UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

Estudo da interação de núcleos de
massa $A = 8$ com alvo de carbono e
da reação de captura ${}^8\text{Li}(p, \gamma){}^9\text{Be}$
de interesse astrofísico.

Adriana Barioni

Orientador: Prof. Dr. Valdir Guimarães

Tese de doutorado apresentada ao Instituto
de Física da USP para obtenção do título
de doutor em Ciências

Banca examinadora:

Prof. Dr. Valdir Guimarães (IF-USP)

Prof. Dr. Luiz Carlos Chamon (IF-USP)

Prof. Dr. José Roberto Brandão de Oliveira (IF-USP)

Prof. Dr. Paulo Roberto Silveira Gomes (IF-UFF)

Prof. Dr. Andrés Arazi (CNEA-TANDAR)

São Paulo, 2009

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Barioni, Adriana

Estudo da interação de núcleos de massa $A=8$ com
alvo de carbono e da reação de captura ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}$ de
interesse astrofísico - São Paulo, 2009.

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

Orientador: Prof. Dr. Valdir Guimarães

Área de Concentração: Física Nuclear

Unitermos: 1. Astrofísica; 2. Reações Nucleares;
3. Espalhamento; 4. Física Nuclear-Feixes radioativos;
5. Taxa de reação.

USP/IF/SBI-057/2009

Aos meus amados pais
Dorival e Margarida

Agradecimentos

Ao meu orientador, Prof. Dr. Valdir Guimarães, pela orientação e leitura cuidadosa deste trabalho.

Ao professor Rubens Lichtenthäler, pela ajuda durante a realização das medidas.

À professora Alinka Lépine, não apenas pela ajuda valiosa durante os períodos de máquina, mas também, pela sua dedicação para manter em funcionamento o Laboratório Pelletron, tornando possível a realização dessas medidas.

Ao corpo técnico do laboratório, José Carlos, Dito, Márcio, Celso, Serginho, Pedro, Messias, Sílvio, Luís Marcos e Otávio.

Aos amigos Robson, Orli, Yul, Viviane, Marlete, Maria Carmem, Kelly, Rubén, Caio, especialmente ao Djalma e ao Pedro, pela amizade e ajuda durante os períodos de máquina.

Aos amigos Juan Alcantara e Elis, pela paciência e ajuda que dispensaram no início do meu doutoramento. Além disso, pela amizade e pelo carinho, mesmo de tão longe.

Aos amigos Jéssica, Juan, Kenia, Vivian, Edmilson, José Carlos, Roberto Linares e Renato, pela amizade e convivência agradável.

Ao amigo Julian, pela leitura deste trabalho e pelas correções.

Aos amigos que me acompanham desde meu ingresso na pós-graduação do IF, Ana Cecília, Alfredo, Wanderley, Márcia, Carla e Terezinha.

Ao Eduardo, pela valiosa amizade, sempre verdadeira e sincera.

Ao meu irmão Aurélio, que sempre me incentivou.

Aos meus pais, pelo apoio incondicional. Obrigada pelo seu amor, carinho e compreensão.

À CAPES, pelo apoio financeiro.

Conteúdo

Lista de Figuras	vi
Lista de Tabelas	x
Resumo	xiii
Abstract	xv
1 Introdução	1
2 Descrição Experimental	7
2.1 Descrição dos Equipamentos	8
2.1.1 Fonte de Íons MC-SNICS	8
2.1.2 O Acelerador Pelletron da Universidade de São Paulo	10
2.1.3 O Acelerador FN-Tandem de Notre Dame	12
2.1.4 Sistemas de Produção de Feixes Radioativos	14
2.1.4.1 Produção do Feixe Secundário Radioativo.	14
2.1.4.2 Sistema de Solenóides para Separação e Seleção de Feixes Radioativos	17
2.1.5 O Sistema <i>RIBRAS</i> (<i>Radioactive Ion Beams in Brasil</i>)	20
2.1.6 O Sistema <i>Twinsol</i>	21
2.1.7 Câmaras de Espalhamento	23
2.1.8 Sistema de Detecção	24
2.1.8.1 Laboratório Pelletron	24
2.1.8.2 Laboratório de Estrutura Nuclear de Notre Dame	26
2.1.9 Medidas Realizadas em São Paulo	28
2.1.10 Medidas Realizadas no Laboratório de Estrutura Nuclear de Notre Dame	30
3 Redução dos Dados	33
3.1 Ferramentas de Análise de Dados	33
3.2 Calibração dos Espectros das Medidas com o Sistema Ribras	34
3.3 Calibração dos Espectros das Medidas com o Sistema <i>Twinsol</i>	36

4	Distribuições Angulares Experimentais	45
4.1	Cálculo da Seção de Choque	45
4.1.0.1	Número de Contagens	45
4.1.0.2	Número de Partículas do Alvo	46
4.1.0.3	Ângulo Sólido e Jacobiano	47
4.1.0.4	Número de Partículas do Feixe	48
4.2	Distribuições Angulares para as Medidas com o Sistema Ribras	50
4.3	Distribuições Angulares para as Medidas com o Sistema <i>Twinsol</i>	52
5	Análise Teórica das Distribuições Angulares	55
5.1	Modelo Óptico	55
5.2	Solução da Equação de Schrödinger	58
5.3	Cálculo de Canais Acoplados com Discretização do Contínuo (<i>CDCC</i>)	60
5.4	Análise do Espalhamento Elástico	62
5.5	Teoria de Ondas Distorcidas de Born (<i>DWBA</i>)	66
5.5.1	Amplitudes Espectroscópicas	67
5.6	Análise da Transferência de um Próton e Obtenção do Fator Espectroscópico	68
6	Seção de Choque de Captura e da Taxa de Reação	75
6.1	Fator-S Astrofísico	75
6.2	Cálculo da Seção de Choque de Captura	77
6.2.1	Potencial para a Função de Onda de Espalhamento	80
6.3	Taxa de Reação de Captura	87
6.4	Cálculo da Taxa de Reação de Captura	89
7	Seção de Choque Total de Reação	95
7.1	Seção de Choque Total de Reação	95
7.2	Cálculo da Seção de Choque Total de Reação	96
8	Conclusões	101
A		103
A.1	Mecanismos de Produção de Feixes Radioativos	103
B		105
B.1	Métodos de Separação de Feixes Radioativos	105
C		107
C.1	Reações de Captura Radiativa	107

Lista de Figuras

1.1	Rede de reações nucleares responsáveis pela produção de elementos leves na nucleossíntese primordial não homogênea.	4
2.1	Fonte de íons.	9
2.2	Esquema do processo de <i>sputtering</i>	9
2.3	Figura esquemática dos componentes eletrostáticos da linha de feixe do acelerador Pelletron.	12
2.4	Acelerador FN-Tandem do laboratório de Estrutura Nuclear da Universidade de Notre Dame. A tensão máxima de operação do terminal é de 9,5MV. . .	13
2.5	Figura esquemática do alvo de produção de feixes radioativos utilizado em São Paulo e em Notre Dame. O volume interno pode ser preenchido com gás, em geral ^4He , para resfriamento do alvo de produção, ou ^3He para produção de outros feixes radioativos.	16
2.6	Figura esquemática do uso de bloqueadores e colimadores. O bloqueador do tipo <i>lollipop</i> impede que contaminantes do feixe com $B\rho$ menor atinjam o detector.	18
2.7	Simulação da trajetória dos feixes contaminantes de $^6\text{He}^{2+}$ e $^7\text{Li}^{3+}$ e do feixe radioativo $^8\text{Li}^{3+}$. A simulação permite determinar de antemão a posição dos bloqueadores e colimadores de forma a purificar o feixe secundário.	19
2.8	Ampliação da região do ^8Li no espectro biparamétrico $\Delta E - E_r$ mostrando, para um dado valor de corrente no solenóide, a presença do feixe primário de ^7Li ao lado do feixe secundário de ^8Li . Ao lado, a mesma área ampliada, para outro valor de corrente. Vemos que os íons correspondentes ao feixe primário foram eliminados.	21
2.9	O sistema <i>RIBRAS</i>	22
2.10	O sistema de duplo-solenóides <i>Twinsol</i>	23
2.11	Modos de focalização do sistema de duplo-solenóides (a) modo cruzado ou <i>cross-over</i> (b) modo paralelo.	24
2.12	(a) Figura esquemática da montagem experimental na câmara de espalhamento central do sistema <i>RIBRAS</i> . (b) Esquema do porta-alvos utilizado nos experimentos.	25

2.13	Figura esquemática do telescópio utilizado.	26
3.1	Exemplo de espectros biparamétricos e monoparamétricos. A escala de cores indica a quantidade de partículas (contagens) que atingiu o detector.	35
3.2	Espectro biparamétrico típico para uma medida com alvo de ouro. É possível visualizar os contaminantes e o feixe secundário. Para a calibração dos detectores, apenas o ^4He contaminante e o feixe secundário de ^8Li foram considerados.	37
3.3	Retas de calibração dos telescópios utilizados no primeiro experimento.	40
3.4	Espectros do experimento com alvo de CH_2 . O espectro da direita foi obtido depois da normalização dos ganhos, que foi feita a fim de obter uma melhor resolução em energia do ^8Li	41
3.5	Espectro típico de tempo de voo em função da energia total.	41
3.6	Retas de calibração para os detectores utilizados no Laboratório de Estrutura Nuclear.	42
3.7	Espectro para o telescópio E após a normalização dos ganhos.	43
3.8	Espectro biparamétrico $T \times E_{\text{total}}$ apenas para as partículas de ^8B selecionadas do espectro $\Delta E - E_{\text{total}}$	43
4.1	Espectros de energia das partículas de ^8Li e ^9Be . O espectro de energia para a região do ^9Be apresenta picos provenientes do espalhamento do ^9Be contaminante no ouro e no próprio alvo de CH_2 , além daquele proveniente da reação com o carbono do alvo de CH_2	46
4.2	Espectros de energia da região do ^8B . Os ajustes de gaussianas foram feitos para obtenção das contagens para o ^8B espalhado em ouro e em carbono, no ângulo de 15° no referencial do laboratório.	47
4.3	Distribuições angulares para o sistema $^8\text{Li} + ^{197}\text{Au}$ para os experimentos. A correção angular foi feita variando os parâmetros até que a razão entre as seções experimental e teórica ficasse próxima à unidade.	52
4.4	Distribuições angulares para o espalhamento elástico $^{12}\text{C}(^8\text{Li}, ^8\text{Li})$ e para a reação de transferência $^{12}\text{C}(^8\text{Li}, ^9\text{Be})$ obtidas no primeiro experimento e para o espalhamento elástico $^{12}\text{C}(^8\text{Li}, ^8\text{Li})$ obtida com o segundo experimento.	53
4.5	Distribuição angular para o sistema $^8\text{B} + ^{197}\text{Au}$. A correção angular foi feita variando os parâmetros até obter a razão $\sigma_{\text{exp}} / \sigma_{\text{Ruth}} = 1$	54
4.6	Distribuição angular para o sistema $^8\text{B} + ^{12}\text{C}$	54
5.1	Sistema de coordenadas utilizadas no potencial de interação não local para a parametrização das coordenadas. O nucleon do alvo (a), de coordenada ($\vec{r}_a$) troca de posição com o nucleon do projétil (p), de coordenada ($\vec{r}_p$). Após a troca, o nucleon no projétil e no alvo assumem as coordenadas ($\vec{r}'_p$) e ($\vec{r}'_a$), respectivamente. Os centros de massa do projétil (P_{CM}) e do alvo (A_{CM}) são movidos conforme indicado.	57

5.2	Figura esquemática da discretização do contínuo em faixas de energia de excitação.	61
5.3	Figura esquemática do modelo de <i>cluster</i> adotado para o projétil.	62
5.4	Variação do χ^2_{total} dado pela equação 5.21 para a difusividade de 0,56 fm. . .	63
5.5	Variação do χ^2_{total} dado pela equação 5.21 para a difusividade de 0,56 fm. . .	64
5.6	Distribuições angulares de espalhamento para os sistemas indicados utilizando o Potencial de São Paulo e os potenciais de Woods-Saxon da tabela 5.2. . . .	73
5.7	Distribuição angular para o espalhamento elástico $^{12}\text{C}(^8\text{Li}, ^8\text{Li})$ para energia de laboratório de 23,9 MeV. A curva tracejada é um potencial de modelo óptico com parâmetros dados por WS-1 na tabela 5.3. A curva pontilhada é a parametrização de <i>cluster-folding</i> da interação sem acoplamento com o contínuo. A linha sólida é o resultado do acoplamento.	74
5.8	Seção de choque para a reação de transferência $^{12}\text{C}(^8\text{Li}, ^9\text{Be})$	74
6.1	Figura esquemática do potencial coulombiano combinado com o potencial nuclear. Um projétil de energia $E < E_c$ tem que penetrar a barreira coulombiana para alcançar a região nuclear.	76
6.2	Variação do fator S-Astrofísico em função da profundidade do potencial que gera a função de onda espalhada para energia $E_{CM} = 0$. Os pontos indicados correspondem ao potencial espalhado igual ao potencial usado para o estado ligado.	79
6.3	Gráficos do fator astrofísico e da seção de choque de captura para a reação $^8\text{Li}(p, \gamma)^9\text{Be}$ usando $V_0 = 0$	81
6.4	Gráficos do fator astrofísico para a reação $^6\text{Li}(p, \gamma)^7\text{Be}$	83
6.5	Gráficos do fator astrofísico e da seção de choque de captura para a reação $^8\text{Li}(p, \gamma)^9\text{Be}$ usando mesmo $\frac{J_V}{A}$ do sistema $^6\text{Li}+p$. Os limites superior e inferior para o potencial de espalhamento V_0^{esp} são indicados.	84
6.6	Gráficos do fator astrofísico e da seção de choque de captura para a reação $^8\text{Li}(p, \gamma)^9\text{Be}$, usando mesmo $\frac{J_V}{A}$ do sistema $^8\text{B}+p$	84
6.7	Gráficos do fator astrofísico e da seção de choque de captura em função da energia adotando as mesmas formas para os potenciais ligado e espalhado. .	85
6.8	A linha sólida é a parte real do Potencial de São Paulo para a reação de espalhamento elástico $^8\text{Li}(p, p)$. A linha pontilhada corresponde ao ajuste por um Woods-Saxon para esse potencial.	86
6.9	Gráficos do fator astrofísico e da seção de choque de captura usando o Potencial de São Paulo para obter o potencial de espalhamento.	86
6.10	Taxa de reação de captura em função da temperatura para a reação de captura $^8\text{Li}(p, \gamma)^9\text{Be}_{gs}$. A seção de choque de captura foi calculada pelo método da integral de volume, considerando a reação de captura $^6\text{Li}(p, \gamma)^7\text{Be}_{gs}$	90

6.11	Taxa de reação de captura em função da temperatura para a reação de captura ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}_{gs}$. A seção de choque de captura foi calculada pelo método da integral de volume, considerando a reação de captura ${}^8\text{B}(p,\gamma){}^9\text{C}_{gs}$	90
6.12	Taxa de reação de captura em função da temperatura para a reação de captura ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}_{gs}$. A seção de choque de captura foi calculada adotando-se a proposta de aproximação periférica.	91
6.13	Taxa de reação de captura em função da temperatura para a reação de captura ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}_{gs}$. A seção de choque de captura foi calculada através do Potencial de São Paulo.	91
6.14	Taxa de reação para a reação de captura direta de um próton ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}$ calculada na temperatura $T_9 = 1$	93
7.1	Seções de choque reduzidas para sistemas com projéteis fracamente e fortemente ligados incidentes em alvo de ${}^{12}\text{C}$	99

Lista de Tabelas

2.1	Valores de energia dos feixes de ^8Li e dos contaminantes produzidos na reação com o alvo primário para o primeiro experimento. As energias são calculadas utilizando a equação 2.3, considerando o mesmo valor de rigidez magnética $B\rho = 6,65\text{ Tm}$ para todos os contaminantes.	20
2.2	Características dos telescópios utilizados no primeiro experimento realizado no laboratório Pelletron.	27
2.3	Características dos telescópios utilizados no segundo experimento realizado no laboratório Pelletron.	27
2.4	Características dos telescópios utilizados no experimento realizado no laboratório de Estrutura Nuclear de Notre Dame.	28
2.5	Ângulos medidos pelos telescópios em cada arranjo.	28
2.6	Ângulos medidos pelos telescópios em cada arranjo.	29
2.7	Ângulos medidos pelos detectores em cada arranjo.	30
3.1	Valores de energia das partículas α emitidas pela fonte de ^{228}Th	38
3.2	Alguns feixes produzidos na reação de produção $^3\text{He}(^6\text{Li}, X)$, onde X pode ser qualquer um dos elementos da tabela.	38
4.1	Valores de energia do feixe secundário na metade dos alvos de ouro e de CH_2 , nos sistemas de laboratório e de centro de massa. O valor de energia para o feixe incidente no alvo de ouro está abaixo do valor da respectiva barreira coulombiana logo, o espalhamento é do tipo Rutherford.	49
4.2	Parâmetros utilizados na correção angular. A divergência varia entre o ângulo mínimo e o ângulo máximo.	51
4.3	Parâmetros obtidos na correção angular. A divergência varia entre o ângulo mínimo e o ângulo máximo.	52
5.1	Energias de ligação de alguns núcleos exóticos e alguns núcleos estáveis, fracamente ligados.	60

5.2	Parâmetros para os potenciais utilizados nas análises das distribuições angulares para as reações de espalhamento elástico. O raio é dado por $R_x = r_x \cdot A_{alvo}^{1/3}$. As profundidades dos potenciais são dadas em MeV e os raios e difusividades em fm	64
5.3	Parâmetros para os potenciais utilizados na análise com o <i>CDCC</i> das distribuições angulares para as reações de espalhamento elástico. O raio é dado por $R_x = r_x \cdot A_{alvo}^{1/3}$. As profundidades dos potenciais são dadas em MeV e os raios e difusividades em fm	65
5.4	Parâmetros para os potenciais utilizados nos ajustes das distribuições angulares para a reação de transferência. $R = r_0(A_a^{1/3})$ e $R_c = 2,5 fm$	69
5.5	Valores de fatores espectroscópicos para $\langle {}^{12}C_{gs} {}^{11}B_{gs} + p \rangle$ usados no cálculo do valor médio.	70
5.6	Fatores Espectroscópicos C^2S	71
6.1	Valores de taxa de reação para $T_9 = 1$ para cada proposta considerada. . . .	92
7.1	Seção de choque de reação para os ajustes das distribuições angulares de espalhamento elástico para todos os sistemas usando o Potencial de São Paulo (PSP).	98

Resumo

As distribuições angulares para os espalhamentos elásticos $^{12}\text{C}(^8\text{Li},^8\text{Li})$ e $^{12}\text{C}(^8\text{B},^8\text{B})$ estudados neste trabalho foram medidas em dois laboratórios. A medida da distribuição angular para o espalhamento elástico $^{12}\text{C}(^8\text{Li},^8\text{Li})$ foi realizada no Laboratório Pelletron da Universidade de São Paulo, em duas energias, a 20,6 MeV e 23,9 MeV. O feixe secundário de ^8Li utilizado nesse laboratório foi produzido pelo sistema *RIBRAS*. A medida da distribuição angular para o espalhamento elástico $^{12}\text{C}(^8\text{B},^8\text{B})$ foi realizada no laboratório de Estrutura Nuclear da Universidade de Notre Dame, nos Estados Unidos. O feixe secundário radioativo de ^8B foi produzido pelo sistema *Twinsol* com uma energia de 25,8 MeV. Os resultados para a seção de choque total de reação, obtidos a partir da análise do espalhamento elástico, foram incluídos em uma sistemática envolvendo outros núcleos estáveis e exóticos fracamente ligados e também núcleos fortemente ligados, espalhados elasticamente em alvo de ^{12}C . Os dados obtidos da literatura foram reanalisados nos mesmos padrões utilizados na análise dos dados deste trabalho. As seções de choque de reação foram obtidas ajustando aos dados as seções calculadas utilizando o potencial de São Paulo. A análise permitiu concluir que não foi observado um aumento da seção de choque total de reação para os sistemas estudados, indicando que efeitos como *breakup*, não devem ser importantes para esse sistema. Isso também pode ser comprovado pelos resultados de cálculos de *CDCC* (*Continuum Discretized Coupled Channel*) para as distribuições angulares de espalhamento elástico.

