb regulares e irregulares F e G [41].

Quando um potencial real é utilizado, as defasagens são reais e a matriz-S de espalhamento ($S_l(k) = e^{2i\delta_l}$) é unitária e conserva o fluxo de partículas total, produzindo apenas espalhamento elástico. Porém, através de um potencial complexo produz-se um desvio de fase também complexo, que modula a amplitude da onda emergente, fazendo com que o fluxo de partículas diminua. Em Reações Diretas, espera-se que o módulo da matriz de espalhamento tenda à unidade para momentos angulares suficientemente altos ($l > 2 * L_{gr} \approx kR$).

Finalmente, a Seção de Choque total de espalhamento é obtida integrando a Eq. (4.5) [40]:

$$\sigma_e = \int |f(\theta)|^2 d\Omega = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l+1) |S_l(k) - 1|^2$$

A Seção de Choque de Reação, que representa quanto do fluxo incidente é destinado à reações nucleares é obtida pela expressão [40]:

$$\sigma_r = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l+1)(1 - |S_l(k)|^2) \quad (4.10)$$

A seção de choque total é dada pela soma das duas:

$$\sigma_T = \sigma_e + \sigma_r$$

A matriz-S é a grandeza fundamental que descreve o processo de espalhamento, dependendo apenas da energia e do momento angular e deve satisfazer apenas as condições de unitariedade ($|S_l(E)| \leq 1$) e analiticidade. A matriz-S pode ser determinada resolvendo-se a Eq. de Schrödinger radial, como descrito acima, ou a partir de modelos diretos que satisfaçam suas propriedades básicas.

4.1.1.1 Interferência *near-far*

Um processo de espalhamento nuclear também pode ser interpretado como um processo ondulatório, devido à natureza das funções de onda. Fenômenos ópticos são claramente observados em distribuições angulares, tais como a difração e a interferência das ondas espalhadas no campo Coulombiano e Nuclear formando o pico de Fresnel em ângulo dianteiros, principalmente em sistemas pesados onde a interação Coulombiana é mais relevante. Em sistemas leves, a interferência de ondas espalhadas em ambos os lados do núcleo alvo produz as oscilações de Fraunhofer observadas, chamada de interferência *near-far*. Na Fig. 4.1 é mostrado um esquema do processo. A chamada onda *near-side* é espalhada em ângulos positivos e tem alto

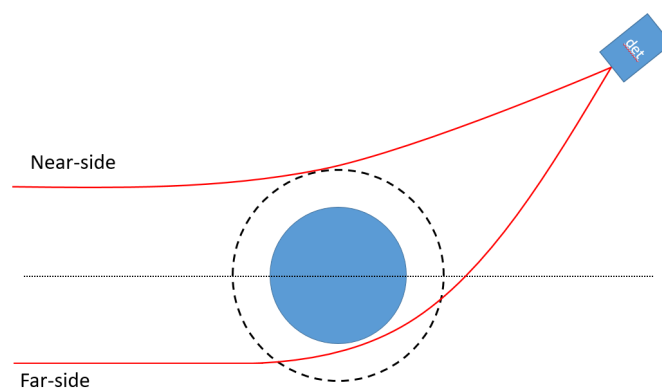


Figura 4.1: Esquema das partículas espalhadas em ambos os lados do núcleo alvo e produzindo a interferência *near-far*.

parâmetro de impacto, fazendo com que a partícula tenha alto momento angular e que o espalhamento tenha grande contribuição do campo Coulombiano. A onda proveniente do lado oposto do núcleo alvo, espalhada em ângulos negativos, sofre forte influência do campo Nuclear, tem baixo parâmetro de impacto e é chamada *far-side*.

4.1.2 MO - Modelo Óptico

Como foi visto na seção anterior, a absorção de fluxo incidente, destinada à reações nucleares, pode ser contabilizada com o uso de um potencial complexo. Este gera matrizes de espalhamento não unitárias, fazendo com que o número de partículas não seja conservado. Para isso, é usado um potencial nuclear da forma:

$$U_N(r) = V(r) + iW(r) \quad (4.11)$$

onde $V(r)$ e $W(r)$ podem receber diversas parametrizações. Em geral a parte imaginária pode incluir termos de potenciais volumétricos ou superficiais, dependendo de onde a maior parte da absorção ocorre. Termos de spin-órbita podem, também, ser incluídos quando efeitos de polarização de spin são importantes. Para obtenção do potencial final, adiciona-se termos devido à barreira centrífuga e ao potencial Coulombiano:

$$V_{Cou} = \begin{cases} \frac{Z_p Z_t e^2}{2R_C} \left[3 - \left(\frac{r}{R_C} \right)^2 \right], & r \leq R_C \\ \frac{Z_p Z_t e^2}{r}, & r \geq R_C \end{cases} \quad (4.12)$$

4.1.2.1 WS - Potencial de Woods-Saxon

A parametrização mais conhecida para o potencial nuclear foi proposta por *R. D. Woods* e *D. S. Saxon* [42]. Usando esta parametrização, juntamente com o modelo de camadas e a interação spin-órbita, os números mágicos e níveis de energia experimentalmente observados finalmente foram teoricamente explicados. O potencial pode ser usado nos termos real e imaginário e tem a forma:

$$U(r) = V * f_{Re}(r) + iW * f_{Im}(r) \quad (4.13)$$

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

onde a é a difusividade do potencial, que define o intervalo radial que o potencial vai à zero, e $R = r_0(A_t^{1/3} + A_p^{1/3})$ é o raio de interação entre o projétil e o alvo. Estudos sistemáticos em núcleos estáveis estimaram os valores padrão da difusividade ($a =$

0,65 fm) e raio reduzido ($r_0 = 1,25$ fm). Na Fig. 4.2(a) são mostradas as contribuições do potencial Woods-Saxon e Coulombiano para o potencial efetivo no caso de uma colisão frontal ($l = 0$).

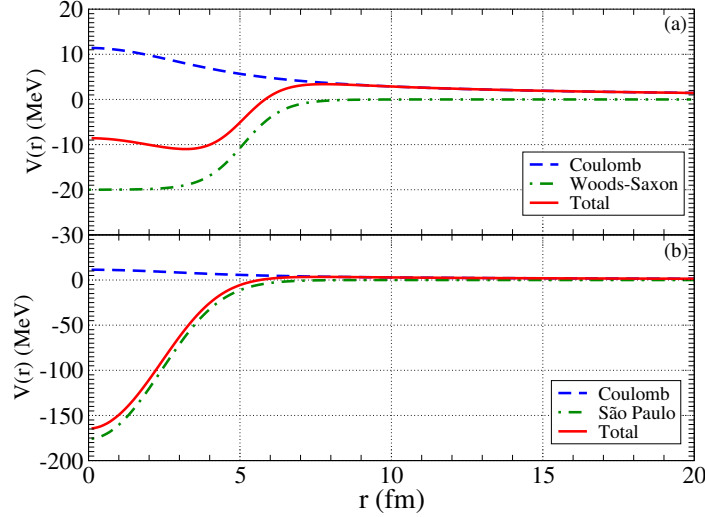


Figura 4.2: Parametrização utilizadas para os potenciais nucleares no caso de $l = 0$. Mostrando as componentes Coulombiana, (a) Woods-Saxon e (b) São Paulo. Nota-se que o potencial de São Paulo tem, em geral, maior profundidade.

4.1.2.2 PSP - Potencial de São Paulo

Potenciais nucleares obtidos a partir das interações núcleon-núcleon são tradicionais em física nuclear [31, 41]. São obtidos a partir da integral das interações de cada núcleon do projétil e do alvo, levando em consideração as densidades nucleares, e são chamados de potenciais de dupla convolução (*double-folding*). O potencial de São Paulo [43, 44, 45], proposto por *Chamon et al*, usa a geometria mostrada na Fig. 4.3 e tem a forma:

$$V_{\text{SPP}}(\vec{r}) = \int \int \rho_p(\vec{r}_p) \rho_q(\vec{r}_q) V_{\text{NN}}(\vec{r} - \vec{r}_q + \vec{r}_p) d\vec{r}_p d\vec{r}_q \quad (4.14)$$

onde ρ são as densidades nucleares, dadas pela distribuição de Fermi-Dirac¹, e V_{NN} é o potencial núcleon-núcleon. Recentemente uma nova versão do potencial foi publicada com dados teóricos e experimentais sobre densidades nucleares de núcleos fora da linha de estabilidade [46].

Potenciais do tipo *double-folding* não têm parâmetros livres e não fornecem a parte imaginária da interação, porém, podem ser usados nos termos real e imaginário

¹A expressão da densidade de matéria nuclear é análoga ao fator de forma Woods-Saxon.

do Modelo Óptico, apenas multiplicado por fatores de normalização:

$$U(r) = N_{\text{Re}}V_{\text{SPP}} + iN_{\text{Im}}V_{\text{SPP}}$$

que devem ser obtidos de forma independente. No caso do potencial de São Paulo, foi obtida a partir de uma sistemática envolvendo sistemas de massa intermediária e pesada ($N_{\text{Re}} = 1,0$ e $N_{\text{Im}} = 0,78$) [45].

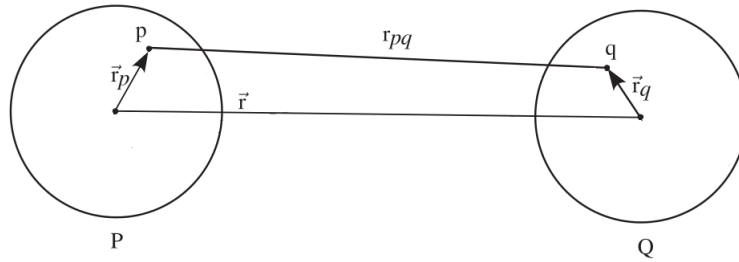


Figura 4.3: Interação núcleon-núcleon e geometria considerados no potencial de São Paulo.

4.1.3 CC - Canais Acoplados

O Modelo Óptico permite a obtenção das seções de choque elásticas e o acoplamento com canais não elásticos através de um potencial complexo, que representa a interação entre o projétil e o alvo. Porém, a parte imaginária deste potencial carrega todas as informações sobre a absorção do fluxo incidente devido aos canais de reação, contabilizando de forma média todos os processos envolvidos e, portanto, escondendo quais são os canais importantes. O formalismo de Canais Acoplados (*Coupled Channels*) permite a inclusão explícita de estados excitados dos núcleos envolvidos no processo e, com isso, a obtenção de informações sobre o espalhamento inelástico. Para isso, a função de onda total é expandida, pela relação de completeza, na base de estados da partição de entrada (α):

$$|\Psi\rangle = \sum_{\alpha} \chi_{\alpha} |\phi_{\alpha}\rangle \quad (4.15)$$

onde $\chi_{\alpha} = \langle \phi_{\alpha} | \Psi \rangle$ é a projeção da função de onda total em cada um dos estados $|\phi_{\alpha}\rangle$.

Infinitos estados deveriam ser incluídos para a obtenção da solução exata, porém isso é impossível em termos computacionais a somatória deve ser truncada em conjunto finito de estados. O uso de um número limitado de estados faz com que

um potencial efetivo, que inclua de forma aproximada a contribuição destes estados excluídos, tenha que ser usado na equação de Schrödinger:

$$(h_\alpha + K_\alpha + V)|\Psi\rangle = E|\Psi\rangle$$

onde h_α é a Hamiltoniana interna, K_α é a energia cinética de cada estado da partição e V o potencial efetivo de interação que envolve os diferentes estados. Aplicando a Eq. (4.15) e $\langle\phi_{\alpha'}|$ pela esquerda na expressão acima:

$$[E - \epsilon_{\alpha'} - K_{\alpha'} - V_{\alpha'}]\chi_{\alpha'} = \sum_{\alpha \neq \alpha'} \langle\phi_{\alpha'}|V|\phi_\alpha\rangle \chi_\alpha \quad (4.16)$$

onde foram usadas as identidades: $V_{\alpha'} = \langle\phi_{\alpha'}|V|\phi_{\alpha'}\rangle$, $h_\alpha|\phi_\alpha\rangle = \epsilon_\alpha|\phi_\alpha\rangle$ e $\langle\phi_{\alpha'}|\phi_\alpha\rangle = \delta_{\alpha'\alpha}$. Desta forma, define-se um conjunto de equações acopladas que devem ser resolvidas numericamente.

O estado fundamental (α) representa o espalhamento elástico, portanto χ_α deve ser da forma da Eq. (4.3). Analogamente, para os estados excitados (α') apenas termos de ondas esféricas emergentes são incluídos.

$$|\Psi\rangle = \left[e^{ik_\alpha z_\alpha} + f_\alpha(\theta) \frac{e^{ik_\alpha \vec{r}_\alpha}}{r_\alpha} \right] |\phi_\alpha\rangle + \sum_{\alpha' \neq \alpha} f_{\alpha'}(\theta) \frac{e^{ik_{\alpha'} \vec{r}_{\alpha'}}}{r_{\alpha'}} |\phi_{\alpha'}\rangle \quad (4.17)$$

Comparando-se essa expressão com a obtida numericamente do conjunto de equações acopladas (4.16), obtém-se a amplitude de espalhamento inelástico e as seções de choque podem ser calculadas:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\alpha'} = \frac{k_{\alpha'}}{k_\alpha} |f_{\alpha'}(\theta)|^2 \quad (4.18)$$

A forma do potencial efetivo depende de qual modelo nuclear é utilizado. No modelo Coletivo o núcleo é tratado como um fluido incompressível em alta densidade que se mantém unido pela força nuclear. Neste modelo os estados excitados são definidos por bandas rotacionais ou deformações na estrutura nuclear, causando deformações no potencial não excitado que pode ser obtido por expansão multipolar. No modelo de Camadas, a estrutura nuclear é definida pela sobreposição de núcleons em estados quânticos que respeitam a regra de exclusão de Pauli, formando camadas análogas à estrutura atômica. Neste modelo os estados excitados são formados por núcleons que atingem camadas mais elevadas após absorverem uma quantidade definida de energia, resultando em um caroço interno interagindo com uma ou mais partículas de valência. Para esta estrutura, chamada de *cluster*, o potencial excitado pode ser definido como a soma dos potenciais do caroço e da partícula de valência.

4.1.4 CRC - Canais de Reação Acoplados

O formalismo de Canais Acoplados descrito na seção anterior trata estados da mesma partição, de forma que reações que envolvam rearranjo de núcleons (reações de transferência) não sejam resolvidas pela expansão dada pela Eq. (4.15). Através do modelo de Canais de Reação Acoplados (*Couple Reaction Channels*), uma reação nuclear deste tipo ($\alpha = a + A \rightarrow b + B = \beta$) define mais de uma partição² com diferentes massas, a de entrada (α) e a de saída (β), de forma que a função de onda total tem a forma:

$$|\Psi\rangle = \chi_\alpha |\phi_\alpha\rangle + \sum_{\alpha' \neq \alpha} \chi_{\alpha'} |\phi_{\alpha'}\rangle + \sum_{\beta} \eta_\beta |\phi_\beta\rangle \quad (4.19)$$

$$\begin{aligned} \chi_\alpha &= e^{ik_\alpha z_\alpha} + f_\alpha(\theta) \frac{e^{i\vec{k}_\alpha \cdot \vec{r}_\alpha}}{r_\alpha} \\ \chi_{\alpha'} &= f_{\alpha'}(\theta) \frac{e^{i\vec{k}_{\alpha'} \cdot \vec{r}_{\alpha'}}}{r_{\alpha'}} \\ \eta_\beta &= f_\beta(\theta) \frac{e^{i\vec{k}_\beta \cdot \vec{r}_\beta}}{r_\beta} \end{aligned}$$

onde χ_α (espalhamento elástico) tem a forma assintótica de uma onda incidente somada à uma onda esfericamente espalhada, enquanto $\chi_{\alpha'}$ (espalhamento inelástico) e η_β (canais com rearranjo nuclear) têm apenas a onda espalhada. Desta forma as seções de choque dos diferentes estados e partições são obtidas pelas expressões:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\alpha'} = \frac{k_{\alpha'}}{k_\alpha} |f_{\alpha'}(\theta)|^2 \quad \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\beta = \frac{k_\beta}{k_\alpha} |f_\beta(\theta)|^2 \quad (4.20)$$

Os potenciais centrais usados em problemas de espalhamento e reação nucleares são conservativos, o que faz com que a energia e Hamiltoniana se conservem durante os processos:

$$\begin{aligned} H &= h_\alpha + K_\alpha + V_\alpha = h_\beta + K_\beta + V_\beta \\ H|\Psi\rangle &= E|\Psi\rangle \end{aligned} \quad (4.21)$$

procedendo analogamente ao realizado para obtenção da Eq. (4.16), produz-se um conjunto de equações acopladas para as partições de entrada e saída:

$$[E - \epsilon_{\alpha'} - K_{\alpha'} - V_{\alpha'}]\chi_{\alpha'} = \sum_{\alpha \neq \alpha'} \langle \phi_{\alpha'} | V_\alpha | \phi_\alpha \rangle \chi_\alpha + \sum_{\beta} \langle \phi_{\alpha'} | H - E | \phi_\beta \rangle \eta_\beta \quad (4.22)$$

²Partições extras podem ser incluídas no caso de reações que envolvem várias etapas, por exemplo a reação de transferência de dois nêutrons: ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + {}^8\text{Be} \rightarrow {}^9\text{Be} + {}^7\text{Be}$.

$$[E - \epsilon_{\beta'} - K_{\beta'} - V_{\beta'}]\eta_{\beta'} = \sum_{\beta \neq \beta'} \langle \phi_{\beta'} | V_{\beta} | \phi_{\beta} \rangle \eta_{\beta} + \sum_{\alpha} \langle \phi_{\beta'} | H - E | \phi_{\alpha} \rangle \chi_{\alpha} \quad (4.23)$$

O número de equações acopladas é maior quanto mais estados e partições forem incluídos, fazendo com que o tempo computacional exigido para solução numérica cresça exponencialmente. Outro fator determinante para solução destas equações é fato de que os estados das diferentes partições ($|\phi_{\alpha}\rangle$ e $|\psi_{\beta}\rangle$) não são ortogonais, fazendo com que termos de não ortogonalidade apareçam.

Podemos descrever, usando o modelo de camadas, ambas partições de uma reação de transferência como um núcleo em configuração de *cluster* (caroço + valência) interagindo com outro, desta forma a reação se dá por $A + a \rightarrow b + B$ (com $a \rightarrow b + x$ e $A + x \rightarrow B$). Em geral, o caroço nuclear se apresenta no estado fundamental e os diferentes níveis possíveis para a partícula de valência representam os estados excitados de cada partição. Por isso, as funções de onda das configurações de *cluster*, usadas para construir as funções de onda dos estados ($|\phi_{\alpha}\rangle$ e $|\psi_{\beta}\rangle$), são da forma:

$$|A\rangle = |b + x\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{n,l,J} A_{nlj} [|b\rangle \otimes |x_{nlj}\rangle]$$

$$|B\rangle = |a + x\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{l,s,J} A_{nlj} [|a\rangle \otimes |x_{nlj}\rangle]$$

aqui N se refere ao número de estados incluídos e os termos A_{nlj} são as amplitudes espectroscópicas para cada conjunto de números quânticos (nlj). Estas carregam todas as informações sobre a estrutura nuclear e são levadas em consideração na construção dos termos $\langle \phi_{\alpha'} | H - E | \psi_{\beta} \rangle$ e $\langle \psi_{\beta'} | H - E | \phi_{\alpha} \rangle$. A probabilidade de se encontrar o núcleo em uma configuração de *cluster* definida pelos números quânticos nlj é chamada de fator espectroscópico $S_{nlj} = |A_{nlj}|^2$. Estas informações devem ser obtidas experimentalmente ou por cálculos microscópicos de estrutura nuclear.

4.1.5 CDCC - Canais Acoplados com Discretização do Contínuo

Nas reações de transferência, reproduzidas pelo modelo CRC, há uma troca de núcleons de qualquer estado ligado da partição inicial para algum dos estados ligados da partição final. Quando uma partícula é "transferida" para qualquer estado acima do limiar de quebra³ (*threshold*), ela tem alta probabilidade de se tornar uma partícula livre, definindo uma reação de quebra (*breakup*). Porém, as funções de onda que representam partículas livres não são normalizáveis e a energia não é discreta. O

³Energia de excitação no qual ocorre a dissociação do *cluster*.

que produz infinitas configurações finais e faz com que o modelo de CRC não possa ser aplicado diretamente nestes casos. Para isso, o formalismo CDCC (*Continuum Discretized Coupled Channels*) foi proposto e nele o contínuo é representado por pacotes de ondas (*bins*) de largura definida. Esta discretização do contínuo faz com que a função de onda seja normalizável dentro do (*bin*) e produz um número finito de estados finais, desde que a expansão da função de onda nos auto-estados do momento angular seja truncada.

Dada a configuração de *cluster* do projétil, a Hamiltoniana do sistema pode ser escrita como:

$$H = h + K + V_{ba} + V_{xa} \quad (4.24)$$

onde h é a hamiltoniana interna do projétil, K é o operador energia cinética do projétil (A), V_{ba} e V_{xa} são os potenciais ópticos de espalhamento do caroço (b) e da partícula de valência (x) no alvo (a), respectivamente.

A função de onda é expandida na base de estados, ligados e no contínuo, da partição de entrada, analogamente ao realizado no formalismo de CC. Aplicando a função de onda expandida na Eq. (4.24) e procedendo analogamente às seções anteriores, obtém-se o conjunto de equações acopladas:

$$[E - \epsilon_{\alpha'} - K_{\alpha'} - \langle \phi_{\alpha'} | V_{ba} + V_{xa} | \phi_{\alpha'} \rangle] \chi_{\alpha'}(\vec{r}) = \sum_{\alpha \neq \alpha'} \langle \phi_{\alpha'} | V_{ba} + V_{xa} | \phi_{\alpha} \rangle \chi_{\alpha}(\vec{r}) \quad (4.25)$$

As equações de onda dos estados da partição de entrada são obtidas pela solução da equação de Schrödinger:

$$\begin{aligned} h |\phi_{\alpha}\rangle &= \epsilon_{\alpha} |\phi_{\alpha}\rangle \\ h &= k + v_{bx} \end{aligned}$$

onde k é o operador energia cinética interna e v_{bx} é o potencial de ligação do *cluster*. Os autoestados de h são da forma:

$$|\phi_{\alpha}\rangle = \frac{u(r)}{r} [(|l_x\rangle \otimes |s_x\rangle) \otimes |J_b\rangle]_{J_A}$$

onde o resultado do acoplamento do momento angular orbital (l_x) e spin (s_x), ambos da partícula de valência, é acoplado com o spin total do caroço (J_b) para produzir o spin total do projétil J_A . Enquanto $u(r)$ é o termo radial da função de onda dentro de cada pacote de onda e deve ser obtida por uma média das funções de onda, com diferentes momentos angulares, dentro de cada *bin*. Com isso, as reações de quebra são tratadas como uma excitação de partícula única (*single-particle*) para estados não ligados do projétil. O número de estados do contínuo incluídos deve ser consideravelmente grande para que a expansão da função de onda total seja relativamente precisa e por isso testes de convergência devem ser realizados.

4.1.6 *Bare*: O Potencial Base

Um dos pontos cruciais do cálculo de canais acoplados (CC, CRC e CDCC) é a determinação do potencial base (*bare*), sendo o termo diagonal ($\langle \phi_{\alpha'} | V | \phi_{\alpha'} \rangle$) que aparece nas Eqs. (4.16), (4.21) e (4.24) e sobre o qual os efeitos de acoplamento serão calculados. Seu propósito é contabilizar os efeitos de canais de absorção, além do canal de espalhamento, que não foram explicitamente acoplados nos cálculos. De forma que se todos os canais de reação fossem explicitamente incluídos, este potencial base seria puramente real. Entretanto, a inclusão de todos os canais é uma tarefa impossível, devido ao enorme número de acoplamentos e de parâmetros de estrutura desconhecidos (tais como deformações, fatores espectroscópicos, etc), e, por isso, usa-se um potencial base acompanhado da inclusão explícita de alguns canais de reações.

A determinação deste potencial base não é trivial e, em geral, não tem forma única. No caso em que todos os principais canais de reações diretas estão acoplados, utiliza-se um potencial base real do tipo dupla convolução (*double-folding*) e uma parte imaginária de curto alcance para descrever a fusão [47]. Entretanto, para casos mais realistas, em que não é possível incluir todos os canais diretos, o potencial base deve ter uma parte imaginária que reproduza a fusão e os canais de reação não acoplados. Em alguns casos pode-se separar os efeitos de canais acoplados em diferentes regiões da distribuição angular, como no processo de transferência elástica que contribui, geralmente, na região de ângulos bem traseiros [48]. Neste caso, o potencial base pode ser determinado reproduzindo-se a distribuição angular em ângulos dianteiros, onde não tem efeito de canais acoplados. Outro exemplo deste tipo foi visto recentemente no espalhamento ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$ [17], onde um efeito do acoplamento com o canal de *stripping* ${}^{58}\text{Ni}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$ foi visto na região de ângulos traseiros. No caso da dissociação do projétil (*breakup*) o cálculo de CDCC calcula o potencial base a partir de um modelo de aglomerado (*cluster*) onde ele é determinado pela convolução das interações fragmento-alvo e partícula de valência-alvo (ver Eq. 4.25).

4.2 Núcleo Composto

Os modelos de reação e espalhamento apresentados até então se referem à interações superficiais, que demoram curtos períodos de tempo ($\approx 10^{-22}$ s) e acontecem em poucas etapas. Resultando em trocas limitadas, de energia, momento ou ma-

téria, e que poucos estados excitados sejam relevantes para a dinâmica de reação. Porém, a medida em que o número de etapas cresce, aumentando o tempo de atuação da força nuclear, acontece uma maior troca entre os núcleos, de forma que todo o projétil possa ser absorvido pelo alvo. Toda a energia envolvida no processo é convertida em energia de excitação ou ligação, fazendo com que o sistema se forme em estados altamente instáveis e decaia com o passar do tempo. O decaimento se dá por emissão de fótons e por evaporação de partículas leves ou fissão. Este sistema recebe o nome de **Núcleo Composto**.

Para haver formação do Núcleo Composto, o projétil deve superar a barreira Coulombiana e penetrar mais profundamente no potencial efetivo do alvo, onde a interação forte é dominante. Porém, a barreira centrífuga do potencial efetivo faz com que valores de momento angular grandes não formem o poço de potencial (*pocket*) e não produzam estados classicamente ligados (Fig. 4.4).

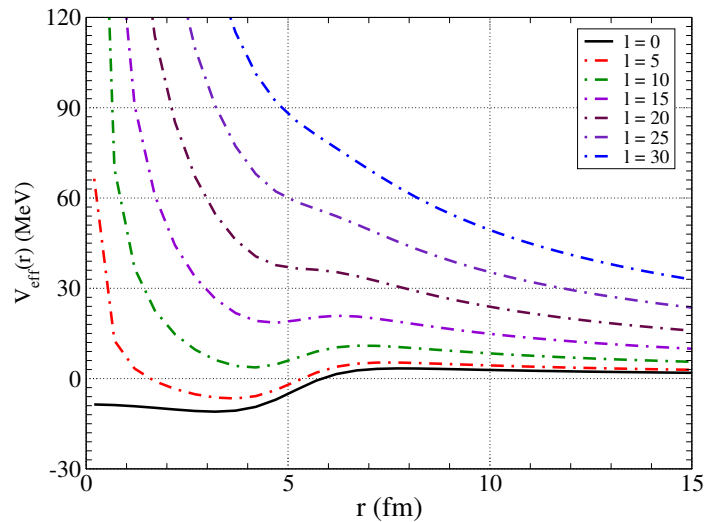


Figura 4.4: Potencial efetivo com crescimento do momento angular (l).

A teoria por trás da formação e decaimento do Núcleo Composto foi desenvolvida por *W. Hauser* e *H. Feshbach* [49]. Partindo do pressuposto de que a energia do feixe é alta o suficiente para excitar muitos níveis do núcleo composto, e que todas as funções de onda têm fases aleatórias, de forma que não há interferência devido aos diferentes momentos angulares. Portanto, a seção de choque de formação de um sistema composto será uma somatória incoerente nos momentos angulares do projétil [49]:

$$\sigma_f = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l+1) T_l$$

onde $T_l = 1 - |S_l(k)|^2$ é o coeficiente de transmissão da barreira Coulombiana, obtida

dos potenciais ópticos. Esta expressão calcula a seção de choque de formação do sistema composto em qualquer estado excitado e, com isso, temos que a produção de um sistema composto em um estado específico (c) pode ser obtida pelo produto da expressão acima com a probabilidade de formação deste sistema, dada pelos coeficientes de Clebsch-Gordan, somada em todos os estados iniciais:

$$\sigma_c = \frac{\pi}{k^2} \sum_{j_p, m_p} \sum_{j_a, m_a} (2l+1) T_l |\langle j_p m_p j_a m_a | Jm \rangle|^2$$

onde ($|Jm\rangle$) é o estado final do núcleo composto e $\langle j_p m_p j_a m_a |$ é o acoplamento dos momentos angulares do projétil com o alvo. A seção de choque de decaimento do núcleo composto (c) por um dado canal (c') pode ser obtida pelo produto da seção de choque de formação do sistema pela probabilidade de decaimento por este canal ($\sigma_{c \rightarrow c'} = \sigma_c * P(c \rightarrow c')$), somada em todos estados possíveis do núcleo composto. Com isso, pode-se chegar à expressão conhecida como fórmula de *Hauser-Feshbach* [50]:

$$\sigma_{c \rightarrow c'} = \frac{\pi}{k^2} \sum_J \frac{2J+1}{(2j_p+1)(2j_a+1)} \left[\frac{\sum_{l,s} T_{l,s}(c) \sum_{l',s'} T_{l',s'}(c')}{\sum_{c,l,s} T_{l,s}(c)} \right] \quad (4.26)$$

onde o termo em colchetes representa a probabilidade de formação e decaimento ($P(c \rightarrow c')$), pelo teorema de Bayes, escrita em termos dos coeficientes de transmissão.

Acima da barreira Coulombiana, a fusão é a reação mais importante via formação de núcleo composto e o segundo processo mais relevante na dinâmica de interação nuclear, perdendo apenas para o espalhamento elástico em termos de seção de choque. A fusão satura praticamente a seção de choque total de reação em sistemas leves e estáveis em baixas energias e tem grande contribuição para sistemas exóticos [51]. A fusão total pode ser separada em três processos [52], formando em todos os casos um núcleo composto em estado altamente excitado:

- Fusão Completa Direta: projétil é completamente absorvido pelo alvo antes de sofrer qualquer tipo de quebra;
- Fusão Completa Sequencial: projétil se quebra e todos os fragmentos são absorvidos pelo alvo;
- Fusão Incompleta: absorção de um dos fragmentos acontece após a quebra do projétil, havendo a formação de um núcleo composto e a existência de fragmentos residuais do projétil.

Capítulo 5

Análise com Modelo Óptico

Neste capítulo serão apresentados as análises das distribuições angulares utilizando o modelo óptico, com fatores de forma do tipo Woods-Saxon, e Potencial de São Paulo. Serão apresentados também, os métodos de busca utilizados para determinação dos parâmetros do potencial nuclear bem como as comparações dos dados experimentais com os resultados dos cálculos teóricos. A análise da qualidade dos potenciais obtidos e seções de choque totais de reação também serão discutidos. Todos os cálculos apresentados nesta seção foram realizados com o código computacional FRESCO [53].

5.1 Convolução Angular

Antes de se comparar as distribuições angulares finais obtidos pelos cálculos teóricos com os dados, deve se levar em consideração o efeito da resolução angular efetiva do feixe RIBRAS e do sistema de detecção ($\delta\theta_{\text{eff}}$), como descrito na seção 3.4.2. Esta correção é realizada por um algoritmo, escrito por *A. M. Moro*, que faz uma média nas seções de choque teóricas, ponderada por uma distribuição Gaussiana centrada no ângulo de espalhamento e com desvio padrão igual à aceitação angular no sistema do centro de massas ($\delta\theta_{\text{CM}}$):

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{conv}} = \int_{\theta'-\pi}^{\theta'+\pi} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{theo}} \frac{1}{\delta\theta_{\text{CM}}\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\theta-\theta')^2}{2\delta\theta_{\text{CM}}^2}} d\theta \quad (5.1)$$

A aceitação angular no referencial do centro de massas ($\delta\theta_{\text{CM}}$) depende de qual sistema está sendo levado em consideração, mas tem valores entre $4,8^\circ$ e $6,7^\circ$. Esta convolução tem o efeito de atenuar a amplitude das oscilações, mas sem alterar seu período angular ou sua fase. Na Fig. 5.1 é mostrado um exemplo do efeito da

convolução angular na seção de choque obtida por um potencial de São Paulo com normalizações padrão ($N_{\text{Re}} = 1,0$ e $N_{\text{Im}} = 0,78$):

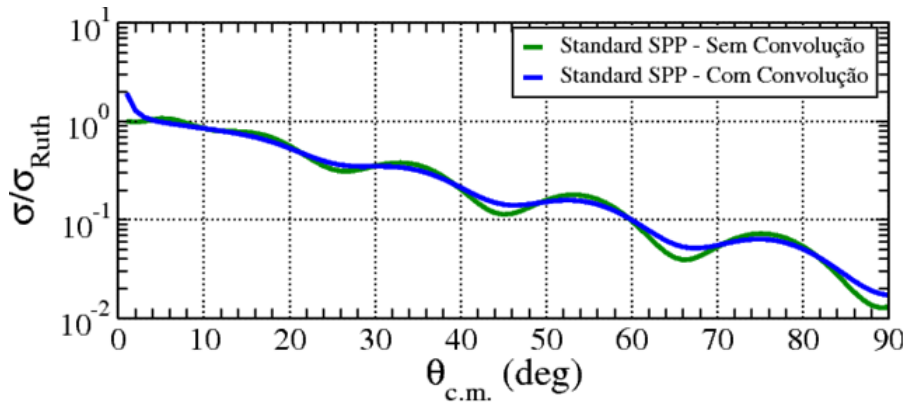


Figura 5.1: Seções de Choque, sem e com convolução angular, do sistema ${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}$ utilizando um potencial de São Paulo com normalizações padrão ($N_{\text{Re}} = 1,0$ e $N_{\text{Im}} = 0,78$).