A reação de transferência $^{12}\text{C}(^8\text{Li},^9\text{Be})^{11}\text{B}$ também foi medida neste trabalho, simultaneamente ao espalhamento elástico $^{12}\text{C}(^8\text{Li},^8\text{Li})$, a 23,9 MeV. A finalidade desse estudo era obter o fator espectroscópico para o sistema ligado $\langle ^9\text{Be}|^8\text{Li} + p \rangle$ e assim calcular o

fator-S astrofísico e também a taxa de reação para a reação de captura ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}_{gs}$. O fator espectroscópico encontrado nesse trabalho 1,22(28), foi obtido a partir de cálculos de *DWBA* (*Distorted-Wave Born Approximation*) com o programa *Fresco* e utilizado na normalização da seção de choque de captura ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}_{gs}$. O valor obtido para a profundidade do potencial de espalhamento ${}^8\text{Li}+p$ foi de $(40,1 \pm 1,6)$ MeV. A partir desses parâmetros foi possível calcular as curvas para o fator-S astrofísico e a taxa de reação para a reação de captura ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}_{gs}$, cujo valor obtido para uma temperatura $T_9 = 1$ foi de $\langle\sigma\nu\rangle = 0,26 \pm_{0,06}^{0,07} \text{ cm}^3\text{mol}^{-1}\text{s}^{-1}$.

Abstract

The measurements of the angular distributions for the elastic scatterings $^{12}\text{C}(^8\text{Li},^8\text{Li})$ and $^{12}\text{C}(^8\text{B},^8\text{B})$ reported in this work have been done in two laboratories. Those corresponding to the angular distributions for the elastic scattering $^{12}\text{C}(^8\text{Li},^8\text{Li})$ were performed at two energies, 20.6 MeV and 23.9 MeV, at the Pelletron Laboratory of the University of São Paulo. The ^8Li beam used in this laboratory had been produced in the *RIBRAS* system. The measurements of angular distribution for the elastic scattering $^{12}\text{C}(^8\text{B},^8\text{B})$ were performed at the Nuclear Structure Laboratory, at the University of Notre Dame, in the United States of America. The ^8B beam was produced by the *Twinsol* system, at 25.8 MeV. The results obtained for total reaction cross section were included in a systematics together with other stable and exotic weakly bound nuclei and also with tightly bound ones, elastically scattered by ^{12}C target. The data obtained from the literature were re-analysed on the same framework of the data of this work. The reaction cross sections were obtained by fitting to the data, the cross sections calculated with the São Paulo potential. From the analysis one could conclude that no increase was observed in the total reaction cross section for the studied systems, indicating that effects, such as *breakup*, are not important for this system.

The transfer reaction $^{12}\text{C}(^8\text{Li},^9\text{Be})^{11}\text{B}$ was also measured on this work, simultaneously with the elastic scattering $^{12}\text{C}(^8\text{Li},^8\text{Li})$, at 23,9 MeV. The aim of this study was to obtain the spectroscopic factor for the bound system $\langle ^9\text{Be} | ^8\text{Li} + p \rangle$ and calculate the astrophysical S-factor and also the reaction rate for the capture reaction $^8\text{Li}(p,\gamma)^9\text{Be}_{gs}$. The spectroscopic factor found in this work 1.22(28), was obtained through *DWBA* (*Distorted-Wave Born*

Approximation) calculations with the code *Fresco*, and was used for the normalization of the capture reaction cross sections ${}^8\text{Li}(\text{p},\gamma){}^9\text{Be}_{gs}$. The depth for the scattering potential obtained was 40.0 ± 1.6 MeV. With these parameters it was possible to calculate the astrophysical S-factor curves and the reaction rate for the capture reaction ${}^8\text{Li}(\text{p},\gamma){}^9\text{Be}_{gs}$, for which the value at the temperature $T_9 = 1$ was obtained as $\langle\sigma\nu\rangle = 0,26 \pm_{0,06}^{0,07} \text{ cm}^3\text{mol}^{-1}\text{s}^{-1}$.

Capítulo 1

Introdução

O questionamento sobre os constituintes da matéria remonta à antiguidade. Os filósofos gregos foram os primeiros a cunhar a ideia da existência do átomo, que seria o menor constituinte (indivisível) de toda a matéria existente. No início do século *XIX*, em 1808, o cientista John Dalton formulou sua teoria atômica baseada na indivisibilidade do átomo. Quase cem anos depois, observando descargas elétricas em gases, J. J. Thomson descobriu o elétron e formulou seu modelo (conhecido como "pudim de passas") para a estrutura atômica. O modelo de Thomson entretanto, não era capaz de explicar o espalhamento sofrido por partículas alfa em ouro observado por Rutherford e foi então descartado em favor do modelo nuclear do átomo proposto por este em 1911 [1]. Nesse modelo, Rutherford propunha a existência de um núcleo pequeno e denso no átomo. Nos anos seguintes, o advento de aceleradores de partículas no âmbito experimental e a teoria quântica favoreceram a pesquisa e enriqueceram o conhecimento desses entes denominados núcleos e da área da física nuclear.

O propósito da física nuclear é estudar as propriedades nucleares utilizando alguns núclídeos específicos e, quando possível, generalizar essas propriedades para todos os núclídeos. A maior parte do conhecimento em física nuclear e as bases das leis que governam as propriedades globais do núcleo, vem de reações envolvendo uma pequena fração dos cerca de 300 núcleos estáveis ou de meia-vida longa conhecidos. Entretanto, existem mais de 2000 isótopos radioativos que podem ser produzidos em laboratórios e mais de 6000 teoricamente previstos [2]. Nesse contexto, o estudo das propriedades nucleares utilizando apenas nú-

cleos estáveis limita a descoberta de novos fenômenos. Por isso, nos últimos anos, muitos equipamentos foram desenvolvidos e estão sendo utilizados para estudar reações envolvendo feixes de núcleos radioativos de meia-vida curta. Algumas características desses núcleos exóticos, como sua estrutura ou interações, devem ser diferentes das dos núcleos estáveis [3], proporcionando descobertas interessantes para a física nuclear com reflexos no campo da astrofísica.

Várias reações envolvendo núcleos exóticos têm sido estudadas no laboratório Pelletron [4], [5], [6], [7] utilizando o sistema *RIBRAS* (*Radioactive Ion Beams in Brasil*) [8]. Grande parte desses estudos refere-se ao espalhamento elástico de núcleos exóticos em alvos leves e de massa intermediária. O espalhamento elástico é um processo básico, que ocorre em conjunto com outras reações e pode fornecer informações importantes sobre as propriedades nucleares. A reprodução das seções de choque experimentais para o espalhamento elástico se dá através do estudo do potencial de interação nuclear, em geral, dentro do contexto do modelo óptico. Nesse modelo, o potencial de interação nuclear é complexo, descrito por uma parte real e outra imaginária, que está relacionada à absorção, ou seja, à perda de fluxo no canal elástico para outros canais de reação. Neste trabalho foram medidas distribuições angulares para o espalhamento elástico do núcleo radioativo ^8Li em alvo de ^{12}C em duas energias, superiores a 20 MeV. O estudo do espalhamento elástico com isótopos de lítio é interessante devido à baixa energia de ligação destes. Medidas de espalhamento elástico podem ser importantes principalmente quando um dos interagentes é um núcleo fracamente ligado, pois outros mecanismos de reação, como efeitos de *breakup*, por exemplo, podem se tornar relevantes. O ^8Li é um núcleo rico em nêutrons e por isso pode ter um forte acoplamento com canais inelásticos ou de transferência no espalhamento elástico, já que alguns desses canais de transferência apresentam valor positivo do Q da reação. A análise dessas distribuições angulares foi realizada utilizando cálculos de modelo óptico considerando os potenciais fenomenológicos de Woods-Saxon e de dupla-convolução (*double-folding*). Além disso, cálculos de canais acoplados também foram considerados na análise desses dados.

Distribuições angulares para o espalhamento elástico $^{12}\text{C}(^8\text{B},^8\text{B})$ também foram estu-

dadas nesse trabalho. As medidas dessas distribuições foram realizadas no laboratório de estrutura nuclear da Universidade de Notre Dame. Essa medida é muito interessante no estudo de mecanismos de reação porque o ${}^8\text{B}$ é um núcleo exótico localizado próximo à linha de evaporação (*drip line*) de prótons e possui uma energia de separação de próton muito pequena. O interesse por esse núcleo cresceu na última década pelo fato de que ele pode possuir um halo de próton. A ideia de que esse é um núcleo halo foi reforçada quando dados experimentais de distribuição angular de *breakup* de ${}^8\text{B}$ em ${}^{58}\text{Ni}$ foram muito bem reproduzidos por cálculos realizados considerando o acoplamento contínuo-contínuo [9]. Nesses cálculos, o ${}^8\text{B}$ foi descrito como um próton orbitando um caroço de ${}^7\text{Be}$ indicando também uma manifestação do efeito halo do ${}^8\text{B}$. Mais recentemente dados de espalhamento elástico de ${}^8\text{B}$ em ${}^{58}\text{Ni}$ foram analisados com cálculos de modelo óptico e potenciais de Woods-Saxon e de *double-folding* [10].

Além do estudo de espalhamentos elásticos, uma distribuição angular para a reação de transferência de um próton ${}^{12}\text{C}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^{11}\text{B}$ também foi medida e analisada neste trabalho. A motivação para investigar essa reação foi obter o fator espectroscópico para o sistema ligado $\langle {}^9\text{Be} | {}^8\text{Li} + p \rangle$ que normaliza a seção de choque de captura da reação ${}^8\text{Li}(p, \gamma){}^9\text{Be}$ de interesse na nucleossíntese primordial. Assim, a parte de astrofísica deste trabalho consiste na determinação dessa seção de choque de captura.

Acredita-se que o universo primordial tenha passado por diversas fases de transição, sendo a última delas, a da condensação de glúons e quarks em hádrons (*QCD phase transition*). Ainda não está bem estabelecido se essa transição gerou uma densidade uniforme de matéria, com igual número de prótons e de nêutrons, ou se essa fase teria criado locais de maior densidade no universo primordial, de onde os prótons não seriam capazes de se difundir, ao contrário dos nêutrons. Assim, a nucleossíntese ocorreria tanto num cenário de alta densidade de núcleos ricos em prótons como de núcleos ricos em nêutrons, com diferentes reações em cada um deles [11]. O modelo padrão de nucleossíntese primordial (*Big-bang*) admite um universo com distribuição uniforme de densidade e explica de forma satisfatória a abundância de alguns elementos leves, como ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, mas falha na determinação da

Figura 1.1: Rede de reações nucleares responsáveis pela produção de elementos leves na nucleossíntese primordial não homogênea.

abundância do ${}^7\text{Li}$ [12, 13]. Alguns estudos realizados mostraram ainda que alguns valores de abundâncias primordiais previstos são sensíveis a esse modelo [13]. Em um universo não-homogêneo (figura 1.1), além dos núcleos estáveis haveria também a presença de núcleos radioativos, ricos em prótons ou ricos em nêutrons como o ${}^8\text{Li}$, ${}^8\text{B}$ ou ${}^7\text{Be}$. Apesar desses núcleos, ricos em prótons ou ricos em nêutrons, serem instáveis e possuírem meias-vidas curtas, eles podem ter um papel importante na formação dos elementos estáveis. Na natureza não existem nuclídeos estáveis com massas $A = 5$ e $A = 8$. Entretanto, num universo primordial não-homogêneo esses elementos poderiam possuir um papel muito importante na síntese de elementos mais pesados. Portanto, ter informações experimentais sobre a probabilidade dessas reações no universo primordial é de fundamental importância para que se tenha uma idéia mais clara de como a síntese dos elementos poderia ter ocorrido.

Em ambientes com alta densidade de nêutrons, o ${}^8\text{Li}$ poderia ser formado a partir da

reação ${}^7\text{Li}(n,\gamma){}^8\text{Li}$ e tomar parte na síntese de elementos mais pesados. A reação ${}^8\text{Li}(\alpha,n){}^{11}\text{B}$ [14, 15, 16] é considerada a mais importante nesse cenário não-homogêneo [17] e tem sido extensivamente investigada. As primeiras medidas foram realizadas na década de 90 [14, 18]. No entanto, experimentos recentes utilizando técnicas que permitem medir os neutrons e o ${}^{11}\text{B}$ em coincidência [19, 20] proporcionaram novos resultados, indicando que medir novamente algumas reações com técnicas mais modernas pode ser de grande valia. Outras reações possíveis nas quais o ${}^8\text{Li}$ tem um papel fundamental [21] na síntese de elementos pesados são:

$${}^8\text{Li}(n,\gamma){}^9\text{Li}(\beta^-){}^9\text{Be}(n,\gamma){}^{10}\text{Be}(n,\gamma){}^{11}\text{Be}(n,\gamma){}^{12}\text{Be}(\beta^-){}^{12}\text{B}(\beta^-){}^{12}\text{C} \text{ e}$$

$${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}(p,\gamma){}^{10}\text{B}(p,\gamma){}^{11}\text{C}(p,\gamma){}^{12}\text{N}(\beta^+){}^{12}\text{C}.$$

Essas duas sequencias de reações propiciam informações sobre a destruição do ${}^8\text{Li}$. Havendo ainda a presença de prótons, mesmo em pequenas quantidades, a seguinte reação de captura pode ocorrer:

$${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}(n,\gamma){}^{10}\text{Be}(n,\gamma){}^{11}\text{Be}(p,\alpha){}^8\text{Li}.$$

A investigação direta das reações de captura de nêutrons e prótons pelo ${}^8\text{Li}$ nas energias de interesse astrofísico, apesar de tecnicamente possível, é muito difícil devido à baixa seção de choque e à baixa intensidade dos feixes radioativos de ${}^8\text{Li}$ obtidos atualmente. A reação de captura de nêutrons não poderia ser realizada na presença de um feixe de ${}^8\text{Li}$ pois não é possível confeccionar um alvo de nêutrons. Se houvesse um feixe de nêutrons a medida também não poderia ser realizada porque o ${}^8\text{Li}$ tem uma meia-vida de 840 ms e seria inviável a confecção de um alvo desse elemento. Uma alternativa para se obter o fator-S astrofísico dessas reações é utilizar métodos indiretos, tais como:

1. A dissociação coulombiana de um nucleon ou cluster de nucleons, que corresponderia à reação inversa temporal das reações de captura [22]. A reação ${}^8\text{Li}(n,\gamma){}^9\text{Li}$ foi investigada segundo esse método indicando que pode ser possível obter informações astrofísicas dessa forma [23].
2. Estudo das ressonâncias por meio de medidas de espalhamento elástico ou inelástico

em cinemática inversa.

3. Método *ANC* (*Coefficiente de Normalização Assintótica*) que utiliza coeficientes obtidos de reações de transferências periféricas para normalizar as seções de choque de captura desde que estas também sejam periféricas [24].
4. Método de potencial, no qual o fator espectroscópico é utilizado para normalizar a seção de choque de captura calculada com uma transição entre estados de espalhamento e ligados, sendo esses estados descritos por potenciais. Nesse caso, as reações de captura não precisam necessariamente ser periféricas.

Neste trabalho a reação de captura ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}$ foi investigada utilizando o modelo de potencial. Esse modelo foi desenvolvido por Langanke [25] como uma aproximação para modelos mais complicados como *resonator group method* e *generator coordinate method*. A ideia básica desse modelo propõe tratar os núcleos interagentes com base em uma teoria microscópica de muitos corpos que pode ser descrita em termos de modelos de potenciais fenomenológicos. Essa abordagem torna a utilização desse modelo bastante flexível. Entretanto, deve-se ter cautela na escolha dos parâmetros desses potenciais para que estes reproduzam grandezas fisicamente relevantes. O modelo de potencial foi utilizado neste trabalho porque a reação estudada forma o núcleo composto ${}^9\text{Be}$ com uma grande energia de ligação, $BE = 16,888$ MeV, indicando que esta não é uma reação periférica. A normalização dessa reação foi realizada utilizando-se o fator espectroscópico obtido na análise da reação de transferência ${}^{12}\text{C}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^{11}\text{B}$. O detalhamento dessa investigação está descrito no capítulo 6 deste trabalho.

Capítulo 2

Descrição Experimental

Neste capítulo estão descritos os aceleradores e aparatos experimentais utilizados na obtenção das distribuições angulares analisadas neste trabalho.

As medidas das distribuições angulares foram realizadas em dois laboratórios distintos: no laboratório Pelletron do Instituto de Física da Universidade de São Paulo e no laboratório de Estrutura Nuclear da Universidade de Notre Dame, em Indiana nos Estados Unidos.

No laboratório Pelletron medimos as distribuições angulares para o espalhamento elástico $^{12}\text{C}(^8\text{Li},^8\text{Li})^{12}\text{C}$ e $^{197}\text{Au}(^8\text{Li},^8\text{Li})$ em duas energias, a 23,9 MeV e a 20,6 MeV, no sistema de referência do laboratório, sendo que a medida de espalhamento elástico com o ouro foi feita para obter a normalização dos dados experimentais, já que nessas energias o espalhamento é puramente Rutherford e conhecido. O feixe de ^8Li utilizado nessas medidas foi produzido pelo sistema *RIBRAS* (*Radioactive Ion Beams in Brasil*). O ^8Li possui uma meia-vida de 840 ms, tempo suficiente para a produção do feixe e a realização de experimentos que envolvam esse elemento.

Foi medida também uma distribuição angular para a reação de transferência de um próton $^{12}\text{C}(^8\text{Li},^9\text{Be})^{11}\text{B}$ simultaneamente ao espalhamento elástico a 23,9 MeV. A motivação para a investigação dessa reação foi obter o fator espectroscópico para o sistema ligado $\langle ^9\text{Be} | ^8\text{Li} + p \rangle$. Esse fator espectroscópico foi utilizado na determinação da seção de choque de captura $^8\text{Li}(p,\gamma)^9\text{Be}$ com o modelo de potencial descrito no capítulo 6. Um estudo semelhante [26] foi realizado utilizando a reação de transferência elástica $^9\text{Be}(^8\text{Li},^9\text{Be})^8\text{Li}$. Entretanto, a

reação de transferência de prótons com alvo de carbono possui Q positivo, o que favorece uma melhor separação e identificação do ^9Be proveniente da reação de transferência em relação ao ^9Be contaminante presente no feixe secundário de ^8Li .

A medida das distribuições angulares $^{12}\text{C}(^8\text{B}, ^8\text{B})^{12}\text{C}$ e $^{197}\text{Au}(^8\text{B}, ^8\text{B})^{197}\text{Au}$ foi realizada no laboratório de Estrutura Nuclear, da Universidade de Notre Dame. O feixe radioativo de ^8B foi obtido com o sistema *Twinsol*, e sua energia no sistema de referência do laboratório foi de 25,8 MeV. O ^8B possui uma meia-vida de 770 ms. A medida de espalhamento elástico com o ouro também foi realizada para normalização dos dados.

Nas seções seguintes serão descritos os equipamentos utilizados nas medidas realizadas nos dois laboratórios.

2.1 Descrição dos Equipamentos

Nesta seção estão descritos os aceleradores e sistemas que foram utilizados na obtenção dos feixes secundários de ^8Li e ^8B . As medidas foram realizadas em laboratórios bastante semelhantes, portanto vários componentes descritos a seguir são equivalentes.

Para a produção dos feixes secundários de ^8Li e ^8B são necessários feixes primários de ^7Li e ^6Li , respectivamente. Esses feixes primários foram extraídos de fontes de íons do tipo MC-SNICS (*Multicathode Source of Negative Ions by cesium Sputtering*) e acelerados por aceleradores do tipo Van der Graaff.

2.1.1 Fonte de Íons MC-SNICS

A fonte de íons MC-SNICS (figura 2.1), construída pela NEC (*National Electrostatics Corporation*), produz feixes de íons ou moléculas negativos.

Para se obter os feixes de ^6Li e ^7Li , material contendo esses elementos químicos é preparado, depositado e compactado em cadinhos especiais de aproximadamente 1 mm de diâmetro, que recebem o nome de catodos. No laboratório Pelletron, o material utilizado é composto por uma mistura de óxido de lítio e prata, enquanto que em Notre Dame o material

Figura 2.1: Fonte de íons.

é uma mistura de hidróxido de lítio anidro e prata. Essa fonte permite a montagem de até 32 catodos de diferentes materiais, permitindo a troca de um feixe para outro rapidamente, sem a necessidade de abrir a fonte e expor o catodo ao ar. A produção do feixe na fonte se dá pelo bombardeamento por íons de cézio do material depositado no catodo (figura 2.2). O vapor de cézio, formado no "aquecedor" (reservatório aquecido a 120°C), entra através de uma válvula em uma área (câmara de ionização) entre o catodo resfriado e uma superfície ionizante aquecida (o ionizador).

Figura 2.2: Esquema do processo de *sputtering*.

Uma parte do cézio se condensa na superfície do material do catodo e outra parte é ionizada positivamente pela superfície do ionizador. As partículas de cézio ionizadas são aceleradas em direção ao catodo, chocando-se com as partículas do material, que são ex-

pelidas (*sputtering*). Alguns materiais expõem íons negativos, enquanto outros expõem partículas neutras ou carregadas positivamente. As partículas neutras capturam os elétrons de valência da camada de césio condensada na superfície do material, produzindo um feixe de íons negativos. Esse feixe é então extraído da fonte por meio de um potencial extrator de 20 kV.

A corrente de feixe obtida no copo de Faraday para o ^7Li variava entre 200 nA e 400 nA e para o ^6Li era mantida em torno de 600 nA.

2.1.2 O Acelerador Pelletron da Universidade de São Paulo

O Acelerador Pelletron utilizado para acelerar o feixe primário de ^7Li é uma máquina eletrostática do tipo Tandem (que acelera as partículas por estágios), construída pela NEC, cuja instalação no Instituto de Física da USP foi concluída em 1972 [27]. O acelerador ocupa 4 andares do edifício Oscar Sala, localizado, mais especificamente, entre o 2º e o 6º andar.

O feixe de ^7Li extraído da fonte de íons é pré-acelerado por um potencial de 90 kV e sua carga é selecionada pelo eletroímã infletor ME-20, que deflete o feixe em 90°, mudando sua direção da horizontal para a vertical, injetando-o no acelerador. O ME-20 (nome que deriva do fato de que, para esse ímã, o produto massa-energia é 20 MeV.u) é um ímã de focalização simples, sendo necessário um sistema de focalização anterior, constituído de dupletos eletrostáticos, que focalize o feixe no plano vertical. Outras pequenas correções na direção do feixe são feitas através de defletores eletrostáticos. No 6º andar novas correções de trajetória e focalizações são realizadas pelo tripleto eletrostático e por dois pares de defletores magnéticos.

O sistema de carga do terminal do acelerador consiste em uma corrente de cilindros metálicos (*pellets* - origem do nome do acelerador) unidos por isolantes de *nylon*. Essa corrente realiza o transporte de carga até o terminal que, carregado positivamente, atrai os íons negativos do feixe. No interior do terminal encontra-se um dispositivo (*stripper*) de folhas de carbono com capacidade para 88 folhas, cada uma com $10\mu\text{g}/\text{cm}^2$ de espessura. Ao atravessar a folha de carbono, o feixe perde elétrons, ficando carregado positivamente.

Esses íons sofrem repulsão pelo potencial positivo do terminal, sendo acelerados em direção à saída do acelerador. A energia do feixe é então determinada pela expressão:

$$E_{feixe} = e \cdot V_{ext} + e \cdot V_{term} \cdot (q + 1) \quad (2.1)$$

onde V_{ext} é o potencial de extração, V_{term} é a tensão no terminal, e é a carga do elétron e q é o estado de carga. A tensão no terminal pode atingir o valor máximo de $8MV$. Nessa tensão poderiam ocorrer descargas elétricas, que descarregariam o terminal impedindo a aceleração. Por esse motivo, o tanque do terminal é preenchido com gás SF_6 , para isolá-lo eletricamente.

No 2º andar o feixe é novamente focalizado e segue para o ímã $ME - 200$, localizado no andar térreo do edifício. Esse ímã é de dupla focalização e faz novamente a seleção de energia, além de mudar a direção do feixe para a horizontal. A energia do feixe pode ser determinada como uma grandeza proporcional à intensidade do campo magnético do ímã $ME - 200$. A medida do campo magnético é feita usando-se uma sonda de ressonância magnética nuclear, sobre a qual é aplicada uma radiofrequência. Observa-se em um osciloscópio a frequência para a qual a absorção de energia é máxima, e assim se estabelece uma relação entre a ressonância e o campo magnético para que o feixe, com massa e energia desejada, seja selecionado. O ímã $ME - 200$ tem ainda um papel importante na estabilidade do potencial do terminal, devido a seu campo magnético estável. Quando as fendas, que se localizam na saída do ímã, detectam uma variação em energia, uma agulha de corona, ligada ao terminal por meio de um triodo, faz o controle do fluxo de cargas. Após a seleção, o feixe é direcionado por um ímã seletor (*switching*) para uma das canalizações presentes nas salas experimentais A ou B, localizadas no andar térreo. Um esquema da linha de feixe do acelerador pode ser visualizado na figura 2.3.

No caso particular de experimentos envolvendo núcleos exóticos, a canalização selecionada é aquela que se encontra a 45 graus na sala experimental B.

O feixe primário de 7Li proveniente do acelerador foi utilizado para a produção do feixe

Figura 2.3: Figura esquemática dos componentes eletrostáticos da linha de feixe do acelerador Pelletron.

secundário radioativo de ^8Li .

2.1.3 O Acelerador FN-Tandem de Notre Dame

O acelerador FN-Tandem (figura 2.4) encontra-se instalado no Laboratório de Estrutura Nuclear da Universidade de Notre Dame desde 1968. Ele funcionou produzindo feixes acelerados de íons positivos e de elétrons até a metade dos anos 70 quando sofreu uma modificação

Figura 2.4: Acelerador FN-Tandem do laboratório de Estrutura Nuclear da Universidade de Notre Dame. A tensão máxima de operação do terminal é de $9,5MV$.

que removeu o sistema para produção de feixes de elétrons. Ele possui um eletrodo metálico central (terminal) que é carregado positivamente com um potencial elevado. O feixe de íons negativos, produzido pela fonte, é transportado em vácuo até o terminal. Na região do terminal, o feixe atravessa finas folhas de carbono (de aproximadamente $3\mu g/cm^2$) que retiram elétrons dos íons do feixe, deixando-o com excesso de cargas positivas. O feixe é então repelido pelo potencial positivo do terminal, podendo atingir energias elevadas, de até 100 MeV para feixes de oxigênio.

O acelerador encontra-se alocado dentro de um tanque de aço de aproximadamente 12 metros de comprimento e 3,7 metros de diâmetro, preenchido com um gás isolante SF_6 a alta pressão, que previne descargas entre as superfícies carregadas internas ao acelerador. O tanque tem ainda a finalidade de isolar os eletrodos do acelerador do meio externo. O terminal é sustentado por duas colunas, uma de baixa energia, que se estende da base do tanque mais próxima da fonte de íons até o terminal, e uma de alta energia, que vai da região do terminal até a base oposta à fonte de íons. O sistema de carga do terminal foi modificado em meados do ano 2000 e o sistema de correias original foi substituído por um de correntes de *pellets*, utilizado em aceleradores do tipo Pelletron. No FN Tandem existem dois

sistemas de correntes separados, um ao longo da coluna de baixa energia e outro ao longo da coluna de alta energia. A estabilidade da tensão no terminal é mantida utilizando-se agulhas de corona. Um braço móvel contendo as agulhas está montado na parede do tanque em oposição ao terminal. Durante o processo de aceleração, as agulhas são deslocadas e posicionadas próximas ao terminal, numa distância ideal que permite descargas nas agulhas, pelas quais a carga deixa o terminal. Um resistor variável dentro do circuito elétrico ligado às agulhas é ajustado para aumentar ou diminuir a carga extraída do terminal, mantendo a tensão constante. A fim de obter feixes mais energéticos, uma segunda folha de carbono encontra-se a meio caminho da coluna de alta energia do acelerador. Assim, o feixe inicial chega à metade do tanque com uma energia que é significativamente maior do que a energia do feixe no *stripper* do terminal. Esse feixe mais energético aumenta a população de íons com estado de carga mais elevado e prossegue na segunda metade do tubo com uma energia mais alta.

Nesse equipamento foi produzido o feixe primário de ${}^6\text{Li}$ utilizado na produção do feixe radioativo de ${}^8\text{B}$.

2.1.4 Sistemas de Produção de Feixes Radioativos

Os feixes secundários radioativos de ${}^8\text{Li}$ e ${}^8\text{B}$ foram produzidos utilizando o sistema *RIBRAS* de São Paulo e o sistema *Twinsol* de Notre Dame, respectivamente.

2.1.4.1 Produção do Feixe Secundário Radioativo.

Os feixes radioativos são produzidos incidindo os feixes primários de ${}^6\text{Li}$ ou ${}^7\text{Li}$ em um alvo de produção, como ${}^9\text{Be}$, por exemplo. A partir dessa interação dá-se a produção de vários elementos e entre eles o elemento do feixe de interesse.

Várias reações podem ser utilizadas para produzir feixes exóticos. A escolha daquela mais adequada depende, entre outros fatores, da energia e do tipo de feixe primário, bem como das reações nucleares que se pretende estudar com o feixe secundário gerado [28]. Devido à limitação de intensidade e energia dos feixes primários disponíveis, optamos por

reações de transferência de poucos nucleons. Esse é o mecanismo utilizado nos sistemas *RIBRAS* e *Twinsol*, os quais são alimentados com feixes primários com energia em torno de 3MeV/nucleon . Esse processo possibilita a obtenção de feixes radioativos, mas não muito exóticos, já que são transferidos poucos nucleons. Outros mecanismos de reação tais como fusão e espalação são utilizados em laboratórios que possuem feixes primários mais energéticos e estão descritos no apêndice A.1

A obtenção do feixe radioativo se dá por meio de uma reação de transferência entre as partículas do feixe primário e o alvo de produção, situado na câmara de produção (veja figura esquemática 2.5). Os produtos dessa reação são submetidos, em vôo, a um campo magnético que separa o elemento de interesse dos demais. Esse método de separação em vôo permite utilizar feixes radioativos de meia-vida curta, pois o fator limitante, que é o tempo de vôo através do sistema óptico, para energias próximas à barreira coulombiana, é da ordem de décimos de microsegundos [28].

Para produzir o feixe secundário de ^8Li , foi utilizada a reação de transferência $^9\text{Be}(^7\text{Li}, ^8\text{Li})$. O alvo de ^9Be utilizado possui espessura de $12\mu\text{m}$. O feixe secundário de ^8B foi produzido através da reação $^3\text{He}(^6\text{Li}, ^8\text{B})$. Nesse caso, o alvo de produção era o gás hélio (^3He) confinado no alvo gasoso a uma pressão de 1 atm . O preenchimento do alvo de produção com gás também pode ser feito com o intuito de resfriar o alvo de produção, particularmente quando o feixe primário incidente é intenso. No caso do experimento realizado em São Paulo, no qual o alvo primário era constituído por uma folha de berílio, não foi necessário adotar esse procedimento, porque o feixe primário possuía uma intensidade moderada.

Na câmara de produção encontra-se também um copo de Faraday que tem por objetivos parar o feixe primário e propiciar uma medida indireta da intensidade do feixe secundário produzido.

No caso do experimento com sistema *RIBRAS*, o feixe radioativo é focalizado pelo primeiro solenóide e segue para a câmara de espalhamento central, onde são montados os alvos e os detectores. No caso do sistema *Twinsol*, o feixe radioativo é focalizado pelo primeiro solenóide na câmara central, onde são montados bloqueadores e colimadores. Em seguida,

Figura 2.5: Figura esquemática do alvo de produção de feixes radioativos utilizado em São Paulo e em Notre Dame. O volume interno pode ser preenchido com gás, em geral ^4He , para resfriamento do alvo de produção, ou ^3He para produção de outros feixes radioativos.

o feixe é focalizado pelo segundo solenóide e segue para a câmara de espalhamento, onde é montado o sistema de detecção. A utilização dos dois solenóides propicia um feixe secundário mais puro, pois os bloqueadores e colimadores utilizados na câmara central eliminam muitos contaminantes.

2.1.4.2 Sistema de Solenóides para Separação e Seleção de Feixes Radioativos

Independente da utilização do método em vôo ou do método ISOL (ver apêndice B.1), o transporte através do sistema óptico e a separação dos íons radioativos provenientes da reação de produção ocorre por meio de campos elétricos e magnéticos. Obviamente, é interessante produzir feixes exóticos intensos, de boa resolução em energia, livres de contaminantes e com pequena dispersão angular [29]. Dependendo da reação de produção escolhida e do feixe de interesse, é possível utilizar elementos magnéticos e elétricos diferentes. Para reações de produção do tipo (p, n) , (d, n) ou (d, p) , que possuem uma distribuição angular pronunciada em ângulos mais dianteiros, próximos a zero grau, pode-se utilizar uma combinação de dipolos e quadrupolos magnéticos. Porém, em geral, esses equipamentos restringem a aceitação angular.

A utilização de solenóides super condutores na produção de feixes radioativos é interessante, pois eles possuem uma larga aceitação angular, o que permite focalizar praticamente 90% dos produtos de interesse. Nesse caso, reações envolvendo íons pesados são mais convenientes, por apresentarem alta seção de choque numa larga região angular. O solenóide atua como uma lente, com distância focal dada por:

$$\frac{1}{f} = \frac{B_z^2 L}{4(B\rho)^2} \quad (2.2)$$

onde $B\rho$ é a rigidez magnética do íon, L é o comprimento do solenóide e B_z é o valor do campo magnético ao longo do solenóide. Sendo assim, produtos que possuam menor valor de rigidez magnética são focalizados em distâncias menores. Tanto produtos indesejados da reação como o próprio feixe primário, podem sofrer espalhamentos múltiplos, tornando-se necessária a utilização de bloqueadores (figura 2.6).

Figura 2.6: Figura esquemática do uso de bloqueadores e colimadores. O bloqueador do tipo *lollipop* impede que contaminantes do feixe com $B\rho$ menor atinjam o detector.

A separação do feixe secundário radioativo é feita observando a rigidez magnética, dada por:

$$B\rho = \frac{\sqrt{2mE}}{q} = \frac{k\sqrt{2AE}}{q} \quad (2.3)$$

onde, m é a massa, k é uma constante de valor 0,2073, q é o estado de carga e E é a energia do íon proveniente do feixe secundário em unidades do sistema internacional, e A , E e q são dados em unidade de massa atômica (u), MeV e carga elementar ($q = 1, 2, \dots, Z$), respectivamente.

O solenóide focaliza, a uma dada distância, íons com um valor máximo de $B\rho$, determinado pelo valor máximo do campo magnético. No caso do *RIBRAS*, o solenóide possui um campo magnético central máximo de $6,5 T$, capaz de focalizar feixes de íons bastante energéticos.

Na reação de produção, além do ^8Li , outros elementos denominados contaminantes também são gerados. A focalização destes pelo solenóide está relacionada à rigidez magnética $B\rho$ (equação 2.3). Os contaminantes com menor valor de rigidez magnética, que seguem trajetórias centrais, podem ser eliminados utilizando bloqueadores do tipo *lollipop*, e aqueles de maior rigidez magnética, com trajetórias mais externas, utilizando grandes discos de latão como bloqueadores. A figura 2.7 mostra a trajetória de alguns íons gerados na reação de produção entre o feixe primário de ^7Li e o alvo de produção de ^9Be .

Figura 2.7: Simulação da trajetória dos feixes contaminantes de ${}^6\text{He}^{2+}$ e ${}^7\text{Li}^{3+}$ e do feixe radioativo ${}^8\text{Li}^{3+}$. A simulação permite determinar de antemão a posição dos bloqueadores e colimadores de forma a purificar o feixe secundário.

É possível que alguns dos contaminantes tenham uma relação de energia, massa e carga que resulte no mesmo valor de rigidez magnética do feixe radioativo de ${}^8\text{Li}$. Dessa forma, esses contaminantes (tabela 2.1) também são focalizados pelo solenóide.

A corrente no solenóide foi escolhida para otimizar a taxa de ${}^8\text{Li}$ e eliminar o contaminante de ${}^7\text{Li}^{3+}$ proveniente dos espalhamentos sofridos pelo feixe primário ao longo da linha (figura 2.8).

Tabela 2.1: Valores de energia dos feixes de ^8Li e dos contaminantes produzidos na reação com o alvo primário para o primeiro experimento. As energias são calculadas utilizando a equação 2.3, considerando o mesmo valor de rigidez magnética $B\rho = 6,65\text{ Tm}$ para todos os contaminantes.