A convolução angular foi considerada durante a procura pelos parâmetros nucleares e todos os resultados apresentados neste capítulo, e no próximo, já incluem seu efeito.

5.2 Potenciais Ópticos

Foram utilizadas três formas de potenciais diferentes, todas com conjuntos de parâmetros ajustáveis para melhor reproduzir os dados, minimizando o χ^2 : o fator de forma Woods-Saxon (WS), o Potencial de São Paulo (PSP) e um Potencial Misto (PSP real e WS imaginário). Porém, a busca pelo melhor conjunto de parâmetros deve ser realizada com cautela para evitar parâmetros com valores irrealistas, que forcem o funcionamento do modelo, e analisar possíveis ambiguidades. Por isso, a procura pelos melhores resultados foi realizada variando alguns dos parâmetros em intervalos e passos pré-definidos, de forma que as curvas de nível de χ^2/N pudessem ser obtidas e que todos os mínimos, no intervalo adotado, pudessem ser observados. Para isso, uma rotina recursiva para variação dos parâmetros escolhidos, juntamente com o cálculo da convolução angular, foi feita com o uso das linguagens Mathematica e ShellScript.

Sistemas iguais em diferentes energias não são, necessariamente, bem representados pelo mesmo potencial. Porém, é esperado que este varie lentamente longe das ressonâncias [41] e, portanto, é válida a procura por potenciais que descrevam bem

o mesmo sistema em energias próximas [54]. No presente trabalho, se os parâmetros obtidos nas diferentes energias fossem compatíveis em até 3 incertezas, potenciais que reproduzem todos os conjuntos de dados deste sistema foram obtidos (**Potenciais Globais**). Para isso, os valores obtidos de χ^2 das diferentes energias foram somados, os mínimos determinados e as incertezas dos parâmetros foram estimadas, como as larguras entre este mínimo de χ^2 e seu aumento em uma unidade.

Para o potencial complexo do tipo Woods-Saxon (**WS**), existe um total de seis parâmetros livres. Inicialmente foram ajustadas apenas as profundidades real e imaginária, mantendo fixos os parâmetros geométricos nos valores considerados padrão ($r_0 = 1,25$ fm e $a_0 = 0,65$ fm). Caso o ajuste não fosse satisfatório ($\chi^2/N \approx 1$ ou uma boa reprodução dos padrões oscilatórios), era realizada uma busca adicional nos parâmetros geométricos real e imaginário, juntamente com as profundidades, usando a rotina SFRESCO¹ [53].

Foram utilizadas duas versões do potencial de São Paulo: a primeira versão (**PSP1**) [43] e a versão mais atual (**PSP2**) [46], que estende o potencial de São Paulo para núcleos fora da linha de estabilidade. Ambas versões têm como "parâmetros ajustáveis" as normalizações real e imaginária, que foram variadas em torno dos valores padrão ($N_{\text{Re}} = 1.0$ e $N_{\text{Im}} = 0.78$). Na versão PSP2 são levadas em conta características próprias da geometria de alguns sistemas exóticos. Assim, pôde-se analisar a escolha destes como normalizações válidas para todos os sistemas. Nota-se aqui que a geometria do potencial de São Paulo é fixa e não pode ser ajustada.

Por fim, foram formados dois tipos de potenciais mistos: o **Misto1** ($\text{Re}[\text{PSP1}] + \text{Im}[\text{WS}]$) e o **Misto2** ($\text{Re}[\text{PSP2}] + \text{Im}[\text{WS}]$). Primeiramente, a normalização real e a profundidade imaginária do potencial misto foram variadas, enquanto os outros parâmetros foram mantidos nos valores padrão e, se necessário, os parâmetros geométricos imaginários eram ajustados.

¹Subrotina MINUIT, usa o método de minimização do gradiente.

5.2.1 Isótopos do Lítio

${}^6\text{Li}$

Foram obtidos dados do espalhamento elásticos do sistema ${}^6\text{Li}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 11,2, 21,1$ e $25,7$ MeV. As distribuições angulares podem ser vistas na Fig. 5.2:

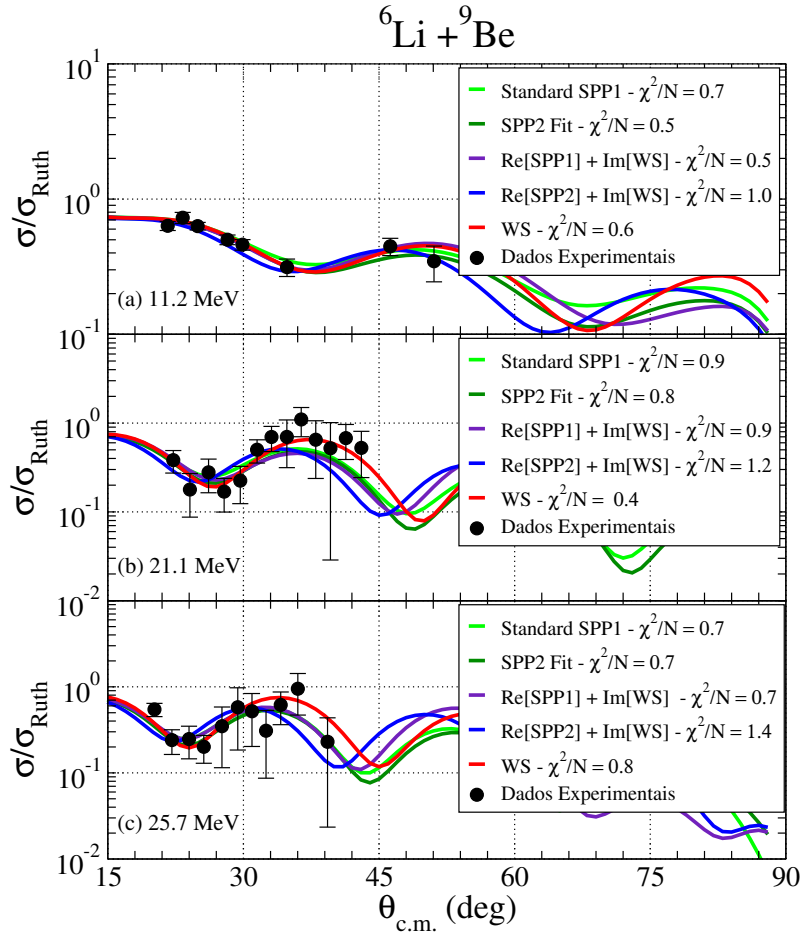


Figura 5.2: Comparação entre os resultados teóricos de Modelo Óptico com dados experimentais do sistema ${}^6\text{Li}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 11,2$ (a), $21,1$ (b) e $25,7$ MeV (c).

Neste caso, potenciais globais foram encontrados (o mesmo para todas as energias) e suas curvas de nível podem ser observadas na Fig. A.1 do Apêndice A. Quando o fator de forma WS foi utilizado, não houve a necessidade de variação dos parâmetros geométricos. Para o PSP1, a busca pelas normalizações resultou em valores muito próximos do padrão e, portanto, foram fixadas nestes, diferentemente do observado no PSP2, onde as normalizações obtidas foram significativamente diferentes destes valores. Isso deve-se ao fato de o PSP2 atuar em distâncias maiores que o PSP1 e, portanto, precisam de normalizações menores para produzir o mesmo

potencial na região periférica, onde a seção de choque elástica é sensível. Porém, por ser um potencial ainda recente, o PSP2 não tem uma sistemática para as suas normalizações. Os parâmetros obtidos podem ser observados na Tabela 5.1:

Tabela 5.1: Potenciais Ópticos obtidos para o sistema ${}^6\text{Li}+{}^9\text{Be}$.

Pot.	$E_{\text{lab}}(\text{MeV})$	Parte Real			Parte Imaginária			χ^2/N
		V(MeV)	$r_0(\text{fm})$	$a_0(\text{fm})$	W(MeV)	$r_i(\text{fm})$	$a_i(\text{fm})$	
WS	11,2	12,2(2)	1,25	0,65	7,3(2)	1,25	0,65	0,6
	21,1	12,2(2)	1,25	0,65	7,3(2)	1,25	0,65	0,4
	25,7	12,2(2)	1,25	0,65	7,3(2)	1,25	0,65	0,8
PSP1			N_{Re}			N_{Im}		
	11,2		1,0			0,78		0,7
	21,1		1,0			0,78		0,9
PSP2	11,2		0,58(2)			0,41(2)		0,5
	21,1		0,58(2)			0,41(2)		0,8
	25,7		0,58(2)			0,41(2)		0,7
Misto1			N_{Re}		W(MeV)	$r_i(\text{fm})$	$a_i(\text{fm})$	
	11,2		1,0		8,5(2)	1,25	0,65	0,5
	21,1		1,0		8,5(2)	1,25	0,65	0,9
Misto2	11,2		0,72(1)		5,1(1)	1,25	0,65	0,5
	21,1		0,72(1)		5,1(1)	1,25	0,65	0,5
	25,7		0,72(1)		5,1(1)	1,25	0,65	0,8

${}^7\text{Li}$

Para o sistema ${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$, foram obtidos dados do espalhamento elástico em $E_{\text{lab}} = 17,7$ e $21,9$ MeV. A comparação entre os dados experimentais e os cálculos teóricos pode ser observada na Fig. 5.3. Novamente, foram encontrados potenciais globais, suas curvas de nível podem ser observadas na Fig. A.2 do Apêndice A e os parâmetros obtidos podem ser observados na Tabela 5.2. Não foi necessária a variação dos parâmetros geométricos para os potenciais do tipo WS. Porém, neste caso as normalizações de ambos os potenciais de São Paulo precisaram ser variadas, sendo que novamente observa-se uma diminuição dos valores para a nova versão deste (PSP2).

${}^8\text{Li}$

Dados do espalhamento elástico do sistema instável ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$ foram obtidos em $E_{\text{lab}} = 15,4$ e $18,9$ MeV. A comparação dos resultados teóricos e experimentais, em ambas as energias, podem ser observadas na Fig. 5.4. Os potenciais obtidos podem

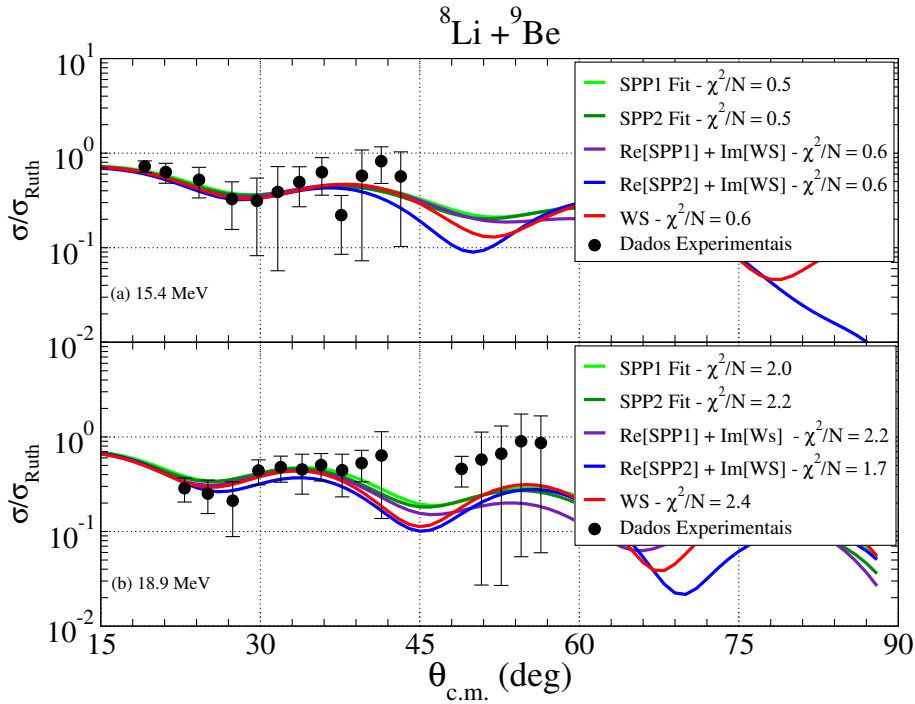


Figura 5.4: Comparação entre os resultados teóricos de Modelo Óptico com dados experimentais do sistema ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 15,4$ (a) e $18,9$ MeV (b).

ser observados na Tabela 5.3. Neste caso, não foi possível obter um potencial para ambas as energias e foi necessária a variação dos parâmetros geométricos imaginários, as curvas de nível deste sistema podem ser vistas na Fig. A.3. As barras de erros relativamente grandes fazem com que o χ^2/N não seja tão sensível à variação dos potenciais e, portanto, a seleção dos parâmetros foi feita com base na reprodução das oscilações observadas nos dados ao invés do mínimo do χ^2/N . Todos os potenciais obtidos para este sistema têm parâmetros geométricos imaginários, ou normalizações, significativamente maiores que os reais. Este potencial de absorção de longo alcance poderia ser interpretado como um efeito da configuração de *cluster* ${}^8\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Li}+n$, onde o nêutron proeminente e fracamente ligado ($S_n = 2,032$ MeV) tem alta probabilidade de ser absorvido.

Tabela 5.3: Potenciais Ópticos obtidos para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$.

Pot.	$E_{\text{lab}}(\text{MeV})$	Parte Real			Parte Imaginária			χ^2/N
		$V(\text{MeV})$	$r_0(\text{fm})$	$a_0(\text{fm})$	$W(\text{MeV})$	$r_i(\text{fm})$	$a_i(\text{fm})$	
WS	15,4	12,5(4)	1,25	0,65	4,8(1)	1,4(1)	0,8(1)	0,6
	18,9	15,8(5)	1,25	0,65	7,2(2)	1,25	0,9(1)	2,4
PSP1			N_{Re}			N_{Im}		
	15,4		1,0(2)			1,2(3)		0,5
PSP2			N_{Re}			N_{Im}		
	15,4		0,6(1)			0,8(1)		0,5
Misto1			N_{Re}		$W(\text{MeV})$	$r_i(\text{fm})$	$a_i(\text{fm})$	
	15,4		1,0(2)		6,9(1)	1,4(1)	0,8(1)	0,6
Misto2			N_{Re}		$W(\text{MeV})$	$r_i(\text{fm})$	$a_i(\text{fm})$	
	15,4		0,76(2)		5,1(2)	1,4(1)	0,8(1)	0,6
Misto1			N_{Re}		$W(\text{MeV})$	$r_i(\text{fm})$	$a_i(\text{fm})$	
	18,9		1,0(2)		10,1(1)	1,25	0,9(1)	2,2
Misto2			N_{Re}		$W(\text{MeV})$	$r_i(\text{fm})$	$a_i(\text{fm})$	
	18,9		0,61(1)		7,3(3)	1,25	0,9(1)	1,7

5.2.2 Isótopos do Berílio

${}^7\text{Be}$

A comparação entre os dados experimentais e cálculos de modelo óptico do sistema ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 17,3 \text{ MeV}$ podem ser observados na Fig. 5.5. Os potenciais

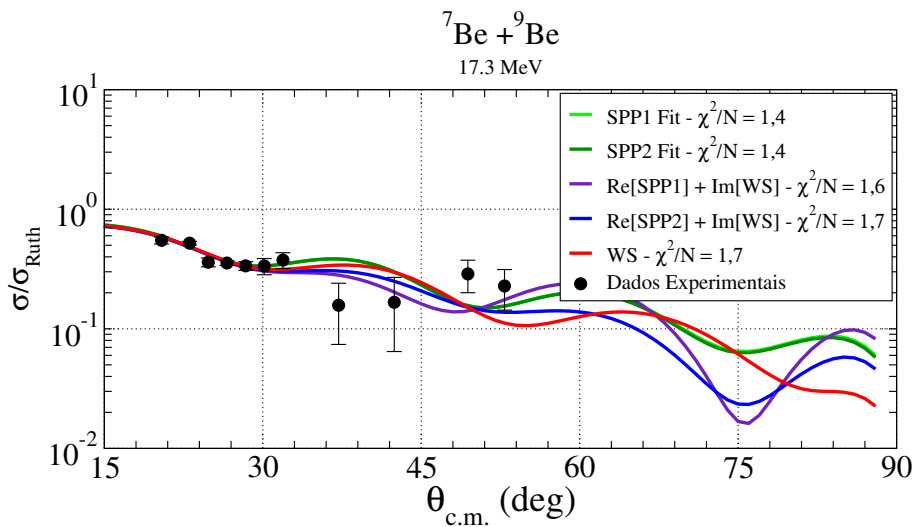


Figura 5.5: Comparação entre os resultados teóricos de Modelo Óptico com dados experimentais do sistema ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 17,3 \text{ MeV}$.

obtidos reproduzem bem os dados no intervalo angular medido, principalmente em ângulos dianteiros. As curvas de nível podem ser vistas na Fig. A.4 do Apêndice A e os parâmetros na Tabela 5.4. Os parâmetros obtidos mostram que, para

Tabela 5.4: Potenciais Ópticos obtidos para o sistema ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 17,3$ MeV.

Pot.	Parte Real			Parte Imaginária			χ^2/N
	V(MeV)	r_0 (fm)	a_0 (fm)	W(MeV)	r_i (fm)	a_i (fm)	
WS	11,1(1)	1,25	0,65	7,0(1)	1,25	1.04(1)	1,7
		N_{Re}			N_{Im}		
PSP1		1,14(1)			0,87(2)		1,4
PSP2		0,69(4)			0,56(1)		1,4
		N_{Re}		W(MeV)	r_i (fm)	a_i (fm)	
Misto1		0,89(2)		6,11(2)	1,25	1.04(1)	1,6
Misto2		0,40(1)		7,1(1)	1,25	1.04(1)	1,7

o ${}^7\text{Be}$, a parte imaginária é rasa e de longo alcance, com difusividade imaginária alta, de acordo com o obtido na referência [48]. Este, pode ser um efeito direto da configuração de *cluster* ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{He}$, com energia de ligação de 1,587 MeV.

${}^9\text{Be}$

Os dados experimentais do sistema ${}^9\text{Be}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 24,3$ e $30,1$ MeV, comparados com as seções de choque teóricas, podem ser observados na Fig. 5.6. Os parâmetros podem ser observados na Tabela 5.5. Neste caso, foi possível a obtenção de potenciais globais que descrevem bem as oscilações apresentadas em ambos os conjuntos de dados. As curvas de nível podem ser observadas na Fig A.5 no Apêndice A.

Óptico. A comparação pode ser vista na Fig. 5.7. Como pode ser observado, os

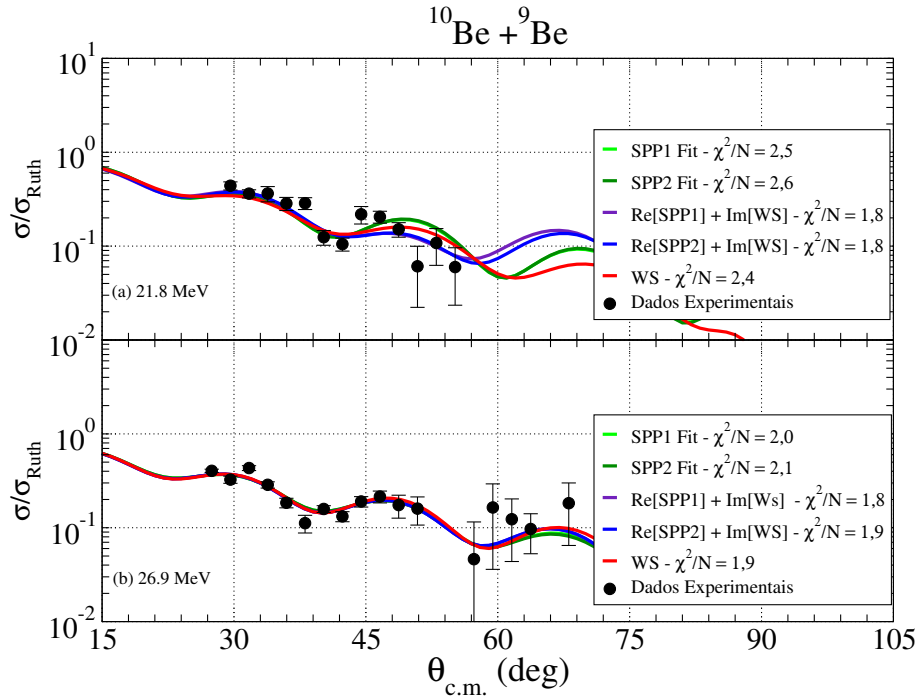


Figura 5.7: Comparação entre os resultados teóricos de Modelo Óptico com dados experimentais do sistema $^{10}\text{Be}+^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 21,8$ (a) e $26,9$ MeV (b).

resultados teóricos reproduzem bem as oscilações apresentada pelos dados, principalmente na energia mais alta. Potenciais globais não puderam ser obtidos neste caso, as curvas de nível podem ser vistas na Fig A.6 no Apêndice A e os parâmetros nucleares obtidos são apresentados na Tabela 5.6. Na energia mais baixa foram obtidas difusividades imaginárias relativamente altas, indicando que a configuração de *cluster* $^{10}\text{Be} \rightarrow ^9\text{Be} + n$ pode ter importância na dinâmica de reações. Porém, as altas normalizações reais obtidas indicam que o potencial refrativo (real) é consideravelmente mais importante que o absorptivo (imaginário), sendo um reflexo da alta energia de ligação deste isótopo (6,812 MeV). No caso da energia de $E_{\text{lab}} = 26,4$ MeV, há um aparente equilíbrio entre os potenciais real e imaginário.

Tabela 5.6: Potenciais Ópticos obtidos para o sistema $^{10}\text{Be}+^9\text{Be}$.

Pot.	$E_{\text{lab}}(\text{MeV})$	Parte Real			Parte Imaginária			χ^2/N
		$V(\text{MeV})$	$r_0(\text{fm})$	$a_0(\text{fm})$	$W(\text{MeV})$	$r_i(\text{fm})$	$a_i(\text{fm})$	
WS	21,8	14,2(2)	1,25	0,65	10,6(2)	1,25	0,88(5)	2,4
	26,9	12,7(2)	1,25	0,65	12,1(2)	1,25	0,65	1,9
			N_{Re}			N_{Im}		
PSP1	21,8		2,07(4)			0,85(2)		2,5
	26,9		0,82(1)			0,81(1)		2,0
PSP2	21,8		1,33(2)			0,54(2)		2,6
	26,9		0,54(1)			0,56(1)		2,1
			N_{Re}		$W(\text{MeV})$	$r_i(\text{fm})$	$a_i(\text{fm})$	
Misto1	21,8		1,93(3)		8,46(4)	1,25	0,88(5)	1,8
	26,9		0,86(1)		12,16(1)	1,25	0,65	1,8
Misto2	21,8		1,19(4)		7,8(1)	1,25	0,88(5)	1,8
	26,9		0,57(1)		12,6(2)	1,25	0,65	1,9

5.2.3 Isótopos do Boro

^8B

A comparação dos dados experimentais com cálculos teóricos para o espalhamento elástico do sistema $^8\text{B}+^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 23,7 \text{ MeV}$ pode ser observado na Fig. 5.8. Todos os potenciais obtidos mostram uma queda exponencial em ângulos di-

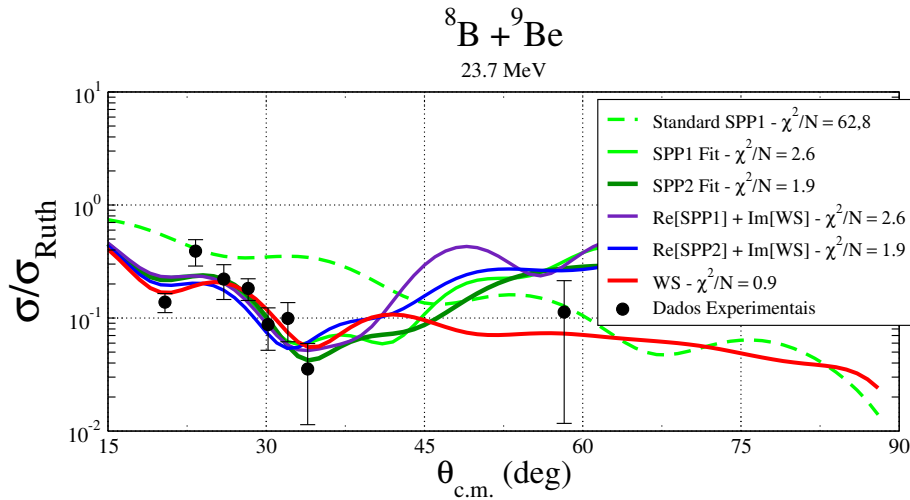


Figura 5.8: Comparação entre os resultados teóricos de Modelo Óptico com dados experimentais do sistema $^8\text{B}+^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 23,7 \text{ MeV}$.

anteiros ($\theta_{CM} < 20^\circ$), seguido por oscilações com uma estabilização nas seções de choque diferenciais. Os parâmetros obtidos podem ser observados na Tabela 5.7. As curvas de nível das profundidades e normalizações podem ser vistas na Fig. A.7

Tabela 5.7: Potenciais Ópticos obtidos para o sistema ${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV.

Pot.	Parte Real			Parte Imaginária			χ^2/N
	V(MeV)	r_0 (fm)	a_0 (fm)	W(MeV)	r_i (fm)	a_i (fm)	
WS	18,2(1)	1,32(6)	1,3(1)	16,8(1)	1,27(4)	0,8(1)	0,9
		N_{Re}			N_{Im}		
PSP1		36,9(3)			0,370(4)		2,6
PSP2		15,2(2)			0,102(3)		1,9
		N_{Re}		W(MeV)	r_i (fm)	a_i (fm)	
Misto1		35,0(2)		16,0(2)	1,25	0,65	2,6
Misto2		14,1(1)		5,33(2)	1,25	0,65	1,8

do Apêndice A. Os potenciais que usam o potencial de São Paulo na parte real necessitaram de normalizações exageradamente grandes, indicando que a geometria deste potencial não reproduz adequadamente este sistema e por isso estes não serão considerados nas próximas etapas deste estudo. O fator de forma WS, que melhor reproduziu os dados, tem um potencial real de longo alcance devido à alta difusividade. Para analisarmos as ambiguidades na geometria do potencial real, as curvas de nível nestes parâmetros foram feitas:

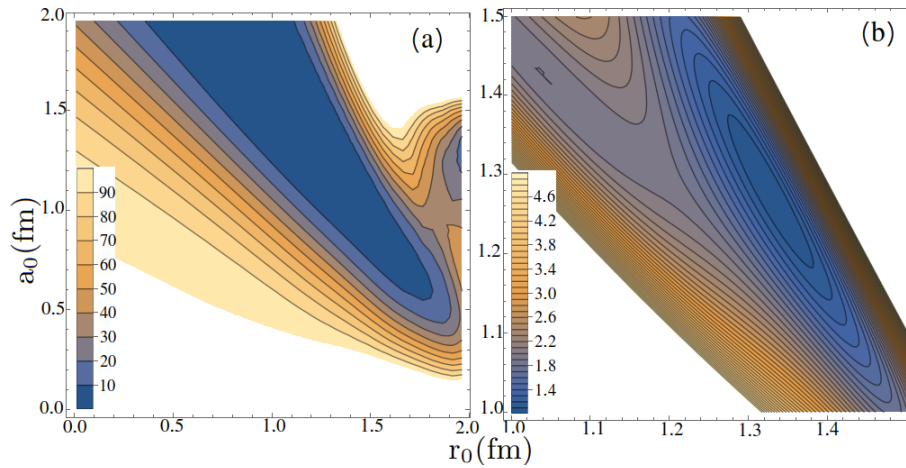


Figura 5.9: Curvas de nível obtidas, mostrando (a) um intervalo maior e (b) um zoom para melhor observar o mínimo.

Podem ser observados dois mínimos na Fig. 5.9(a), ambos com valores de r_0 e

a_0 altos. Porém, o mínimo global para o intervalo definido neste mapa de χ^2/N está localizado nos parâmetros apresentados na Tabela 5.7, indicando que estes valores são parâmetros estatisticamente aceitáveis. Este pode ser interpretado como efeito do próton de valência fracamente ligado ($S_p = 0,136$ MeV) que se estende a grandes distâncias do caroço nuclear (${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$). Para estudar o efeito deste potencial a Fig. 5.10 foi feita. Primeiramente mostra-se os potenciais real e imaginário e,

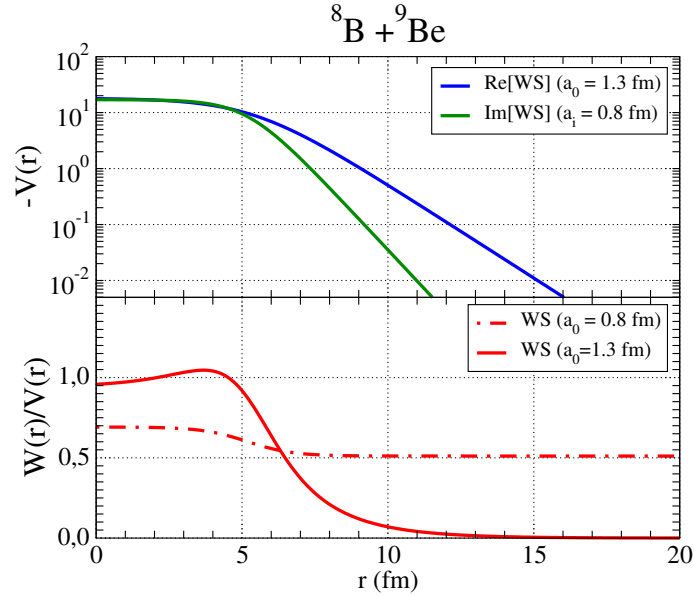


Figura 5.10: Potenciais do tipo Woods-Saxon obtidos para o ${}^8\text{B}$.

diferentemente do caso observado no ${}^8\text{Li}$, a interação real age em distâncias maiores que a imaginária. O efeito dessa geometria pode ser entendido no segundo gráfico da Fig. 5.10, onde mostra-se a razão entre o potencial imaginário e real ($W(r)/V(r)$). A absorção do fluxo incidente de ${}^8\text{B}$ ocorre apenas em distâncias nucleares menores do que 10 fm, produzindo uma transparência superficial. Este efeito, que produz um potencial fortemente refrativo, já havia sido proposto para o espalhamento do núcleo halo ${}^{11}\text{Li}$ em ${}^{12}\text{C}$ por *Satchler et al* [55] e medido por *Kolata et al* [56] em energias mais altas. Porém, este efeito nunca havia sido observado em núcleos *halo* de prótons.

Devido ao fato de que núcleos de ${}^8\text{B}$ conseguem se aproximar bastante do alvo sem serem absorvidos, importantes informações sobre a interação nuclear interna são fornecidas por partículas espalhadas com momentos angulares mais baixos. Estas podem ser obtidas através da decomposição da amplitude de espalhamento *near-far*, que fornece as seções de choque das partículas espalhadas em ângulos positivos (*near*) e do lado oposto do alvo em ângulos negativos (*far*).

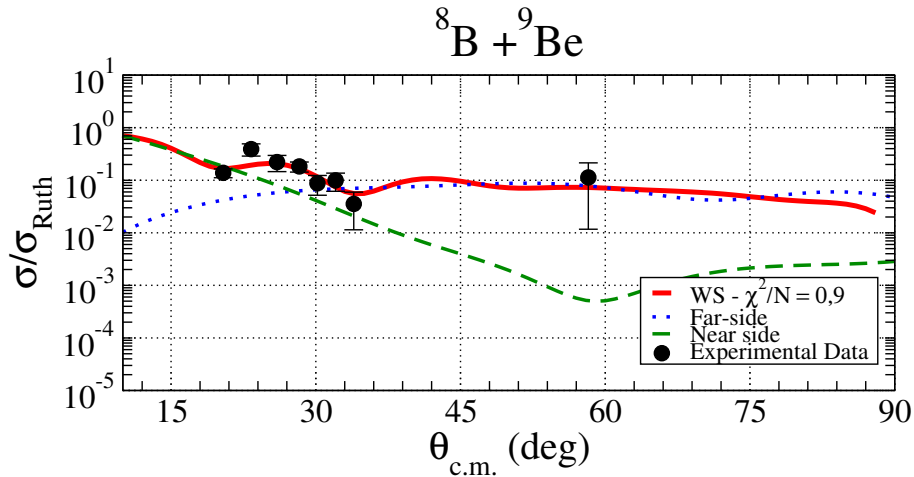


Figura 5.11: Decomposição *near-far* da seção de choque, com potencial de Woods-Saxon, para o sistema ${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV.

Em ângulos dianteiros a seção de choque é dominada pela componente *near*, que representa as partículas com maior momento angular espalhadas pelo potencial Coulomb-Nuclear mais superficial. A intensidade da componente *far* cresce com o aumento do ângulo de espalhamento e é dominante em ângulos acima de 45° . O padrão de oscilação observado, característico da difração de Fraunhofer, é causado pela interferência das componentes *near* e *far*.

${}^{11}\text{B}$

A comparação dos dados experimentais do espalhamento elástico do sistema ${}^{11}\text{B}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 31,4$ MeV com os cálculos teóricos são apresentadas na Fig. 5.12. Como pode ser observado, os potenciais obtidos descrevem bem as oscilações dos dados, havendo sobreposição das seções de choque teóricas no intervalo angular medido. Não foi necessária variação dos parâmetros geométricos, para o fator de forma de Woods-Saxon, nem das normalizações do PSP1. As curvas de nível podem ser observadas na Fig. A.8 do Apêndice A e os parâmetros obtidos são apresentados na Tabela 5.8. As profundidades obtidas em todos os potenciais do tipo Woods-Saxon são coerentes entre si, bem como as normalizações dos potenciais de São Paulo.