Feixe	Energia (MeV)
^8Li	24,9
$^9\text{Be}^{3+}$	22,1
$^7\text{Li}^{2+}$	12,6
$^7\text{Li}^{3+}$	28,5
^6He	14,8
^4He	22,1

2.1.5 O Sistema *RIBRAS* (*Radioactive Ion Beams in Brasil*)

A proposta de implantação de um sistema capaz de produzir feixes radioativos no Instituto de Física da Universidade de São Paulo surgiu em 1997 [30], tendo como referência um sistema semelhante, o *Twinsol* [31]. O *RIBRAS* (figura 2.9) está instalado na saída do acelerador Pelletron, na linha de feixe a 45 graus, na sala experimental B e é um sistema compreendido de dois solenóides super-condutores. Esse sistema produziu os primeiros feixes radioativos durante a escola de verão, realizada em fevereiro de 2004. A produção de feixes radioativos no sistema *RIBRAS* pode ser realizada por meio de mecanismos de transferência de poucos nucleons e por reações de fusão ou fissão, devido à baixa energia do feixe primário fornecido pelo acelerador Pelletron, que varia entre 3 e 5 MeV por nucleon. Com esse equipamento já foram produzidos feixes radioativos de ^8Li , ^7Be e ^6He com intensidades de 10^5 part/ μAs . Distribuições angulares elásticas das reações $^6\text{He} + ^{27}\text{Al}$ e $^6\text{He} + ^{197}\text{Au}$ [5], $^6\text{He} + ^{51}\text{V}$ e $^8\text{Li} + ^{51}\text{V}$ [6] e $^7\text{Be} + ^{51}\text{V}$, $^8\text{Li} + ^{58}\text{Ni}$, $^6\text{He}, ^8\text{Li} + ^{120}\text{Sn}$ [7] foram medidas utilizando esse sistema.

No momento somente o primeiro solenóide está em operação, mas em breve o segundo solenóide também será ativado.

Figura 2.8: Ampliação da região do ^8Li no espectro biparamétrico $\Delta E - E_r$ mostrando, para um dado valor de corrente no solenóide, a presença do feixe primário de ^7Li ao lado do feixe secundário de ^8Li . Ao lado, a mesma área ampliada, para outro valor de corrente. Vemos que os íons correspondentes ao feixe primário foram eliminados.

2.1.6 O Sistema *Twinsol*

O *Twinsol* [31] é resultado de uma colaboração entre a *University of Michigan State* e a *University of Notre Dame*. O sistema (figura 2.10) encontra-se instalado no Laboratório de Estrutura Nuclear da Universidade de Notre Dame, em Indiana, nos EUA. O princípio de operação do *Twinsol* é semelhante ao do sistema RIBRAS, mas naquele sistema os dois solenóides estão em funcionamento. O feixe radioativo é focalizado pelo primeiro solenóide e segue para a câmara de espalhamento central, onde podem ser colocados detectores (PPAC, MCP), degradadores de energia ou alvos para produção de feixes terciários. O feixe é focalizado pelo segundo solenóide e segue, por fim, para a câmara de espalhamento, onde podem ser colocados detectores para medida de tempo de voo, entre outros.

Existem duas configurações básicas para focalização e seleção do feixe secundário no sistema de duplo-solenóides: o *modo cruzado* ou *cross-over* e o *modo paralelo*.

No *modo cruzado*, o feixe é focalizado primeiramente entre os dois solenóides e, em seguida, após o segundo solenóide (figura 2.11(a)).

Esse modo de funcionamento é preferível quando o feixe possui baixa energia e é acompa-

Figura 2.9: O sistema *RIBRAS*.

nhado de muitos contaminantes. Os feixes de íons contaminantes de mesma rigidez magnética do feixe de interesse são eliminados utilizando-se colimadores, bloqueadores e degradadores, que são posicionados no ponto de cruzamento, dentro da câmara central. A seleção através de degradadores é realizada em função do número atômico Z , já que a perda de energia no meio segue a relação:

$$\Delta E \cong \frac{Z^2 A}{E} \quad (2.4)$$

Assim, partículas diferentes inicialmente com mesmo $B\rho$ sofrem perdas diferentes de energia, modificando o valor de rigidez magnética. Esse modo pode ser utilizado ainda para a produção e focalização de feixes terciários, posicionando-se um segundo alvo de produção na câmara de espalhamento central. Além disso, é possível realizar medidas de tempo de voo que auxiliam na distinção entre o feixe radioativo desejado, bem como dos seus produtos de reação, e íons contaminantes.

No *modo paralelo*, a focalização do feixe ocorre após o segundo solenóide (figura 2.11b). Nessa situação, o sistema funciona como um único e longo solenóide, capaz de focalizar feixes de maior rigidez magnética (de energia mais alta, da ordem de 10 MeV/*nucleon*) e

Figura 2.10: O sistema de duplo-solenóides *Twinsol*.

com poucos contaminantes. Esse modo de funcionamento é interessante para focalizar o feixe a uma distância maior do solenóide, situação útil em medidas de raios gama, no qual um sistema de blindagem contra radiação de fundo pode ser colocado entre o solenóide e a câmara de espalhamento.

2.1.7 Câmaras de Espalhamento

Os arranjos experimentais das medidas realizadas nos dois laboratórios são bastante semelhantes. No Laboratório Pelletron de São Paulo, a montagem dos sistemas de detecção e do porta-alvos foi feita na câmara de espalhamento central do sistema *RIBRAS* (figura 2.12). No Laboratório de Estrutura Nuclear de Notre Dame, a montagem foi feita na câmara que se situa após o segundo solenóide. As câmaras, bem como as canalizações, foram mantidas com valores de pressão da ordem de 10^{-6} a 10^{-7} Torr. Os telescópios dos sistemas de detecção foram montados sobre um prato giratório que, acoplado a um goniômetro, permitia variar o posicionamento dos telescópios de acordo com o ângulo desejado. O porta-alvos ¹ foi montado na tampa superior da canalização e era mantido numa posição fixa, durante cada medida. Ele comporta quatro alvos diferentes e é possível trocar o alvo desejado, devido

¹No experimento com alvo plástico, os alvos de CH_2 e de ouro foram montados em uma mesma posição, formando um "sanduíche".

Figura 2.11: Modos de focalização do sistema de duplo-solenóides (a) modo cruzado ou *cross-over* (b) modo paralelo.

a um sistema que permite levantá-lo ou abaixá-lo, sem prejuízo à pressão interna e sem deslocá-lo lateralmente de sua posição.

2.1.8 Sistema de Detecção

2.1.8.1 Laboratório Pelletron

As partículas provenientes da reação de interesse são identificadas por telescópios $\Delta E - E$ de detectores de barreira de superfície de silício (figura 2.13). Nesses detectores, um *wafer* de silício tem uma fina camada de ouro e outra de alumínio depositada em cada uma de suas faces. Dessa forma é possível aplicar uma tensão de polarização inversa no semicondutor. Quando uma partícula atravessa a camada depleta da junção do semicondutor, são formados pares elétron-buraco. O número de pares formados é proporcional à energia depositada pela partícula. O campo elétrico gerado pela tensão de polarização faz com que as cargas sejam coletadas pelos eletrodos das faces, dando origem a um sinal. Quando uma

Figura 2.12: (a) Figura esquemática da montagem experimental na câmara de espalhamento central do sistema *RIBRAS*. (b) Esquema do porta-alvos utilizado nos experimentos.

partícula atravessa o primeiro detector ΔE , deposita aí parte de sua energia. A energia restante (chamada energia residual), E_r , deve ser integralmente depositada no detector E . Dessa forma, é possível obter a energia total da partícula a partir da relação:

$$E_{total} = \Delta E + E_r$$

A combinação dos sinais ΔE e E_r possibilita a construção de gráficos bidimensionais $\Delta E \times E_r$ permitindo a identificação das partículas, conforme será explicado adiante.

Pré-amplificadores são conectados aos detectores e têm como função integrar a carga coletada pelos eletrodos. A amplitude do pulso de saída é proporcional à energia depositada. Esse pulso passa por um amplificador, e sua amplitude pode aumentar de alguns milivolts para uma faixa que vai de 0,1 a 10 volts, dependendo do ganho do amplificador. As informações das perdas de energia em ambos os detectores e da energia total são úteis para a calibração e na identificação das partículas. O controle do sistema de aquisição é feito por um bastidor CAMAC. Neste bastidor são instalados módulos específicos de controle do bastidor e de conversão dos sinais. O módulo ADC (*Analogical to Digital Converter*) faz a digitalização dos sinais. Estes sinais são lidos pelo programa *spmroot*. A leitura foi feita em computadores que operam sobre plataforma Linux, utilizando-se um código que pode ser manipulado pelo usuário, de extensão .evs. Para cada aquisição, um arquivo de exten-

são modo evento a evento .FIL foi criado. Nesse arquivo os dados encontram-se em blocos enfileirados evento por evento.

Figura 2.13: Figura esquemática do telescópio utilizado.

Colimadores retangulares foram posicionados à frente dos telescópios para que a área do detector exposta aos produtos de reação fosse efetivamente aquela que detecta as partículas de interesse. As tabelas 2.2 e 2.3 mostram as características desses detectores, além dos ângulos sólidos subentendidos por cada um deles.

2.1.8.2 Laboratório de Estrutura Nuclear de Notre Dame

As partículas de ^8B provenientes da reação foram identificadas utilizando-se detectores E de barreira de superfície de silício. Apenas um telescópio $\Delta E - E$ foi montado para identificar os contaminantes do feixe. Os colimadores utilizados eram circulares e fornecem

Tabela 2.2: Características dos telescópios utilizados no primeiro experimento realizado no laboratório Pelletron.

Telescópio	Tipo	Área (mm^2)	Espessura (μm)	Tensão (V)	$\Delta\Omega \pm \sigma_{\Delta\Omega}$ (msr)
A	ΔE	150	20	18	19,32 (0,97)
	E	300	1000	150	
B	ΔE	120	20	18	19,42 (0,97)
	E	150	1000	150	
C	ΔE	300	20	12	13,60 (0,68)
	E	300	500	150	

Tabela 2.3: Características dos telescópios utilizados no segundo experimento realizado no laboratório Pelletron.

Telescópio	Tipo	Área (mm^2)	Espessura (μm)	Tensão (V)	$\Delta\Omega \pm \sigma_{\Delta\Omega}$ (msr)
A	ΔE	150	20	14	17,70 (0,88)
	E	300	1000	110	
B	ΔE	120	20	12	19,68 (0,98)
	E	150	1000	150	
C	ΔE	110	20	15	17,70 (0,88)
	E	150	1000	150	

os ângulos sólidos listados na tabela 2.4. No caso dessa medida, é viável a utilização apenas de detectores E pois o feixe de 8B era o mais energético e facilmente separável dos demais contaminantes apenas com a informação de energia.

O sistema de aquisição de dados era formado por um computador com sistema operacional Linux e o programa de aquisição era o *vaxpak* do *Oak Ridge National Laboratory* [32]. Analogamente à eletrônica montada no laboratório Pelletron, os sinais dos detectores eram obtidos pela integração da carga feita por pré-amplificadores. Esses sinais eram em seguida amplificados. Além disso, os sinais dos detectores também eram enviados para um CFD (*Constant Fraction Discriminator*) que permitia ajustar os sinais dos detectores de modo a gerar um ponto de disparo no discriminador. O sinal rápido do discriminador era enviado a um TDC (*Time to Digital Converter*). A saída do TDC era ligada a uma interface digital

Tabela 2.4: Características dos telescópios utilizados no experimento realizado no laboratório de Estrutura Nuclear de Notre Dame.

Telescópio	Tipo	Área (mm^2)	Espessura (μm)	Tensão (V)	$\Delta\Omega \pm \sigma_{\Delta\Omega}$ (msr)
A	E	450	1000	288	4,5 (0,2)
B	E	450	1000	207	6,2 (0,3)
C	E	450	1000	110	6,0 (0,3)
D	E	450	1000	514	8,3 (0,4)
E	ΔE	300	20	10	9,2 (0,5)
	E	450	1000	195	

no barramento de dados do computador e os dados armazenados.

2.1.9 Medidas Realizadas em São Paulo

Dois experimentos foram realizados no laboratório Pelletron. No primeiro experimento, realizado em fevereiro de 2007, foram utilizados alvos de CH_2 de $1,6\,mg/cm^2$ e de ouro de $0,35\,mg/cm^2$ de espessura. As espessuras dos alvos foram obtidas utilizando uma fonte de ^{241}Am , a partir de medidas de perda de energia das partículas alfa (de 5,486 MeV de energia) emitidas por essa fonte. Para medir as distribuições angulares foram montados 3 telescópios $\Delta E - E$, cujas disposições no prato giratório permitiram cobrir uma variação angular entre 20° e 65° , em quatro arranjos (ver tabela 2.5) com passo de variação de 5° .

Tabela 2.5: Ângulos medidos pelos telescópios em cada arranjo.

Arranjo	Telescópio		
#	1	2	3
1	$19,5^\circ$	50°	$40,5^\circ$
2	$24,5^\circ$	55°	$35,5^\circ$
3	$29,5^\circ$	60°	$30,5^\circ$
4	$34,5^\circ$	65°	$25,5^\circ$

A energia do feixe primário de 7Li era de 27 MeV e consequentemente a energia do feixe

secundário de ^8Li no meio do alvo de carbono era de 23,9 MeV. A corrente no solenóide foi otimizada para maximizar a taxa de produção do feixe radioativo e eliminar o contaminante de $^7\text{Li}^{3+}$ proveniente do feixe primário e portanto bastante intenso, podendo danificar os detectores. Essa maximização é feita adotando inicialmente o valor de corrente fornecido por um programa de simulação de trajetória dos feixes [31]. A intensidade do feixe primário é reduzida, e para o detector mais dianteiro (usualmente 15°), anotam-se as contagens de feixe secundário produzidas e a carga de feixe primário integrada no copo de Faraday do sistema. A razão entre essas duas grandezas fornece a taxa de produção do feixe secundário. A corrente no solenóide é variada em passos de 0,1 A a 0,2 A até que se obtenha o maior valor de taxa de produção possível, livre de contaminantes indesejados. A corrente calculada pelo programa de simulação foi de 34 A e fornecia uma taxa de produção de $1,46 \times 10^{-4}$ partículas de ^8Li por nC . A corrente utilizada no solenóide após a otimização foi de 34,25 A com uma taxa de produção de $2,53 \times 10^{-4}$ partículas de ^8Li por nC de feixe primário. A intensidade média do feixe secundário de ^8Li nesse experimento era da ordem de 10^5 partículas por $\mu A \cdot s$ e a intensidade média do feixe primário era de 200 a 300 nA .

No segundo experimento, realizado em novembro de 2008, foram utilizados alvos de carbono de $2,14 \text{ mg/cm}^2$ e de ouro de $5,4 \text{ mg/cm}^2$. Apenas a espessura do alvo de ouro foi medida utilizando a fonte de ^{241}Am . A espessura do carbono foi considerada como a fornecida pelo fabricante. Foram montados 3 telescópios $\Delta E - E$ que cobriram em quatro arranjos uma variação angular de 15° a 60° (ver tabela 2.6).

Tabela 2.6: Ângulos medidos pelos telescópios em cada arranjo.

Arranjo	Telescópio		
#	1	2	3
1	15°	45°	45°
2	20°	50°	40°
3	25°	55°	35°
4	30°	60°	30°

A energia do feixe de ${}^7\text{Li}$ era de 24,1 MeV e a do feixe secundário de ${}^8\text{Li}$ de 20,6 MeV. A corrente no solenóide era de 32,6 A, e a intensidade do feixe secundário da ordem de 10^4 partículas por $\mu\text{A} \cdot \text{s}$.

2.1.10 Medidas Realizadas no Laboratório de Estrutura Nuclear de Notre Dame

As medidas das distribuições angulares para as reações ${}^{12}\text{C}({}^8\text{B}, {}^8\text{B}){}^{12}\text{C}$ e ${}^{197}\text{Au}({}^8\text{B}, {}^8\text{B}){}^{197}\text{Au}$ foram realizadas na Universidade de Notre Dame em agosto de 2008. O alvo de carbono utilizado tinha espessura de $1,071 \text{ mg/cm}^2$ e o de ouro 1 mg/cm^2 . Foram montados 4 detectores E e um telescópio de detectores $\Delta E - E$. Essa montagem permitiu cobrir uma variação angular entre 15° e 65° em dois arranjos (tabela 2.7).

Tabela 2.7: Ângulos medidos pelos detectores em cada arranjo.

Arranjo	Detector				
#	1	2	3	4	5
1	60°	45°	30°	15°	30°
2	65°	50°	35°	20°	25°

O feixe primário pulsado de ${}^6\text{Li}$ de 35 MeV de energia propiciou um feixe secundário também pulsado de ${}^8\text{B}$ de 27 MeV antes do alvo com uma intensidade de 10^3 partículas por $\mu\text{A} \cdot \text{s}$ de intensidade sendo que o feixe primário tinha uma intensidade de 800 a 900 nA. A otimização das correntes dos solenóides foi feita de forma semelhante à descrita para o sistema *RIBRAS*, através da maximização da taxa de produção. Neste caso, porém, a intensidade do feixe primário é bastante reduzida, para aproximadamente 1 nA, e um detector é posicionado a zero grau dentro da câmara de espalhamento. A baixa intensidade de feixe é necessária para evitar danos ao detector. No laboratório de estrutura nuclear de Notre Dame os dois solenóides foram utilizados na focalização do feixe secundário. Os valores iniciais para as correntes fornecidos pelo programa de simulação de trajetória eram 27,25 A e 23,26 A. O valor da corrente para o primeiro solenóide foi mantido fixo e o valor para o segundo solenóide

foi variado até obter a máxima taxa de produção. Fixado o valor da corrente para o segundo solenóide, o valor para o primeiro solenóide foi variado. Os valores finais de corrente utilizados foram 27 A para o primeiro solenóide e $23,5\text{ A}$ para o segundo solenóide.

Capítulo 3

Redução dos Dados

3.1 Ferramentas de Análise de Dados

Os dados brutos armazenados evento a evento consistem em informações sobre as perdas de energia em ΔE e em E_r (energia residual) para cada telescópio. No caso do experimento realizado em Notre Dame, esses dados trazem ainda informações sobre o tempo de voo das partículas. Para acessar esses dados nos arquivos digitalizados é necessário fazer a histogramação dos eventos. Para tanto, foi utilizado um código escrito em linguagem C para as medidas do laboratório Pelletron e outro escrito em Fortran para as medidas do laboratório de Estrutura Nuclear. Nesse código é possível controlar quais os parâmetros e de que forma deve ser feita a histogramação, em espectros simples de cada parâmetro ou em combinação de espectros biparamétricos. É possível ainda determinar nesse código condições (*gates*) para as histogramações. A histogramação foi feita durante a aquisição, no decorrer do experimento, e também durante a análise dos dados, realizada a posteriori, utilizando o programa *scanroot* e o pacote UPAK de aquisição e análise de dados do *Oak Ridge National Laboratory*. Foram feitos dois tipos de histogramações, a monoparamétrica e a biparamétrica (figura 3.1). Os espectros monoparamétricos correspondem à histogramação simples do número de contagens em função de um determinado parâmetro escolhido, ΔE , E_r , ou ainda da energia total E_t ou tempo de voo, para os espectros gerados no experimento com o ^8B . Os espectros biparamétricos nos fornecem informações de ΔE em função da energia

residual E_r , de ΔE em função de E_{total} e de tempo de voo em função da energia total E_{total} . A análise dos espectros foi feita utilizando o programa *scanroot* e os aplicativos do UPAK, como o *damm*, uma interface gráfica que permite visualizar e manipular os espectros. Os aplicativos *kineq* e *stopx* também foram utilizados. O *kineq* é utilizado para os cálculos de cinemática e o *stopx* para cálculos de perda de energia baseados na parametrização de Ziegler.