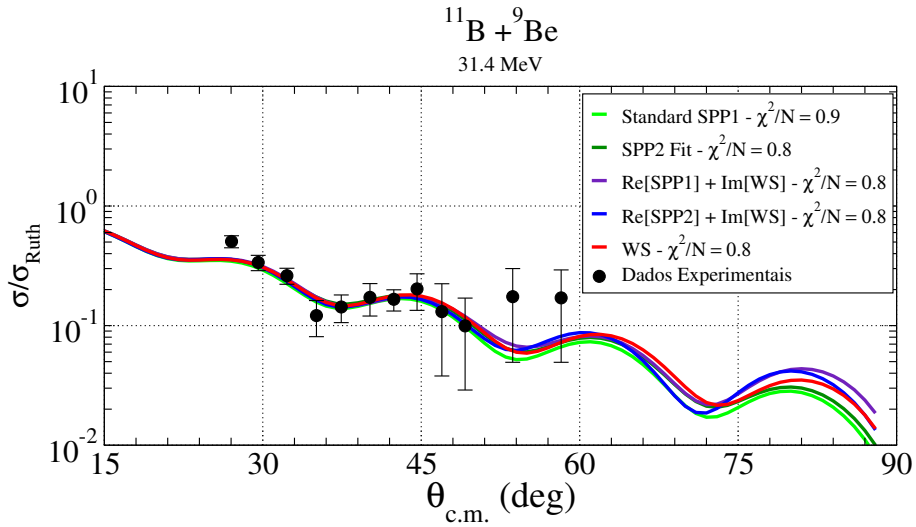


Figura 5.12: Comparação entre os resultados teóricos de Modelo Óptico com dados experimentais do sistema $^{11}\text{B}+^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 31,4$ MeV.

Tabela 5.8: Potenciais Ópticos obtidos para o sistema $^{11}\text{B}+^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 31,4$ MeV.

Pot.	Parte Real			Parte Imaginária			χ^2/N
	V(MeV)	r_0 (fm)	a_0 (fm)	W(MeV)	r_i (fm)	a_i (fm)	
WS	13,7(2)	1,25	0,65	12,5(2)	1,25	0,65	0,8
		N_{Re}			N_{Im}		
PSP1		1,0			0,78		0,9
PSP2		0,68(1)			0,59(2)		0,8
		N_{Re}		W(MeV)	r_i (fm)	a_i (fm)	
Misto1		0,84(2)		12,0(2)	1,25	0,65	0,8
Misto2		0,74(1)		12,2(2)	1,25	0,65	0,8

^{12}B

As distribuições angulares do espalhamento elástico do sistema $^{12}\text{B}+^9\text{Be}$, em $E_{\text{lab}} = 28,3$ e $34,3$ MeV, comparadas com os resultados teóricos de modelo óptico e podem ser observadas na Fig. 5.13. Os potenciais obtidos podem ser observados na Tabela 5.9 e as curvas de nível podem ser vistas na Fig. A.9 do Apêndice A. Apesar de ser um isótopo instável, os dados experimentais de ^{12}B foram bem reproduzidos por parâmetros geométricos padrão para o potencial WS. As normalizações do PSP1 foram levemente variadas e as do PSP2 novamente mostram uma tendência de queda.

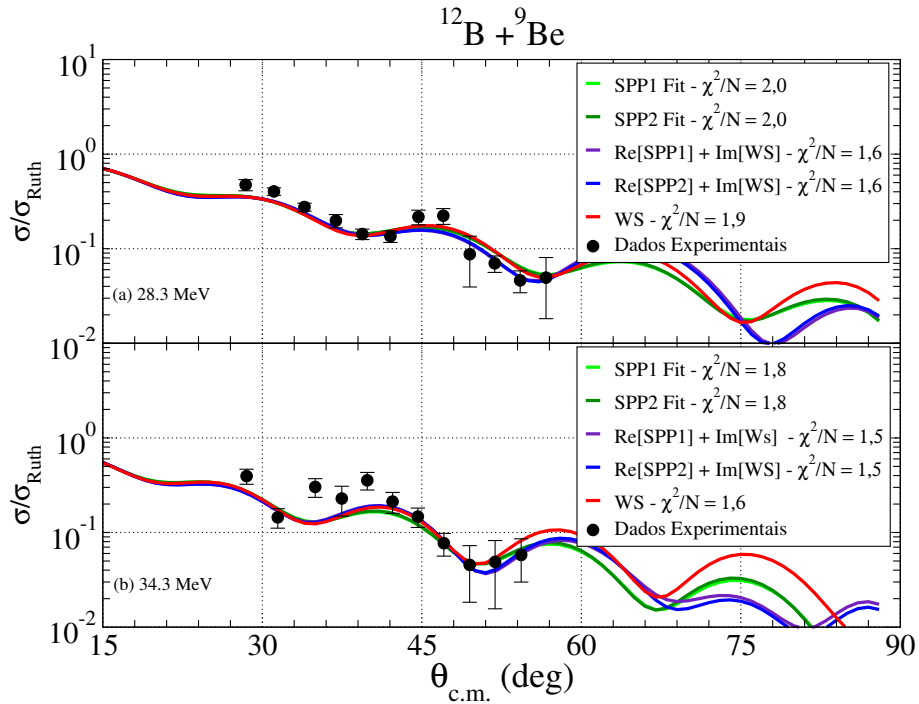


Figura 5.13: Comparação entre os resultados teóricos de Modelo Óptico com dados experimentais do sistema $^{12}\text{B}+^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 28,3$ (a) e $34,3$ MeV (b).

Tabela 5.9: Potenciais Ópticos obtidos para o sistema $^{12}\text{B}+^9\text{Be}$.

Pot.	$E_{\text{lab}}(\text{MeV})$	Parte Real			Parte Imaginária			χ^2/N
		$V(\text{MeV})$	$r_0(\text{fm})$	$a_0(\text{fm})$	$W(\text{MeV})$	$r_i(\text{fm})$	$a_i(\text{fm})$	
WS	28,3	17,3(2)	1,25	0,65	9,3(2)	1,25	0,65	1,9
	34,3	17,3(2)	1,25	0,65	9,3(2)	1,25	0,65	1,6
PSP1	28,3	N_{Re}			N_{Im}			2,0
		1,11(2)			0,70(2)			
	34,3	N_{Re}			N_{Im}			1,8
		1,11(2)			0,70(2)			
PSP2	28,3	N_{Re}			N_{Im}			2,0
	34,3	N_{Re}			N_{Im}			1,8
Misto2 Misto1	28,3	N_{Re}			$W(\text{MeV})$	$r_i(\text{fm})$	$a_i(\text{fm})$	1,6
		1,10(1)			9,0(2)	1,25	0,65	
	34,3	N_{Re}			$W(\text{MeV})$	$r_i(\text{fm})$	$a_i(\text{fm})$	1,5
		1,10(1)			9,0(2)	1,25	0,65	
Misto2 Misto1	28,3	N_{Re}			$W(\text{MeV})$	$r_i(\text{fm})$	$a_i(\text{fm})$	1,6
	34,3	N_{Re}			$W(\text{MeV})$	$r_i(\text{fm})$	$a_i(\text{fm})$	1,5

5.2.4 Estudo dos Potenciais Obtidos e Ambiguidades

Observando os potenciais aqui obtidos para os isótopos do Lítio, nota-se uma severa diminuição da profundidade real e um aumento no raio de interação, para

os potenciais do tipo WS, quando comparados com os potenciais da literatura [33, 34, 36, 57]. Na Fig. 5.14 é mostrada a forma dos potenciais encontrados para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$ quando comparados com os obtidos neste trabalho. Como pode

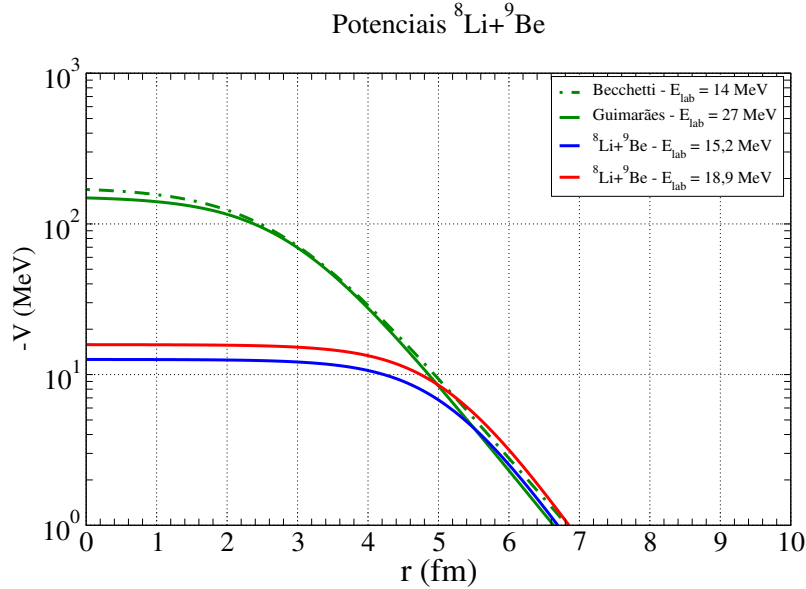


Figura 5.14: Comparação entre a forma dos potenciais do sistema ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$.

ser observado, a estrutura dos potenciais na região periférica ($r \geq 5$ fm) é muito parecida, fazendo com que as interações superficiais ocorram da de maneira semelhante. Esse tipo de ambiguidade já havia sido estudada por *George Igo* [58] para espalhamento de ${}^4\text{He}$, e usado por *Omar et al* [37] para analisar diferentes potenciais do sistema ${}^9\text{Be}+{}^9\text{Be}$. Ambiguidades deste tipo ocorrem entre os parâmetros V e R , onde diferentes conjuntos destes produzem potenciais com a mesma cauda. Maiores profundidades e menores raios produzem formas mais próximas aos potenciais do tipo dupla-convolução, como o potencial de São Paulo. Diferenças similares foram encontradas nos potenciais de alguns dos sistemas estudados neste trabalho.

Para os isótopos de Berílio, notou-se uma concordância razoável com os potenciais encontrados na literatura para o ${}^7\text{Be}$ [48] e ${}^9\text{Be}$ [37], enquanto nenhuma referência foi encontrada para dados de ${}^{10}\text{Be}$.

No caso dos isótopos do Boro, apenas o sistema ${}^{11}\text{B}+{}^9\text{B}$ tem referências na literatura [38]. Onde a profundidade real do potencial do tipo WS apresentada por *Rudchik et al* é claramente maior que a obtida neste trabalho. Porém, todos os outros parâmetros são compatíveis.

As normalizações obtidas pelo PSP2 se mostraram sistematicamente inferiores aos valores obtidos com o PSP1 para um mesmo conjunto de dados. O primeiro leva

em consideração dados de estrutura nuclear e produz um potencial que, em geral, se mostrou de maior alcance que o PSP1. Portanto, trata-se de mais uma amostra das ambiguidades estudadas por *George Igo*.

Os potenciais Mistos se mostraram eficientes em reproduzir os dados de grande parte dos sistemas aqui estudados. Porém, como pode ser visto nas curvas de nível do Apêndice A, foram os que mais apresentaram ambiguidades, sendo possível reproduzir bem os dados com valores de normalização anormais.

5.3 Seção de Choque Total de Reação

O formalismo de Modelo Óptico (MO) fornece as seções de choque totais de reação, obtidas dos ajustes de MO das distribuições angulares, através da expressão 4.10. As seções de choque totais de reação para cada isótopo e suas respectivas médias ponderadas pelos inversos do χ^2/N , podem ser vistas na Tabela 5.10. As incertezas foram estimadas como o desvio padrão da média dos dados.

Tabela 5.10: Seções de Choque Totais de Reação, dadas em mb, obtidas neste trabalho.

	$E_{\text{lab}}(\text{MeV})$	WS	PSP1	PSP2	Misto1	Misto2	$\bar{\sigma}$
${}^6\text{Li}$	11,2	1078,5	1104,2	1133,6	1098,6	1249,1	1140(26)
	21,1	1150,8	1184,6	1216,9	1192,9	1336,3	1216(27)
	25,7	1144,4	1182,7	1215,9	1197,5	1335,9	1223(28)
${}^7\text{Li}$	17,7	1270,7	1269,1	1288,8	1325,7	1264,9	1297(18)
	21,9	1302,8	1300,5	1320,4	1355,6	1297,0	1316(18)
${}^8\text{Li}$	15,4	1376,0	1206,6	1223,8	1462,1	1315,9	1322(34)
	18,9	1516,0	1293,0	1323,0	1541,8	1469,2	1418(36)
${}^7\text{Be}$	17,3	1444,7	1281,4	1286,1	1437,7	1463,2	1358(30)
${}^9\text{Be}$	24,3	1310,6	1308,7	1313,2	1314,5	1287,3	1329(13)
	30,1	1344,0	1341,1	1345,6	1346,8	1320,1	1354(14)
${}^{10}\text{Be}$	21,8	1604,0	1469,1	1462,2	1407,8	1391,4	1445(22)
	26,9	1343,3	1350,1	1354,5	1347,7	1354,9	1363(13)
${}^8\text{B}$	23,7	1772,7	1981,8	1403,7	1967,7	1377,8	1682(106)
${}^{11}\text{B}$	31,4	1331,0	1340,4	1328,0	1363,8	1347,1	1352(8)
${}^{12}\text{B}$	28,3	1329,0	1369,8	1445,1	1340,4	1332,8	1358(10)
	34,3	1376,0	1422,3	1501,6	1393,1	1382,7	1412(10)

Para energias acima da barreira Coulombiana, uma expressão mais simples da seção de choque total de reação pode ser obtida através da aproximação *sharp cutoff* para os coeficientes de transmissão:

$$\sigma_R = \pi R_B^2 \left(1 - \frac{V_B}{E}\right) \quad (5.2)$$

onde R_B e V_B são o raio e a altura da barreira Coulombiana. Como estes são diferentes para cada sistema, é necessário remover os fatores geométricos da expressão acima e, para isto, define-se a seção de choque reduzida ($\sigma_{red} = \sigma_R / \pi R_B^2$) e a energia reduzida ($E_{red} = E / V_B$):

$$\sigma_{red} = \left(1 - \frac{1}{E_{red}}\right) \quad (5.3)$$

Basta conhecer, então, a parametrização adequada para os parâmetros da barreira Coulombiana.

Uma das parametrizações (Parametrização 1) mais comumente usadas para este processo de redução das seções de choque totais de reação foi proposta por *Gomes et al* [59]:

$$R_B = r_0 \left(A_p^{1/3} + A_t^{1/3}\right) \quad (5.4)$$

$$V_B = \frac{Z_p Z_t e^2}{R_B}$$

onde A_p , A_t , Z_p e Z_t são as massas e cargas dos projéteis e alvos, respectivamente. Outra forma (Parametrização 2) de estimar os parâmetros da barreira Coulombiana foi proposta por *Freitas et al* [60], formulando um potencial do tipo WS que reproduz os resultados obtidos pelo PSP1, e usada por *Pires et al* [61] para estimar os parâmetros de barreira em diversos sistemas.

$$x = \frac{27.1(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})^2}{Z_p Z_t}$$

$$R_B = r_0(A_p^{1/3} + A_t^{1/3}) + 0.65 * \ln(x) \quad (5.5)$$

$$V_B = \frac{Z_p Z_t e^2}{R_B} - \frac{15}{x + 1}$$

Portanto, a segunda parametrização inclui a interação nuclear, enquanto a primeira conta apenas com o potencial Coulombiano. Uma comparação entre as duas parametrizações pode ser feita em relação a uma curva ideal, dada pela expressão 5.3, e é apresentada na Fig. 5.15. Em ambos os casos o valor do raio reduzido (r_0) utilizado foi de 1,25 fm e, portanto, qualquer diferença se deve unicamente às parametrizações. Como pode ser observado, o segundo método de estimação dos parâmetros

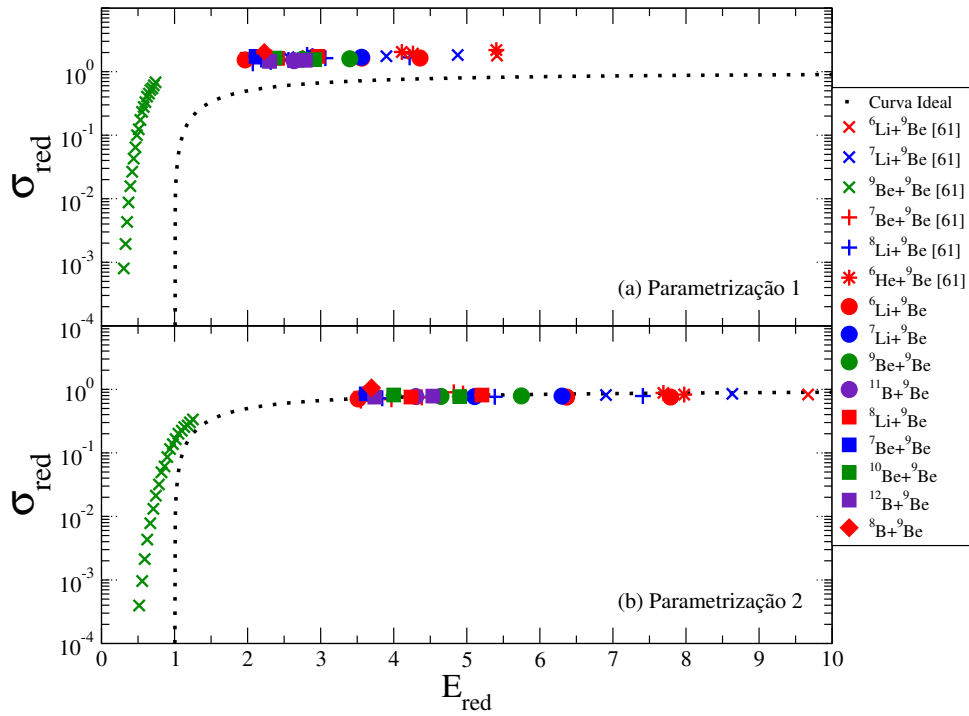


Figura 5.15: Comparação entre os métodos de estimação dos parâmetros da barreira Coulombiana.

de barreira é significativamente mais próximo do ideal. Divergindo significativamente nas energias mais baixas, onde a aproximação de *sharp-cutoff* não é mais válida devido ao tunelamento quântico que, claramente, aumenta a seção de choque total de reação.

Usando a segunda parametrização, podemos comparar as seções de choque totais de reação de diferentes sistemas leves encontrados na literatura [61] e obtidos neste trabalho. Na Fig. 5.16 é possível observar estes resultados. Existe uma distribuição de seções de choque relativamente larga para alguns sistemas, por exemplo no caso de ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$. Os dados de sistemas leves ainda necessitam de resolução para diferenciar os sistemas estáveis e instáveis. Porém, é observável que as seções de choque de sistemas com estrutura *halo* têm seções de choque reduzidas significativamente maiores que os demais, o isótopo de ${}^8\text{B}$ apresenta valores especialmente grandes, apesar de compatíveis. Para o isótopo fortemente ligado ${}^4\text{He}$ as seções de choque reduzidas obtidas são menores que para os demais sistemas.

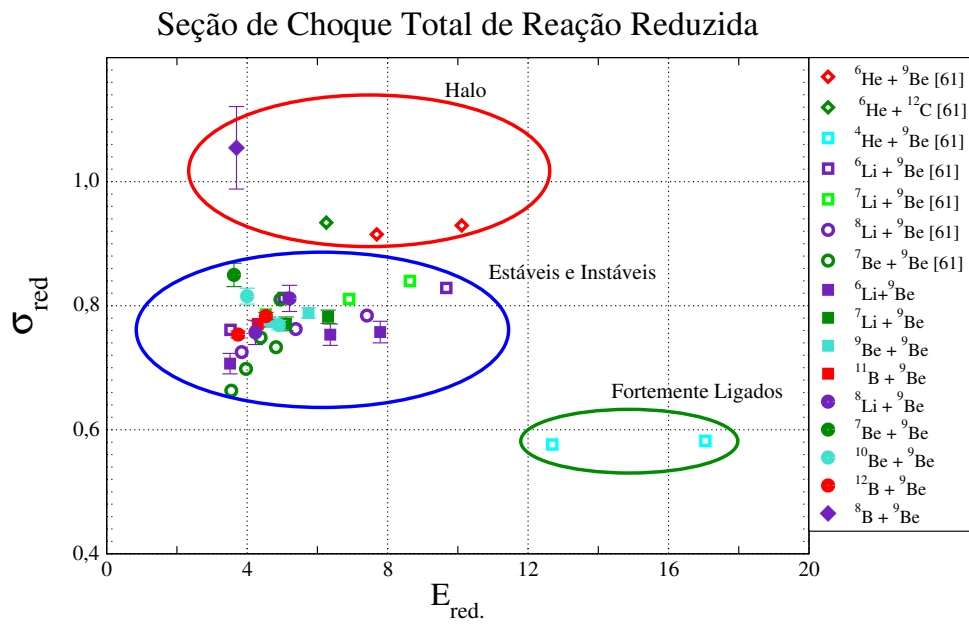


Figura 5.16: Seções de choque totais de reação reduzidas em função das energias reduzidas para sistemas leves. As linhas representam ajustes, da forma $\sigma_{\text{red}}(E_{\text{red}}) = A - \frac{B}{E_{\text{red}}}$, para cada tipo de sistema.

Capítulo 6

Análise com Canais Acoplados

Neste capítulo serão apresentados cálculos de canais acoplados (CC) para o espalhamento inelástico, canais acoplados no contínuo (CDCC) para a dissociação do projétil (breakup) e canais de reação acoplados (CRC) para reações de transferência. Serão analisados, também, os efeitos das contaminações dos estados excitados no espalhamento elástico (quase-elástico). Através deste estudo pode-se observar como a dinâmica de reações pode interferir no canal elástico. Todos os cálculos foram feitos com o código FRESCO [53] e já incorporam a correção angular.

Para sistemas com núcleos estáveis em baixas energias, reações de fusão completa tem a maior contribuição na seção de choque total de reação. Já para feixes de núcleos radioativos e fracamente ligados, onde canais de reação tendem a ter maior importância que nos isótopos estáveis, o acoplamento com canais de reação direta tem se mostrado importante em alvos leves [15], intermediários e pesados [16, 17, 18, 19, 20]. Portanto, apenas as distribuições elásticas dos isótopos longe da linha de estabilidade (^8Li , $^{7,10}\text{Be}$ e $^{8,12}\text{B}$) serão analisados nesta etapa.

No formalismo de Canais Acoplados, além de diversos estados e canais de reação, processos de muitas etapas (*multi-step*) podem ser incluídos, aumentando exponencialmente a quantidade de combinações intermediárias que podem ligar a partição inicial à partição final. Entretanto, limitações computacionais restringem o número de estados que podem ser incluídos nas expansões de função de onda, explicadas no Capítulo 4, fazendo com que tenha que ser incluído um potencial que consiga descrever todos os processos, exceto os canais explicitamente considerados no cálculo de canais acoplados. Este potencial complexo deve descrever o efeito de todos os canais de absorção (incluindo a fusão) não considerados explicitamente no cálculo de canais acoplados e aqui é denominado **Potencial Base** (*bare*).

6.1 Espalhamento Inelástico (CC)

A resolução em energia dos feixes medidos nestes experimentos é da ordem de ~ 1 MeV (ver Tabela 3.6), fazendo com que alguns estados excitados de baixas energias não possam ser separados pelo sistema de detecção. Este tipo de evento é conhecido como espalhamento quase-elástico, pois eventos de excitação de estados de baixa energia do projétil ou do alvo estão incluídos no pico do espalhamento elástico, e a contribuição dessas contagens deve ser analisada. A inclusão de estados excitados no formalismo de Canais Acoplados fornece as seções de choque de espalhamento inelástico e, com isso, permite uma estimativa teórica das contribuições destes nas distribuições angulares experimentais. Além disso, informações sobre como estes processos interferem com o espalhamento elástico são obtidas. Isto é, como a partícula incidente pode excitar-se e desexcitar-se sequencialmente, retornando ao estado fundamental e sendo espalhada em ângulos diferentes do que seria originalmente. Nos cálculos dos sistemas aqui estudados foram incluídos todos os estados abaixo da energia de ligação.

A dificuldade de se determinar experimentalmente as amplitudes de transição reduzidas para estados excitados de boa parte dos isótopos instáveis faz com que ainda existam divergências entre os valores teóricos e experimentais. Portanto, neste trabalho foram utilizados modelos de *cluster* para descrever estes isótopos (ver Tabela 6.1) e nenhum estado excitado coletivo, vibracional ou rotacional, foi incluído. Assim, o projétil é considerado um sistema de dois corpos e os estados excitados ligados são configurações de partícula única em camadas nucleares mais elevadas. Em todos os casos, apenas a excitação do projétil foi incluída nos cálculos e processos de até 60 passos foram incluídos. Para a realização destes cálculos são necessários três potenciais: potencial real de ligação (**PL**) do caroço com a partícula de valência (**caroço-valência**), que terá a profundidade ajustada para reproduzir a energia de ligação do sistema, e os potenciais complexos de espalhamento (**PE**) de ambos no alvo (**caroço-alvo** e **valência-alvo**). Os potenciais usados serão descritos em cada caso.

6.1.1 Isótopos do Lítio



Foi usado neste caso a configuração de *cluster* ${}^8\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Li} + n$, com energia de ligação de $S_n = 2,032$ MeV. No esquema de níveis abaixo são exibidos os estados

abaixo e o primeiro estado acima do limiar de quebra de nêutrons:

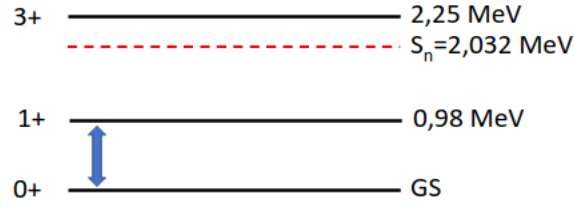


Figura 6.1: Esquema de níveis do ${}^8\text{Li}$ com as transições consideradas nos cálculos de CC.

Para realização dos cálculos foram usados, além da interação Coulombiana do projétil com o alvo, os seguintes potenciais:

- **Caroço-valência (PL):** ${}^7\text{Li} + n$ da sistemática Perey-Perey [62];
- **Valência-alvo (PE):** ${}^9\text{Be} + n$ da sistemática Perey-Perey [62];
- **Caroço-alvo (PE):** ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ do tipo PSP1 com $N_{\text{Re}} = 1,0$ e $N_{\text{Im}} = 0,78$.

Os resultados dos cálculos podem ser observados na Fig. 6.2. Como pode ser

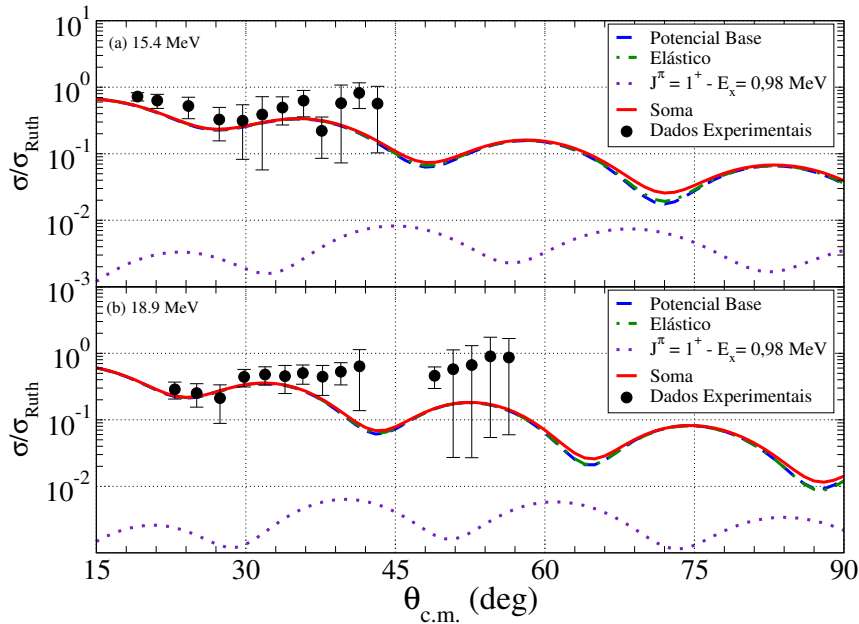


Figura 6.2: Comparação entre os resultados teóricos de Canais Acoplados com dados experimentais do sistema ${}^8\text{Li} + {}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 15,4$ (a) e $18,9$ MeV (b).

observado, a seção de choque de espalhamento inelástico é bastante pequena, sendo uma ordem de grandeza menor que a seção de choque elástica na região angular medida, e, portanto, tem pouca contribuição nos resultados experimentais. Também

é notável que a inclusão de estados excitados não altera significativamente a distribuição angular elástica teórica e, com isso, pode-se concluir que, para este sistema e energias, estes canais de excitação não interferem no espalhamento elástico.

6.1.2 Isótopos do Berílio

${}^7\text{Be}$

Nestes cálculos foi utilizado a configuração de *cluster* ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{He}$ com energia de ligação de 1,587 MeV. Abaixo deste limiar de quebra há apenas um estado ligado, mostrado no esquema de níveis a seguir. Para realização dos cálculos

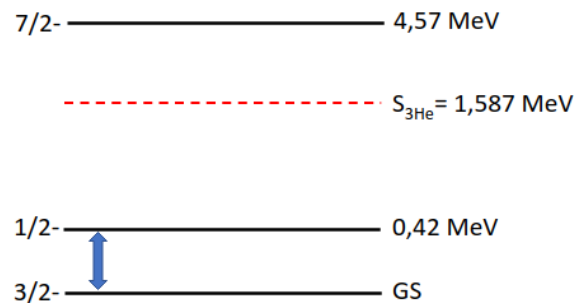


Figura 6.3: Esquema de níveis do ${}^7\text{Be}$ com as transições consideradas nos cálculos de CC.

foram usados, além da interação Coulombiana do projétil com o alvo, os seguintes potenciais:

- **Caroço-Valência (PL):** ${}^4\text{He} + {}^3\text{He}$ da sistemática Perey-Perey [62];
- **Valência-alvo (PE):** ${}^3\text{He} + {}^9\text{Be}$ obtidos por *Park et al* [63];
- **Caroço-alvo (PE):** ${}^4\text{He} + {}^9\text{Be}$ obtidos por *Taylor et al* [64].

Os resultados dos cálculos podem ser observados na Fig. 6.4. Nestes cálculos o espalhamento inelástico mostrou ser relativamente mais intenso em ângulos acima de $\theta_{\text{CM}} \geq 60^\circ$, fazendo com que a soma das seções de choque e a componente puramente elástica se separem nessa região. Porém, no intervalo angular medido a contribuição de estados excitados é no mínimo uma ordem de grandeza menor que a elástica. Também pode ser observado que o acoplamento de canais de excitação não altera a seção de choque do potencial base.

${}^{10}\text{Be}$

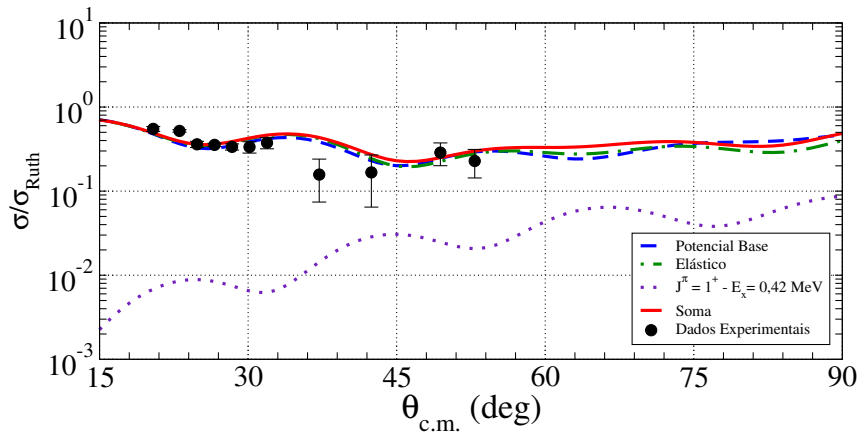


Figura 6.4: Comparação entre os resultados teóricos de Canais Acoplados com dados experimentais do sistema ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 17,3$ MeV.

Este isótopo, que tem limiar de quebra de nêutrons de 6,812 MeV e configuração de *cluster* ${}^{10}\text{Be} \rightarrow {}^9\text{Be} + n$, possui seis estados excitados abaixo da energia de ligação. O esquema de níveis pode ser observado na Fig. 6.5:

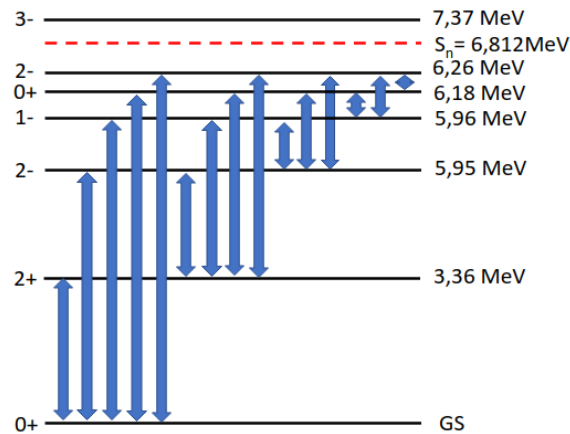


Figura 6.5: Esquema de níveis do ${}^{10}\text{Be}$ com as transições consideradas nos cálculos de CC.