A identificação da partícula pode se feita com informações de ΔE e E_r porque, de acordo com a equação de Bethe-Bloch, a perda de energia (*stopping power*) no detector é dada por:

$$-\frac{dE}{dx} = A \frac{M Z^2}{E} \ln\left(\frac{B E}{M}\right) \quad (3.1)$$

onde A e B são constantes que dependem do material absorvedor, M , E e Z são respectivamente, a massa, a energia e a carga da partícula incidente. Devido à dependência da perda de energia no detector ΔE com MZ^2/E , são observadas nos espectros biparamétricos $\Delta E - E$ as faixas hiperbólicas que correspondem às partículas incidentes de diferentes números atômicos. Os parâmetros ΔE e E_r foram somados com a finalidade de obter a energia total e melhorar a resolução para identificação das partículas. Como já foi dito anteriormente, a montagem do telescópio foi feita de modo que a partícula atravessasse o primeiro detector, depositando aí uma parte de sua energia ΔE , e parasse no segundo detector, depositando neste sua energia residual E_r . A soma, porém, não pode ser feita diretamente, pois os amplificadores utilizados possuíam ganhos diferentes. Em geral, os ganhos dos amplificadores utilizados para os detectores ΔE são maiores devido à baixa amplitude dos sinais. Sendo assim, foi necessário fazer a normalização dos ganhos de modo que $E_{total} = \gamma \Delta E + E_r$, onde γ é uma constante de calibração.

3.2 Calibração dos Espectros das Medidas com o Sistema Ribras

A calibração dos espectros permite converter as informações digitalizadas dos sinais de ΔE e E dadas em canais para energia. Dessa forma, é possível determinar a energia das

Figura 3.1: Exemplo de espectros biparamétricos e monoparamétricos. A escala de cores indica a quantidade de partículas (contagens) que atingiu o detector.

partículas de interesse e identificá-las com mais facilidade. Nesse experimento, a calibração foi importante para a correta separação do berílio espalhado contaminante do feixe secundário do berílio proveniente da reação de transferência.

Inicialmente a calibração dos detectores foi feita utilizando uma fonte de ^{241}Am que emite partículas α de 5,486 MeV de energia. Primeiramente, os detectores ΔE foram calibrados. A partícula α atravessa esse detector, depositando aí parte de sua energia. O valor da perda de energia foi determinado através do programa *stopx*. A energia restante era integralmente depositada nos detectores E .

As partículas de interesse, tais como o ^8Li e o ^9Be , possuíam energias superiores a 20 MeV, por isso foi necessário complementar a calibração para energias mais altas que a da fonte α . Para tanto o feixe secundário de ^8Li e um de seus contaminantes (^4He), espalhados em alvo de ouro, cujas energias, a princípio são conhecidas, também foram utilizados na determinação da calibração (figura 3.2). Esses dois feixes foram escolhidos por serem mais intensos e possuírem uma boa resolução em energia.

Utilizando a cinemática e os cálculos de rigidez magnética determinamos a energia total de cada partícula de ^8Li e ^4He , levando em consideração todas as perdas de energia sofridas, desde sua produção no alvo primário até que atingissem os detectores.

As retas de calibração (figura 3.3) foram obtidas pelo método dos mínimos quadrados, ajustando os dados experimentais com uma função linear. Cada reta de calibração é dada pela energia total, em MeV, em função da energia total $E_{total} = \gamma\Delta E + E_r$, em canais.

A normalização dos ganhos possibilitou a obtenção de espectros $\Delta E \times E$ com melhor resolução, facilitando a identificação das partículas de interesse (figura 3.4).

3.3 Calibração dos Espectros das Medidas com o Sistema *Twinsol*

A calibração dos espectros foi feita, inicialmente, usando uma fonte mista de ^{228}Th , que emite partículas α com cinco energias diferentes (tabela 3.1).

Figura 3.2: Espectro biparamétrico típico para uma medida com alvo de ouro. É possível visualizar os contaminantes e o feixe secundário. Para a calibração dos detectores, apenas o ${}^4\text{He}$ contaminante e o feixe secundário de ${}^8\text{Li}$ foram considerados.

O sistema de detecção era formado por quatro detectores E e por um telescópio ΔE - E . A calibração com a fonte α foi feita apenas para os detectores E . A espessura dos detectores foi escolhida para garantir que tanto as partículas α , como o feixe mais energético de ${}^8\text{B}$, depositassem neles toda a sua energia (figura 3.5).

Analogamente ao procedimento adotado para os dados experimentais obtidos no Pelletron, as partículas contaminantes (tabela 3.2) e o próprio feixe de interesse espalhados em ouro foram utilizados para estender a curva de calibração para as energias mais altas. Para os detectores posicionados em ângulos mais traseiros, apenas a calibração com a fonte α foi considerada, pois a estatística dos espectros era muito baixa (figura 3.6). O mesmo procedimento foi adotado para o telescópio $\Delta E - E$, pois a calibração do detector ΔE não foi realizada.

Na análise dos dados do telescópio $\Delta E - E$, as curvas de calibração foram inseridas no código e o artifício da normalização dos ganhos foi utilizado para fornecer o espectro de

Tabela 3.1: Valores de energia das partículas α emitidas pela fonte de ^{228}Th .

Partícula	Energia (MeV)
α_1	8,784
α_2	6,778
α_3	6,288
α_4	5,685
α_5	5,423

Tabela 3.2: Alguns feixes produzidos na reação de produção $^3\text{He}(^6\text{Li}, X)$, onde X pode ser qualquer um dos elementos da tabela.

Elemento	Energia (MeV)
^8B	27,00
$^7\text{Be}^{4+}$	19,75
$^7\text{Be}^{3+}$	11,11
^6Li	12,96

$\Delta E \times E_{total}$ (figura 3.7).

Na experiência realizada em Notre Dame, o feixe de ^8B tinha como contaminantes feixes de ^7Be , ^6Li , além de partículas mais leves como p , d , t e alfas. Para verificar o grau de contaminação do feixe, um telescópio $\Delta E - E$ foi utilizado. Um espectro típico desse telescópio pode ser visto na figura 3.7. Para os outros detectores, o ^8B foi separado de seus contaminantes por meio de espectros de tempo de voo em função da energia total ($T_v \times E_t$) (figura 3.5). Para o telescópio $\Delta E - E$ é possível fazer ainda uma combinação das três informações ΔE , E_t e T_v e verificar a possibilidade de que produtos de reações de um dos feixes contaminantes produzam partículas na mesma região de energia da partícula de interesse. Assim, no espectro de $\Delta E - E_r$ a região correspondente às partículas do ^8B foi selecionada e o espectro de $T \times E_{total}$ foi construído apenas para essas partículas. Assim, foi possível verificar se alguma dessas partículas de ^8B possuem tempo de voo diferente daquele dos grupos principais. Essas partículas poderiam ser produzidas por coincidências espúrias, já

que o ^8B produzido pelas reações com contaminantes $^{12}\text{C}(^7\text{Be}, ^8\text{B})$ e $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, ^8\text{B})$ teriam Q de reação muito negativos. É possível observar na figura 3.8 poucas contagens de ^8B com tempos de voo diferentes do ^8B do feixe, indicando que praticamente não havia ^8B proveniente de outras reações senão a correspondente ao espalhamento $^{12}\text{C}(^8\text{B}, ^8\text{B})$.

Esse procedimento é particularmente importante na análise do espalhamento de ^7Be em ^{12}C , pois haveria a possibilidade de que alguns dos ^7Be na região do espectro $\Delta E - E$ fossem provenientes do *breakup* ou da transferência do $^{12}\text{C}(^8\text{B}, ^7\text{Be})$. Essas partículas poderiam ser facilmente separadas no espectro de $T_v \times E_t$.

Figura 3.3: Retas de calibração dos telescópios utilizados no primeiro experimento.

Figura 3.4: Espectros do experimento com alvo de CH_2 . O espectro da direita foi obtido depois da normalização dos ganhos, que foi feita a fim de obter uma melhor resolução em energia do 8Li .

Figura 3.5: Espectro típico de tempo de voo em função da energia total.

Figura 3.6: Retas de calibração para os detectores utilizados no Laboratório de Estrutura Nuclear.

Capítulo 4

Distribuições Angulares Experimentais

Nesse capítulo está descrito o procedimento utilizado para se obter as seções de choque diferenciais das distribuições angulares para os espalhamentos elásticos $^{197}\text{Au}(^8\text{Li}, ^8\text{Li})$, $^{12}\text{C}(^8\text{Li}, ^8\text{Li})$, $^{197}\text{Au}(^8\text{B}, ^8\text{B})$, $^{12}\text{C}(^8\text{B}, ^8\text{B})$ e para a transferência de um próton $^{12}\text{C}(^8\text{Li}, ^9\text{Be})$.

4.1 Cálculo da Seção de Choque

A seção de choque diferencial experimental para um dado processo (espalhamento, transferência, fusão) num determinado ângulo é dada pela seguinte equação:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)(\theta) = \frac{Y \times 10^{27} J(\theta)}{N_{alvo} N_{feixe} \Delta\Omega} \left(\frac{mb}{sr}\right) \quad (4.1)$$

onde Y é o número de contagens associado ao determinado processo, $J(\theta)$ é o jacobiano, N_{alvo} é o número de núcleos por cm^2 presentes no alvo, N_{feixe} é o número de partículas do feixe incidente e $\Delta\Omega$ é o ângulo sólido subentendido pelo detector.

4.1.0.1 Número de Contagens

O número de contagens de um dado processo é dado pela área dos picos nos espectros de energia das partículas associadas a esse processo, ^8Li e ^8B espalhados elasticamente nos alvos de ouro, de carbono e de CH_2 e pela área do pico do ^9Be da reação de transferência correspondente. Esses espectros de energia são obtidos selecionando-se a região da partícula

de interesse no espectro biparamétrico $\Delta E - E$ e projetando-a no eixo de energia. As contagens para o ^8Li e ^8B foram obtidas ajustando-se gaussianas aos respectivos picos nos espectros de energia (figuras 4.1, 4.2), através de um processo de minimização de χ^2 . Para os dados obtidos no laboratório Pelletron, esse ajuste foi feito utilizando o programa *scanroot* e para os dados obtidos no laboratório de Estrutura, utilizando o programa *damm*. No primeiro experimento realizado no laboratório Pelletron, um alvo de CH_2 foi montado junto ao alvo de ouro. Devido a esse "sanduíche" de alvos as medidas iniciaram-se em 20° , ângulo a partir do qual é possível separar o ^8Li espalhado em cada alvo. A motivação para utilização dessa montagem foi realizar uma normalização interna. As áreas do ^9Be de reação foram obtidas com ajustes gaussianos.

Figura 4.1: Espectros de energia das partículas de ^8Li e ^9Be . O espectro de energia para a região do ^9Be apresenta picos provenientes do espalhamento do ^9Be contaminante no ouro e no próprio alvo de CH_2 , além daquele proveniente da reação com o carbono do alvo de CH_2 .

4.1.0.2 Número de Partículas do Alvo

O número de partículas presentes no alvo por unidade de área, é determinado a partir de uma relação entre a espessura do alvo, w , dada em $\frac{g}{\text{cm}^2}$ e a massa atômica A em u.m.a.

$$N_{\text{alvo}} = \frac{w \cdot N_{\text{Avogadro}}}{A} \quad (4.2)$$

Figura 4.2: Epectros de energia da região do ^8B . Os ajustes de gaussianas foram feitos para obtenção das contagens para o ^8B espalhado em ouro e em carbono, no ângulo de 15° no referencial do laboratório.

onde $N_{Avogadro}$ é o número de Avogadro, $6,02 \times 10^{23}$.

4.1.0.3 Ângulo Sólido e Jacobiano

O ângulo sólido subentendido pelos detectores (ver seção 2.1.8) está relacionado à geometria do detector e a sua distância ao alvo (equação 4.3). Nos experimentos, os valores dos ângulos sólidos dos telescópios foram definidos por colimadores colocados à frente dos detectores ΔE .

$$\Delta\Omega = \frac{A}{L^2} \quad (4.3)$$

onde A é a área efetiva de detecção e L é a distância do alvo ao detector.

O Jacobiano (equação 4.4) é responsável pela transformação dos ângulos sólidos do sistema do laboratório para o sistema do centro de massa. Essa transformação é importante para que seja possível comparar a seção de choque experimental com aquela calculada teoricamente, pois nesse caso a seção de choque é dada no referencial do centro de massa.

$$J = \frac{d\Omega_{lab}}{d\Omega_{CM}} \quad (4.4)$$

$$J = \frac{|1 + \lambda \cdot \cos(\theta_{CM})|}{(1 + 2 \cdot \lambda \cdot \cos(\theta_{CM}) + \lambda^2)^{3/2}} \quad (4.5)$$

onde $\lambda = \frac{M_{proj}}{M_{alvo}}$ e $\theta_{CM} = \arcsen(\lambda \cdot \sen\theta_{lab}) + \theta_{lab}$.

4.1.0.4 Número de Partículas do Feixe

A determinação do fluxo de partículas incidentes do feixe secundário é feita de forma indireta. Isso se deve ao fato de que durante a aquisição tem-se apenas a informação do número de partículas do feixe primário (de 6Li ou de 7Li) incidentes, obtida da medida da carga integrada pelo copo de Faraday:

$$N_{fp} = \frac{Q}{q \cdot e} \quad (4.6)$$

onde Q é a carga integrada em Coulomb, q é o estado de carga e e é a carga do elétron.

A determinação do número de partículas do feixe secundário é feita então a partir da eficiência de produção, determinada com dados adquiridos com o alvo de ouro. Nesse caso, o espalhamento elástico obedece à relação de Rutherford em toda a distribuição angular pois a energia em que o experimento foi realizado está abaixo da energia da barreira coulombiana (equação 4.7), como pode ser visto na tabela 4.1.

$$V_C = \frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{1,33 \cdot (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} \quad (4.7)$$

onde Z_1 e Z_2 são os números atômicos do alvo e do projétil, A_1 e A_2 são as massas atômicas e $e^2 = 1,44 \text{ MeV fm}$ para que V_C seja dado em MeV.

A seção de choque de espalhamento elástico de Rutherford é dada por:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth} = \left(\frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{4 \cdot E_{CM}}\right)^2 \cdot \frac{1}{\sen^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (4.8)$$

Tabela 4.1: Valores de energia do feixe secundário na metade dos alvos de ouro e de CH_2 , nos sistemas de laboratório e de centro de massa. O valor de energia para o feixe incidente no alvo de ouro está abaixo do valor da respectiva barreira coulombiana logo, o espalhamento é do tipo Rutherford.

Sistema	E_{lab} (MeV)	E_{CM} (MeV)	V_C (MeV)
$^8\text{Li} + ^{197}\text{Au}$	22,9	22,0	32,82
$^8\text{Li} + ^{12}\text{C}$	23,9	14,3	4,54

onde Z_1 e Z_2 são os números atômicos do alvo e do projétil, E_{CM} é a energia do projétil no referencial do centro de massa, em MeV, e θ é o ângulo no centro de massa.

Dessa forma, conhecendo-se a seção de choque, o número de partículas do feixe, N_{fs} , pode ser determinado substituindo a equação 4.8 na equação 4.1:

$$N_{fs} = \frac{Y}{N_{alvo} \cdot \Delta\Omega \cdot \sigma_{Ruth}} \quad (4.9)$$

A eficiência fornece a quantidade de feixe secundário que é gerada para uma dada quantidade de feixe primário N_{fp} incidente:

$$\varepsilon = \frac{N_{fs}}{N_{fp}} \quad (4.10)$$

Assim, cada vez que o ângulo foi variado foram feitas medidas de espalhamento elástico do feixe secundário radioativo em ouro e foi determinado um valor de eficiência que foi considerado para determinação do número de partículas do feixe secundário incidente, tanto no alvo de ouro como nos alvos de carbono e de CH_2 .

$$N_{fs}^{^{197}\text{Au}, ^{12}\text{C}} = \varepsilon \cdot N_{fp} \quad (4.11)$$

Para o primeiro experimento realizado no laboratório Pelletron, os alvos de ouro e de CH_2 foram montados ocupando uma mesma posição no porta-alvos, formando um "sanduíche" de alvos. Escrevendo a equação da seção de choque experimental para cada um dos sistemas tem-se:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CM} = \sigma_{CM}^{197Au} = \frac{Y_{197Au} \times 10^{27} J(\theta)_{197Au}}{N_{197Au} N_{feixe} \Delta\Omega} \quad (4.12)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CM} = \sigma_{CM}^{12C} = \frac{Y_{12C} \times 10^{27} J(\theta)_{12C}}{N_{12C} N_{feixe} \Delta\Omega} \quad (4.13)$$

Da razão entre as equações 4.13 e 4.12 obtem-se:

$$\frac{\sigma_{CM}^{12C}}{\sigma_{CM}^{197Au}} = \frac{Y_{12C} \cdot N_{197Au} \cdot \Delta\Omega \cdot N_{fs} \cdot J(\theta)_{12C}}{Y_{197Au} \cdot N_{12C} \cdot \Delta\Omega \cdot N_{fs} \cdot J(\theta)_{197Au}} \quad (4.14)$$

Mas, tanto o ângulo sólido como o número de partículas do feixe secundário são iguais para os dois alvos, e portanto, podem ser eliminados. Assim:

$$\sigma_{CM}^{12C} = \frac{Y_{12C} \cdot N_{197Au} \cdot J(\theta)_{12C}}{Y_{197Au} \cdot N_{12C} \cdot J(\theta)_{197Au}} \cdot \sigma_{CM}^{197Au} \quad (4.15)$$

Essa relação foi utilizada para determinar a seção de choque tanto para a distribuição angular do ^8Li espalhado no alvo de CH_2 , como para a distribuição do ^9Be proveniente da reação de transferência.

4.2 Distribuições Angulares para as Medidas com o Sistema Ribras

As seções de choque experimentais para cada ângulo das distribuições angulares foram determinadas tomando-se as áreas dos picos de interesse nos espectros de energia obtidos de projeções dos espectros biparamétricos $\Delta E - E_{total}$ e levando-se em consideração todos os parâmetros necessários descritos na equação 4.1.

Entretanto, essas seções de choque devem ainda ser corrigidas devido à grande abertura angular dos detectores (de 5 a 6 graus no referencial do laboratório, correspondendo a 10 graus no sistema do centro de massa). Isso ocorre devido ao fato de que em experiências com feixe radioativos a intensidade limitada do feixe deve ser compensada pela utilização de alvos mais grossos e detectores com grandes valores de ângulo sólido. Nesse intervalo angular

Tabela 4.2: Parâmetros utilizados na correção angular. A divergência varia entre o ângulo mínimo e o ângulo máximo.

Sistema	E_{lab} (MeV)	raio do feixe (cm)	divergência ($^{\circ}$)
$^8\text{Li} + ^{197}\text{Au}$	20,5	0,25	1,33 - 4,0
$^8\text{Li} + ^{197}\text{Au}$	22,9	0,25	2,0 - 4,0

da abertura dos detectores, a seção de choque pode variar algumas ordens de grandeza e portanto, o ângulo médio de detecção não corresponde ao ângulo médio geométrico. É necessário portanto, realizar a correção no ângulo médio de detecção. Essa correção foi feita usando um programa de simulação de Monte Carlo, o RIBRAS1 [33]. O programa leva em consideração a área efetiva do detector, o raio e a divergência do feixe secundário, além do *straggling* angular experimentado pelo feixe secundário ao atravessar o alvo secundário. Além disso, o usuário pode definir a distribuição de probabilidades que deseja utilizar, podendo ser Rutherford ou outra de interesse. Essa correção é particularmente mais importante para os ângulos mais dianteiros, conforme pode-se verificar na figura 4.3.

Para o estudo do espalhamento elástico no alvo de ouro, a distribuição considerada foi a de Rutherford e para o espalhamento do feixe secundário nos alvos de CH_2 e de carbono, a própria distribuição experimental foi utilizada de forma iterativa sendo que a distribuição inicial foi calculada com o Potencial de São Paulo.

Para definir os parâmetros para a correção angular foram utilizados os dados obtidos com o alvo de ouro. Para o sistema $^8\text{Li} + ^{197}\text{Au}$ o potencial de interação é do tipo coulombiano e, portanto, a razão entre as seções de choque experimental e teórica deve ser igual à unidade. Assim, a divergência do feixe e o raio do feixe (tabela 4.2) foram variados, até que essa relação fosse satisfeita (figura 4.3).

Os mesmos parâmetros foram utilizados na correção dos dados para os alvos de CH_2 e carbono e as distribuições finais (figura 4.4) foram obtidas.

Figura 4.3: Distribuições angulares para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{197}\text{Au}$ para os experimentos. A correção angular foi feita variando os parâmetros até que a razão entre as seções experimental e teórica ficasse próxima à unidade.

4.3 Distribuições Angulares para as Medidas com o Sistema *Twinsol*

As seções de choque experimentais para cada ângulo das distribuições angulares para os espalhamentos elásticos ${}^{12}\text{C}({}^8\text{B}, {}^8\text{B})$ e ${}^{197}\text{Au}({}^8\text{B}, {}^8\text{B})$ foram determinadas tomando-se as áreas do pico de ${}^8\text{B}$ nos espectros biparamétricos de tempo de voo em função da energia total. Analogamente ao procedimento adotado para o espalhamento do ${}^8\text{Li}$ nesses alvos, o programa Ribras1 foi utilizado para fazer a correção devido à abertura angular dos detectores. A correção para o alvo de ouro pode ser vista na figura 4.5 e os parâmetros variados na tabela 4.3.

Sistema	E_{lab} (MeV)	raio do feixe (cm)	divergência ($^\circ$)
${}^8\text{B} + {}^{197}\text{Au}$	29,6	0,25	1,33 - 3,0

Tabela 4.3: Parâmetros obtidos na correção angular. A divergência varia entre o ângulo mínimo e o ângulo máximo.

Utilizando os parâmetros listados na tabela, os dados do espalhamento elástico em carbono foram corrigidos e a distribuição angular final (figura 4.6) foi obtida.

Figura 4.4: Distribuições angulares para o espalhamento elástico $^{12}\text{C}(^8\text{Li}, ^8\text{Li})$ e para a reação de transferência $^{12}\text{C}(^8\text{Li}, ^9\text{Be})$ obtidas no primeiro experimento e para o espalhamento elástico $^{12}\text{C}(^8\text{Li}, ^8\text{Li})$ obtida com o segundo experimento.

Figura 4.5: Distribuição angular para o sistema $^8\text{B} + ^{197}\text{Au}$. A correção angular foi feita variando os parâmetros até obter a razão $\sigma_{\text{exp}}/\sigma_{\text{Ruth}} = 1$.

Figura 4.6: Distribuição angular para o sistema $^8\text{B} + ^{12}\text{C}$.

Capítulo 5

Análise Teórica das Distribuições Angulares

A análise teórica das distribuições angulares para os espalhamentos elásticos foi realizada em termos do modelo de potencial óptico utilizando os potenciais de Woods-Saxon e de dupla-convolução (*double-folding*) do Potencial de São Paulo. Essas distribuições angulares foram também analisadas em termos do formalismo do *CDCC* (*Continuum Discretized Coupled Channel*), em busca de uma melhor compreensão da contribuição do contínuo (*breakup*) no espalhamento.

As distribuições angulares referentes à reação de transferência por sua vez, foram analisadas em termos do formalismo da Teoria de Ondas Distorcidas de Born (*DWBA*).

Neste capítulo são apresentadas a análise propriamente dita e as considerações teóricas utilizadas.

5.1 Modelo Óptico

O modelo óptico é um modelo fenomenológico utilizado para descrever os dados experimentais do espalhamento elástico entre dois núcleos [1]. Nesse modelo o espalhamento é mediado por um potencial médio complexo :

$$U(r) = V_C(r) + U_N(r) \tag{5.1}$$

onde $V_C(r)$ é o potencial coulombiano real e $U_N(r)$ é o potencial nuclear complexo.

A parte coulombiana do potencial é incluída para que as interações de longo alcance sejam consideradas. Assim, $V_C(r)$ é considerado como o potencial de uma carga puntual interagindo com uma distribuição de cargas esférica de raio R_C :

$$V_C = \begin{cases} \frac{Z_a Z_p e^2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2}\right) & r \leq R_C \\ Z_a Z_p e^2 / r & r > R_C \end{cases}$$

onde Z_a e Z_p são os números atômicos do alvo e do projétil, R_C é o raio da distribuição de carga no núcleo $R_C = r_0(A_a^{1/3} + A_p^{1/3})$, r_0 é o valor do raio reduzido e A_a e A_p são os números de massa do alvo e do projétil, respectivamente.

O potencial nuclear complexo é dado por:

$$U_N(r) = V(r) + iW(r) \quad (5.2)$$

A parte real está relacionada ao espalhamento elástico sofrido pelo projétil ao atravessar o alvo e a parte imaginária está relacionada à absorção, ou seja, à perda de fluxo do canal elástico para outros canais, como fusão, transferência e espalhamento inelástico.

A forma do potencial segue, numa primeira aproximação, a forma da distribuição da matéria nuclear. Assim

$$U_N(r) = Vf(r) + iWg(r) \quad (5.3)$$

onde $f(r)$ e $g(r)$ são denominados fatores de forma.

Um fator de forma comumente adotado é o de Woods-Saxon:

$$f(r) = -\frac{1}{1 + e^{\frac{r-R_0}{a_0}}} \quad g(r) = -\frac{1}{1 + e^{\frac{r-R_w}{a_w}}} \quad (5.4)$$

portanto

$$U_N(r) = -\frac{V}{1 + e^{\frac{r-R_0}{a_0}}} + \frac{iW}{1 + e^{\frac{r-R_w}{a_w}}} \quad (5.5)$$

onde V e W são as profundidades dos poços de potencial real e imaginário, R_0 , R_w , a_0 e a_w os raios e as difusividades reais e imaginárias, respectivamente.

Outra forma que pode ser adotada para o potencial nuclear é um potencial de dupla-convolução (*double-folding*), como o potencial de São Paulo [34]. Esse potencial não possui parâmetros livres e leva em consideração a interação efetiva nucleon-nucleon.

O potencial de dupla-convolução possui a forma dada pela equação 5.6

$$V_F(R) = \int \rho_1(\vec{r}_1) \rho_2(\vec{r}_2) v_{NN}(\vec{R} - \vec{r}_1 + \vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \quad (5.6)$$

onde R é a distância entre o centro dos núcleos, ρ_i são as distribuições de densidades na matéria dos 2 núcleos e $v_{NN}(\vec{R})$ é a interação nucleon-nucleon efetiva.

O potencial de São Paulo leva em consideração também os efeitos de não-localidade de Pauli (figura 5.1).

Figura 5.1: Sistema de coordenadas utilizadas no potencial de interação não local para a parametrização das coordenadas. O nucleon do alvo (a), de coordenada ($\vec{r}_a$) troca de posição com o nucleon do projétil (p), de coordenada ($\vec{r}_p$). Após a troca, o nucleon no projétil e no alvo assumem as coordenadas ($\vec{r}'_p$) e ($\vec{r}'_a$), respectivamente. Os centros de massa do projétil (P_{CM}) e do alvo (A_{CM}) são movidos conforme indicado.

A interação nuclear está conectada ao potencial *folding* através da relação:

$$V_N^{(R,E)} = V_F(R) e^{\frac{-4v^2}{c^2}} \quad (5.7)$$

e assim:

$$V_N^{(R,E)} = \int \rho_1(\vec{r}_1) \rho_2(\vec{r}_2) V_0 \delta(\vec{R} - \vec{r}_1 + \vec{r}_2) e^{\frac{-4v^2}{c^2}} d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \quad (5.8)$$

onde $v_{NN} = V_0 \delta(\vec{r}_\rho)$ considera uma interação efetiva de alcance nulo (o que reduz a integral de convolução de 6 dimensões a uma integral tripla), em conjunto com as densidades dos núcleos, v é a velocidade relativa local entre os dois núcleos, c é a velocidade da luz e $V_0 = -456 \text{ MeVfm}^3$.

5.2 Solução da Equação de Schrödinger

A distribuição angular de espalhamento é determinada a partir da solução da equação de Schrödinger para os potenciais descritos anteriormente. A equação de Schrödinger independente do tempo para o espalhamento elástico pelo potencial $U(r)$, desconsiderando a dependência com os spins, é dada por:

$$\left[\frac{-\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + U(r) - E \right] \Psi(\vec{k}, r) = 0 \quad (5.9)$$

onde $\vec{k}$ é o vetor de onda relacionado à energia do projétil no sistema de referência do centro de massa através de $k = \frac{\sqrt{2\mu E}}{\hbar}$. Admitindo-se inicialmente que o potencial $U(r)$ refere-se apenas à interação nuclear de curto alcance, a solução da equação de Schrödinger na região assintótica $r \rightarrow \infty$ é dada por:

$$\Psi(\vec{k}, r) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} e^{i\vec{k}\vec{r}} + f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (5.10)$$

onde $e^{i\vec{k}\vec{r}}$ é a onda plana incidente, $\frac{e^{ikr}}{r}$ é a onda esférica emergente espalhada por $U(r)$ e $f(\theta)$ é a amplitude de espalhamento nuclear. A função de onda $\Psi(\vec{k}, r)$ pode ser expandida em termos das contribuições das diferentes ondas parciais, com momento angular orbital l e assim:

$$\Psi(\vec{k}, r) = \sum_{l=0}^{\infty} a_l R_l(r) Y_{l0}(\theta) \quad (5.11)$$

onde as funções hamônicas esféricas são dadas por $Y_{l0}(\theta) = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}} P_l \cos(\theta)$ e $P_l \cos(\theta)$ são os polinômios de Legendre. Substituindo 5.11 em 5.9 tem-se:

$$\frac{d^2 R_l(r)}{dr^2} + [k^2 - \frac{l(l+1)}{r^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2} U(r)] R_l(r) = 0 \quad (5.12)$$

e a solução assintótica é dada por:

$$R_l(r) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \frac{\text{sen}(kr - l\pi/2 + \delta_l)}{kr} \quad (5.13)$$

onde δ_l é a defasagem nuclear, pois o potencial espalhador $U(r)$ tem o efeito de deslocar a fase de cada onda parcial emergente.

A onda plana incidente também pode ser escrita em função do momento angular:

$$e^{ikz} = \sum_{l=0}^{\infty} A_l(r) P_l \cos(\theta) \quad (5.14)$$

onde $A_l(r)$ contém as soluções da equação radial para uma partícula livre $R(r) = j_l(kr)$ onde $j_l(kr)$ é a função de Bessel.

Assim:

$$e^{ikz} = e^{ikr \cos(\theta)} = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l j_l(kr) P_l \cos(\theta) \quad (5.15)$$

A amplitude de espalhamento nuclear $f_N(\theta)$ é dada por:

$$f_N(\theta) = \frac{\sqrt{4\pi}}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (\sqrt{2l+1}) (e^{2i\delta_l} - 1) Y_{l0}(\theta) \quad (5.16)$$

o termo relativo à defasagem nuclear origina os elementos da matriz S_l , que fornece todas as informações a respeito do espalhamento. A parte diagonal dessa matriz corresponde ao espalhamento elástico e é definida como $\text{diag} S_l = 2i\delta_l$.

A amplitude de espalhamento coulombiano é dada por:

$$f_c(\theta) = \frac{\eta}{2k \text{sen}^2(\theta/2)} e^{i\eta \ln(\text{sen}^2(\theta/2))} e^{2i\sigma_0} \quad (5.17)$$

onde $\sigma_0 = \arg \Gamma(l+1+i\eta)$ é a defasagem correspondente ao potencial coulombiano e $\eta = \frac{Z_a Z_p \mu e^2}{\hbar^2 k}$ é o parâmetro de Sommerfeld.

A amplitude total de espalhamento $f_t(\theta)$ é dada pela soma das contribuições nuclear e coulombiana $f_t(\theta) = f_c(\theta) + f_N(\theta)$ e a seção de choque diferencial elástica é dada por :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f_t(\theta)|^2 \quad (5.18)$$

5.3 Cálculo de Canais Acoplados com Discretização do Contínuo (*CDCC*)

O formalismo do *CDCC* (*Continuum Discretized Coupled Channel*) também foi adotado na análise das distribuições angulares dos espalhamentos elásticos $^{12}\text{C}(^8\text{Li}, ^8\text{Li})$, em ambas as energias.

O processo de quebra nuclear (*breakup*) pode ocorrer na colisão entre dois núcleos dependendo da energia da colisão e também da energia de ligação dos núcleos interagentes. Nos núcleos exóticos, as baixas energias de ligação (ver tabela 5.1) e a presença, em alguns casos, de halo de nucleons, aumentam a probabilidade do processo de quebra nuclear.

Tabela 5.1: Energias de ligação de alguns núcleos exóticos e alguns núcleos estáveis, fracamente ligados.

Núcleo	Estrutura	E_{sep} (MeV)
^6Li	$\alpha + d$	1,47
^7Li	$\alpha + t$	2,46
^8Li	$^7\text{Li} + n$	2,03
^6He	$\alpha + 2n$	0,973
^8B	$^7\text{Be} + p$	0,137

Nas colisões envolvendo núcleos com baixas energias de ligação, os efeitos devido ao acoplamento com o contínuo podem ser importantes. E no caso de colisões com núcleos exóticos, a proximidade com o contínuo faz com que essa influência no espalhamento elástico seja ainda maior. A descrição teórica da excitação para o contínuo é complicada devido à dificuldade de convergência dos elementos de matriz de transição (ver equações 5.22 e

5.23 na seção 5.5), pois as funções de onda nos estados finais não são normalizáveis [7]. Para contornar essa dificuldade é feita a discretização do contínuo em faixas de energia de excitação, denominadas *bins*. Assim, o contínuo é dividido em faixas de energias de excitação com uma certa largura Γ (figura 5.2).

Figura 5.2: Figura esquemática da discretização do contínuo em faixas de energia de excitação.

As funções de onda dos estados no contínuo são dadas por superposições de funções de onda pela da relação:

$$\psi_\ell(r) = N \int_{E_r - \Gamma/2}^{E_r + \Gamma/2} \varphi_E(r) f(E) dE \quad (5.19)$$

com $\int_0^R |\psi_\ell(r)|^2 = 1$ e $N^2 = \frac{1}{\int |f(E)|^2 dE}$. Aqui, as funções φ_E são auto-estados de um potencial que é independente da energia e a função $f(E)$ é escolhida de forma a garantir a normalização da função de onda para um raio R suficientemente grande.

Nos cálculos de *CDCC*, o potencial óptico que descreve o espalhamento é calculado adotando-se um modelo de *clusters* para o projétil, que seria descrito por uma estrutura formada por um caroço e um fragmento (figura 5.3).

Portanto, o potencial de espalhamento é obtido pela convolução da interação entre o caroço e o alvo e entre o fragmento e o alvo:

Figura 5.3: Figura esquemática do modelo de *cluster* adotado para o projétil.

$$U_{p,a} = \langle \psi_p | U_{c,a} + U_{f,a} | \psi_p^* \rangle \quad (5.20)$$

Assim, o processo de *breakup* é descrito como o espalhamento inelástico para os estados excitados do contínuo do projétil, representados pela função de onda ψ_p^* . No caso do espalhamento elástico $^{12}\text{C}(^8\text{Li}, ^8\text{Li})$ analisado com esse formalismo, o projétil ^8Li é considerado um cluster onde o caroço é o ^7Li e fragmento é um nêutron n .

5.4 Análise do Espalhamento Elástico

Inicialmente foram analisadas as distribuições angulares dos espalhamentos elásticos $^{12}\text{C}(^8\text{Li}, ^8\text{Li})$ e $^{12}\text{C}(^8\text{B}, ^8\text{B})$ com o modelo de potencial óptico onde foram utilizados um potencial de *double-folding* (Potencial de São Paulo [34]) e potenciais do tipo Woods-Saxon. O Potencial de São Paulo (PSP) foi escolhido por se tratar de um potencial que foi obtido a partir de uma grande sistemática com vários sistemas, envolvendo diversas combinações de núcleos estáveis. Ele pode ser considerado um potencial *bare*, ou seja, um potencial simples, despido de quaisquer outros efeitos que não os associados às densidades. Nessa análise o potencial nuclear foi considerado como $V_N = N_R \cdot V_{SP} + i \cdot N_i \cdot V_{SP}$. A normalização da parte real foi fixada como $N_R = 1$ enquanto que a normalização da parte imaginária, N_i , foi variada até a obtenção de um valor que ajustasse satisfatoriamente os dados experimentais.

O melhor ajuste considerado foi o que forneceu o menor valor de χ_{total}^2 , dado por:

$$\chi_{total}^2 = \sum_i \left[\frac{\sigma_{exp}^i - \sigma_{calc}^i}{\Delta \sigma_{exp}^i} \right]^2 \quad (5.21)$$

onde a soma $\sum_i$ é feita para todos os ângulos θ_i do centro de massa, σ_{exp}^i é o valor da seção de choque experimental para o ângulo θ_i , σ_{calc}^i é o valor da seção de choque teórica calculada e $\Delta \sigma_{exp}^i$ é o desvio da seção de choque experimental.

Para a distribuição do espalhamento elástico $^{12}\text{C}(^8\text{Li}, ^8\text{Li})$ a 23,9 MeV, o melhor valor (figura 5.4) encontrado foi $N_i = 0,85 \pm 0,05$.

Figura 5.4: Variação do χ_{total}^2 dado pela equação 5.21 para a difusividade de 0,56 fm.

Para a distribuição do espalhamento $^{12}\text{C}(^8\text{Li}, ^8\text{Li})$ a 20,6 MeV, o mesmo procedimento foi adotado (figura 5.5), porém, os três últimos pontos experimentais da distribuição foram desprezados para os cálculos de χ_{total}^2 . O melhor valor encontrado foi $N_i = 1,55 \pm_{0,25}^{0,30}$.