Além da interação Coulombiana do projétil com o alvo, foram utilizados nestes cálculos os seguintes potenciais:

- **Caroço-Valência (PL):** ${}^9\text{Be} + n$ da sistemática Perey-Perey [62];
- **Valência-alvo (PE):** ${}^9\text{Be} + n$ da sistemática Perey-Perey [62];
- **Caroço-alvo (PE):** ${}^9\text{Be} + {}^9\text{Be}$ do Potencial de São Paulo.

Os resultados dos cálculos teóricos podem ser observados na Fig. 6.6. O primeiro

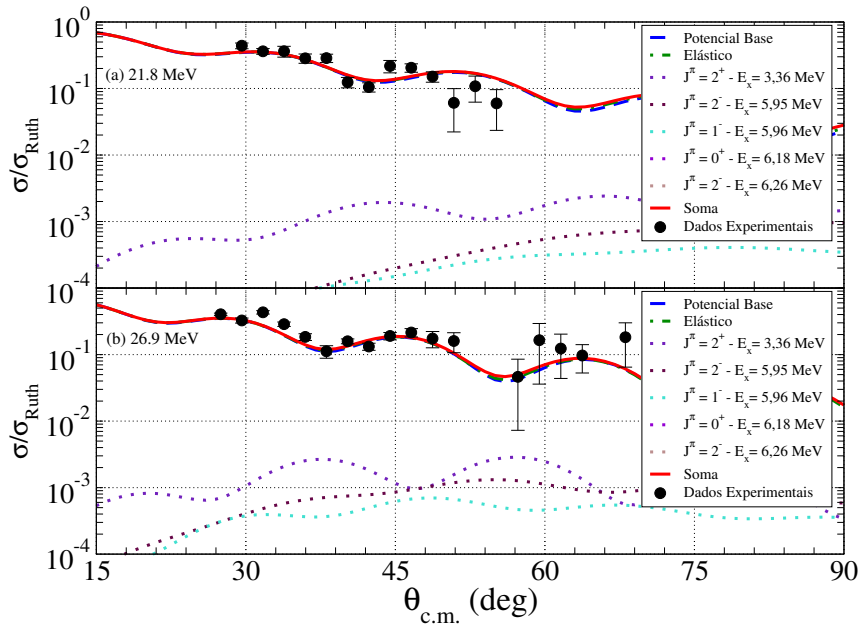


Figura 6.6: Comparação entre os resultados teóricos de Canais Acoplados com dados experimentais do sistema $^{10}\text{Be}+^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 21,8$ (a) e $26,9$ MeV (b).

estado excitado do isótopo de ^{10}Be tem energia de excitação ($3,36$ MeV) acima da resolução obtida para este feixe secundário e, portanto, o sistema de detecção consegue separar os picos. Além disso, as seções de choque de espalhamento inelástico são por volta de duas ordens de grandeza menores que a as seções de choque elásticas. Também pode ser notado que o acoplamento de canais de excitação não altera o resultado da seção de choque elástica do potencial base.

6.1.3 Isótopos do Boro

^8B

O $^8\text{B} \rightarrow ^7\text{Be} + p$ tem uma das energias de ligação mais baixas existentes ($S_p = 0,136$ MeV) e não há nenhum estado ligado abaixo do limiar de quebra de prótons. Por isso, esta análise não foi feita para estes dados.

^{12}B

O núcleo de $^{12}\text{B} \rightarrow ^{11}\text{B} + n$ tem energia de ligação desta configuração de *cluster* de $S_n = 3,369$ MeV, tendo cinco estados excitados abaixo deste limiar de quebra. O esquema de níveis pode ser visto na Fig. 6.7. Para realização dos cálculos foram usados, além da interação Coulombiana do projétil com o alvo, os seguintes potenciais:

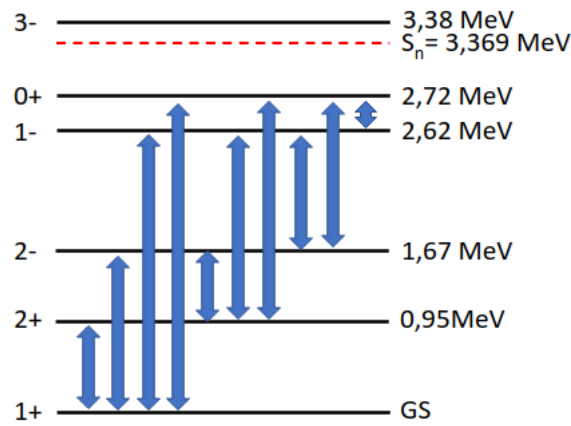


Figura 6.7: Esquema de níveis do ^{12}B com as transições consideradas nos cálculos de CC.

- **Caroço-Valência (PF):** $^{11}\text{B} + n$ da sistemática Perey-Perey [62];
- **Valência-alvo (PE):** $^9\text{Be} + n$ da sistemática Perey-Perey [62];
- **Caroço-alvo (PE):** $^{11}\text{B} + ^9\text{Be}$ do Potencial de São Paulo.

A comparação entre os resultados teóricos e os dados experimentais pode ser observada na Fig. 6.8. O primeiro estado excitado do núcleo de ^{12}B tem energia

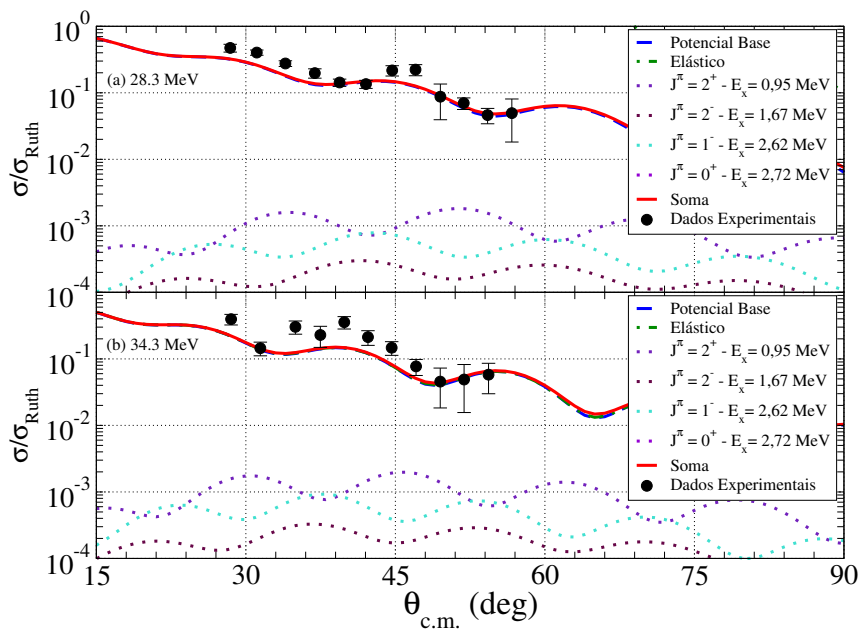


Figura 6.8: Comparação entre os resultados teóricos de Canais Acoplados com dados experimentais do sistema $^{12}\text{B} + ^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 28,3$ (a) e $34,3$ MeV (b).

de excitação menor que a resolução deste feixe secundário. Porém, pode ser obser-

vado que as seções de choque inelásticas são duas ordens de grandezas menores que os resultados para o espalhamento elástico, não interferindo nos resultados finais. Novamente, nota-se que o acoplamento de canais de espalhamento inelástico não interfere no resultado das seções de choque do potencial base.

6.2 Acoplamento com Canais de Quebra (CDCC)

Com o intuito de definir a influência de reações de quebra no espalhamento elástico, cálculos de CDCC foram realizados. Para isso, os núcleos são considerados como sistemas de dois corpos (*cluster*) e são incluídos estados excitados acima da energia de ligação. As configurações de *cluster* e energias de ligação podem ser vistas na Tabela 6.1. Como explicado no Capítulo 4, este modelo discretiza o contínuo

Tabela 6.1: Energia de ligação (BE) de cada isótopo.

<i>Cluster</i>	BE (MeV)
${}^8\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Li} + \text{n}$	2,032
${}^7\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{He}$	1,587
${}^{10}\text{Be} \rightarrow {}^9\text{Be} + \text{n}$	6,812
${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + \text{p}$	0,136
${}^{12}\text{B} \rightarrow {}^{11}\text{B} + \text{n}$	3,369

em pacotes de onda, chamadas de *bins*, de forma que as funções de onda sejam normalizáveis neste intervalo de energia. Os *bins* mais prováveis de serem populadas por partículas livres são os de menor energia, de forma que estados muito acima do limiar de quebra (BE) são cada vez menos prováveis. Portanto, com o aumento da energia de excitação a seção de choque de quebra deve convergir para zero. A energia de excitação máxima, acima do limiar de quebra, pode ser estimada como aproximadamente a energia do sistema no centro de massas ($\varepsilon_{max} \approx E_{CM}$) e foi definida para estes casos como $\varepsilon_{max} \approx 10$ MeV. Devem ser formados *bins* para cada estado obtido do acoplamento do momento angular da partícula livre com o spin do caroço nuclear, e a inclusão destes acontece de forma gradual. Começando pela onda $s_{1/2}$ ($l = 0$) e aumentando até que os resultados não mostrem variação expressiva. Sendo incluído, por exemplo, até a onda $g_{9/2}$ para o isótopo de ${}^7\text{Be}$ e até a onda $d_{5/2}$ para o ${}^{10}\text{Be}$. Na Fig. 6.9 é mostrado um esquema dos *bins* e transições possíveis para um momento angular genérico.

Do ponto de vista teórico, não há diferença entre as informações necessárias para

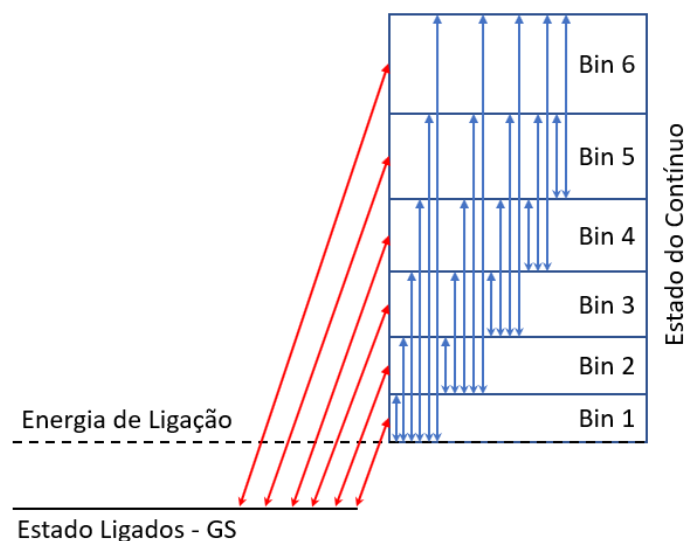


Figura 6.9: Esquema da formação dos pacotes de onda (*bins*) e transições nos cálculos de CDCC.

a construção do cartão de entrada de cálculos de Canais Acoplados e CDCC. De fato, as reações de quebra são vistas como uma excitação de núcleons para estados acima do limiar de quebra, definindo uma partícula livre. Portanto, todos os potenciais usados nos cálculos de CC foram usados novamente nestes cálculos.

6.2.1 Isótopos do Lítio

${}^8\text{Li}$

Neste caso, o núcleo caroço está no estado fundamental (GS) e o nêutron de valência ocupa a camada $1p_{3/2}$. Após a quebra, foi considerado que o ${}^7\text{Li}$ se mantém no GS ($J^\pi = 3/2^-$) e o nêutron livre pode ter os momentos angulares $l = 0, 1, 2$ e 3 , chegando até a onda $f_{7/2}$. O acoplamento do spin do caroço nuclear com o spin do nêutron de valência, produziu um total de 145 estados finais, sendo um para o canal de espalhamento elástico e 144 estados do contínuo. Os resultados dos cálculos de CDCC para este sistema podem ser vistos na Fig. 6.10. Como pode ser observado, o acoplamento de canais de quebra não altera muito a seção de choque elástica na região angular analisada, sendo que o potencial base tem comportamento similar ao resultado após o acoplamento de estados do contínuo, mudando levemente a amplitude e a fase das oscilações. Para verificar a convergência dos cálculos a seção de choque diferencial em função da energia de excitação (ε_x) foi obtida.

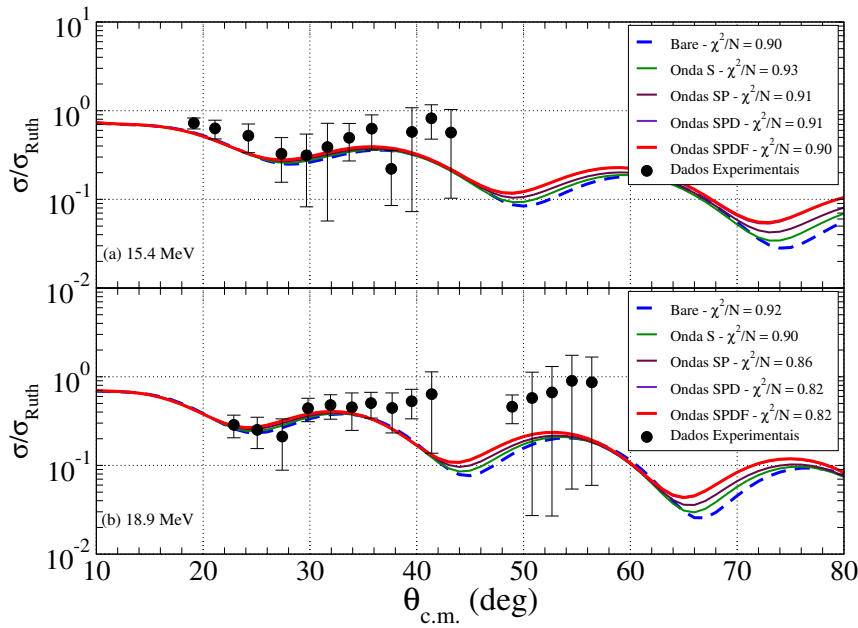


Figura 6.10: Comparação entre os resultados teóricos de CDCC com dados experimentais do sistema ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 15,4$ (a) e $18,9$ MeV (b).

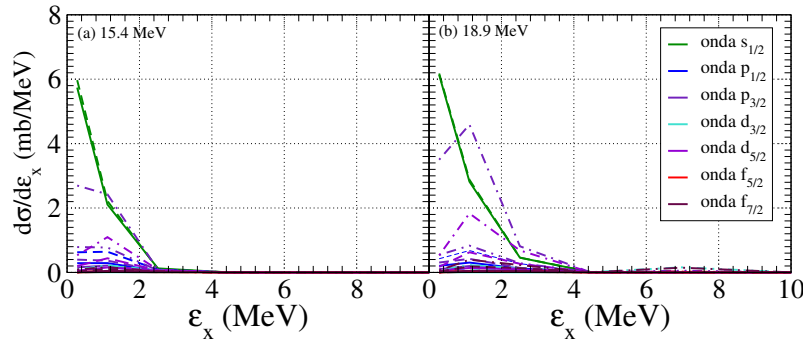


Figura 6.11: Seção de choque diferencial em função da energia de excitação (ϵ_x) decorrente dos cálculos de CDCC do sistema ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 15,4$ (a) e $18,9$ MeV (b).

6.2.2 Isótopos do Berílio

${}^7\text{Be}$

Este isótopo foi tratado como um caroço de ${}^4\text{He}$ no estado fundamental ($J^\pi = 0^+$), se mantendo no GS após a quebra, e um ${}^3\text{He}$ de valência. Os resultados destes cálculos podem ser observados na Fig. 6.12. O caroço com $J^\pi = 0^+$ faz com que o acoplamento produza estados com spins iguais aos momentos angulares totais do ${}^3\text{He}$ após a quebra, gerando um total de 55 estados finais. Para este, foram incluídos os momentos angulares $l = 0, 1, 2, 3$ e 4 , produzindo ondas parciais até

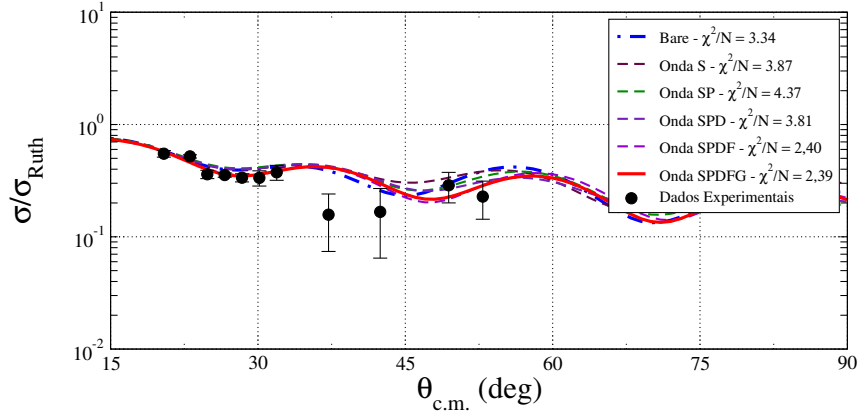


Figura 6.12: Comparação entre os resultados teóricos de CDCC com dados experimentais do sistema ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 17,3$ MeV.

a onda $g_{9/2}$. Como pode ser visto, o acoplamento de estados do contínuo melhora a reprodutibilidade dos dados em ângulos dianteiros, onde a precisão experimental é maior. É observada, também, uma pequena melhora nos dois últimos pontos da distribuição angular. Há uma melhora considerável nos valores de χ^2/N , o que indica que este acoplamento tem uma influência na dinâmica de espalhamento elástico. Para garantir a convergência dos cálculos a seção de choque diferencial em função da energia de excitação foi obtida pode ser vista na Fig. 6.13.

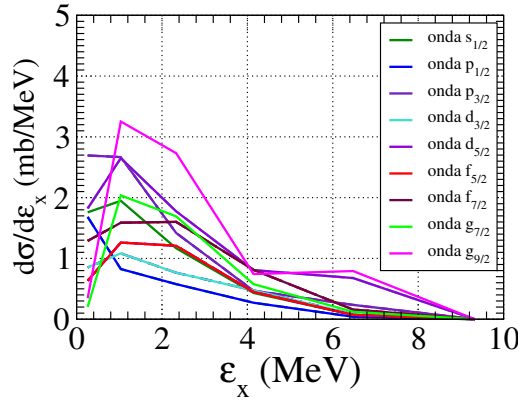


Figura 6.13: Seção de choque diferencial em função da energia de excitação (ϵ_x) decorrente dos cálculos de CDCC do sistema ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 17,3$ MeV.

${}^{10}\text{Be}$

Nos cálculos para o núcleo de ${}^{10}\text{Be}$, o caroço nuclear (${}^9\text{Be}$) se manteve no estado fundamental após a quebra ($J^\pi = 1/2^-$) e foram incluídos os momentos angulares $l = 0, 1$ e 2 para o nêutron de valência. O acoplamento dos spins do caroço e da

partícula livre produziram um total de 97 estados finais. O resultado dos cálculos, comparados com os dados experimentais, podem ser observados na Fig. 6.14. Neste

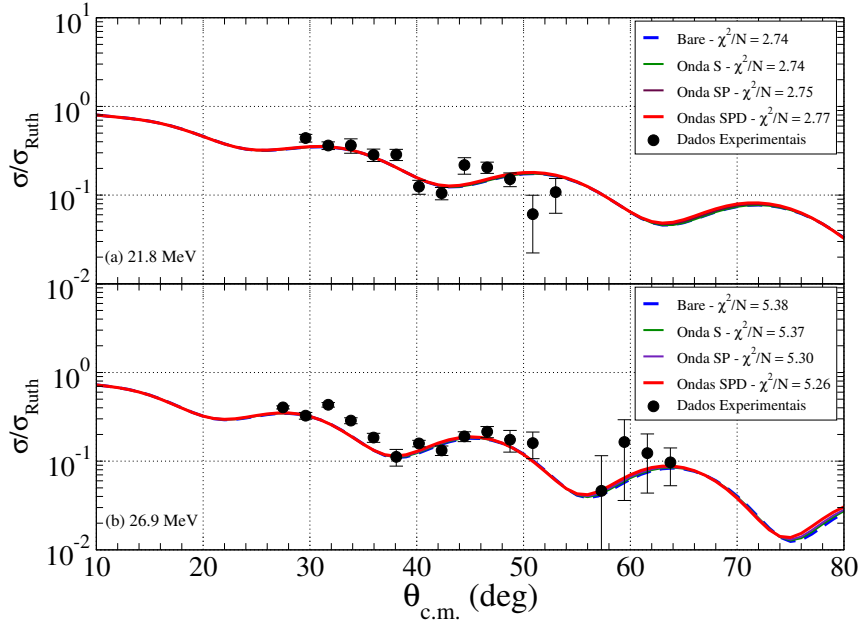


Figura 6.14: Comparação entre os resultados teóricos de CDCC com dados experimentais do sistema $^{10}\text{Be}+^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 21,8$ (a) e $26,9$ MeV (b).

caso, o acoplamento de estados do contínuo não altera em aproximadamente nada as distribuições angulares teóricas. Isto indica que o processo de quebra não interfere significativamente no espalhamento elástico. A convergência dos cálculos pode ser observada através da seção de choque diferencial em função da energia de excitação, onde pode ser observado, também a baixa seção de choque desta reação.

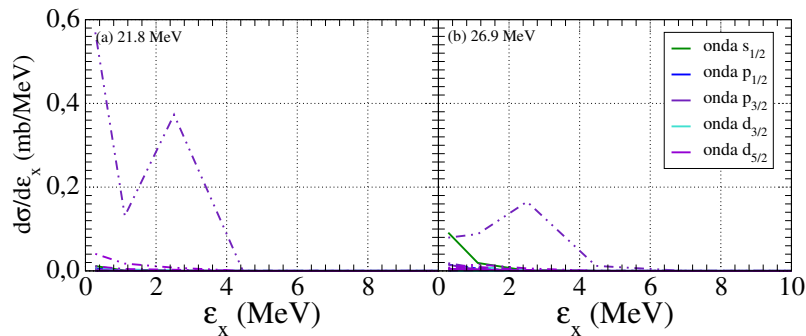


Figura 6.15: Seção de choque diferencial em função da energia de excitação (ϵ_x) decorrente dos cálculos de CDCC do sistema $^{10}\text{Be}+^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 21,8$ (a) e $26,9$ MeV (b).

6.2.3 Isótopos do Boro

${}^8\text{B}$

O caroço nuclear da configuração de *cluster* mais fracamente ligada do ${}^8\text{Be}$ ($\rightarrow {}^7\text{Be} + p$) também é um isótopo radioativo e fracamente ligado e, portanto, foram usados diferentes potenciais para analisar a sensibilidade dos cálculos em relação à esta configuração. Portanto, foram utilizados os seguintes potenciais, além do potencial Coulombiano:

- **Caroço-Valência (PL):** ${}^7\text{Be} + p$ da sistemática Perey-Perey [62];
- **Valência-alvo (PE):** ${}^9\text{Be} + p$ da sistemática Perey-Perey [62];
- **Caroço-alvo (PE):** ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$:
 - ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ obtidos neste trabalho;
 - ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ obtidos por *Umbelino et al* [48];
 - ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ obtidos por *Verma et al* [33].

A comparação entre os resultados teóricos e os dados experimentais pode ser observada na Fig. 6.16. Após a reação de quebra elástica o caroço nuclear se mantém no estado fundamental ($J^\pi = 1/2^-$) e foram incluídos os momentos angulares $l = 0, 1, 2$ e 3 para o próton livre. O acoplamento destes spins produziu um total de 145 estados finais, sendo 1 canal de espalhamento elástico e 144 estados do contínuo. Como pode ser observado, todos os potenciais usados nestes cálculos resultaram em seções de choque teóricas parecidas e nenhuma delas é capaz de reproduzir o conjunto de dados experimentais, indicando que possíveis incertezas sobre o potencial de interação ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ não são causadoras desta incompatibilidade e que canais de quebra não interferem significativamente no processo de espalhamento elástico.

A convergência dos cálculos pode ser observada através da seção de choque diferencial em função da energia de excitação. Outro fator importante que pode ser notado destas distribuições em energia, é a alta seção de choque de produção de ${}^7\text{Be}$, que pode ser integrada em energia para 112, 89 e 113 mb, respectivamente. As seções de choque totais de reação obtidas com este modelo podem ser observadas na Tabela 6.4.

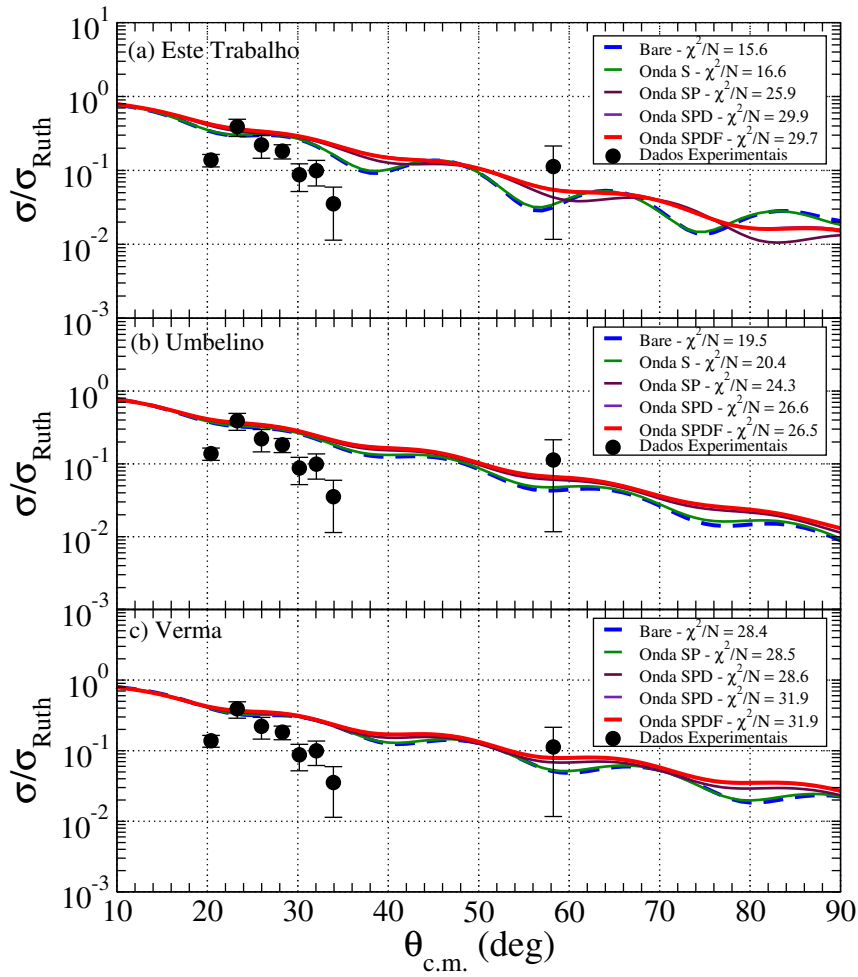


Figura 6.16: Comparação entre os resultados teóricos de CDCC com dados experimentais do sistema ${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV.

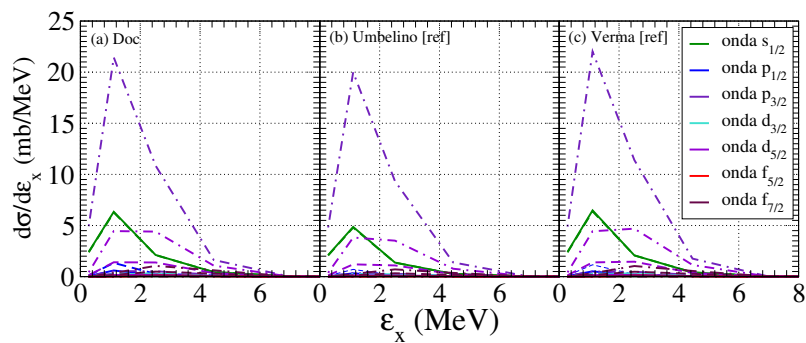


Figura 6.17: Seção de choque diferencial em função da energia de excitação (ϵ_x) decorrente dos cálculos de CDCC do sistema ${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV.

${}^{12}\text{B}$

Novamente, o caroço nuclear da configuração de *cluster* do ${}^{12}\text{B}$ está no estado

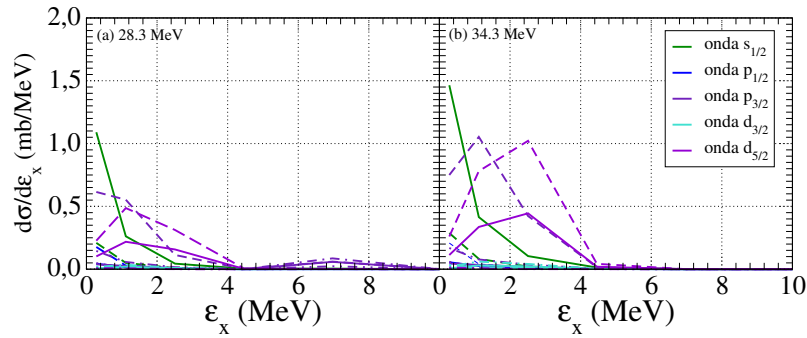


Figura 6.19: Seção de choque diferencial em função da energia de excitação (ε_x) decorrente dos cálculos de CDCC do sistema $^{12}\text{B}+^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 28,3$ (a) e $34,3$ MeV (b)

realização dos cálculos de CRC deve-se ter conhecimento dos níveis de energia e dos seus respectivos fatores espectroscópicos. Apenas reações de *stripping* de uma partícula do projétil foram consideradas nestes cálculos.

As reações de transferência induzidas pelos isótopos ricos em nêutrons aqui estudados tem a forma geral: $(X+n)+^9\text{Be} \rightarrow X+^{10}\text{Be}$ e, portanto, todos os estados finais produzidos são estados do isótopo de ^{10}Be . Abaixo do limiar de quebra de nêutrons deste núcleo existem seis estados ligados, o esquema de níveis e as transições incluídas nestes cálculos podem ser observados na Fig. 6.20. Os fatores espectro-

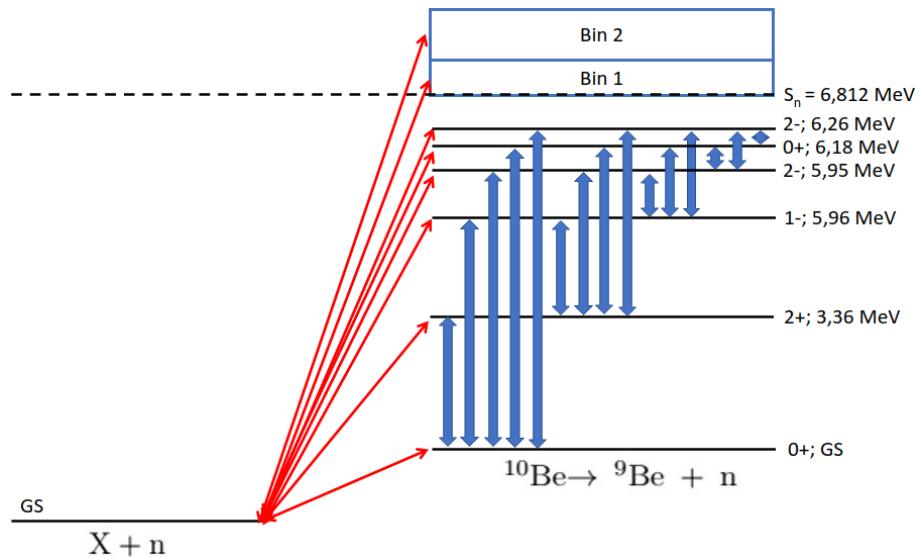


Figura 6.20: Diagrama de níveis e transições incluídas nos cálculos de CRC com isótopos do tipo *cluster* de nêutrons com alvo de ^9Be .

cópicos do isótopo de ^{10}Be foram experimentalmente medidos por *Lukyanov et al* através da reação de *stripping* de nêutrons $^9\text{Be}(\alpha, ^3\text{He})^{10}\text{Be}$ [65]. Os estados e seus

respectivos fatores espectroscópicos podem ser vistos na Tabela 6.2. Apenas o estado com $E_x = 6,26$ MeV não apresentava fator espectroscópico experimentalmente medido e, portanto, um valor teórico obtido pelo código NuShellX [66] foi utilizado.

Tabela 6.2: Fatores espectroscópicos do $^{10}\text{Be} \rightarrow ^9\text{Be} + n$.