Para a distribuição do espalhamento $^{12}\text{C}(^8\text{B}, ^8\text{B})$, o valor de difusividade considerado foi 0,56 fm e a normalização, $N_i = 1$, foi obtida utilizando a rotina *sfresco* do programa Fresco [35]. Essa rotina faz a busca pelo menor valor de χ^2/N utilizando o rotina MINUIT [36] como função para a minimização.

A seguir, foram considerados potenciais do tipo Woods-Saxon. Os parâmetros foram obtidos da literatura para sistemas semelhantes, $^9\text{Be} + ^{12}\text{C}$ e $^7\text{Li} + ^{12}\text{C}$, em energias próximas

Figura 5.5: Variação do χ^2_{total} dado pela equação 5.21 para a difusividade de $0,56 \text{ fm}$.

àquelas dos nossos experimentos, tabela 5.2.

Tabela 5.2: Parâmetros para os potenciais utilizados nas análises das distribuições angulares para as reações de espalhamento elástico. O raio é dado por $R_x = r_x \cdot A_{alvo}^{1/3}$. As profundidades dos potenciais são dadas em MeV e os raios e difusividades em fm .

Espalhamento	Sistema	V_0	r_0	a_0	W_i	r_i	a_i	ref.
$^{12}\text{C}(^8\text{Li}, ^8\text{Li})$	$^7\text{Li}+^{12}\text{C}$ (set 1)	60	1,28	0,88	8,29	1,87	0,81	[37]
	$^7\text{Li}+^{12}\text{C}$ (set 2)	152	1,21	0,77	8,85	2,23	0,89	[37]
$^{12}\text{C}(^8\text{B}, ^8\text{B})$	$^7\text{Li}+^{12}\text{C}$	30	2,03	0,59	7,8	2,10	0,99	[38]
	$^9\text{Be}+^{12}\text{C}$	33,69	1,84	0,92	6,52	2,88	0,48	[39]

As distribuições angulares com os resultados dessa análise teórica estão apresentadas na figura 5.6.

Observando as figuras, pode-se perceber que as duas parametrizações para o potencial nuclear, Woods-Saxon e *double-folding* de São Paulo são equivalentes para a descrição das distribuições angulares. É interessante ressaltar que não foi feito nenhum ajuste para os potenciais de Woods-Saxon e que a normalização N_i do potencial de São Paulo afeta apenas os ângulos mais traseiros e parece bastante satisfatória. A distribuição angular calculada com o potencial de São Paulo oscila mais do que os dados experimentais. Então, para esse potencial, a distribuição angular calculada foi suavizada considerando a abertura angular

dos detectores de 10 graus no referencial do centro de massa. Como pode ser observado na figura 5.6, a suavização da distribuição calculada faz com que o acordo com os dados experimentais melhore.

Na análise com *CDCC*, a interação entre o projétil ${}^8\text{Li}$ e o alvo ${}^{12}\text{C}$ é descrita como a soma das interações $\text{U}({}^7\text{Li}+{}^{12}\text{C})$ e $\text{U}(\text{n}+{}^{12}\text{C})$. Para a interação $\text{U}({}^7\text{Li}+{}^{12}\text{C})$ foram considerados os parâmetros de potencial do estudo realizado por Cook [40] e para a interação $\text{U}(\text{n}+{}^{12}\text{C})$ os parâmetros dados por uma parametrização nucleon-nucleon global feita por Watson [41]. Esses parâmetros estão apresentados na tabela 5.3

Tabela 5.3: Parâmetros para os potenciais utilizados na análise com o *CDCC* das distribuições angulares para as reações de espalhamento elástico. O raio é dado por $R_x = r_x \cdot A_{\text{alvo}}^{1/3}$. As profundidades dos potenciais são dadas em MeV e os raios e difusividades em fm .

Sistema	V_0	r_0	a_0	W_V	W_S	r_i	a_i	r_c	ref
${}^8\text{Li}+{}^{12}\text{C}$ (WS-1)	159,0	1,16	0,63	7,20	-	2,53	0,85	2,29	[40]
${}^7\text{Li}+{}^{12}\text{C}$	159,0	1,16	0,63	7,20	-	2,53	0,85	2,29	[40]
				W_S	a_i	V_{SO}	a_{SO}	$r_i = r_{SO}$	
$\text{n}+{}^{12}\text{C}$	54,45	1,128	0,57	8,28	0,50	5,50	0,57	1,128	[41]
$\text{n}+{}^7\text{Li}$	45,30	1,25	0,52	-	-	6,0	0,52	1,25	

Outro fator importante no cálculo de *CDCC* é a função de onda do estado ligado para o núcleo ${}^8\text{Li}$, $\text{U}(\text{n}+{}^7\text{Li})$. Para esse potencial de ligação os parâmetros adotados também estão apresentados na tabela 5.3 e um termo de *spin*-órbita também foi considerado. A profundidade desse potencial foi determinada de forma a reproduzir a energia de ligação do sistema ${}^7\text{Li}+\text{n}={}^8\text{Li}$. A função de onda do nêutron de valência foi obtida considerando esse nêutron no orbital $p_{3/2}$, sendo que a contribuição da configuração $p_{1/2}$ foi considerada desprezível. O espectro do contínuo foi dividido em 8 *bins* com mesma largura em energia variando de 0 a 8MeV em energia de excitação do ${}^8\text{Li}$. Todos os possíveis acoplamentos entre o caroço ${}^7\text{Li}$, $J^\pi = 3/2^-$, e o nêutron com ondas *s*, *p* e *d* para o movimento relativo ${}^7\text{Li}+\text{n}$ foram consideradas. O cálculo de *CDCC* foi realizado utilizando o programa Fresco.

Neste trabalho, o intuito é verificar a importância do canal de dissociação (*breakup*) do ${}^8\text{Li}$ na descrição do espalhamento elástico ${}^8\text{Li}+{}^{12}\text{C}$.

Para verificar isso, os resultados dos cálculos de espalhamento elástico utilizando modelo óptico, considerando o acoplamento com o contínuo e também desconsiderando o acoplamento, foram comparados (ver figura 5.7). É possível notar que os cálculos com *CDCC* reproduzem melhor os dados experimentais do que os cálculos com potencial de modelo óptico com fator de forma de Woods-Saxon. Apesar do acoplamento com o contínuo resultar numa melhor reprodução dos dados, esse efeito é pequeno e portanto, a contribuição do *breakup* nessa distribuição angular do espalhamento elástico ${}^8\text{Li}+{}^{12}\text{C}$ também é muito pequeno, como seria esperado para esse sistema de alvo leve.

5.5 Teoria de Ondas Distorcidas de Born (*DWBA*)

A análise da distribuição angular para a reação de transferência foi realizada utilizando o formalismo de *DWBA* (*Distorted-Wave Born Approximation*).

Considerando a reação de transferência: $a(=b+x)+A\rightarrow b+B(=A+x)$ onde $a+A$ é o canal de entrada (α) e $b+B$ é o canal de saída (β). A partícula transferida x vai do projétil a para o alvo A através de um processo de transferência direta.

Para reações de rearranjos nucleares, a amplitude de transição T_{DWBA} pode ser descrita em função da partição de entrada (*prior*) ou em função da partição de saída (*post*). Adotando-se a partição de entrada projétil-alvo, a interação pode ser escrita como:

$$V_{aA} = V_{xA} + U_{bA}.$$

Nessa representação, a amplitude de transição para o processo de transferência é dada por:

$$T_{DWBA}^{prior} = J \int \int d\vec{r}_a d\vec{r}_b \chi_{\beta}^{(-)*}(\vec{k}_b, \vec{r}_b) \langle Bb | V_{xA} + U_{bA} - U_{\alpha} | Aa \rangle \chi_{\alpha}^{(+)}(\vec{k}_a, \vec{r}_a) \quad (5.22)$$

onde J é o Jacobiano, $\chi_{\beta}^{(-)*}$ e $\chi_{\alpha}^{(+)}$ são as ondas distorcidas geradas pela solução da equação de Schrödinger para o potencial óptico (U_{α}) nos canais de saída e entrada, respectivamente;

$|Bb\rangle$ e $|Aa\rangle$ são as funções de onda dos estados internos dos núcleos nos canais de saída e entrada, respectivamente; r_a e r_b são as coordenadas de distância para os núcleos nos canais de entrada α e saída β .

Analogamente, para o canal de saída tem-se:

$$V_{bB} = V_{bx} + U_{bA}$$

A amplitude de transição é dada por:

$$T_{DWBA}^{post} = J \int \int d\vec{r}_a d\vec{r}_b \chi_{\beta}^{(-)*}(\vec{k}_b, \vec{r}_b) \langle Bb | V_{bx} + U_{bA} - U_{\beta} | Aa \rangle \chi_{\alpha}^{(+)}(\vec{k}_a, \vec{r}_a) \quad (5.23)$$

A seção de choque na aproximação de *DWBA*, tanto na forma *prior* como na forma *post*, é dada pelo quadrado da amplitude de transição:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_{\alpha}\mu_{\beta}}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_b}{k_a} \frac{1}{(2J_A + 1)(2J_a + 1)} \sum_{m_a} |T_{DWBA}|^2 \quad (5.24)$$

5.5.1 Amplitudes Espectroscópicas

De acordo com o formalismo apresentado na seção anterior, a amplitude de transferência na aproximação de *DWBA* é dada pelas funções de onda internas para os núcleos do canal (a, A) de entrada e do canal de saída (b, B) . A aproximação de *DWBA* pode ser escrita em termos da função de *overlap* das funções de onda dos estados ligados $a = b + x$ e $B = A + x$:

$$\begin{aligned} I_{bx}^a &= \langle \psi_b(\xi_b) \psi_x(\xi_x) | \psi_a((\xi_b), (\xi_x), \mathbf{r}_{bx}) \rangle \\ I_{Ax}^B &= \langle \psi_A(\xi_a) \psi_x(\xi_x) | \psi_B((\xi_A), (\xi_x), \mathbf{r}_{Ax}) \rangle \end{aligned} \quad (5.25)$$

onde ξ refere-se às coordenadas internas dos núcleos independentes $\mathbf{r}_a$ e $\mathbf{r}_b$.

Expandindo as formas dadas na equação 5.25 nos estados permitidos pelo acoplamento do momento angular orbital ℓ e sua projeção m_{ℓ} do movimento relativo entre o caroço e a partícula de valência tem-se:

$$I_{bx}^a = \sum_{\ell m_{\ell} j_a m_{j_a}} \langle J_x M_x \ell m_{\ell} | j_a m_{j_a} \rangle \langle J_b M_b j_a m_{j_a} | J_a M_a \rangle i^{\ell} Y_{\ell}^{m_{\ell}}(\hat{\mathbf{r}}_{bx}) I_{bx\ell j_a}^a(r_{bx})$$

$$I_{Ax}^B = \sum_{\ell m_{\ell} j_B m_{j_B}} \langle J_x M_x \ell m_{\ell} | j_B m_{j_B} \rangle \langle J_A M_A j_B m_{j_B} | J_B M_B \rangle i^{\ell} Y_{\ell}^{m_{\ell}}(\hat{\mathbf{r}}_{Ax}) I_{Ax \ell j_B}^B(r_{Ax}) \quad (5.26)$$

Para efetuar o cálculo do elemento de matriz $\langle I_{Ax}^B | V | I_{bx}^a \rangle$ é preciso conhecer as funções de onda interna dos núcleos dos canais de entrada e saída, ou as funções de *overlap* equivalentes. Desta forma pode-se considerar que a partícula de valência está ligada ao caroço como um estado de partícula única acoplada aos vários possíveis estados do caroço. Assim, as funções de onda dos estados ligados são dadas pela superposição de todas as configurações possíveis entre o caroço com spin J_c e o estado de partícula única $\varphi_{\ell sj}$:

$$\psi^{JM}(\xi, \mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{n}} \sum_{\ell j J_c} A_{\ell sj}^{j J_c J} [\psi_c^{J_c}(\xi) \otimes \varphi_{\ell sj}(\mathbf{r})]_{JM} \quad (5.27)$$

onde os coeficientes $A_{\ell sj}^{j J_c J}$ são denominados coeficientes de parentesco fracional ou amplitudes espectroscópicas e seu módulo ao quadrado são os fatores espectroscópicos, $C^2S = |A_{\ell sj}^{j J_c J}|^2$. O fator espectroscópico pode ser considerado como a probabilidade de encontrar a partícula de valência em um estado puro de partícula única ℓ, s, j acoplado ao caroço de spin J_c .

5.6 Análise da Transferência de um Próton e Obtenção do Fator Espectroscópico

A análise da distribuição angular para a reação de transferência $^{12}\text{C}(^8\text{Li}, ^9\text{Be})$ (figura 5.8) foi feita através de um cálculo de *DWBA*, utilizando o programa Fresco [35]. Nesses cálculos, o Potencial de São Paulo foi utilizado para descrever os canais de entrada e de saída. Para descrever o potencial para a interação *core-core* $^8\text{Li}-^{11}\text{B}$ foi utilizado o potencial descrito na tabela 5.4. Nessa mesma tabela estão descritos os parâmetros para os potenciais que descrevem os estados ligados $^8\text{Li}+p$ e $^{11}\text{B}+p$, sendo que os valores de V_0 e de W_i foram ajustados internamente pelo programa Fresco para reproduzir as energias de ligação de 16,888 MeV e 15,957 MeV, respectivamente.

Para determinar as amplitudes espectroscópicas, foi considerado que o próton transferido poderia ocupar tanto o orbital $p_{3/2}$ como o orbital $p_{1/2}$ do estado fundamental do $^9\text{Be}_{gs}$.

Tabela 5.4: Parâmetros para os potenciais utilizados nos ajustes das distribuições angulares para a reação de transferência. $R = r_0(A_a^{1/3})$ e $R_c = 2,5 \text{ fm}$.

Sistema	V_0 (MeV)	r_0 (fm)	a_0 (fm)	W_i (MeV)	r_i (fm)	a_i (fm)	r_c (fm)	ref
$^8\text{Li} + ^{12}\text{C}^*$	-	-	-	-	-	-	1,1	[44]
$^9\text{Be} + ^{11}\text{B}^*$	-	-	-	-	-	-	1,1	
$^8\text{Li} + ^{11}\text{B}^\#$	60	0,96	0,60	32,6	1,12	0,95	1,2	
$^8\text{Li} + \text{p}$	-	1,25	0,65	-	1,25	0,65	1,25	
$^{11}\text{B} + \text{p}$	-	1,25	0,65	-	1,25	0,65	1,25	

* potencial de São Paulo com $N_i = 0,78 \# \text{ core-core}$

Assim, a função de onda que descreve o estado fundamental do $^9\text{Be}_{gs}$ tem duas componentes devido à probabilidade do próton de valência estar ocupando um ou outro orbital. Essa probabilidade é dada pelo quadrado das amplitudes espectroscópicas devendo ser a função de onda para o estado fundamental do $^9\text{Be}_{gs}$ normalizada pelos dois valores das amplitudes:

$$\Psi_{^9\text{Be}} = a_{3/2}\psi_{3/2} + a_{1/2}\psi_{1/2} \quad (5.28)$$

Não é possível separar a contribuição que cada amplitude tem na forma da distribuição angular. Portanto a relação $C^2S_{1/2} = 0,11 \cdot C^2S_{3/2}$, sugerida pelos cálculos de modelo de camadas de Cohen e Kurath [45] foi considerada, e o fator espectroscópico para a reação de transferência foi calculado através da soma coerente dessas duas contribuições:

$$C^2S = a_{3/2}^2 + a_{1/2}^2 \quad (5.29)$$

Experimentalmente os fatores espectroscópicos são obtidos ao comparar as distribuições angulares experimentais com aquelas calculadas por *DWBA*. A seção de choque calculada por *DWBA* geralmente é parametrizada em termos dos fatores espectroscópicos nos dois vértices. Assim:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp} = \sum_{J_B J_a} C^2 S_{Ax}^{\ell_B J_b} C^2 S_{bx}^{\ell_a J_a} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\ell_B J_B, \ell_a J_a}^{DWBA} \quad (5.30)$$

Tabela 5.5: Valores de fatores espectroscópicos para $\langle {}^{12}C_{gs}|{}^{11}B_{gs} + p \rangle$ usados no cálculo do valor médio.

#	Fator Espectroscópico	Referência
1	2,00	[46]
2	2,44	[47]
3	2,98	[48]
4	2,13	[49]
5	2,09	[50]

onde ℓ é o momento angular orbital relativo entre a partícula de valência e o respectivo caroço, e J é o momento angular total do estado ligado. Para a reação ${}^{12}\text{C}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^{11}\text{B}$ tem-se:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp} = C^2 S_{sLi+p} C^2 S_{11B+p} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{DWBA} \quad (5.31)$$

ou seja, tem-se o produto dos fatores espectroscópicos correspondentes a cada um dos vértices (${}^8\text{Li}, {}^9\text{Be}$) e (${}^{12}\text{C}, {}^{11}\text{B}$). Assim, o cálculo do fator espectroscópico para o estado ligado $\langle {}^9Be_{gs}|{}^8Li_{gs} + p \rangle$ depende do fator espectroscópico considerado para o estado $\langle {}^{12}C_{gs}|{}^{11}B_{gs} + p \rangle$. Esse fator espectroscópico, $C^2S = 2,33 \pm 0,40$ foi obtido através de uma média simples de valores presentes na literatura (tabela 5.5).

A determinação dos valores das amplitudes espectroscópicas para o estado ligado $\langle {}^9Be_{gs}|{}^8Li_{gs} + p \rangle$ foi realizada variando essas amplitudes de forma a obter uma curva que passasse pelo maior número de pontos da distribuição experimental (3 dentre 4 nesse caso). A média para esses valores forneceu as amplitudes espectroscópicas finais $a_{3/2} = 1,05 \pm 0,09$ e $a_{1/2} = 0,348 \pm 0,030$ e o valor de fator espectroscópico total para o estado ligado $\langle {}^9Be_{gs}|{}^8Li_{gs} + p \rangle$, $C^2S = 1,22 \pm 0,28$. A incerteza estimada leva em consideração as incertezas nos dados experimentais e no fator espectroscópico do vértice (${}^{12}\text{C}, {}^{11}\text{B}$).

Analogamente ao procedimento adotado para o ajuste das distribuições elásticas, foi feita a correção da seção de choque calculada pelo Fresco, tomando-se a média sobre 10° para

Tabela 5.6: Fatores Espectroscópicos C^2S .

		Modelo de Camadas ($p_{3/2}+p_{1/2}$)	Outros Valores Experimentais	Este Trabalho ($p_{3/2}+p_{1/2}$)
$\langle {}^8\text{Li}_{gs} \times p {}^9\text{Be}_{gs} \rangle$	$J^\pi=3/2^-$	$1.00^a), 0.87^b)$	$0.64^c), 1.00^d),$ $1.059^e), 1.67(31)^f)$	$1.22(28)$
$\langle {}^{11}\text{B}_{gs} \times p {}^{12}\text{C}_{gs} \rangle$	$J^\pi=0^+$	$2.843^a), 2.95^b)$	$2.33(35)^g)$	

a) cálculo de modelo de camadas de Cohen and Kurath [45]

b) cálculo de modelo de camadas com o código Oxbash [51]

c) reação $d({}^8\text{Li}, n){}^9\text{Be}$ a 40 MeV [52]

d) reação ${}^9\text{Be}(d, {}^3\text{He}){}^8\text{Li}$ a 52 MeV [53]

e) reação ${}^9\text{Be}(t, \alpha){}^8\text{Li}$ a 15 MeV [54]

f) reação ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Li}$ a 27 MeV [26]

g) média de 2.00 [46], 2.44 [47], 2.98 [48] 2.125 [49], 2.09 [50].

cada valor de ângulo. Sem essa correção a seção de choque calculada apresenta uma grande oscilação, mas deve-se levar em consideração que experimentalmente, a seção de choque corresponde a um valor no intervalo angular de 10° no referencial do centro de massa, devido ao grande ângulo sólido do detector. Assim, a seção de choque teórica também deve ser suavizada para levar em conta essa abertura angular dos detectores.