E_x (MeV)	J^π	nlj	S_f
G.S.	0^+	1p3/2	1,65
3,36	2^+	1p1/2	1,00
5,96	2^+	1p1/2	1,40
5,95	1^-	1d5/2	0,43
6,18	0^+	1p3/2	0,39*
6,26	2^-	1d5/2	0,26

Na reação de *stripping* de um próton $^8\text{B} + ^9\text{Be} \rightarrow ^7\text{Be} + ^{10}\text{B}$, os níveis finais do próton transferido são estados ligados do núcleo de ^{10}B . Este núcleo tem diversos estados ligados abaixo do limiar de quebra de prótons ($S_p = 6,865$ MeV), o esquema de níveis e transições incluídas podem ser observados na Fig. 6.21. Os fatores

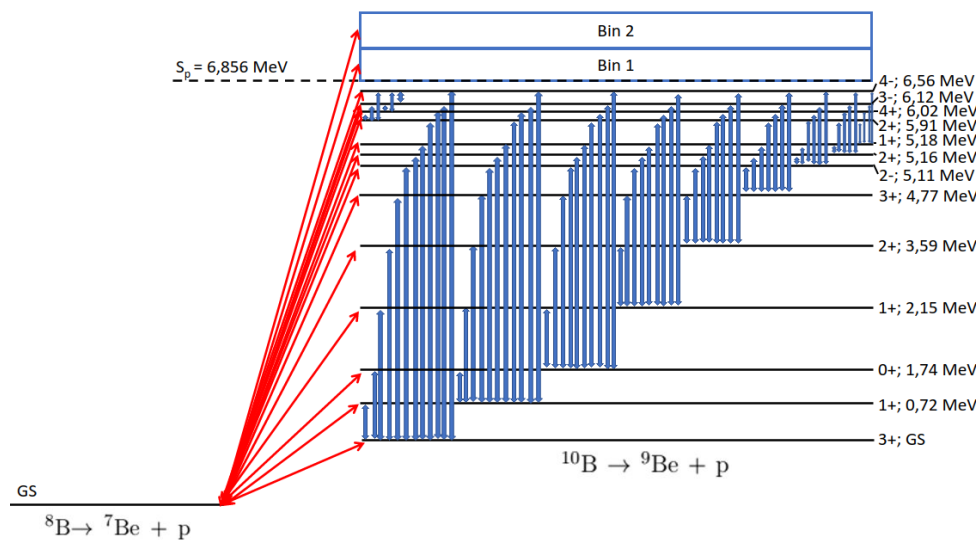


Figura 6.21: Diagrama de níveis e transições incluídas nos cálculos de CRC para o isótopo ^8B com alvo de ^9Be .

espectroscópicos de um próton no núcleo de ^{10}B foram medidos experimentalmente em diversos trabalhos através da reação $^9\text{Be}(d,n)^{10}\text{B}$ [67, 68, 69, 70]. Realizando uma média entre os valores obtidos nestas referências, os fatores espectroscópicos

usados nestes cálculos foram obtidos e são apresentados na Tabela 6.3. Novamente, valores experimentais não foram encontrados para os níveis com $E_x = 5,18$ e $6,02$ MeV e, portanto, valores teóricos foram usados.

Tabela 6.3: Fatores espectroscópicos do $^{10}\text{B} \rightarrow ^9\text{Be} + p$.

E_x (MeV)	J^π	nlj	S_f	E_x (MeV)	J^π	nlj	S_f
G.S.	3^+	1p3/2	1,13	5,16	2^+	1p3/2	0,50
0,72	1^+	1p1/2	2,40	5,18	1^+	1p1/2	0,04*
1,74	0^+	1p3/2	1,57	5,91	2^+	1p1/2	0,79
2,15	1^+	1p3/2	0,51	6,02	4^+	1f7/2	0,76*
3,59	2^+	1p1/2	0,21	6,12	2^+	1p1/2	1,18
4,77	3^+	1p3/2	0,05	6,12	3^-	1d5/2	0,62
4,77	3^+	1f7/2	0,24	6,56	2^+	1p1/2	1,02
5,11	2^-	1d5/2	0,10	6,56	4^-	1d5/2	0,48
5,11	2^-	2s1/2	0,42				

Em cálculos de CRC deve ser incluído explicitamente o potencial base (*bare*), que deve contabilizar os processos de fusão e as demais reações diretas menos intensas. Potenciais de dupla-convolução, por não terem parâmetros livres, são bons candidatos. Nos cálculos de CRC apresentados neste trabalho, foram utilizados os potenciais PSP1 e PSP2 com as normalizações $N_{\text{Re}} = 1,0$ e $N_{\text{Im}} = 0,6$. Estes valores têm sido usados com sucesso em alguns trabalhos da literatura [48, 71]. Potenciais puramente reais do tipo Woods-Saxon e com geometria padrão ($r_0 = 1,25$ fm e $a_0 = 0,65$ fm) foram utilizados para descrever a interação entre a partícula de valência e o caroço nuclear ou alvo, a profundidade do potencial foi variada para reproduzir a energia de ligação de cada estado. Também devem ser usados potenciais complexos para o espalhamento do caroço nuclear com o alvo (**Caroço-alvo**), da partícula de valência com o alvo (**Valência-alvo**) e do caroço com o núcleo de residual (^{10}Be ou ^{10}B - **Caroço-residual**), que serão descritos adiante.

Cálculos de CRC permitem a inclusão de diversas etapas nos processos de transferência, possibilitando o estudo de reações de múltiplas etapas e entendendo como que estas interferem no espalhamento elástico. Neste trabalho os cálculos foram realizados com até 60 passos intermediários para a configuração final, que pode ser controlada através de um parâmetro de entrada do FRESKO chamada *iter*. Além disso, foram feitos cálculos de apenas uma etapa entre o estado inicial e final, que aqui chamaremos de **DWBA**. Por ser um processo de primeira ordem, não há a

possibilidade de que uma partícula transferida retorne para a partição de entrada e, portanto, não há acoplamento efetivo entre o canal de transferência e de espalhamento elástico. Em todos os casos a distribuição angular elástica de DWBA é idêntica à do potencial base e apenas os efeitos nas seções de choque de transferência serão analisados.

6.3.1 Isótopos do Lítio

^8Li

Para este isótopo, foi estudada a interferência da reação $^9\text{Be}(^8\text{Li},^7\text{Li})^{10}\text{Be}$ no espalhamento elástico. Novamente, foi utilizada a configuração de *cluster* apresentada na Tabela 6.1, onde o caroço nuclear se mantém no estado fundamental após a transferência do nêutron. Além dos potenciais de reais de ligação do caroço e alvo com a partícula de valência, estados na partição de saída, dos fatores espectroscópicos, descritos nas Fig. 6.20 e Tabela 6.2, foram necessários os potenciais:

- **Base (PE):** $^8\text{Li} + ^9\text{Be}$ PSP1 e PSP2 com $N_{\text{Re}} = 1,0$ e $N_{\text{Im}} = 0,6$;
- **Caroço-alvo (PE):** $^7\text{Li} + ^9\text{Be}$ PSP1 e PSP2 com $N_{\text{Re}} = 1,0$ e $N_{\text{Im}} = 0,78$;
- **Valência-alvo (PE):** $n + ^9\text{Be}$ da sistemática Perey-Perey [62];
- **Caroço-residual (PE):** $^7\text{Li} + ^{10}\text{Be}$ PSP1 e PSP2 com $N_{\text{Re}} = 1,0$ e $N_{\text{Im}} = 0,78$.

Os resultados das comparações entre os cálculos de CRC e dados experimentais podem ser observados na Fig. 6.22. Como pode ser observado, o efeito do acoplamento dos canais de transferência não altera significativamente o resultado do potencial base na região angular medida. Ambas as geometrias do potencial de São Paulo (PSP1 e PSP2) usadas como potencial base conseguem reproduzir os dados com valores de χ^2/N menores que os resultados do acoplamento dos canais de transferência, indicando que este processo pouco interfere na dinâmica de espalhamento elástico deste sistema.

As distribuições angulares teóricas de produção de ^7Li resultante dos cálculos de CRC e DWBA podem ser observadas na Fig. 6.23. Onde podem ser observados picos bastante intensos ao redor de $\theta_{c.m.} = 15^\circ$ em todos os casos. A comparação entre os cálculos de CRC e DWBA mostram que, para um mesmo potencial base, não há diferença significativa entre processos de múltiplas ou primeira ordem. Indicando que a reação de transferência aqui estudada ocorre em poucas etapas.

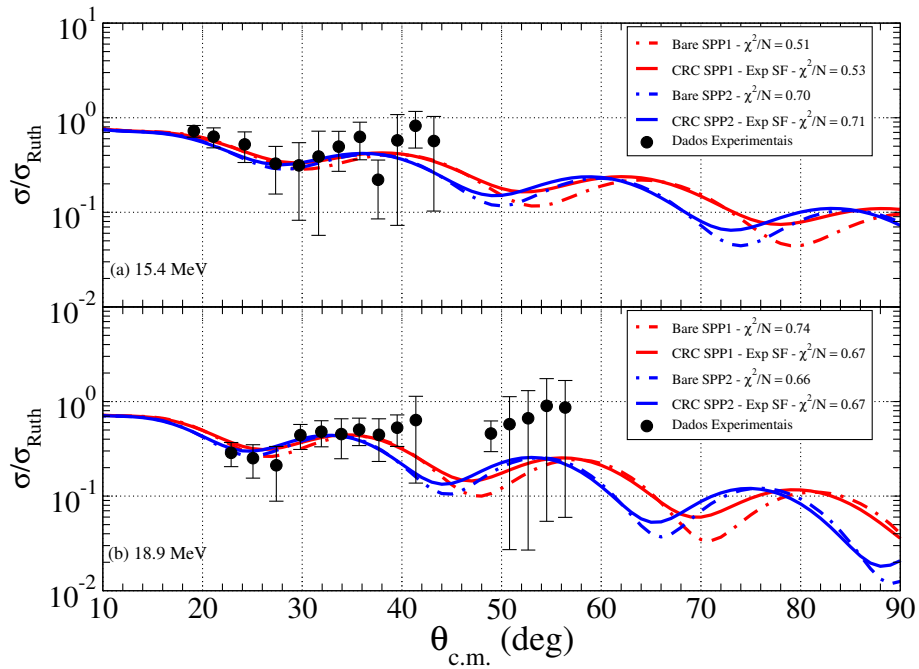


Figura 6.22: Comparação entre os resultados teóricos de CRC com dados experimentais do sistema ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 15,4$ (a) e $18,9$ MeV (b).

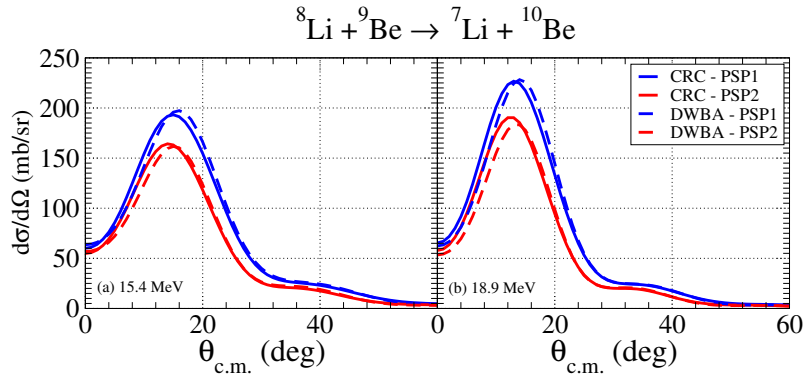


Figura 6.23: Resultados teóricos da produção de ${}^7\text{Li}$ devido à reação de transferência ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^{10}\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 15,4$ (a) e $18,9$ MeV (b).

6.3.2 Isótopos do Berílio

${}^7\text{Be}$

O isótopo de ${}^7\text{Be}$ tem $1,587$ MeV na sua configuração mais fracamente ligada (${}^7\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{He}$), onde transferências de três (${}^3\text{He}$) ou quatro (${}^4\text{He}$) núcleons deveriam ser incluídas nos cálculos de CRC. As reações de transferência de três ou mais núcleons se tornam exponencialmente mais complexas e, portanto, não foram realizadas. Para estas reações seriam necessários os fatores espectroscópicos dos

sistemas $^{13}\text{C} \rightarrow ^9\text{Be} + ^3\text{He}$ e $^{14}\text{C} \rightarrow ^9\text{Be} + ^4\text{He}$, que não foram encontradas na literatura. Além disso, as reações de transferência elástica de dois nêutrons deste sistema ($^7\text{He} + ^9\text{He} \rightarrow ^9\text{He} + ^7\text{He}$) já foram medidas e analisadas [48], onde os efeitos de acoplamento foram importantes apenas em ângulos traseiros.

^{10}Be

Para o núcleo de ^{10}Be , os canais de reação de transferência $^9\text{Be}(^{10}\text{Be},^9\text{Be})^{10}\text{Be}$ não podem ser experimentalmente separados do canal elástico. Em ambos os casos a partição de entrada é idêntica à partição de saída e um ^9Be proveniente do *stripping* de um nêutron do projétil não pode ser diferenciado de um núcleo de ^9Be espalhado. A detecção de ^9Be em ângulos dianteiros ($\theta_{9\text{Be}}$) significa que um ^{10}Be poderia ser detectado em ângulos traseiros ($\pi - \theta_{9\text{Be}}$) e, portanto, a seção de choque de produção de ^9Be , proveniente dos cálculos de CRC, deve ser somada à seção de choque elástica ($\sigma = \sigma_{\text{ela}}(\theta) + \sigma_{\text{trans}}(\pi - \theta)$). Esse tipo de reação recebe o nome de transferência elástica. Além dos potenciais de ligação já explicados, foram utilizados os seguintes

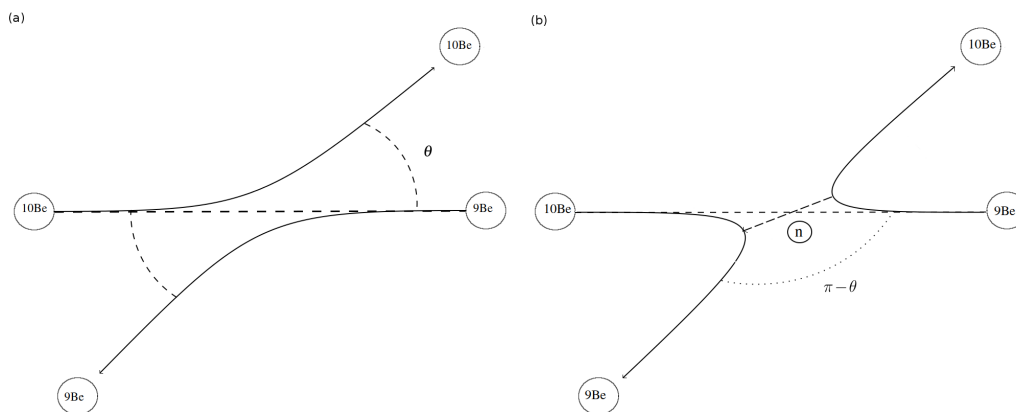


Figura 6.24: Esquema comparativo entre uma reação de transferência elástica e espalhamento elástico.

potenciais:

- **Base (PE):** $^{10}\text{Be} + ^9\text{Be}$ PSP1 e PSP2 com $N_{\text{Re}} = 1,0$ e $N_{\text{Im}} = 0,6$;
- **Caroço-alvo (PE):** $^9\text{Be} + ^9\text{Be}$ PSP1 e PSP2 com $N_{\text{Re}} = 1,0$ e $N_{\text{Im}} = 0,78$;
- **Valência-alvo (PE):** $n + ^9\text{Be}$ da sistemática Perey-Perey [62];
- **Caroço-residual (PE):** $^9\text{Be} + ^{10}\text{Be}$ PSP1 e PSP2 com $N_{\text{Re}} = 1,0$ e $N_{\text{Im}} = 0,78$.

Diferentemente dos outros casos estudados neste trabalho, os mesmos estados ligados do projétil de ^{10}Be foram incluídos nas partições de entrada e saída, possibilitando que a reação de transferência de níveis excitados fossem contabilizados. A comparação entre os dados experimentais e resultados dos cálculos de CRC podem ser observados na Fig. 6.25. Neste caso, o efeito do acoplamento destes canais de

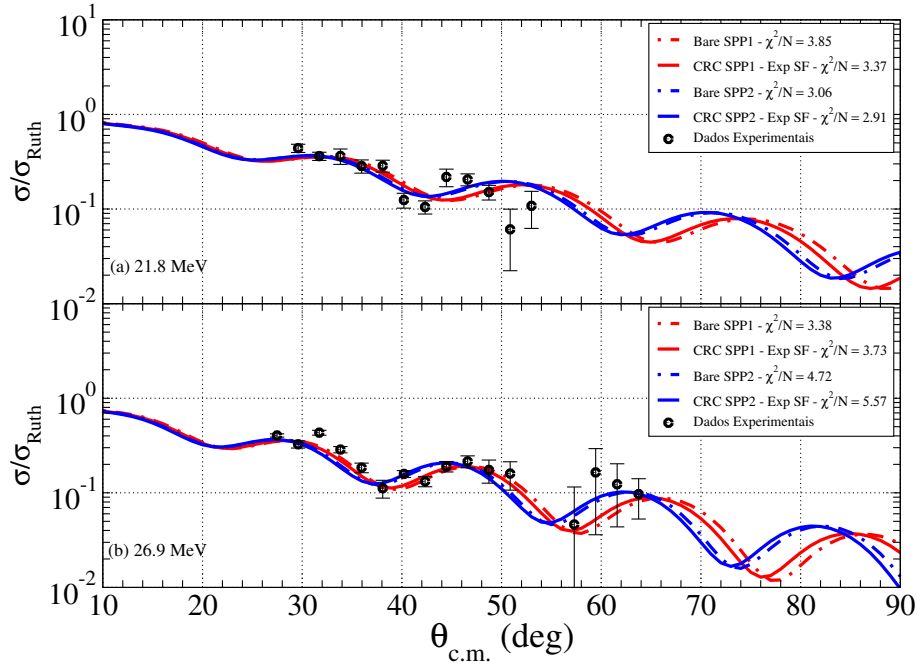


Figura 6.25: Comparação entre os resultados teóricos de CRC com dados experimentais do sistema $^{10}\text{Be}+^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 21,8$ (a) e $26,9$ MeV (b).

transferência é muito pequeno, alterando de forma bem sutil a profundidade e fase das oscilações. Os dados experimentais são igualmente reproduzidos pelo potencial Base e, portanto, a dinâmica de transferência elástica não interfere no espalhamento elástico deste sistema. As seções de choque diferenciais teóricas de produção de ^9Be calculadas com CRC e DWBA podem ser observadas na Fig. 6.26. Novamente, percebe-se uma pequena diferença entre os resultados de primeira (DWBA) e múltiplas ordens (CRC). A soma das seções de choque elástica (θ) e de transferência ($\pi - \theta$) não alterou significativamente a distribuição angular na região dos dados, resultando em alterações menores que 1%.

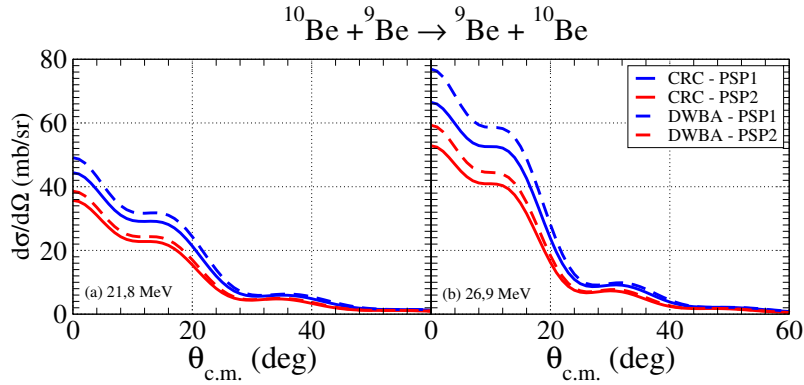


Figura 6.26: Resultados teóricos da produção de ${}^9\text{Be}$ devido à reação de transferência ${}^9\text{Be}({}^{10}\text{Be}, {}^9\text{Be}){}^{10}\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 21,8$ (a) e $26,9$ MeV (b).

6.3.3 Isótopos do Boro

${}^8\text{B}$

Para este isótopo, foi estudada a reação de transferência ${}^9\text{Be}({}^8\text{B}, {}^7\text{Be}){}^{10}\text{B}$. Devido à geometria real de longo alcance da interação ${}^8\text{B} + {}^9\text{Be}$ foi utilizado outro potencial base, além dos PSP1 e PSP2 usados nos outros sistemas. Como foi observado na análise com Modelo Óptico, este sistema não é bem descrito pela geometria dos potenciais de São Paulo e, portanto, um potencial do tipo Woods-Saxon com parâmetros obtidos neste trabalho foi usado (ver Tabela 5.7). Apenas uma redução na profundidade imaginária foi feita para não haver dupla contagem do efeito das reações diretas acopladas, analogamente ao uso da normalização $N_{\text{Im}} = 0,6$ no potencial de São Paulo. Foram usados os seguintes potenciais:

- **Base (PE):** ${}^8\text{B} + {}^9\text{Be}$
 - PSP1 e PSP2 com $N_{\text{Re}} = 1,0$ e $N_{\text{Im}} = 0,6$;
 - Potencial do tipo Woods-Saxon volumétrico com: $V = 21,9$ MeV, $r_0 = 1,32$ fm, $a_0 = 1,3$ fm, $W = 11,7$ MeV, $r_i = 1,27$ fm e $a_i = 0,78$ fm.
- **Caroço-alvo (PE):**
 - ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ obtidos neste trabalho (Doc);
 - ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ obtidos por *Umbelino et al* [48];
 - ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ obtidos por *Verma et al* [33].
- **Valência-alvo (PE):** $p + {}^9\text{Be}$ da sistemática Perey-Perey [62];

- **Caroço-residual (PE):** ${}^7\text{Be} + {}^{10}\text{B}$ PSP1 com $N_{\text{Re}} = 1,0$ e $N_{\text{Im}} = 0,78$.

Os resultados dos cálculos de CRC deste sistema, comparados com os dados experimentais podem ser observados na Fig. 6.27. Como pode ser observado, com

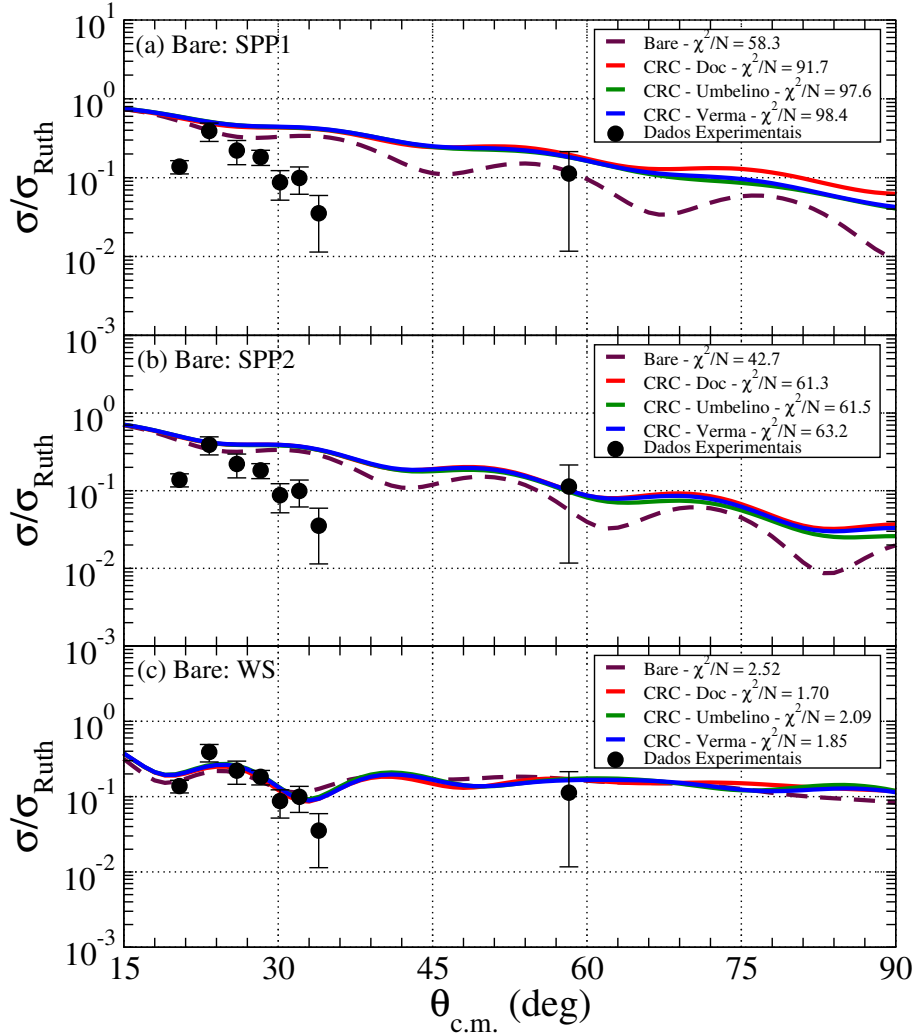


Figura 6.27: Comparação entre os resultados teóricos de CRC com dados experimentais do sistema ${}^8\text{B} + {}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV.

a utilização dos potenciais de dupla convolução PSP1 (Fig. 6.27(a)) e PSP2 (Fig. 6.27(b)) no potencial base não há boa reprodução dos dados, independentemente de qual potencial ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ seja usado. Utilizando um potencial base do tipo Woods-Saxon (Fig. 6.27(c)) com geometria real de longo alcance pode-se reproduzir os dados, porém o efeito pode ser observado sem o acoplamento, indicando que a forma da distribuição angular é explicada por um efeito de estrutura (potencial estático) dos núcleos interagentes e não pelo acoplamento do canal de transferência ${}^9\text{Be}({}^8\text{B}, {}^7\text{Be}){}^{10}\text{B}$. Entretanto, há uma melhora significativa nos valores de χ^2/N ob-

tidos, apontando que, apesar de ser um efeito menor, este acoplamento tem algum papel secundário na dinâmica de espalhamento elástico. Não houve diferenças significantes entre os resultados com o uso de diferentes potenciais de espalhamento ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$.

As seções de choque de produção de ${}^7\text{Be}$ obtidas pelos cálculos de CRC e DWBA, com os diversos potenciais utilizados, podem ser vistas na Fig. 6.28. Pode ser obser-

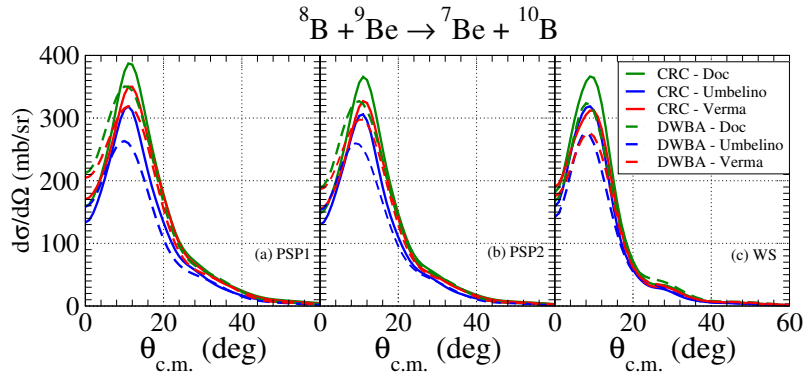


Figura 6.28: Resultados teóricos da produção de ${}^7\text{Be}$ devido à reação de transferência ${}^9\text{Be}({}^8\text{B}, {}^7\text{Be}){}^{10}\text{B}$ em $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV.

vado um pico de aproximadamente 400 mb/sr em torno de $\theta_{\text{c.m.}} = 15^\circ$, indicando que uma alta taxa desta reação ocorre durante a colisão destes núcleos. Uma pequena diferença pode ser observada entre os resultados de transferências de primeira ordem (DWBA) e múltiplas etapas (CRC), novamente, indicando a pequena quantidade de estados intermediários durante a reação.

${}^{12}\text{B}$

Por fim, para o isótopo de ${}^{12}\text{B}$ foi estudada a reação ${}^9\text{Be}({}^{12}\text{B}, {}^{11}\text{B}){}^{10}\text{Be}$, com configuração de *cluster* dada na Tabela 6.1. Os potenciais utilizados nestes cálculos foram:

- **Base (PE):** ${}^{12}\text{B} + {}^9\text{Be}$ PSP1 e PSP2, com $N_{\text{Re}} = 1,0$ e $N_{\text{Im}} = 0,6$;
- **Caroço-alvo (PE):** ${}^{11}\text{B} + {}^9\text{Be}$ PSP1 e PSP2, com $N_{\text{Re}} = 1,0$ e $N_{\text{Im}} = 0,78$;
- **Valência-alvo (PE):** $n + {}^9\text{Be}$ da sistemática Perey-Perey [62];
- **Caroço-residual (PE):** ${}^{11}\text{B} + {}^{10}\text{Be}$ PSP1 e PSP2 com $N_{\text{Re}} = 1,0$ e $N_{\text{Im}} = 0,78$.

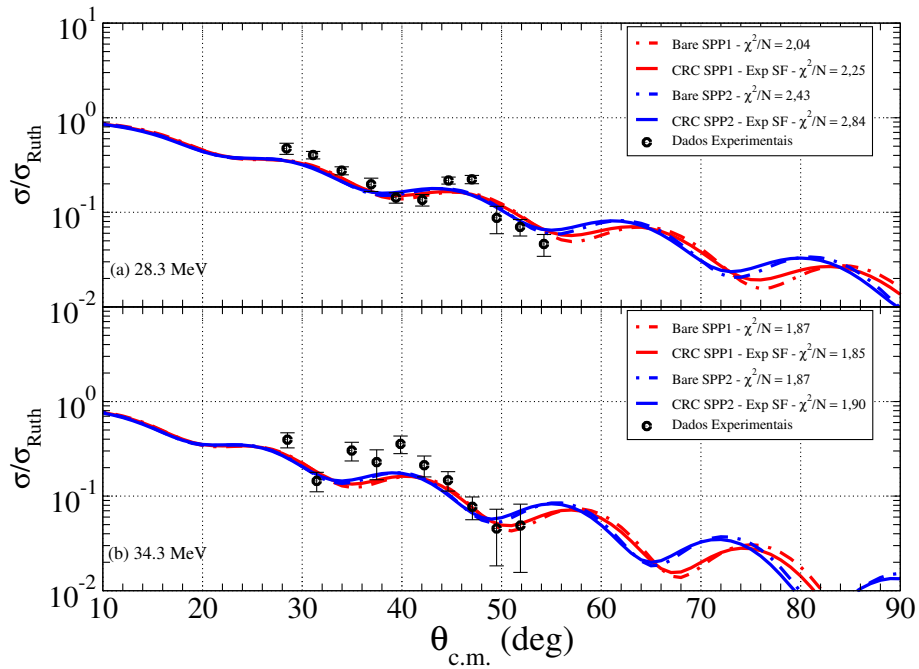


Figura 6.29: Comparação entre os resultados teóricos de CRC com dados experimentais do sistema $^{12}\text{B}+^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 28,3$ (a) e $34,3$ MeV (b).

Os resultados dos cálculos teóricos, comparados com os dados experimentais, podem ser observados na Fig. 6.29. Onde, novamente observa-se que, independente do potencial base utilizado, o acoplamento de canais de transferência não altera significativamente os resultados de espalhamento elástico. As seções de choque teóricas de produção de ^{11}B , obtidas com CRC e DWBA, podem ser vistas na Fig. 6.30. Novamente, há pouca diferença entre os resultados de DWBA e CRC.

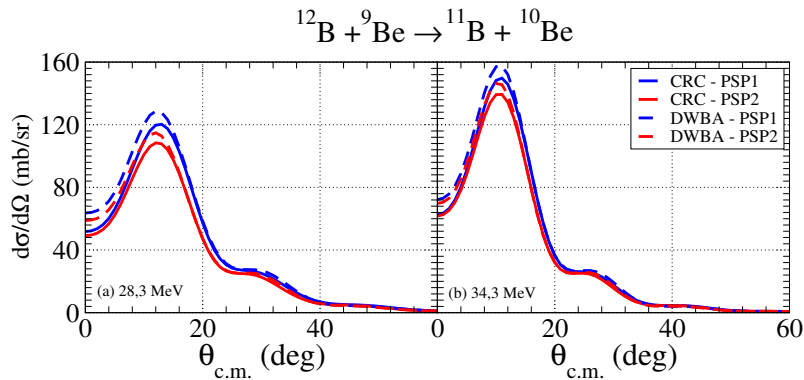


Figura 6.30: Resultados teóricos da produção de ^{11}B devido à reação de transferência $^9\text{Be}(^{12}\text{B},^{11}\text{B})^{10}\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 28,3$ (a) e $34,3$ MeV (b).

6.4 Seções de Choque de Reação

Ao longo deste capítulo, foram realizados diversos cálculos teóricos com formalismo de Canais Acoplados (CC, CDCC e CRC) que fornecem, além das seções de choque diferenciais, as seções de choque integradas dos canais de excitação inelástica e de reações considerados. Estas estimativas, quando comparadas às seções de choque totais de reação obtidas com Modelo Óptico, nos dão indicativos do quão realistas são os modelos aplicados e das taxas de cada reação. Foram feitas médias nos diferentes potenciais usados e os valores obtidos podem ser vistos na Tabela 6.4.

Tabela 6.4: Seções de choque de espalhamento inelástico (σ_i), de quebra (σ_q) e transferência (σ_t) obtidas. Os valores estão em mb.

Isótopo	E_{lab} (MeV)	CC		CDCC		CRC		DWBA		MO
		σ_i	σ_{tot}	σ_q	σ_{tot}	σ_t	σ_{tot}	σ_t	σ_{tot}	
^8Li	15,4	6,7	1635	25,2	1571	129	1478	131	1376	1322(34)
	18,9	6,7	1661	59,3	1638	111	1499	112	1412	1418(36)
^7Be	17,3	31,6	1495	60	1316	-	-	-	-	1358(30)
^{10}Be	21,8	2,0	1416	1,2	1421	21,1	1393	23,9	1364	1445(22)
	26,9	3,1	1466	0,7	1470	25,8	1445	36,6	1412	1363(13)
$^8\text{B} - \text{P1}$		-	-	112	1849	199	1270	186	1152	
$^8\text{B} - \text{P2}$	23,7	-	-	89	2045	169	1438	161	1345	1682(106)
$^8\text{B} - \text{P3}$		-	-	113	1805	119	1856	121	1783	
^{12}B	28,3	4,3	1479	5,4	1501	63,7	1434	68,8	1374	1358(10)
	34,3	4,6	1528	9,2	1564	56,3	1476	60,4	1424	1412(10)

Para o isótopo de ^8Li , pode-se observar que a reação de transferência tem a mais alta seção de choque dos canais analisados deste núcleo, sendo que a reação de quebra e canais inelásticos acontecem com baixa intensidade. O núcleo de ^{10}Be tem baixas seções de choque em todos os processos estudados neste capítulo, reflexo claro de sua alta energia de excitação e ligação. Já os resultados de ^7Be apresentaram uma relativamente alta produção do primeiro estado excitado para o espalhamento inelástico, principalmente em ângulos traseiros (ver Fig. 6.4), e a segunda maior seção de choque de dissociação entre os isótopos estudados. Por fim, o ^{12}B apresentou baixas seções de choque para os canais de espalhamento inelástico e quebra, enquanto a reação de transferência se mostrou a mais intensa.

Para o isótopo de ^8B são apresentados três valores (P1, P2 e P3) que representam os diferentes potenciais usados nos cálculos. No CDCC os resultados dos diferentes potenciais $^7\text{Be} + ^9\text{Be}$ (P1=Doc, P2=Umbelino e P3=Verma) são apresentados, enquanto no CRC são os resultados de todos os potenciais base (P1=PSP1, P2=PSP2 e P3=WS). Em todos os casos, este sistema tem elevadas seções de choque em todos os processos nucleares incluídos, o que reflete a baixíssima energia de ligação deste núcleo e a alta seção de choque total de reação obtida pela análise com Modelo Óptico (ver Tabela 5.10). Novamente, a reação de transferência se mostrou o mais intenso dos canais estudados. Os PSP1 e PSP2 (P1 e P2), usados como potenciais base nos cálculos de CRC e DWBA, resultaram em seções de choque totais de reação sistematicamente mais baixas que as obtidas pelos outros modelos, mostrando que este potencial não é realista para este sistema.

Apesar dos grandes valores de seções de choque em algumas reações, dados experimentais destas não puderam ser plenamente identificados nos espectros biparamétricos obtidos. Isso se deve ao alto número de contaminantes envolvidos, que acabam encobrendo os produtos das reações.

6.5 Efeitos de Acoplamento

Os resultados dos cálculos apresentados neste capítulo mostram os efeitos de canais de espalhamento inelástico, reações de quebra e transferência no canal elástico. Este efeito se dá pela dinâmica de processos de acoplamento, onde a partícula de valência pode ser, por exemplo, excitada sequencialmente e retornar ao estado fundamental após algumas etapas ou num processo de ida e volta de múltiplas etapas entre o canal elástico e algum canal de reação. O efeito destes acoplamentos no espalhamento elástico têm se mostrado importante no espalhamento de núcleos radioativos em alvos pesados [16, 17, 18, 19, 20], onde a partícula do feixe é freada pelo campo Coulombiano antes de entrar na região superficial do potencial, onde ocorrem as reações diretas, fazendo com que o projétil tenha mais tempo de interação efetiva com o núcleo alvo e aumentando de forma significativa o acoplamento destas reações no canal de espalhamento elástico.

Nos casos aqui estudados, diferentemente do observado nos sistemas pesados, o acoplamento entre a dinâmica de reações e o espalhamento elástico se mostrou menos significativo quanto maior fosse a energia de ligação envolvida. Os resultados do acoplamento de estados nos cálculos de CDCC e CRC do isótopo de ^{10}Be , o mais fortemente ligado dos núcleos radioativos estudados, não alterou em quase

nada o resultado do potencial base. Enquanto nos isótopos mais fracamente ligados, a distribuição angular elástica teórica se mostrava mais sensível ao acoplamento de canais de reação, porém ainda sem explicar os dados experimentais. Nestes sistemas leves, onde ambas partículas interagentes têm baixos números atômicos (Z), o campo Coulombiano produzido não consegue frear de maneira tão efetiva as partículas incidentes, quando comparados com espalhamento em alvos pesados e, como consequência, a velocidade local na colisão é maior, fazendo com que tenha menos tempo para acoplar canais em processos de múltiplas etapas.

Capítulo 7

Análise da Evaporação de Partículas Leves

Neste capítulo serão analisados os dados provenientes da evaporação de prótons, dêuterons e trítios observadas na colisão do feixe secundário do RIBRAS com um alvo de ${}^9\text{Be}$. As medidas foram realizadas com feixe secundário produzido pela reação ${}^3\text{He}({}^6\text{Li}, {}^8\text{B})$ e seus contaminantes (${}^6\text{Li}$ e ${}^7\text{Be}$). Apresentamos uma comparação dos dados com cálculos teóricos realizados com o código PACE, que usa modelos estatísticos para descrever o processo de fusão-evaporação.

Foram realizadas medidas de prótons, dêuterons e trítios provenientes de reações nucleares dos feixes secundários de ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$ e ${}^8\text{B}$ com o alvo de berílio. Como discutido anteriormente, a maior parte destas partículas leves detectadas vem da fusão completa do feixe primário com o alvo ${}^6\text{Li} + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^{15}\text{N}^*$. A pequena contribuição dos demais isótopos do feixe secundário torna-se praticamente indeterminada devido aos grandes erros experimentais envolvidos. Porém, alguns limites superiores das seções de choque de evaporação e formação dos sistemas compostos ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^{16}\text{O}^*$ e ${}^8\text{B} + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^{17}\text{F}^*$ puderam ser obtidos a partir de medidas com e sem gás ${}^3\text{He}$ no alvo primário, mas as duas contribuições não podem ser experimentalmente separadas.

Reações de fusão produzem núcleos compostos com elevada energia de excitação e alta densidade de níveis, fazendo com que o processo de de-excitação possa ter um tratamento teórico adequado através de modelos estatísticos. Os dados aqui obtidos foram confrontados com cálculos realizados pelo programa PACE [72], que simula o processo de fusão-evaporação por Método de Monte Carlo. Para isso, são necessárias informações sobre a densidade de níveis de energia do núcleo composto, os coeficientes de transmissão de barreira e a seção de choque de fusão. Os coeficien-

tes de transmissão de barreira são calculados durante as etapas de de-excitação por cálculos de Modelo Óptico. As densidades de níveis dos núcleos compostos foram calculadas internamente pelo PACE utilizando o formalismo de *Gilbert e Cameron* [73]. Onde utiliza-se uma representação de "temperatura nuclear constante"[73] para baixas energias de excitação e o modelo de gás de Fermi para níveis altamente excitados.

O valor da seção de choque de fusão pode ser inserido manualmente, se houver alguma estimativa experimental, ou calculado pelo método de Bass [74]. Neste trabalho, as estimativas iniciais destes valores foram definidas como a seção de choque total de reação obtidas através da análise de Modelo Óptico (ver Tabela 5.10). Por fim, os cálculos teóricos foram normalizados, minimizando o valor de χ^2/N , e integrados para a obtenção de uma estimativa experimental das seções de choque de evaporação de cada partícula (σ_{evap}). Esta pode ser usada para calcular as seções de choque de fusão (σ_{fus}) através da relação:

$$\sigma_{\text{evap}} = M_{\text{evap}} * \sigma_{\text{fus}} \quad (7.1)$$

onde M_{evap} representa as multiplicidades de emissão de núclídeos e de-excitação por fótons. Estas são calculadas internamente pelo PACE, durante a simulação do processo de evaporação através do Método de Monte Carlo, pelas razões entre as quantidades de partículas emitidas e o número de eventos de formação de núcleos compostos, e fornecem informações sobre a tendencia do processo de decaimento. A comparação entre os resultados experimentais e teóricos serão apresentados a seguir.

7.1 Partículas produzidas pelo feixe de ${}^6\text{Li}$

Como visto no Capítulo 3, a maior parte dos isótopos do hidrogênio observados nos espectros bi-dimensionais são provenientes de reações do feixe secundário de ${}^6\text{Li}$ com o alvo de berílio. A seguir serão apresentadas as comparações dos dados experimentais, seções de choque duplamente diferenciais e distribuições angulares, com os resultados teóricos de evaporação de núcleos compostos. Como estimativa inicial da seção de choque de fusão para o sistema composto ${}^6\text{Li} + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^{15}\text{N}^*$ foi utilizado o valor da seção de choque total de reação $\sigma_{6\text{Li}} = 1140$ mb, apresentada na Tabela 5.10. Todas as distribuições angulares a seguir apresentam os resultados teóricos do PACE e os resultados normalizados, bem como os valores das normalizações e χ^2/N .

Evaporação de prótons

A seção de choque duplamente diferencial e distribuição angular dos prótons evaporados pelo sistema composto ${}^6\text{Li}+{}^9\text{Be}\rightarrow{}^{15}\text{N}^*$ foram obtidas. A Fig. 7.1 mostra os dados experimentais comparados com os cálculos teóricos:

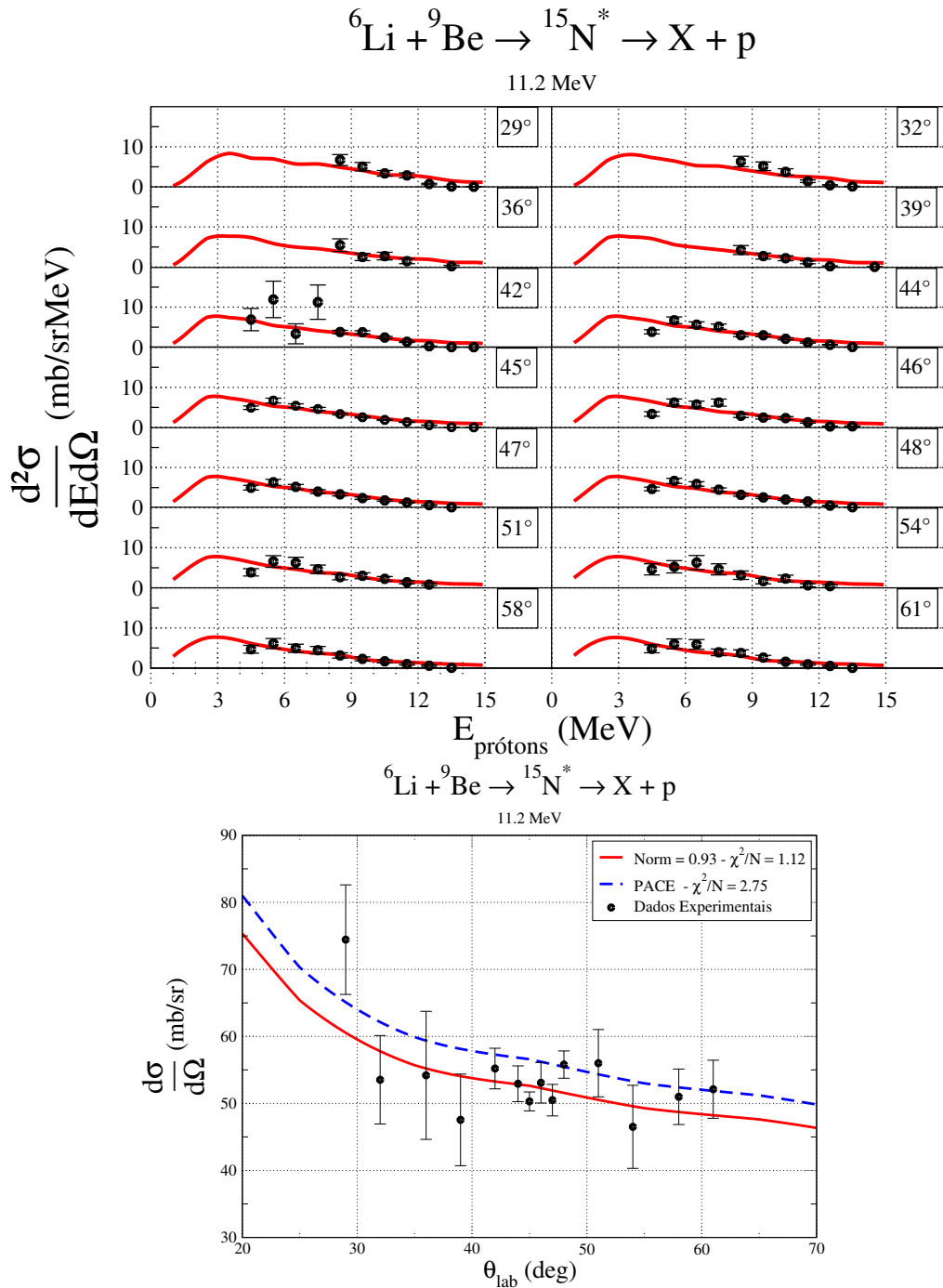


Figura 7.1: Seções de choque duplamente diferenciais e distribuições angulares de prótons provenientes da evaporação do núcleo composto ${}^6\text{Li}+{}^9\text{Be}\rightarrow{}^{15}\text{N}^*$.

Evaporação de dêuterons

A seção de choque duplamente diferencial e distribuição angular dos dêuterons evaporados pelo sistema composto ${}^6\text{Li}+{}^9\text{Be}\rightarrow{}^{15}\text{N}^*$ foram obtidas. A Fig. 7.2 mostra os dados experimentais comparados com os cálculos teóricos:

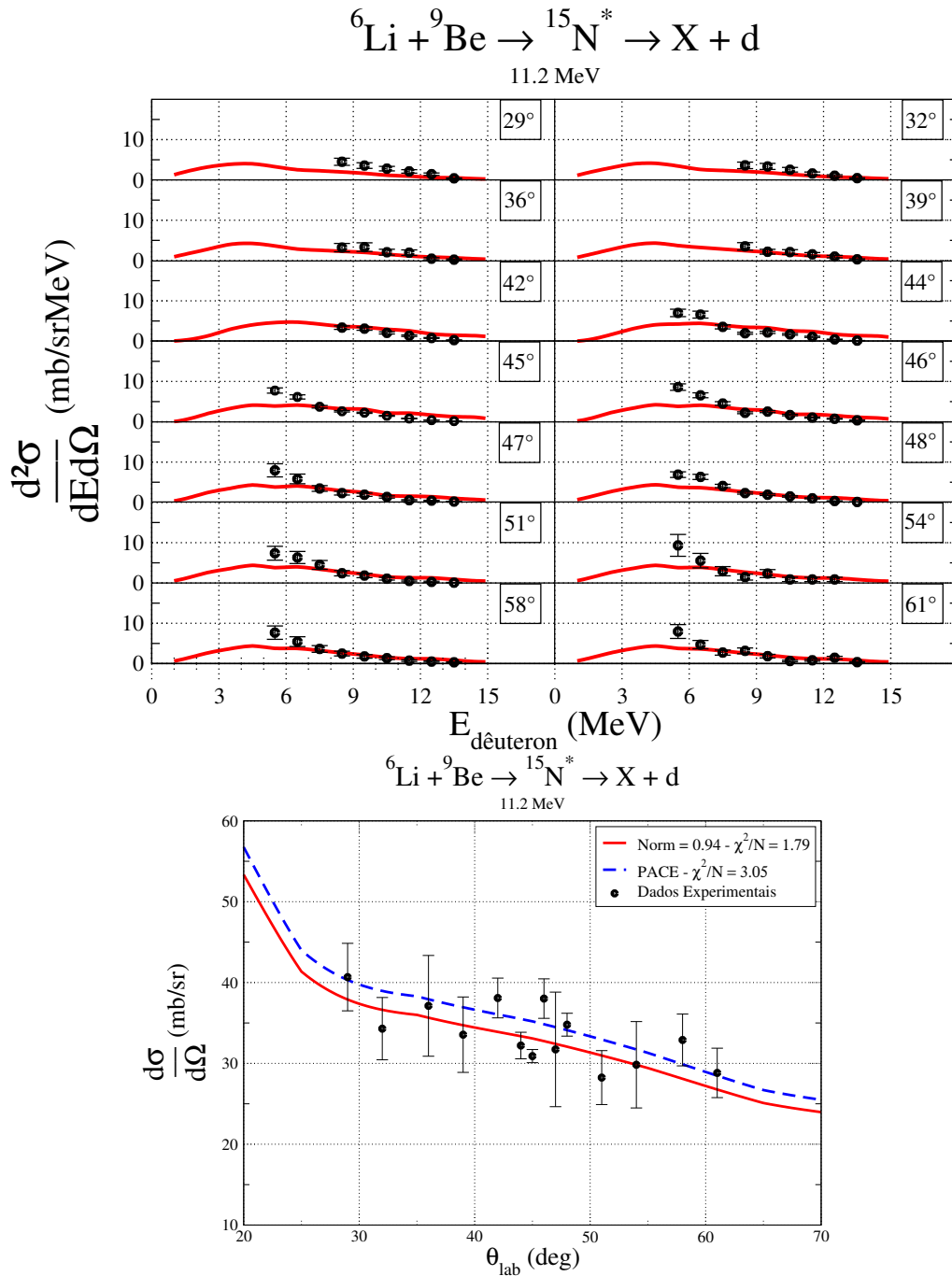


Figura 7.2: Seções de choque duplamente diferenciais e distribuições angulares de dêuterons provenientes da evaporação do núcleo composto ${}^6\text{Li}+{}^9\text{Be}\rightarrow{}^{15}\text{N}^*$.

Evaporação de trítios

A seção de choque duplamente diferencial e distribuição angular dos trítios evaporados pelo sistema composto ${}^6\text{Li}+{}^9\text{Be}\rightarrow{}^{15}\text{N}^*$ foram obtidas. A Fig. 7.3 mostra os dados experimentais comparados com os cálculos teóricos:

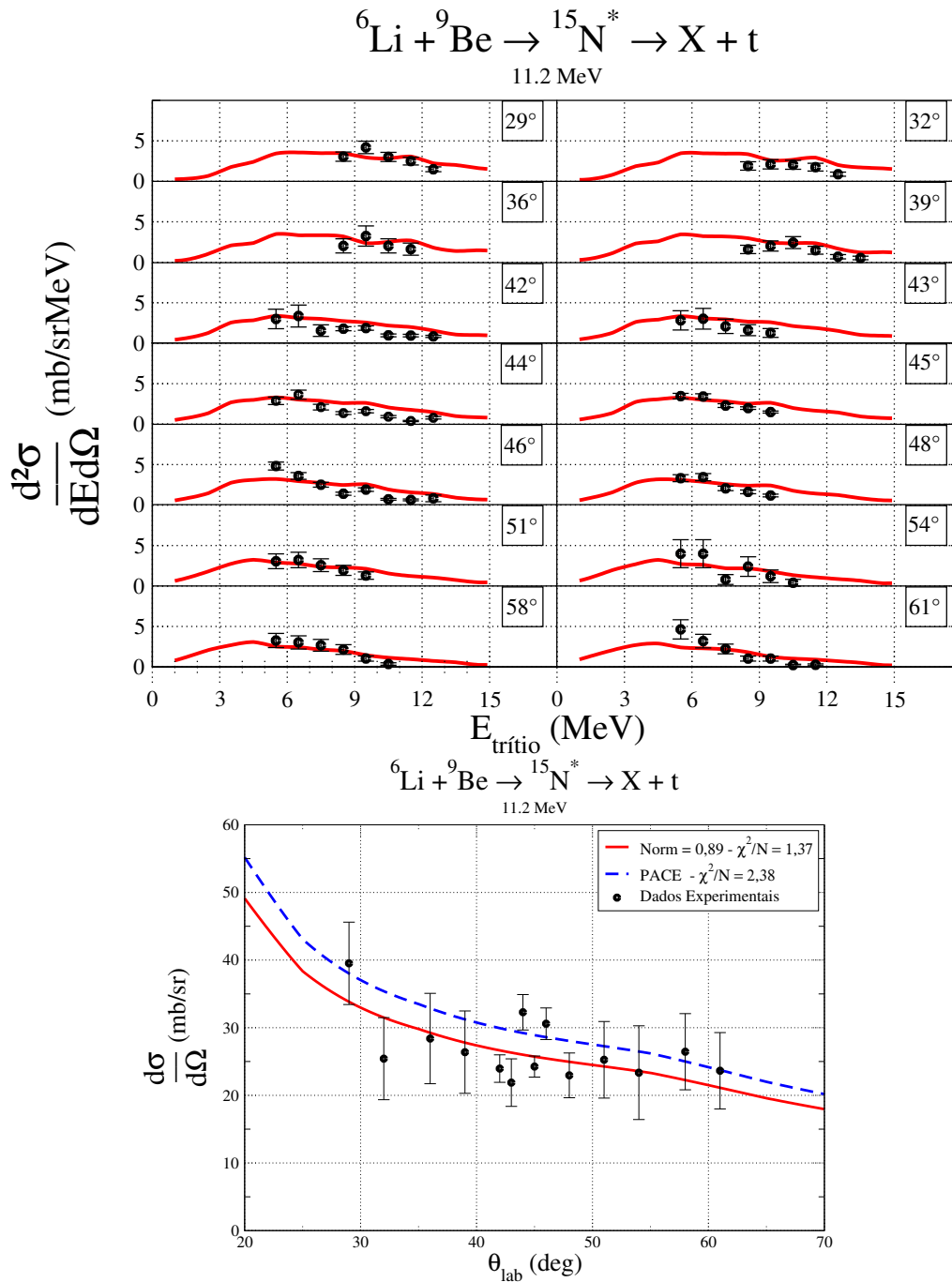


Figura 7.3: Seções de choque duplamente diferenciais e distribuições angulares de trítios provenientes da evaporação do núcleo composto ${}^6\text{Li}+{}^9\text{Be}\rightarrow{}^{15}\text{N}^*$.

Como pode ser observado, os dados experimentais de seções de choque duplamente diferenciais e distribuições angulares são bem reproduzidos pelos cálculos feitos com o PACE. As normalizações, obtidas pela minimização do χ^2/N , são sistematicamente menores que a unidade ($N_p = 0,93$, $N_d = 0,94$ e $N_t = 0,89$), tendo valor médio de $0,92(2)$. Estes fatores indicam que, para o sistema ${}^6\text{Li} + {}^9\text{Be}$, a seção de choque total de reação dá uma estimativa levemente superestimada da seção de choque de fusão.

Os cálculos do PACE fornecem, também, as multiplicidades do sistema composto para a evaporação de cada partícula leve e de-excitação por emissão de fótons (γ):

Tabela 7.1: Multiplicidades obtidas pelo PACE.

Sist. Composto	M_p	M_d	M_t	M_α	M_n	M_γ
${}^6\text{Li} + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^{15}\text{N}^*$	0,46	0,26	0,21	0,88	0,24	0,94

Estes valores teóricos expressam a tendência deste sistema de emitir partículas α , de acordo com as fortes configurações de *cluster* dos isótopos envolvidos ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$ e ${}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha + n$.

Por fim, as seções de choque experimentais de evaporação de cada partícula foram obtidas integrando as distribuições angulares normalizadas apresentadas acima. Através das multiplicidades de emissão de cada partícula leve, as seções de choque de fusão foram calculadas. Os valores obtidos são apresentados na Tabela 7.2:

Tabela 7.2: Seções de choque de evaporação e fusão do sistema composto ${}^6\text{Li} + {}^9\text{Be}$, obtidas das distribuições angulares de prótons (${}^1\text{H}$), dêuterons (${}^2\text{H}$) e trítios (${}^3\text{H}$).

${}^6\text{Li} + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^{15}\text{N}^*$	${}^1\text{H}$	${}^2\text{H}$	${}^3\text{H}$	$\bar{\sigma}_f$
σ_{evap} (mb)	499	279	218	-
σ_{fus} (mb)	1084	1072	1038	1065(14)
$\sigma_{\text{R}}^{\text{MO}}$ (mb)	-	-	-	1140(26)

Onde observa-se que a média das seções de choque de fusão ($\bar{\sigma}_f$) é próxima ao resultado obtido pelo Modelo Óptico, sendo compatíveis em três incertezas. Porém, os valores obtidos são sistematicamente menores que a seção de choque total de reação, indicando que a estimativa da seção de choque total de reação superestima a seção de choque de fusão. A pequena diferença entre estes valores ($\sigma_{\text{R}}^{\text{MO}} - \bar{\sigma}_f = 75(29)$ mb), apesar de compatível com o zero, pode ser interpretada como uma estimativa do efeito dos canais de absorção via reações diretas.

7.2 Produzidas pelos feixes de ${}^7\text{Be}$ e ${}^8\text{B}$

Nos casos em que foi possível estimar as contribuições somadas de isótopos do hidrogênio provenientes de reações dos feixes secundários de ${}^7\text{Be}$ e ${}^8\text{B}$ com o alvo de berílio, limites superiores das seções de choque diferenciais em ângulo e energia foram obtidos. Como não é possível separar as duas contribuições dos dados experimentais, as seções de choque foram reduzidas com a soma dos feixes incidentes de ${}^7\text{Be}$ e ${}^8\text{B}$, como apresentado no Capítulo 3. Analogamente, as seções de choque teóricas foram normalizadas pelos feixes incidentes de ${}^7\text{Be}$ e ${}^8\text{B}$:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \frac{N_{7Be}}{N_{7Be} + N_{8B}} \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} \right)_{7Be} + \frac{N_{8B}}{N_{7Be} + N_{8B}} \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} \right)_{8B} \quad (7.2)$$

onde as constantes normalizadoras, termos fora dos parênteses, representam as frações do feixe incidente compostas por partículas de ${}^7\text{Be}$ ou ${}^8\text{B}$. Estas foram calculadas através das eficiências de produção destes núclídeos, também apresentadas no Capítulo 3, e mostraram uma composição de cerca de 90% de ${}^7\text{Be}$ e 10% de ${}^8\text{B}$.

Novamente, as seções de choque de fusão para ambos os sistemas foram inicialmente estimadas como as seções de choque totais de reação obtidas com análise de Modelo Óptico, apresentadas na Tabela 5.10 ($\sigma_{7Be} = 1358$ mb e $\sigma_{8B} = 1682$ mb). As distribuições angulares teóricas obtidas pelo PACE foram normalizadas, minimizando o χ^2/N . Esta normalização foi extrapolada para as distribuições teóricas dos sistemas compostos formados por ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ e ${}^8\text{B} + {}^9\text{Be}$ separadamente, de forma que os limites superiores das seções de choque de evaporação, de cada partícula, destes sistemas pudessem ser estimados. Com o uso das multiplicidades, calculadas pelo PACE, limites superiores para as seções de choque de fusão também foram obtidos.

Evaporação de prótons

A seção de choque duplamente diferencial e distribuição angular dos prótons evaporados pelos sistemas compostos ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}\rightarrow{}^{16}\text{O}^*$ e ${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}\rightarrow{}^{17}\text{F}^*$ foram obtidas. A Fig. 7.4 mostra os dados experimentais comparados com os cálculos teóricos:

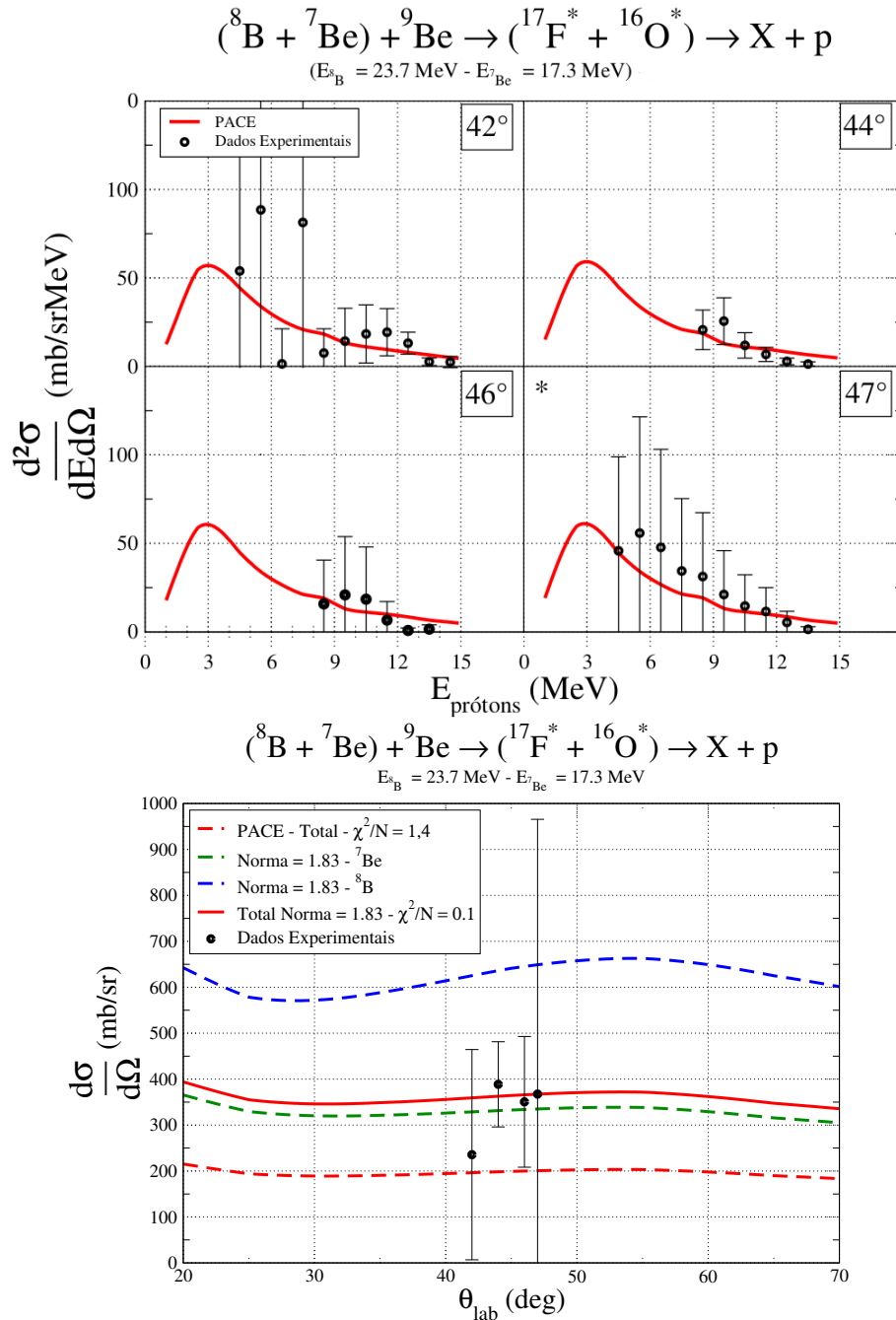


Figura 7.4: Seções de choque duplamente diferenciais e distribuições angulares de prótons provenientes da evaporação dos núcleos compostos ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}\rightarrow{}^{16}\text{O}^*$ e ${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}\rightarrow{}^{17}\text{F}^*$.

Evaporação de dêuterons

A seção de choque duplamente diferencial e distribuição angular dos dêuterons evaporados pelos sistemas compostos ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}\rightarrow{}^{16}\text{O}^*$ e ${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}\rightarrow{}^{17}\text{F}^*$ foram obtidas. A Fig. 7.5 mostra os dados experimentais comparados com os cálculos teóricos:

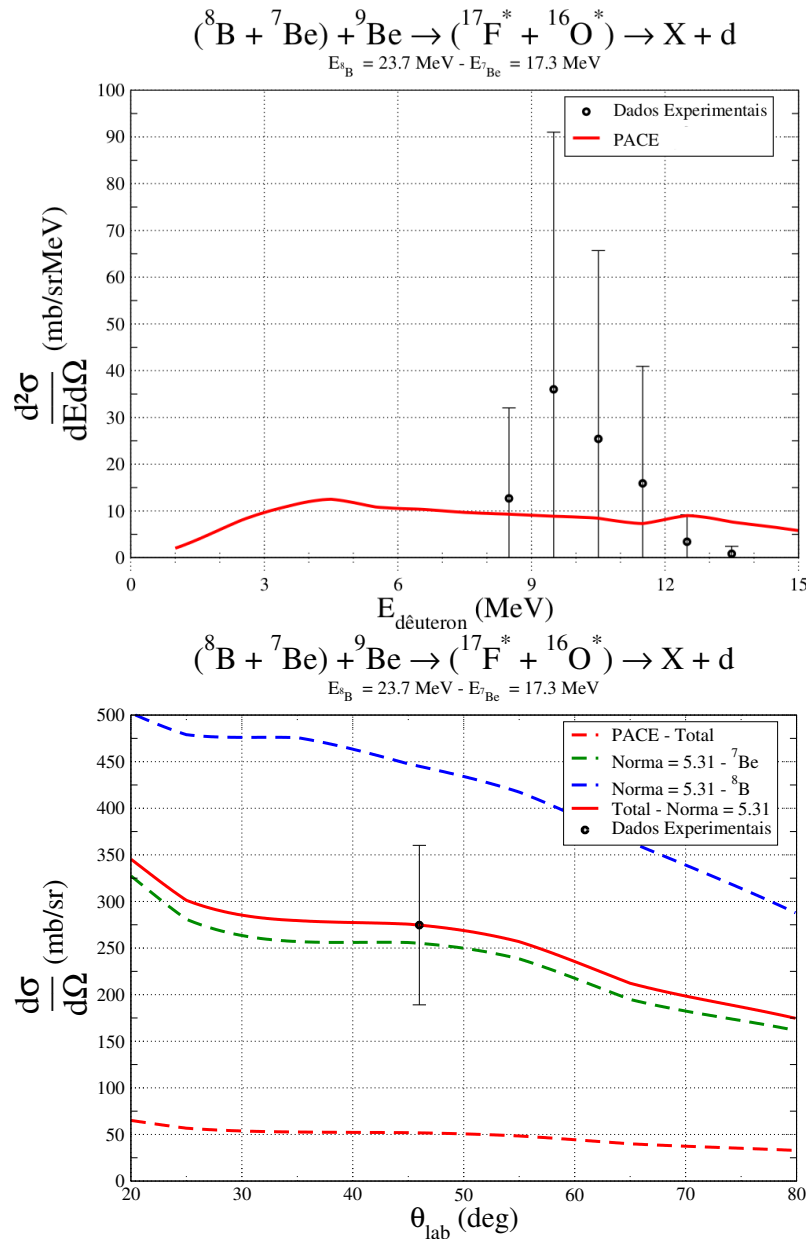


Figura 7.5: Seções de choque duplamente diferenciais e distribuições angulares de dêuterons provenientes da evaporação dos núcleos compostos ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}\rightarrow{}^{16}\text{O}^*$ e ${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}\rightarrow{}^{17}\text{F}^*$.

Evaporação de trítios

Por fim, A seção de choque duplamente diferencial e distribuição angular dos trítios evaporados pelos sistemas compostos ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}\rightarrow{}^{16}\text{O}^*$ e ${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}\rightarrow{}^{17}\text{F}^*$ foram obtidas. A Fig. 7.6 mostra os dados experimentais comparados com os cálculos teóricos:

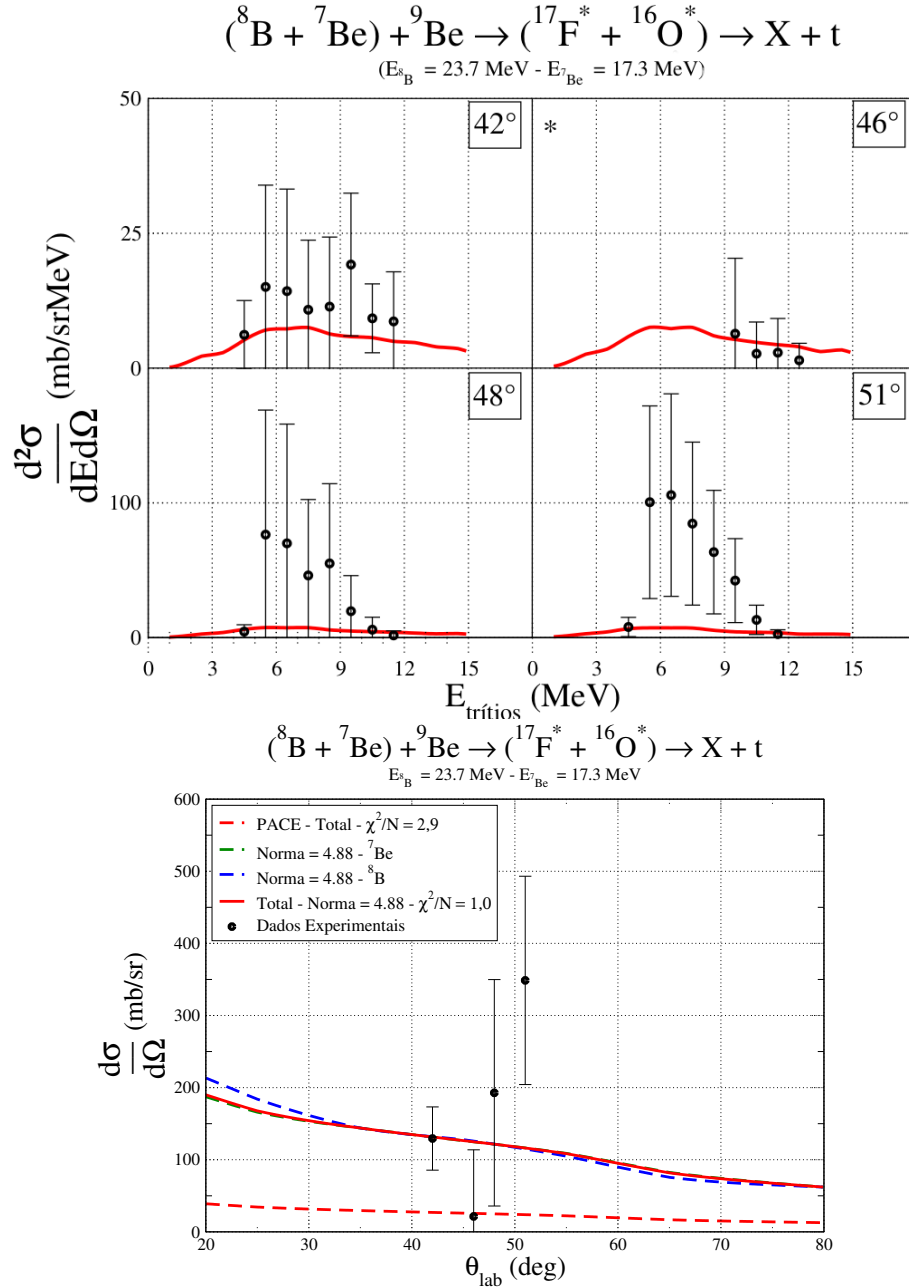


Figura 7.6: Seções de choque duplamente diferenciais e distribuições angulares de trítios provenientes da evaporação dos núcleos compostos ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}\rightarrow{}^{16}\text{O}^*$ e ${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}\rightarrow{}^{17}\text{F}^*$.

Como pode ser observado, os dados experimentais passam no teste de χ^2 com os resultados teóricos não normalizados devido às grandes barras de erros. Após a normalização os valores obtidos de χ^2/N diminuem significativamente, fazendo com que a distribuição angular de prótons seja aceita no limite do teste de χ^2 com 5% de significância. Sendo um reflexo claro das altas incertezas dos dados, que não podem ser descartadas devido à contaminação dos dados pelo feixe secundário de ${}^6\text{Li}$.

As multiplicidades calculadas pelo PACE, para os dois núcleos compostos formados pelos isótopos de ${}^7\text{Be}$ e ${}^8\text{B}$, podem ser observadas na Tabela 7.3:

Tabela 7.3: Multiplicidades obtidas pelo PACE.

Sist. Composto	M_p	M_d	M_t	M_α	M_n	M_γ
${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}\rightarrow{}^{16}\text{O}^*$	0,95	0,38	0,19	0,20	0,35	1,17
${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}\rightarrow{}^{17}\text{F}^*$	1,72	0,35	0,08	0,28	0,30	1,32

Estas mostram a tendência destes dois sistemas compostos em emitir prótons, principalmente o formado pelo feixe de ${}^8\text{B}$.

As estimativas das seções de choque de fusão, dadas pelos cálculos de Modelo Óptico, não foram suficientemente altas para reproduzir adequadamente os dados experimentais e normalizações elevadas foram necessárias. Como estas são divergentes para as três partículas leves medidas ($N_p = 1,83$, $N_d = 5,31$ e $N_t = 4,88$), as seções de choque de fusão obtidas são significativamente diferentes e, portanto, são necessárias estimativas das incertezas destas grandezas. Estas foram obtidas variando-se as normalizações para aumentar o valor de χ^2 em uma unidade, analogamente ao realizado com as curvas de nível no Capítulo 5. As seções de choque de evaporação e fusão obtidas nestes casos são apresentadas na Tabela 7.4. Como pode ser observado, seções de choque de evaporação e fusão exageradamente altas foram obtidas nos casos de dêuterons e trítios, que também apresentaram as maiores normalizações e, no caso do ${}^3\text{H}$, dispersão nos dados. Estes valores absurdamente altos (≈ 8000 mb) têm elevadas incertezas, fazendo com que os dados sejam compatíveis em até três incertezas com as seções de choque totais de reação usadas inicialmente, porém, não tem sentido físico e serão descartados. O conjunto de dados proveniente da evaporação de prótons fornece os menores valores para estes limites superiores, ainda que bastante altos, e, portanto, serão considerados como as estimativas aqui obtidas.

Tabela 7.4: Seções de choque de evaporação e fusão dos sistemas ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ e ${}^8\text{B} + {}^9\text{Be}$, obtidas das distribuições angulares de prótons (${}^1\text{H}$), dêuterons (${}^2\text{H}$) e trítios (${}^3\text{H}$).

${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}\rightarrow{}^{16}\text{O}^*$	${}^1\text{H}$	${}^2\text{H}$	${}^3\text{H}$	$\bar{\sigma}_f$
σ_{evap} (mb)	2792(564)	1861(580)	839(242)	-
σ_{fus} (mb)	2585(522)	$7(2)\cdot 10^3$	$7(2)\cdot 10^3$	3069(494)
$\sigma_{\text{R}}^{\text{MO}}$ (mb)	-	-	-	1358(30)
${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}\rightarrow{}^{17}\text{F}^*$	${}^1\text{H}$	${}^2\text{H}$	${}^3\text{H}$	$\bar{\sigma}_f$
σ_{evap} (mb)	$5(1)\cdot 10^3$	$3(1)\cdot 10^3$	874(252)	-
σ_{fus} (mb)	3209(648)	$9(3)\cdot 10^3$	$9(2)\cdot 10^3$	3810(613)
$\sigma_{\text{R}}^{\text{MO}}$ (mb)	-	-	-	1682(106)

Capítulo 8

Conclusões

Neste trabalho, foram produzidos os feixes coquetéis de $^{6,7,8}\text{Li}$, $^{7,9,10}\text{Be}$ e $^{8,11,12}\text{B}$, utilizando as reações de produção $^{11}\text{B} + ^9\text{Be}$ e $^6\text{Li} + ^3\text{He}$. Os feixes primários de ^{11}B e ^6Li foram produzidos no acelerador de partículas Pelletron e o sistema RIBRAS foi responsável pela produção e focalização dos feixes secundários. A calibração em energia dos detectores foi realizada e permitiu uma completa caracterização e identificação dos isótopos produzidos no feixe coquetel. Os feixes foram produzidos em diferentes energias, selecionados pela sua rigidez magnética ($B\rho$) e focalizados em alvos de ^9Be e ^{197}Au , onde medidas de espalhamento foram realizadas. Os dados brutos foram reduzidos e distribuições angulares de espalhamento quase-elástico foram obtidas. Estas apresentam um padrão oscilatório típico da difração de Fraunhofer, com oscilações cujo período angular está relacionado com o momento angular rasante da colisão, como esperado para sistemas leves acima da barreira Coulombiana.

Uma análise de modelo óptico foi feita, utilizando uma ampla busca pelos parâmetros nucleares e levando em consideração as devidas correções causadas pela resolução angular do sistema de detecção. Curvas de nível de χ^2/N foram obtidas e, em alguns casos, foram identificados diferentes conjuntos de parâmetros nucleares que reproduzem os dados experimentais. Estas ambiguidades foram abordadas escolhendo-se os parâmetros que melhor reproduziram os dados e que não fossem fisicamente incoerentes. Foram obtidos conjuntos de parâmetros nucleares para a reprodução dos dados usando três formas de potenciais: puro Woods-Saxon (WS), puro potencial de São Paulo (PSP) e um potencial Misto (WS real e PSP imaginário). Duas formas de densidades nucleares para o potencial de São Paulo foram utilizadas, PSP1 e PSP2, e normalizações sistematicamente menores foram obtidas para segunda forma (PSP2). Potenciais únicos, que descrevem um sistema em diferentes energias (potenciais globais) foram obtidos para os isótopos $^{6,7}\text{Li}$, ^9Be e ^{12}B .

Potenciais imaginários de longo alcance foram obtidos para alguns dos isótopos ricos em nêutrons (^8Li e ^{10}Be) e prótons (^7Be). Efeitos de potenciais fortemente refrativos foram observados no núcleo de ^8B e interpretados como consequência da estrutura *halo* de prótons deste isótopo. As seções de choque totais de reação também foram obtidas e reduzidas para comparação entre todos os sistemas leves com dados da literatura. Foi concluído que a parametrização da barreira Coulombiana proposta por *Freitas et al* é realista e que há uma tendência das seções de choque totais de reação de núcleos *halo*, como o ^8B , de ser maior do que a de isótopos instáveis e estáveis fracamente ligados.

A influência dos estados excitados do projétil, e de reações diretas no espalhamento elástico foi analisada com o formalismo de canais acoplados (CC, CDCC e CRC) para os isótopos de ^8Li , $^{7,10}\text{Be}$ e $^{8,12}\text{B}$. A resolução energética do sistema de detecção é, em alguns casos, maior que a energia de excitação do primeiro estado excitado do projétil, fazendo com que o pico elástico possa estar contaminado (espalhamento quase-elástico). Porém, com a inclusão destes estados foi observado que o espalhamento inelástico é, pelo menos, uma ordem de grandeza menor que o elástico, ficando dentro dos erros experimentais. Concluímos também, que processos sucessivos de excitação e de-excitação via canais acoplados não interferem na dinâmica de espalhamento elástico, na região angular das medidas.

O acoplamento da reação de *breakup* do projétil no espalhamento elástico foi analisado através da discretização de estados do contínuo dos isótopos ^8Li , $^{7,10}\text{Be}$ e $^{8,12}\text{B}$. Foi observada uma melhora na reprodutibilidade dos dados apenas no caso do isótopo de ^7Be . Nos outros casos, o acoplamento de estados do contínuo não vai de encontro aos dados experimentais (^8B) ou pouco afeta os resultados teóricos (^8Li , ^{10}Be e ^{12}B).

Foram realizados, também, cálculos de CRC para a reação de *stripping* de um nêutron (^8Li , ^{10}Be e ^{12}B) ou um próton (^8B). Em todos os casos, foram utilizados os estados ligados abaixo da energia de ligação do núcleon transferido e *bins* no contínuo. Os fatores espectroscópicos, que definem a sobreposição das funções de onda da partícula transferida (partícula de valência) e do restante do núcleo (caroço nuclear), foram obtidos de diversas referências da literatura. Novamente, as distribuições angulares teóricas são pouco sensíveis ao acoplamento destes canais de transferência no intervalo angular dos dados, exceto no caso do ^8B que tem uma pequena melhora na reprodutibilidade dos dados usando um potencial base do tipo WS real de longo alcance. O pequeno efeito do acoplamento destes canais no espalhamento elástico foi interpretado como consequência do baixo tempo de interação entre o projétil e o

alvo, limitando os efeitos de ordem superior no acoplamento entre o estado inicial e final.

Estimativas teóricas das seções de choque de cada reação direta foram obtidas dos cálculos de CC, CDCC e CRC. Estas previsões resultaram em seções de choque de transferência maiores que para o espalhamento inelástico e dissociação do projétil, sendo notáveis as reações de *stripping* dos projéteis ${}^8\text{Li}$ e ${}^8\text{B}$. A alta contaminação dos espectros não permitiu a plena identificação dos produtos destas reações e, portanto, essas reações não foram diretamente medidas.

A comparação entre os dados obtidos com os alvos de ${}^9\text{Be}$ e ${}^{197}\text{Au}$ permitiu a identificação da evaporação de partículas leves devido à fusão completa dos feixes de ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$ e ${}^8\text{B}$ no alvo de berílio. As seções de choque duplamente diferenciais e distribuições angulares da evaporação de isótopos do hidrogênio foram reduzidas e comparadas com cálculos realizados pelo PACE. Através da normalização e integração das distribuições angulares teóricas, as estimativas das seções de choque de evaporação e fusão foram obtidas. Os dados de evaporação de partículas leves provenientes da formação do sistema composto ${}^6\text{Li}+{}^9\text{Be}\rightarrow{}^{15}\text{N}^*$ forneceram uma estimativa da seção de choque de fusão deste sistema (1065(14) mb), sendo ligeiramente menor que a seção de choque total de reação, apesar de compatível, e a diferença entre as duas pode ser interpretada como efeitos absorptivos devido aos canais de reações diretas (75(29) mb). A estimativa da produção destas partículas pela evaporação dos sistemas compostos ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}\rightarrow{}^{16}\text{O}^*$ e ${}^8\text{B}+{}^9\text{Be}\rightarrow{}^{17}\text{F}^*$ forneceu um limite superior das seções de choque destes sistemas: $\sigma_{\text{fus}}^{7\text{Be}} \leq 2585(522)$ mb e $\sigma_{\text{fus}}^{8\text{B}} \leq 3209(648)$ mb.

Referências Bibliográficas

- [1] E. Rutherford, “Lxxix. the scattering of α and β particles by matter and the structure of the atom,” *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 21, no. 125, pp. 669–688, 1911.
- [2] H. Gegier and E. Marsden, “On a diffuse reflection of the α -particles,” *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, vol. 31, pp. 733–736, Sept. 2005.
- [3] N. Bohr, “Neutron capture and nuclear constitution,” *Nature*, vol. 137, pp. 344–348, Feb. 1936.
- [4] G. Breit and E. Wigner, “Capture of slow neutrons,” *Phys. Rev.*, vol. 49, pp. 519–531, Apr 1936.
- [5] J. R. Oppenheimer and M. Phillips, “Note on the transmutation function for deuterons,” *Phys. Rev.*, vol. 48, pp. 500–502, Sep 1935.
- [6] S. N. Ghoshal, “An experimental verification of the theory of compound nucleus,” *Phys. Rev.*, vol. 80, pp. 939–942, Dec 1950.
- [7] N. L. Brookhaven, “National nuclear data center.”
- [8] R. Lichtenthaler, A. Lepine-Szily, V. Guimar aes, C. Perego, V. Placco, O. Camargo jr., R. Denke, P. N. de Faria, E. A. Benjamim, N. Added, G. F. Lima, M. S. Hussein, J. Kolata, and A. Arazi, “Radioactive Ion beams in Brazil (RIBRAS),” *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, vol. 25, pp. 733–736, Sept. 2005.
- [9] A. Lepine-Szily and R. Lichtenthaler, “First results of the Radioactive Ion Beam facility in Brasil (RIBRAS): Elastic scattering of ^6He and ^8Li beams on light and medium mass targets,” *Nuclear Physics A*, vol. 787, no. 1, pp. 94 – 101, 2007.

- [10] A. Lépine-Szily, R. Lichtenthäler, and V. Guimarães, “The Radioactive Ion Beams in Brazil (RIBRAS) facility,” *Eur. Phys. J. A*, vol. 50, p. 128, 2014.
- [11] R. Lichtenthäler, M. A. G. Alvarez, A. Lépine-Szily, S. Appannababu, K. C. C. Pires, U. U. da Silva, V. Scarduelli, R. P. Condori, and N. Deshmukh, “RIBRAS: The Facility for Exotic Nuclei in Brazil,” *Few Body Systems*, vol. 57, pp. 157–163, 2016.
- [12] R. Lichtenthäler, O. C. B. Santos, A. Serra, U. Umbelino, K. C. C. Pires, J. R. B. Oliveira, A. Lépine-Szily, P. N. de Faria, and V. Morcelle, “Experiments with $A = 6-8$ exotic beams in ribras,” *The European Physical Journal A*, vol. 57, p. 92, 2021.
- [13] I. Tanihata, H. Hamagaki, O. Hashimoto, Y. Shida, N. Yoshikawa, K. Sugimoto, O. Yamakawa, T. Kobayashi, and N. Takahashi, “Measurements of interaction cross sections and nuclear radii in the light p-shell region,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 55, pp. 2676–2679, 1985.
- [14] T. Kobayashi, O. Yamakawa, K. Omata, K. Sugimoto, T. Shimoda, N. Takahashi, and I. Tanihata, “Projectile fragmentation of the extremely neutron-rich nucleus ^{11}Li at 0.79 GeV/nucleon,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 60, pp. 2599–2602, 1988.
- [15] K. C. C. Pires, R. Lichtenthäler, A. Lépine-Szily, V. Guimarães, P. N. de Faria, A. Barioni, D. R. Mendes Junior, V. Morcelle, R. Pampa Condori, M. C. Morais, J. C. Zamora, E. Crema, A. M. Moro, M. Rodríguez-Gallardo, M. Assunção, J. M. B. Shorto, and S. Mukherjee, “Experimental study of $^6\text{He}+^9\text{Be}$ elastic scattering at low energies,” *Phys. Rev. C*, vol. 83, p. 064603, 2011.
- [16] E. O. N. Zevallos, V. Guimarães, E. N. Cardozo, J. Lubian, R. Linares, R. L. Filho, K. C. C. Pires, O. C. B. Santos, S. Appannababu, E. Crema, J. Alcántara-Núñez, A. L. Lara, Y. S. Villamizar, U. Umbelino, N. Added, M. Assuncao, V. Morcelle, and D. S. Monteiro, “Elastic scattering of the $^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ system at near-barrier energies,” *Phys. Rev. C*, vol. 99, p. 064613, June 2019. Publisher: American Physical Society.
- [17] O. C. B. Santos, R. Lichtenthäler, K. C. C. Pires, U. Umbelino, E. O. N. Zevallos, A. L. de Lara, A. M. Moro, S. Appannababu, A. S. Serra, V. Scarduelli, J. Alcántara-Núñez, V. Guimarães, A. Lépine-Szily, J. C. Zamora, and J. Lei,

- “Evidence of strong stripping channels on the dynamics of the $^{11}\text{Li}+^{58}\text{Ni}$ reaction,” *Phys. Rev. C* 103, no. 064601, 2021.
- [18] V. Morcelle, R. Lichtenthäler, A. Lépine-Szily, V. Guimarães, K. C. C. Pires, J. Lubian, D. R. Mendes Junior, P. N. de Faria, J. J. Kolata, F. D. Becchetti, H. Jiang, E. F. Aguilera, D. Lizcano, E. Martinez-Quiroz, and H. Garcia, “ $^8\text{B}+^{27}\text{Al}$ scattering at low energies,” *Phys. Rev. C*, vol. 95, p. 014615, Jan 2017.
- [19] P. N. d. Faria, R. Lichtenthäler, K. C. C. Pires, A. M. Moro, A. Lépine-Szily, V. Guimarães, D. R. M. jr, A. Arazi, M. Rodríguez-Gallardo, A. Barioni, V. Morcelle, M. C. Morais, O. Camargo, J. A. Nuñez, and M. Assunção, “Elastic scattering and total reaction cross section of $^6\text{He}+^{120}\text{Sn}$,” *Phys. Rev. C*, vol. 81, p. 044605, Apr. 2010. Publisher: American Physical Society.
- [20] V. Morcelle, K. C. C. Pires, M. Rodríguez-Gallardo, R. Lichtenthäler, A. Lépine-Szily, V. Guimarães, P. N. Faria, D. R. Mendes Junior, A. M. Moro, L. R. Gasques, E. Leistenschneider, R. Pampa Condori, V. Scarduelli, M. C. Morais, A. Barioni, J. C. Zamora, and J. M. B. Shorto, “Four-body effects in the $^6\text{He}+^{58}\text{Ni}$ scattering,” *Phys. Lett. B*, vol. 732, p. 228, 2014.
- [21] “Fonte de Íons do laboratório aberto de física nuclear - lafn.”
- [22] R. Lichtenthäler, *TWSP code*. Não Publicado, IFUSP.
- [23] L. M. Young, *Twinsol: A dual superconducting solenoid ion-optical system for the production and study of low-energy radioactive nuclear beam reactions*. Tese de Doutorado, University of Michigan, 2002.
- [24] F. D. Becchetti, M. Y. Lee, T. W. O’Donnell, D. A. Roberts, J. J. Kolata, L. O. Lamm, G. Rogachev, V. Guimarães, P. A. DeYoung, and S. Vincent, “The TwinSol low-energy radioactive nuclear beam apparatus: status and recent results,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 505, no. 1, pp. 377–380, 2003.
- [25] A. A. P. Suaide, “Programas gráficos de aquisição e análise baseados no Root.”
- [26] R. Brun and F. Rademakers, “ROOT — An object oriented data analysis framework,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Ac-*

- celerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 389, no. 1, pp. 81–86, 1997.
- [27] U. Umbelino, "*Estudo do espalhamento e transferência elástica para o sistema ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$* ". Dissertação de Mestrado, 2016.
- [28] W. Milner, "UPAK." Oak Ridge National Laboratory (1994).
- [29] J. F. Ziegler, "SRIM - The Stopping and Range of Ions in Matter (2013)."
- [30] R. Lichtenthaler, "Código Fortran RIBRAS." Não Publicado, IFUSP.
- [31] G. R. Satchler, *Introduction to Nuclear Reactions*. Oxford University Press, 1990.
- [32] E. Muskat, J. Carter, R. W. Fearick, and V. Hnizdo, "Inelastic scattering in the ${}^6\text{Li} + {}^9\text{Be}$ system leading to unbound excited states of either nucleus," *Nuclear Physics A*, vol. 581, no. 1, pp. 42–60, 1995.
- [33] S. Verma, J. J. Das, A. Jhingan, K. Kalita, S. Barua, K. S. Golda, N. Madhavan, P. Sugathan, S. Nath, T. Varughese, J. Gehlot, S. Mandal, Ranjit, P. K. Sahu, B. John, B. K. Nayak, V. Jha, A. Saxena, S. K. Datta, and R. Singh, "Interaction of loosely bound radioactive ${}^7\text{Be}$ and stable ${}^7\text{Li}$ with ${}^9\text{Be}$," *The European Physical Journal A*, vol. 44, pp. 385–392, June 2010.
- [34] F. D. Becchetti, W. Z. Liu, K. Ashktorab, J. F. Bajema, J. A. Brown, J. W. Jänecke, D. A. Roberts, J. J. Kolata, K. L. Lamkin, A. Morsad, R. J. Smith, X. J. Kong, and R. E. Warner, "Systematics of ${}^8\text{Li}$ induced radioactive beam reactions: $E=13\text{--}20$ MeV," *Phys. Rev. C*, vol. 48, pp. 308–318, July 1993. Publisher: American Physical Society.
- [35] S. Mukherjee, N. N. Deshmukh, V. Guimarães, J. Lubian, P. R. S. Gomes, A. Barioni, S. Appannababu, C. C. Lopes, E. N. Cardozo, K. C. C. Pires, R. Lichtenthaler, A. Lépine-Szily, D. S. Monteiro, J. M. B. Shorto, P. N. de Faria, E. Crema, V. Morcelle, M. C. Morais, and R. Pampa Condori, "Total reaction cross-sections for light weakly bound systems," *Eur. Phys. J. A*, vol. 45, pp. 23–28, 2015.
- [36] V. Guimarães, R. Lichtenthaler, O. Camargo, A. Barioni, M. Assunção, J. J. Kolata, H. Amro, F. D. Becchetti, H. Jiang, E. F. Aguilera, D. Lizcano, E. Martines-Quiroz, and H. Garcia, "Neutron transfer reactions induced by

- ^8Li on ^9Be ,” *Phys. Rev. C*, vol. 75, p. 054602, May 2007. Publisher: American Physical Society.
- [37] A. R. Omar, J. S. Eck, J. R. Leigh, and T. R. Ophel, “Elastic and inelastic scattering of $^9\text{Be}+^9\text{Be}$ at $E(^9\text{Be}) = 35 - 50$ MeV,” *Phys. Rev. C*, vol. 30, pp. 896–901, Sep 1984.
- [38] A. Rudchik, V. Kyryanchuk, A. Budzanowski, V. Chernievsky, B. Czech, T. Czosnyka, A. Głowacka, S. Kliczewski, E. Koshchy, S. Mezhevych, A. Mokhnach, K. Rusek, S. Sakuta, R. Siudak, I. Skwirczyńska, A. Szczurek, and L. Zemło, “Mechanism of large angle enhancement of the $^9\text{Be}+^{11}\text{B}$ scattering,” *Nuclear Physics A*, vol. 714, no. 3, pp. 391–411, 2003.
- [39] F. G. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, Segunda Edição.
- [40] H. Schechter and C. A. Bertulani, *Introdução à Física Nuclear*. Editora UFRJ, 2007.
- [41] G. Satchler, *Direct nuclear reactions*. International series of monographs on physics, Clarendon Press, 1983.
- [42] R. D. Woods and D. S. Saxon, “Diffuse Surface Optical Model for Nucleon-Nuclei Scattering,” *Phys. Rev.*, vol. 95, pp. 577–578, July 1954. Publisher: American Physical Society.
- [43] L. C. Chamon, “The São Paulo Potential,” *Nuclear Physics A*, vol. 787, no. 1, pp. 198–205, 2007.
- [44] L. C. Chamon, B. V. Carlson, L. R. Gasques, D. Pereira, C. De Conti, M. A. G. Alvarez, M. S. Hussein, M. A. Cândido Ribeiro, E. S. Rossi, and C. P. Silva, “Toward a global description of the nucleus-nucleus interaction,” *Phys. Rev. C*, vol. 66, p. 014610, 2002.
- [45] M. A. G. Alvarez, L. C. Chamon, M. S. Hussein, D. Pereira, L. R. Gasques, E. S. Rossi, and C. P. Silva, “A parameter-free optical potential for the heavy-ion elastic scattering process,” *Nucl. Phys. A*, vol. 723, pp. 93–103, 2003.
- [46] L. Chamon, B. Carlson, and L. Gasques, “São paulo potential version 2 (spp2) and brazilian nuclear potential (bnp),” *Computer Physics Communications*, vol. 267, p. 108061, 2021.

- [47] L. F. Canto, V. Guimarães, J. Lubian, and M. S. Hussein, “The total reaction cross section of heavy-ion reactions induced by stable and unstable exotic beams: the low-energy regime,” *Eur. Phys. Jou. A*, v. 56, 281, 2020.
- [48] U. Umbelino, K. C. C. Pires, R. Lichtenthäler, V. Scarduelli, G. A. Scotton, A. Lépine-Szily, V. Guimarães, J. Lubian, B. Paes, J. L. Ferreira, M. A. G. Alvarez, J. M. B. Shorto, S. Appannababu, M. Assunção, R. P. Condori, and V. Morcelle, “Two-neutron transfer in ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ collisions,” *Phys. Rev. C*, vol. 99, p. 064617, June 2019. Publisher: American Physical Society.
- [49] W. Hauser and H. Feshbach, “The inelastic scattering of neutrons,” *Phys. Rev.*, vol. 87, pp. 366–373, Jul 1952.
- [50] C. A. Bertulani, “Nuclear reactions,” 2010.
- [51] E. F. Aguilera, P. Amador-Valenzuela, E. Martinez-Quiroz, D. Lizcano, P. Rosales, H. García-Martínez, A. Gómez-Camacho, J. J. Kolata, A. Roberts, L. O. Lamm, G. Rogachev, V. Guimarães, F. D. Becchetti, A. Villano, M. Ojaruega, M. Febraro, Y. Chen, H. Jiang, P. A. DeYoung, G. F. Peaslee, C. Guess, U. Khadka, J. Brown, J. D. Hinnefeld, L. Acosta, E. S. R. Jr, J. F. P. Huiza, and T. L. Belyaeva, “Near-Barrier Fusion of the ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ Proton-Halo System,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 107, p. 092701, Aug. 2011. Publisher: American Physical Society.
- [52] J. Rangel, M. Cortes, J. Lubian, and L. Canto, “Theory of complete and incomplete fusion of weakly bound systems,” *Physics Letters B*, vol. 803, p. 135337, 2020.
- [53] I. J. Thompson, “Coupled reaction channels calculations in nuclear physics,” *Comput. Phys. Rep*, vol. 7, no. 4, p. 167, 1988.
- [54] J. Cook, “Global optical-model potentials for the elastic scattering of ${}^6,7\text{Li}$ projectiles,” *Nucl. Phys. A*, vol. 388, pp. 153 – 172, 1982.
- [55] G. R. Satchler, K. W. Mcvov, and M. S. Hussein, “Exploratory studies of the elastic scattering of ${}^{11}\text{Li} + {}^{12}\text{C}$,” *Nuclear Physics A*, vol. 522, no. 3, pp. 621–634, 1991.
- [56] J. J. Kolata, M. Zahar, R. Smith, K. Lamkin, M. Belbot, R. Tighe, B. M. Sherrill, N. A. Orr, J. S. Winfield, J. A. Winger, S. J. Yennello, G. R. Satchler,

- and A. H. Wuosmaa, “Quasielastic scattering of ^{11}Li and ^{11}C from ^{12}C at 60 MeV/nucleon,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 69, pp. 2631–2634, Nov. 1992. Publisher: American Physical Society.
- [57] J. Cook and K. W. Kemper, “Charge exchange, scattering, and transfer reactions for $^9\text{Be}+^6\text{Li}$ and analysis of $^{14}\text{C}(^6\text{Li},^6\text{He})$,” *Phys. Rev. C*, vol. 31, pp. 1745–1751, May 1985.
- [58] G. Igo, “Optical model potential at the nuclear surface for the elastic scattering of alpha particles,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 1, pp. 72–74, Jul 1958.
- [59] P. R. S. Gomes, J. Lubian, I. Padron, and R. M. Anjos, “Uncertainties in the comparison of fusion and reaction cross sections of different systems involving weakly bound nuclei,” *Phys. Rev. C*, vol. 71, p. 017601, Jan. 2005. Publisher: American Physical Society.
- [60] A. S. Freitas, L. Marques, X. X. Zhang, M. A. Luzio, P. Guillaumon, R. P. Condori, and R. Lichtenthäler, “Woods-Saxon Equivalent to a Double Folding Potential,” *Braz. J. Phys.*, vol. 46, p. 120, 2016.
- [61] K. C. C. Pires, S. Appannababu, R. Lichtenthäler, and O. C. B. Santos, “New method to calculate the nuclear radius from low energy fusion and total reaction cross sections,” *Phys. Rev. C*, vol. 98, p. 014614, 2018.
- [62] C. M. Perey and F. G. Perey, “Compilation of phenomenological optical-model parameters 1954–1975,” *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, vol. 17, no. 1, pp. 1 – 101, 1976.
- [63] J. Park, J. Duggan, P. Miller, M. Duncan, and R. Dangle, “Elastic scattering of ^3He particles by ^9Be and ^{11}B between 4.0 and 18.0 MeV,” *Nuclear Physics A*, vol. 134, no. 2, pp. 277–288, 1969.
- [64] R. B. Taylor, N. R. Fletcher, and R. H. Davis, “Elastic scattering of 4–20 MeV alpha particles by ^9Be ,” *Nuclear Physics*, vol. 65, no. 2, pp. 318–328, 1965.
- [65] S. M. Lukyanov, A. S. Denikin, E. I. Voskoboynik, S. V. Khlebnikov, M. N. Harakeh, V. A. Maslov, Y. E. Penionzhkevich, Y. G. Sobolev, W. H. Trzaska, G. P. Tyurin, and K. A. Kuterbekov, “Study of internal structures of $^9,^{10}\text{Be}$ and ^{10}B in scattering of ^4He from ^9Be ,” *Journal of Physics G*, vol. 41, p. 035102, feb 2014.

- [66] W. Rae, “Nushellx - large scale shell model calculations on your pc.”
- [67] Y. S. Park, A. Nüiler, and R. A. Lindgren, “Spectroscopy of ^{10}B levels from the $^9\text{Be}(d,n)^{10}\text{B}$ reaction,” *Phys. Rev. C*, vol. 8, pp. 1557–1573, Nov 1973.
- [68] S. Buccino and A. Smith, “Levels in ^{10}B excited by the $^9\text{Be}(d, n)$ reaction,” *Physics Letters*, vol. 19, no. 3, pp. 234–237, 1965.
- [69] A. Fife, G. Neilson, and W. Dawson, “The excited states of ^{10}B ,” *Nuclear Physics A*, vol. 91, no. 1, pp. 164–176, 1967.
- [70] K. Miura, A. Sato, J. Takamatsu, S. Mori, Y. Takahashi, T. Nakagawa, T. Tohei, T. Niizeki, S. Hirasaki, G. Jon, K. Ishii, H. Orihara, and H. Ohnuma, “The $^9\text{Be}(d, n)^{10}\text{B}$ reaction at 25 MeV,” *Nuclear Physics A*, vol. 539, no. 3, pp. 441–450, 1992.
- [71] D. Pereira, J. Lubian, J. R. B. Oliveira, D. P. d. Sousa, and L. C. Chamon, “An imaginary potential with universal normalization for dissipative processes in heavy-ion reactions,” *Physics Letters B*, vol. 670, no. 4, pp. 330 – 335, 2009.
- [72] A. Gavron, “Statistical model calculations in heavy ion reactions,” *Phys. Rev. C*, vol. 21, pp. 230–236, Jan 1980.
- [73] A. Gilbert and A. G. W. Cameron, “A composite nuclear-level density formula with shell corrections,” *Canadian Journal of Physics*, vol. 43, no. 8, pp. 1446–1496, 1965.
- [74] R. Bass, “Nucleus-nucleus potential deduced from experimental fusion cross sections,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 39, pp. 265–268, Aug 1977.

Apêndice A

Curvas de Nível

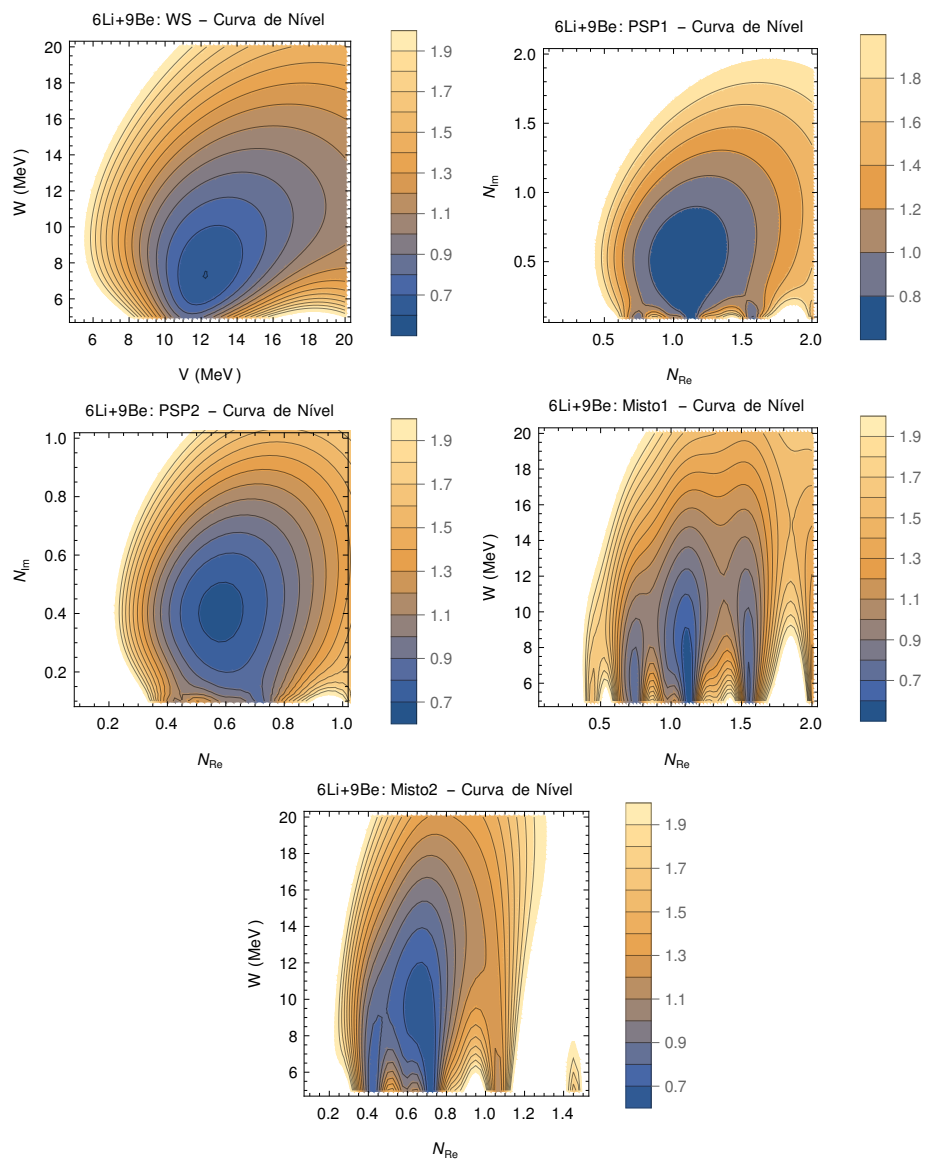


Figura A.1: Curvas de nível para os potenciais globais do isótopo ${}^6\text{Li}$.

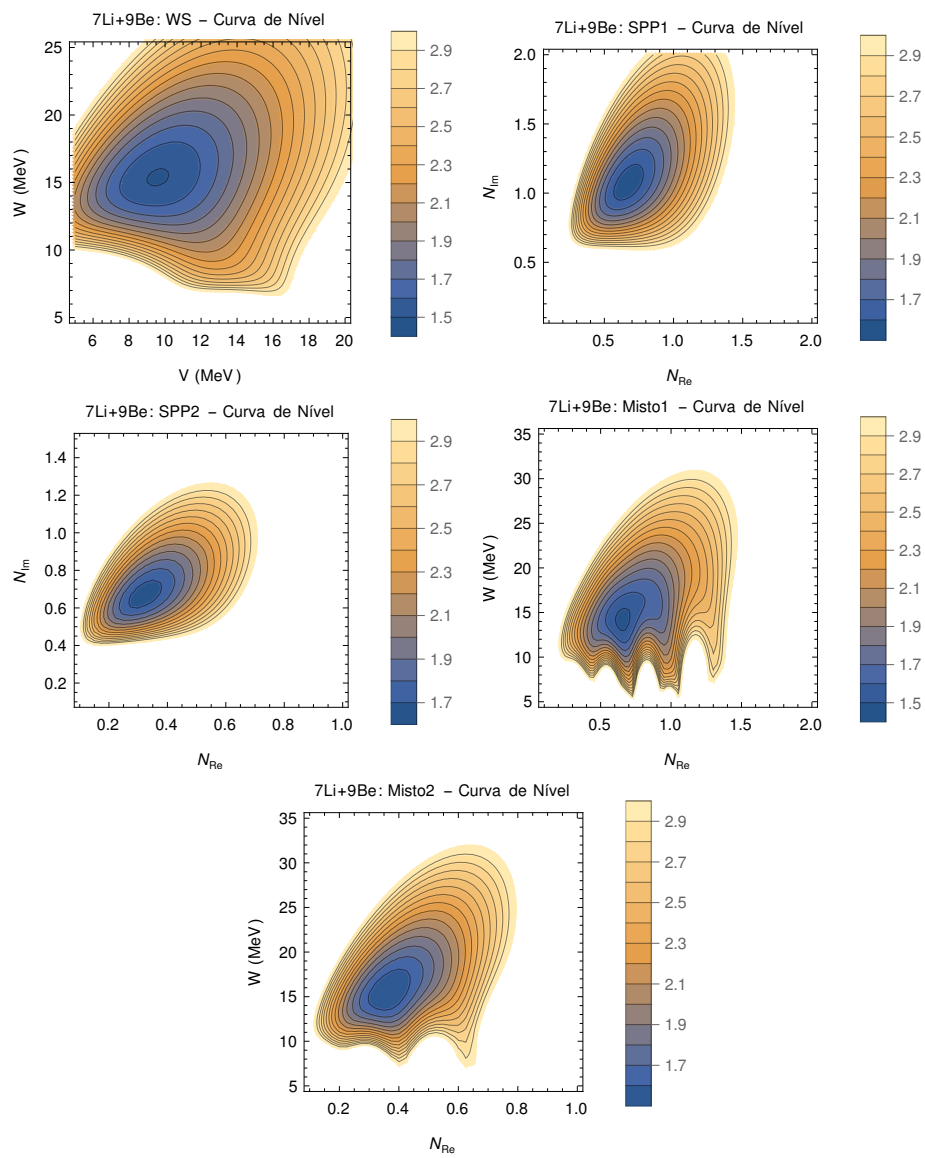


Figura A.2: Curvas de nível para os potenciais globais do isótopo ${}^7\text{Li}$.

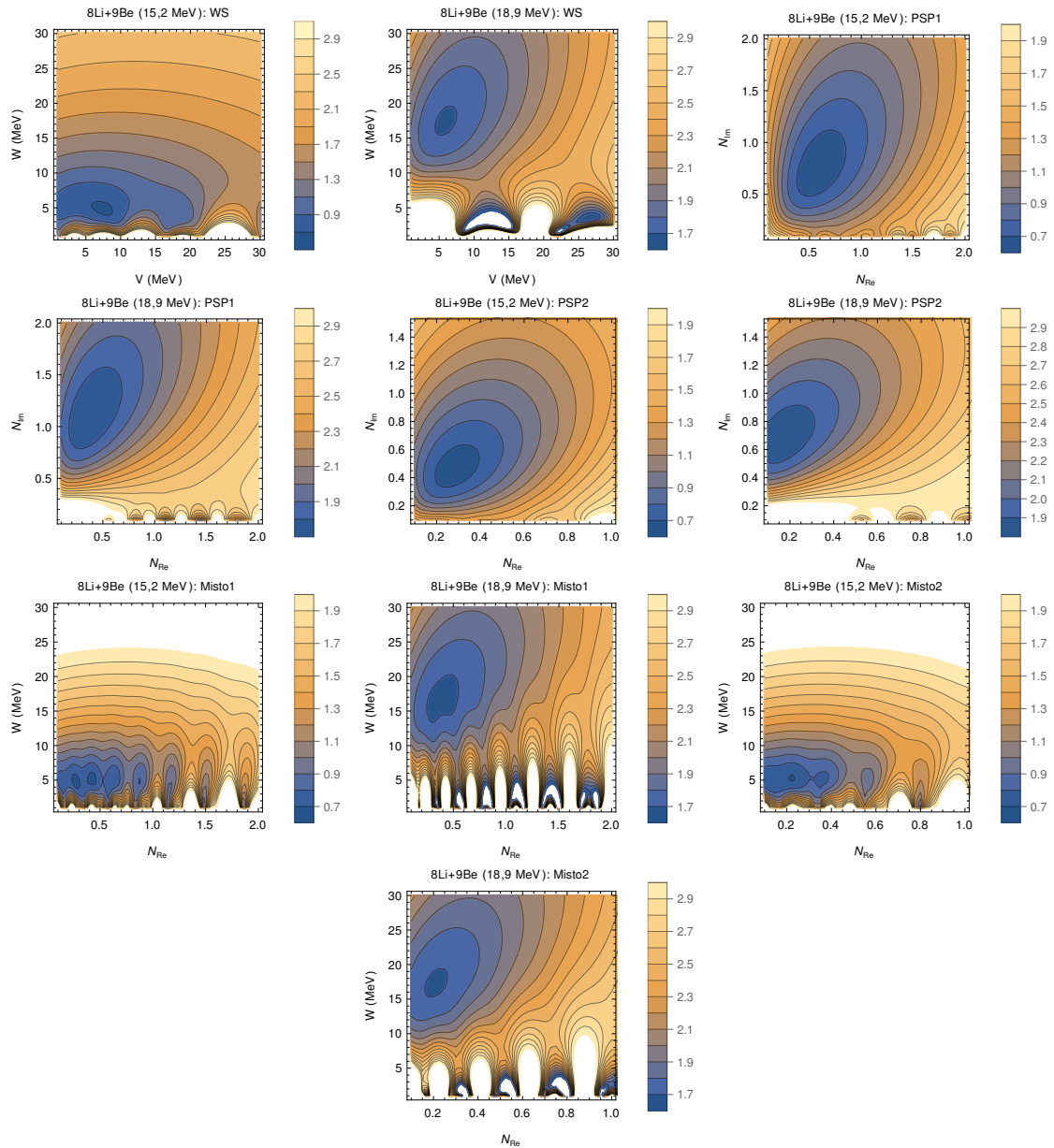


Figura A.3: Curvas de nível para os potenciais do isótopo ^8Li .

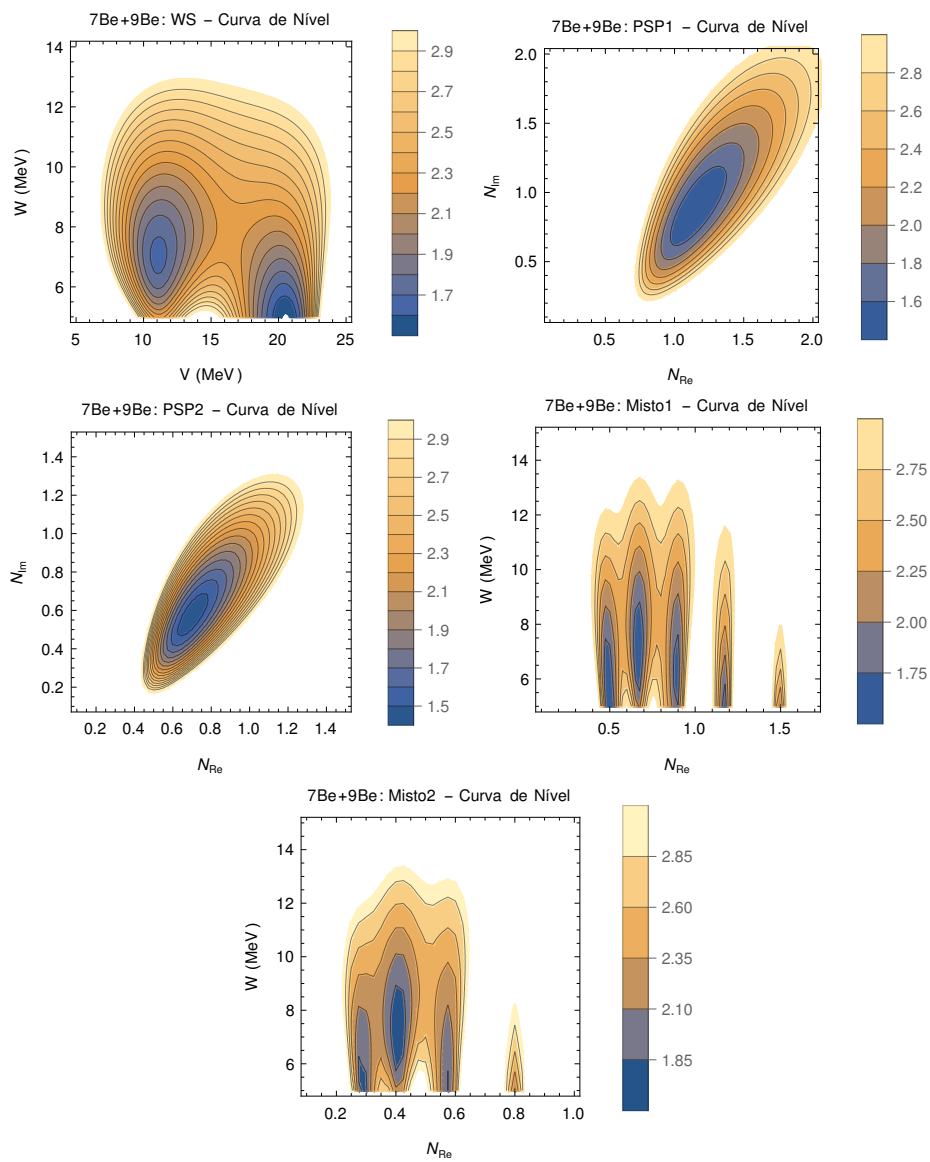


Figura A.4: Curvas de nível para os potenciais globais do isótopo ${}^7\text{Be}$.

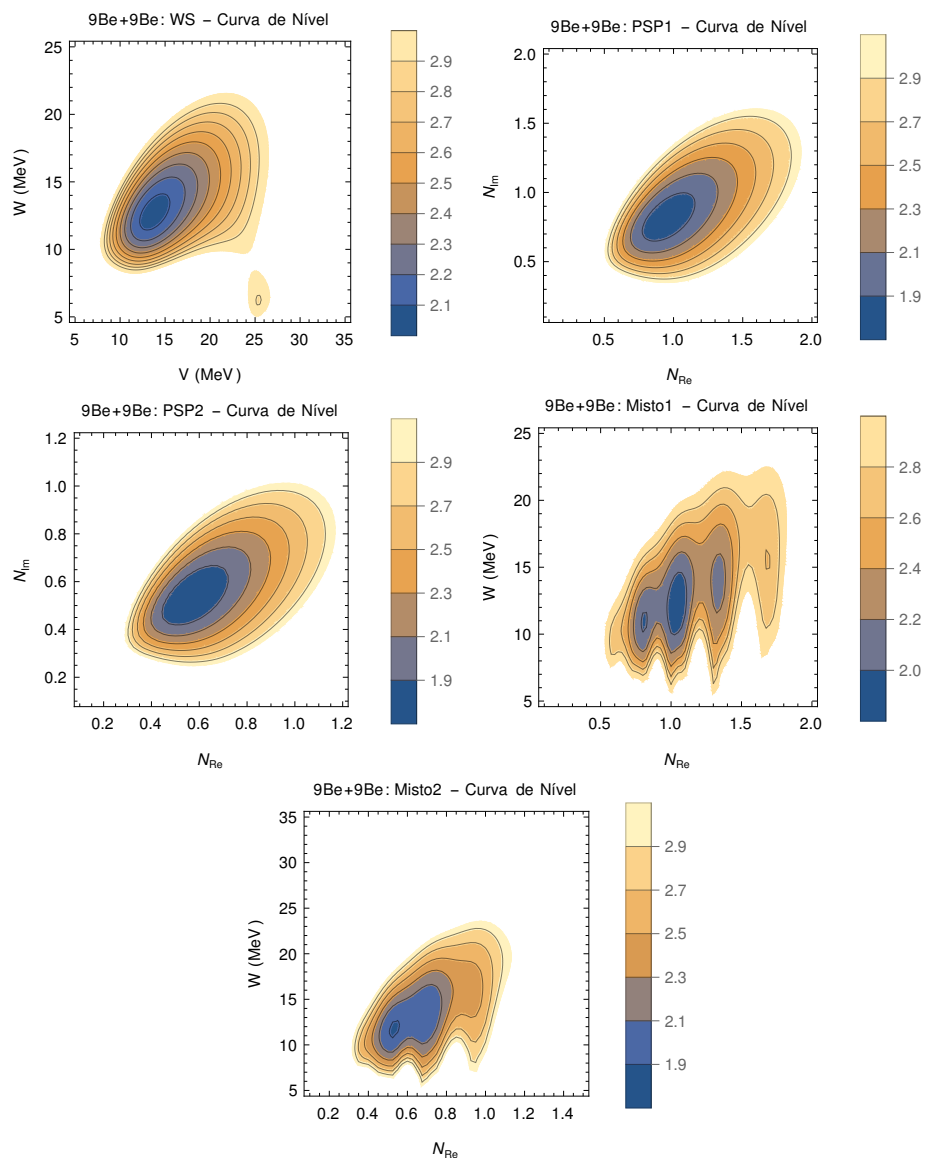


Figura A.5: Curvas de nível para os potenciais globais do isótopo ${}^9\text{Be}$.

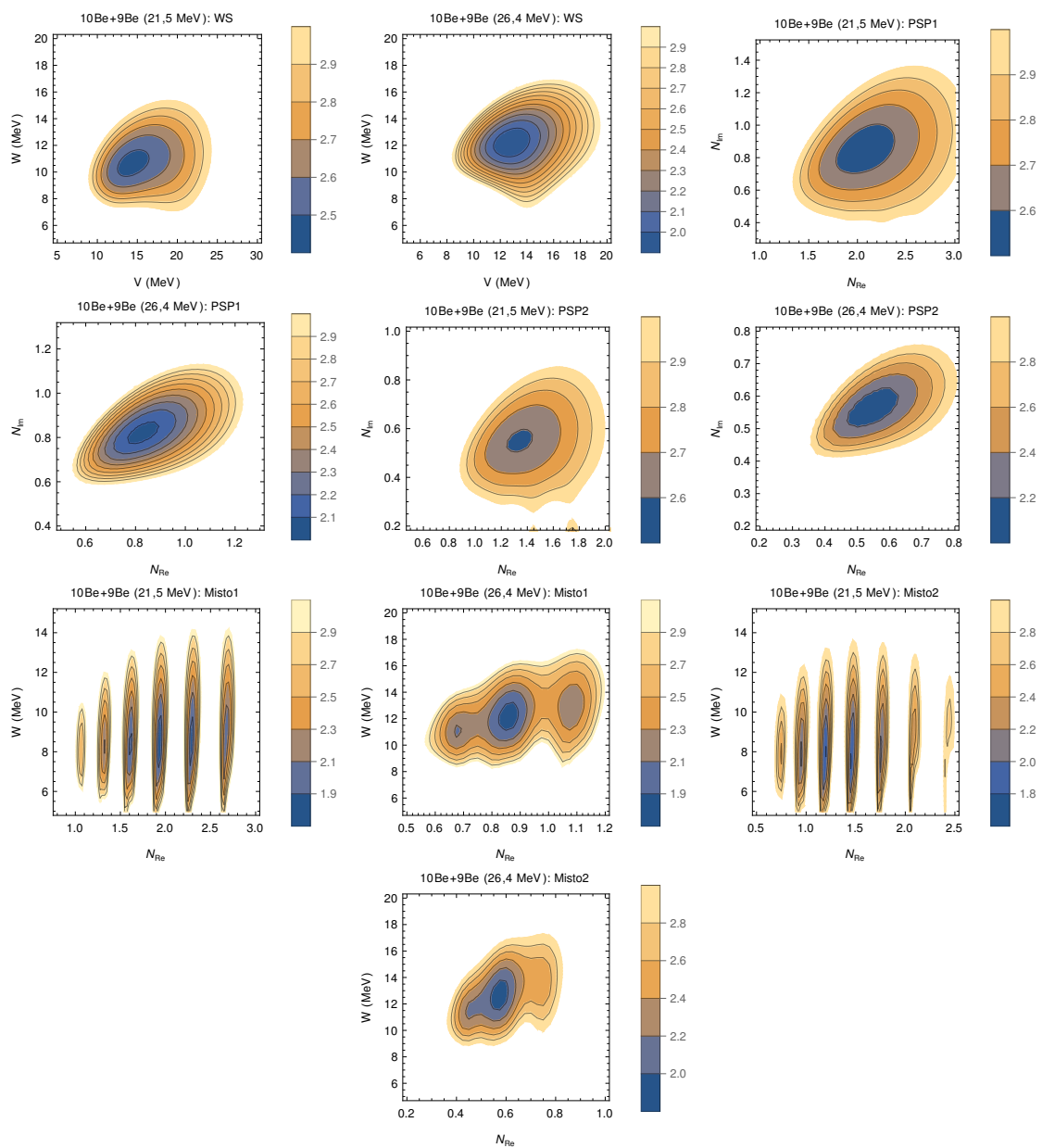


Figura A.6: Curvas de nível para os potenciais do isótopo ^{10}Be .

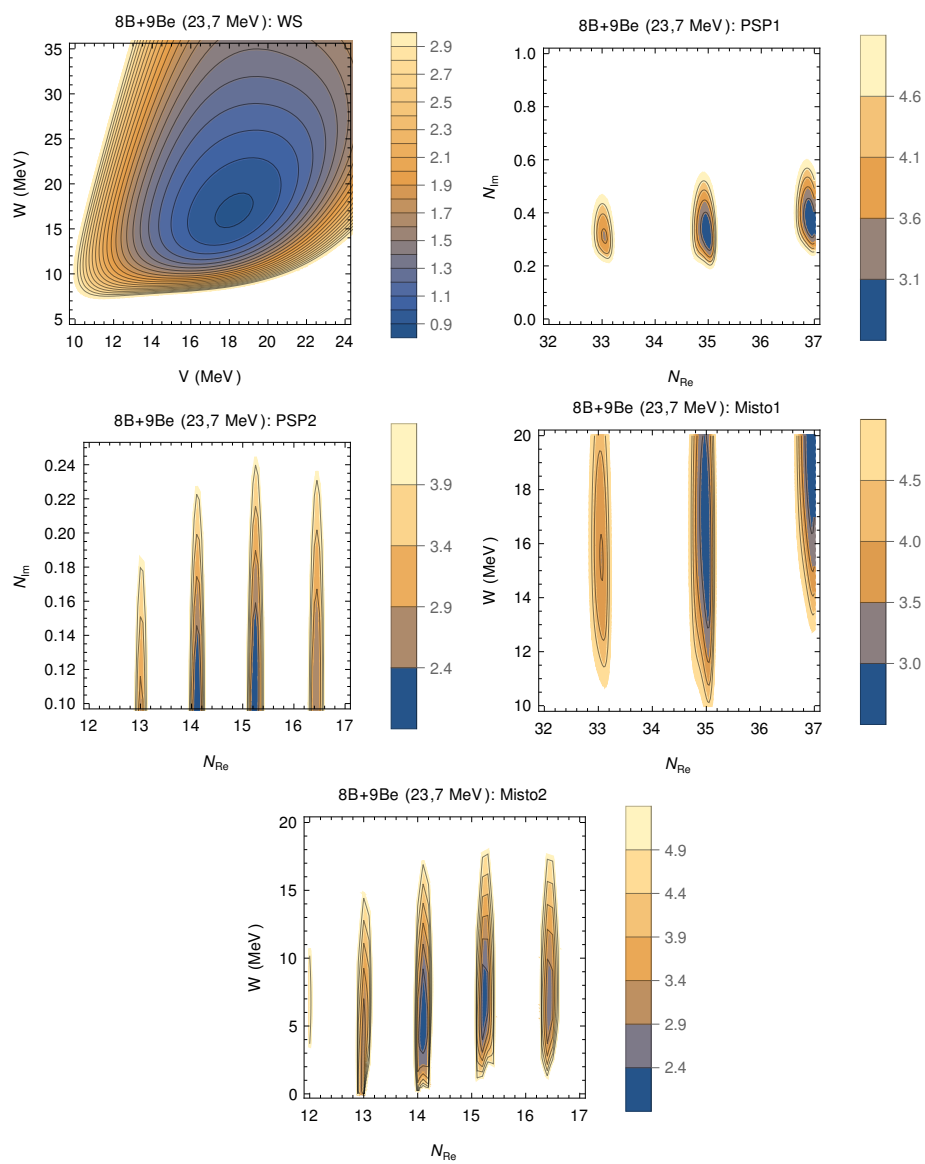


Figura A.7: Curvas de nível para os potenciais globais do isótopo ^8B .

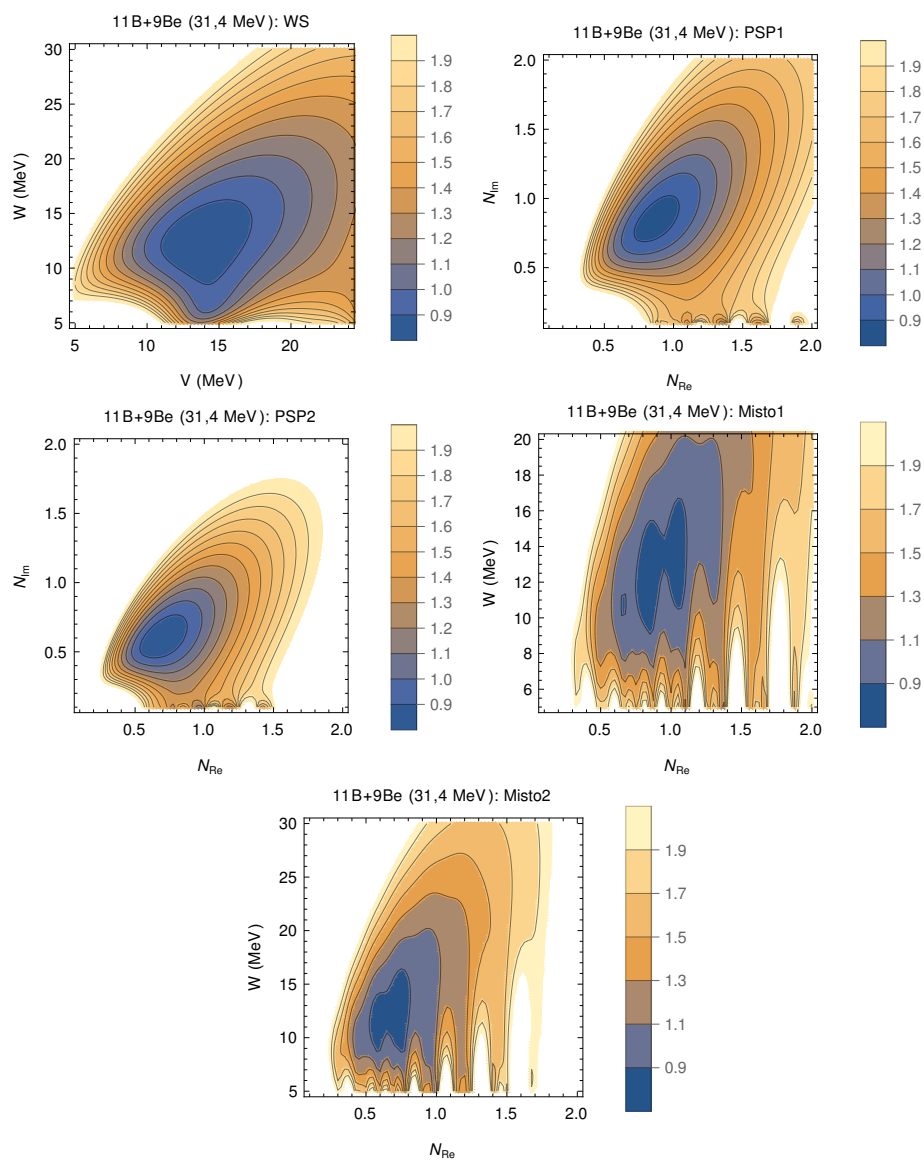


Figura A.8: Curvas de nível para os potenciais globais do isótopo ^{11}B .

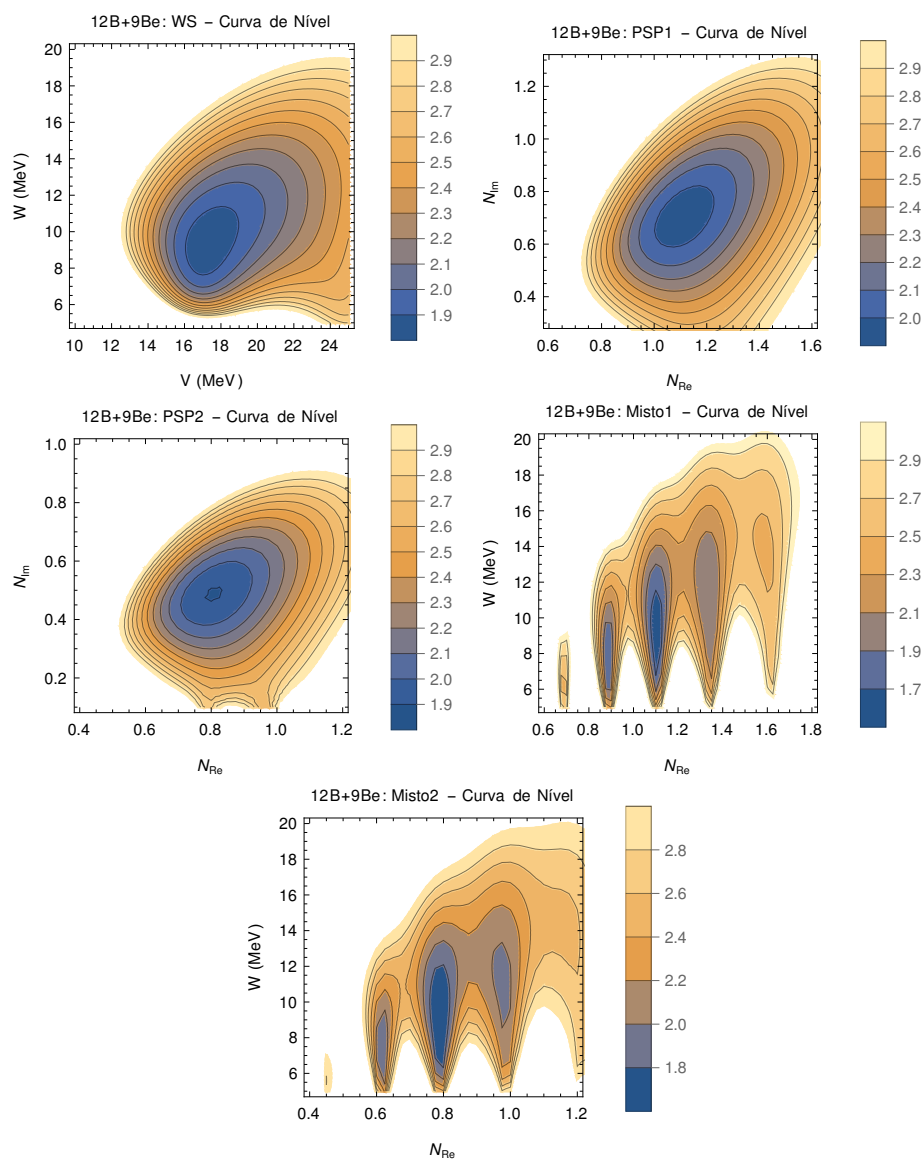


Figura A.9: Curvas de nível para os potenciais globais do isótopo ^{12}B .