Na tabela 5.6 o valor para o fator espectroscópico encontrado nesse trabalho é comparado àqueles obtidos com cálculos teóricos por modelo de camadas e com outros valores experimentais.

Os valores obtidos neste trabalho concordam, dentro da incerteza, com os valores experimentais obtidos por Schwinn [53], Liu [54] e Camargo [26], mas está muito acima daquele obtido por Su [52]. Além disso, o fator espectroscópico encontrado nesse trabalho concorda melhor com o valor teórico calculado pelo modelo de camadas por Cohen e Kurath [45] do que com o cálculo de modelo da camadas mais atual [51]. O novo cálculo¹ do fator espectroscópico com modelo de camadas, foi realizado considerando um próton acoplado ao ${}^8\text{Li}$ ($J_\pi = 2^+$) no orbital $1p_{3/2}$, levando ao ${}^9\text{Be}_{gs}$ ($J_\pi = 3/2^-$). Nesse cálculo, as excitações $0p0h$

¹realizado por Antonio Moro

e $2p2h$ ($0\hbar\omega + 2\hbar\omega$), além do modelo de espaços *spdf*, foram considerados. A interação de Warburton e Brown [55] foi utilizada para a interação nucleon-nucleon.

Levando-se em consideração que da análise da distribuição angular obtem-se o produto dos dois fatores espectroscópicos $C^2S(^9\text{Be}) \times C^2S(^{12}\text{C})$, há uma ótima concordância entre o nosso valor experimental e o cálculo teórico mais recente para ambos os fatores espectroscópicos.

Figura 5.6: Distribuições angulares de espalhamento para os sistemas indicados utilizando o Potencial de São Paulo e os potenciais de Woods-Saxon da tabela 5.2.

Figura 5.7: Distribuição angular para o espalhamento elástico $^{12}\text{C}(^8\text{Li}, ^8\text{Li})$ para energia de laboratório de 23,9 MeV. A curva tracejada é um potencial de modelo óptico com parâmetros dados por WS-1 na tabela 5.3. A curva pontilhada é a parametrização de *cluster-folding* da interação sem acoplamento com o contínuo. A linha sólida é o resultado do acoplamento.

Figura 5.8: Seção de choque para a reação de transferência $^{12}\text{C}(^8\text{Li}, ^9\text{Be})$.

Capítulo 6

Seção de Choque de Captura e da Taxa de Reação

Neste capítulo é apresentado o cálculo de fator-S Astrofísico que foi realizado utilizando o fator espectroscópico obtido neste trabalho para o estado ligado $\langle {}^9\text{Be}_{gs} | {}^8\text{Li}_{gs} + p \rangle$.

É apresentado também o cálculo da taxa de reação de captura para a reação ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}$.

6.1 Fator-S Astrofísico

Uma das motivações desse trabalho foi utilizar o fator espectroscópico para o estado ligado $\langle {}^9\text{Be} | {}^8\text{Li} + p \rangle$ obtido da análise da distribuição angular para a reação de transferência ${}^{12}\text{C}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^{11}\text{B}$ e investigar a seção de choque de captura para a reação ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}$ de interesse para a nucleossíntese primordial não-homogênea.

Partículas carregadas obedecem, tanto no universo primordial como nas estrelas, uma distribuição de Boltzman e portanto, suas energias dependem da temperatura desses ambientes. Estas temperaturas devem ser elevadas para que as partículas vençam a repulsão coulombiana e essas reações aconteçam. A energia do potencial coulombiano para essa força repulsiva é dada pela seguinte expressão:

$$V_c(r) = \frac{z_1 z_2 e^2}{r} \quad (6.1)$$

onde z_1 e z_2 são as cargas dos núcleos interagentes e r a distância entre eles. O potencial

coulombiano combinado com o potencial forte e atrativo nuclear, que se torna relevante em distâncias menores que o raio nuclear, levam ao potencial de interação esquematicamente representado na figura 6.1.

Figura 6.1: Figura esquemática do potencial coulombiano combinado com o potencial nuclear. Um projétil de energia $E < E_c$ tem que penetrar a barreira coulombiana para alcançar a região nuclear.

Classicamente a partícula não pode penetrar a barreira porém, do ponto de vista da mecânica quântica, existe uma pequena probabilidade de tunelamento que, para uma energia $E \ll E_c$, pode ser aproximada por:

$$P = e^{-2\pi\eta}$$

onde η é o parâmetro de Sommerfeld:

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2 \mu}{k \hbar^2} \quad (6.2)$$

onde μ é a massa reduzida e $k = \sqrt{2\mu\epsilon_{Ax}}/\hbar$ é o número de onda para a energia de ligação (ϵ_{Ax}) entre os núcleos interagentes. As partículas irão se fundir devido à presença do potencial

atrativo nuclear e portanto, as reações de captura dependem do potencial de interação que deve ser uma combinação do potencial coulombiano e do potencial atrativo nuclear. As baixas energias (keV para temperaturas da ordem de $10^7 K$ nas estrelas, e centenas de keV para as temperaturas da ordem de $10^9 K$ no universo primordial) limitam as reações possíveis para aquelas com Q de reação positivo.

Devido ao comportamento exponencial da probabilidade de tunelamento, a seção de choque para reações nucleares induzidas por partículas carregadas cai rapidamente para energias abaixo da barreira coulombiana:

$$\sigma(E) \propto e^{-2\pi\eta} \quad (6.3)$$

Outro termo não nuclear e dependente da energia envolve o comprimento de onda de de Broglie:

$$\sigma(E) \propto \pi\lambda^2 \propto \frac{1}{E} \quad (6.4)$$

Usando as duas expressões dadas acima, a seção de choque pode ser escrita como:

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} e^{-2\pi\eta} S(E) \quad (6.5)$$

onde $S(E)$ é o fator astrofísico que contém todas as informações sobre os efeitos nucleares envolvidos na reação. Para reações não ressonantes, esse fator varia muito mais suavemente em função da energia do centro de massa do que a seção de choque, o que o torna muito interessante na extrapolação das medidas de seção de choque em energias de interesse astrofísico. Na verdade, esse fator é uma forma de eliminar a componente devido à penetrabilidade da seção de choque de captura, o que enfatiza os efeitos nucleares.

6.2 Cálculo da Seção de Choque de Captura

A seção de choque de captura foi obtida utilizando-se o modelo de potencial. Esse modelo foi desenvolvido por Langanke [25] como uma aproximação para modelos mais complicados

como *resonator group method* e *generator coordinate method*. A idéia básica desse modelo propõe tratar os núcleos interagentes com base em uma teoria microscópica de muitos corpos que pode ser descrita em termos de modelos de potenciais fenomenológicos. Essa abordagem torna a utilização desse modelo bastante flexível. Entretanto, deve-se observar a escolha dos parâmetros desses potenciais para que reproduzam grandezas fisicamente relevantes. Nesse trabalho, o código RADCAP [58] desenvolvido por Bertulani foi utilizado para calcular a parte não ressonante da seção de choque de captura ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}$ com o modelo de potencial. Parte das equações utilizadas para chegar à relação 6.6 estão no apêndice C.1 e na referência [58]. Nesse modelo, a seção de choque de captura é dada basicamente pela relação:

$$\sigma_{cap} = \sum_{\pi,\lambda} SF_{Ax} \sigma_{\pi,\lambda}(E) = \frac{16\pi}{9\hbar} k_\gamma^3 |\langle \Psi_{Esp} | \hat{O} | I_{lig} \rangle|^2 \quad (6.6)$$

onde Ψ_{Esp} é a função de onda de espalhamento para o estado inicial $|i\rangle$, $\hat{O}$ é o operador de transição multipolar $O_{\lambda\mu}$, I_{lig} é a função de onda do estado ligado para o estado final, que é normalizada pelo fator espectroscópico obtido anteriormente e $k_\gamma^3 = \epsilon_\gamma/\hbar c$ é o número de onda do raio gama de energia ϵ_γ .

A função de onda do estado ligado é determinada por um potencial cuja profundidade foi obtida de forma a reproduzir a energia de ligação. A forma escolhida para esse potencial foi o de Woods-Saxon com os parâmetros geométricos padrões $a = 0,65 \text{ fm}$ e $r_0 = 1,25 \text{ fm}$. O valor da profundidade do potencial de ligação, V_0^{lig} foi variado até reproduzir o valor da energia de ligação de 16,888 MeV para o sistema ${}^8\text{Li}+p={}_9\text{Be}$. O valor encontrado para a profundidade desse potencial foi $V_0^{lig} = -76,72 \text{ MeV}$. O operador de transição é o operador de dipolo elétrico $E1$ para a captura de um próton de onda-s ou onda-d pelo ${}^8\text{Li}$ ($J^\pi = 2^+$), que resulta em um núcleo de ${}^9\text{Be}$ no estado fundamental ($J^\pi = 3/2^-$) e na emissão de um raio γ de energia ϵ_γ .

Um ponto muito importante do modelo de potencial é o potencial nuclear utilizado para gerar as funções de onda espalhada para o sistema ${}^8\text{Li}+p$. Não existem dados experimentais de espalhamento elástico desse sistema e a determinação do potencial foi feita a partir de

métodos alternativos.

A importância do potencial nuclear no modelo de potencial pode ser observada na figura 6.2. Essa figura mostra como o fator-S astrofísico, para $E_{CM} = 0$, varia em função da escolha da profundidade do potencial da onda espalhada, V_0 .

Figura 6.2: Variação do fator S-Astrofísico em função da profundidade do potencial que gera a função de onda espalhada para energia $E_{CM} = 0$. Os pontos indicados correspondem ao potencial espalhado igual ao potencial usado para o estado ligado.

O fator astrofísico para $E_{CM} = 0$ foi calculado com o modelo de potencial para duas reações, ${}^8\text{Li}(p, \gamma){}^9\text{Be}$ e ${}^8\text{B}(p, \gamma){}^9\text{C}$ considerando, tanto para o potencial do estado ligado como para o potencial das ondas espalhadas, os mesmos fatores geométricos, $a = 0,65$ fm e $r_0 = 1,25$ fm. A profundidade do potencial para o estado ligado é a que reproduz as

energias de ligação para cada um dos sistemas, ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}$ e ${}^8\text{B}(p,\gamma){}^9\text{C}$. O fator astrofísico à energia zero em função de V_0 , $S(0, V_0)$ foi normalizado pelo fator astrofísico para $V_0 = 0$, $S(0, 0)$. Considerar $V_0 = 0$ significa "desligar" o potencial nuclear e considerar apenas o potencial coulombiano como o potencial de interação entre os dois núcleos interagentes. Na figura é possível observar que, dependendo da escolha da profundidade V_0 do potencial para a onda de espalhamento, tem-se ressonâncias bastante pronunciadas no fator astrofísico. Essas ressonâncias são mais pronunciadas para o sistema mais ligado ${}^9\text{Be} = {}^8\text{Li} + p$. O intuito neste trabalho é calcular a parte não-ressonante da seção de choque (ou fator astrofísico), portanto a escolha do potencial de espalhamento deve ser feita com cautela. Ou seja, os potenciais devem ser tais que estejam fora das regiões de ressonância.

6.2.1 Potencial para a Função de Onda de Espalhamento

Cinco propostas foram investigadas para determinar a melhor escolha do potencial para a função de onda espalhada:

1. A aproximação de que a reação de captura ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}$ seja periférica e portanto, o potencial nuclear não teria efeito. Nesse caso $V_0 = 0$ MeV.
2. A integral de volume do potencial óptico $\frac{J_V}{A}$ é a mesma para os sistemas ${}^8\text{Li} + p$ e ${}^6\text{Li} + p$.
3. A integral de volume do potencial óptico $\frac{J_V}{A}$ é a mesma para os sistemas ${}^8\text{Li} + p$ e ${}^8\text{B} + p$.
4. O potencial de espalhamento e o potencial de estado ligado são os mesmos.
5. O potencial de espalhamento $n + A$, onde n é o nucleon e A é o alvo, pode ser obtido considerando o potencial de dupla-convolução (nesse caso convolução simples *single-folding*) de São Paulo.

A seguir, consideramos cada uma das propostas.

1. *Aproximação de reação periférica*

Nessa aproximação, o potencial adotado é $V_0 = 0$. Nesse caso, apenas o potencial coulombiano é levado em consideração. Assim, usando o programa RADCAP, a seção de choque de captura e o fator astrofísico (figura 6.3) foram obtidos.

Figura 6.3: Gráficos do fator astrofísico e da seção de choque de captura para a reação ${}^8\text{Li}(p, \gamma){}^9\text{Be}$ usando $V_0 = 0$.

É possível verificar que para a escolha de $V_0 = 0$ surge um aumento pronunciado no fator astrofísico para energias mais baixas, porém esse efeito não é evidente no gráfico de seção de choque de captura em função da energia.

2. *Igualdade da integral de potencial para os sistemas ${}^8\text{Li}+p$ e ${}^6\text{Li}+p$*

O método da integral de volume [59] consiste em igualar a integral de volume do potencial óptico J_V/A de um sistema próximo conhecido com a integral de volume do sistema estudado. Esse método é confiável pois essa grandeza varia menos para diferentes sistemas do que os próprios parâmetros do potencial.

A integral de volume do potencial óptico é dada por:

$$\frac{J_V}{A} = \frac{4 \cdot \pi}{3} \frac{R^3 \cdot V_0}{A_p \cdot A_t} \left[1 + \left(\frac{\pi \cdot a}{R} \right)^2 \right] \quad (6.7)$$

onde $R = r_0 \cdot A_t^{1/3}$ é o raio do potencial nuclear, $r_0 = 1,25 fm$ é o raio nuclear, $a = 0,65 fm$ é a difusividade, A_p e A_t são as massas do projétil e do alvo em unidades de massa atômica, respectivamente e V_0 é a amplitude do potencial da função de onda do estado contínuo.

Dois sistemas que possuem dados experimentais disponíveis na literatura foram escolhidos: ${}^6\text{Li}+p$ [60] e ${}^8\text{B}+p$ [61] [62].

Substituindo os valores para os sistemas ${}^8\text{Li}+p$ e ${}^6\text{Li}+p$ na equação 6.7 obtém-se:

$$\frac{J_V}{A^{8Li+p}} = 13,64 \cdot V_0^{8Li+p} \quad (6.8)$$

e

$$\frac{J_V}{A^{6Li+p}} = 14,77 \cdot V_0^{6Li+p} \quad (6.9)$$

Igualando as duas equações:

$$V_0^{8Li+p} = 1,08 \cdot V_0^{6Li+p} \quad (6.10)$$

O programa RADCAP foi utilizado a fim de reproduzir os dados experimentais para o fator astrofísico para o sistema ${}^6\text{Li}+p$ (figura 6.4). Esses dados foram multiplicados por 0,61 pois, de acordo com a referência [60], a seção de choque de captura para o estado fundamental ${}^6\text{Li}+p \rightarrow {}^7\text{Be}_{gs}$ corresponde a 61% da seção de choque total de captura. Os parâmetros geométricos utilizados foram $R = 2,27 fm$ e $a = 0,65 fm$. O valor de potencial que reproduzia a energia de ligação de 5,6058 MeV encontrado foi $V_0 = -65,225 MeV$. O fator espectroscópico, $C^2S = 0,83 \pm 0,09$, foi obtido fazendo a média para valores encontrados na literatura [63] [64] e [65].

Assim, foi possível determinar a profundidade do potencial de espalhamento para o sistema ${}^6\text{Li}+p$, $V_0^{esp} = -37,0 \pm 1,5 MeV$. Substituindo esse valor na equação 6.10

Figura 6.4: Gráficos do fator astrofísico para a reação ${}^6\text{Li}(p,\gamma){}^7\text{Be}$.

obtem-se para o sistema ${}^8\text{Li}+p$ o valor de $V_0 = -40,1 \pm 1,6$ MeV para a profundidade do potencial de espalhamento.

O mesmo procedimento utilizado para o sistema ${}^6\text{Li}+p$ foi adotado para o sistema ${}^8\text{Li}+p$. Usando o programa RADCAP, os parâmetros geométricos $R = 2,5$ fm e $a = 0,65$ fm, o valor do potencial para o estado ligado, $V_0^{lig} = -76,72$ MeV, o valor do potencial espalhado encontrado $V_0 = -40,1 \pm 1,6$ MeV e o fator espectroscópico determinado experimentalmente nesse trabalho $C^2S = 1,22 \pm 0,28$, a seção de choque de captura e o fator S-astrofísico (figura 6.5) foram obtidos para esse sistema.

Para essa proposta de potencial não são observadas ressonâncias conforme pode ser observado na figura 6.5.

3. Igualdade da integral de potencial para os sistemas ${}^8\text{Li}+p$ e ${}^8\text{B}+p$

Para o sistema ${}^8\text{B}+p$, os valores de profundidade do potencial espalhado $V_0^{esp} = -23,95$ MeV e de fator espectroscópico, $C^2S = 1$ adotados foram encontrados por Huang [66]. Nesse caso, as integrais de volume $\frac{J_V}{A}$ para os sistemas ${}^8\text{B}+p$ e ${}^8\text{Li}+p$ são

Figura 6.5: Gráficos do fator astrofísico e da seção de choque de captura para a reação ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}$ usando mesmo $\frac{J_V}{A}$ do sistema ${}^6\text{Li}+p$. Os limites superior e inferior para o potencial de espalhamento V_0^{esp} são indicados.

idênticas e portanto $V_0^{8B+p} = V_0^{8Li+p} = -23,95$ MeV. A seção de choque de captura e o fator astrofísico obtidos estão apresentados na figura 6.6.

Figura 6.6: Gráficos do fator astrofísico e da seção de choque de captura para a reação ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}$, usando mesmo $\frac{J_V}{A}$ do sistema ${}^8\text{B}+p$.

4. Igualdade entre o potencial de espalhamento e o potencial ligado

A proposta é adotar a mesma forma para os potenciais do estado espalhado e do estado ligado, conforme sugerido por Mengoni [67]. Assim, $V_0^{esp} = V_0^{lig} = -76,72$

MeV. Usando o programa RADCAP para esse caso, a seção de choque de captura e o fator astrofísico obtidos podem ser vistos na figura 6.7.

Figura 6.7: Gráficos do fator astrofísico e da seção de choque de captura em função da energia adotando as mesmas formas para os potenciais ligado e espalhado.

Aqui é possível observar o aparecimento de ressonâncias nos gráficos de seção de choque e de fator astrofísico o que indica que essa proposta não é adequada, uma vez que o que se pretende é calcular a parte não-ressonante da seção de choque de captura. Essas ressonâncias são ressonâncias de potencial e podem não corresponder a ressonâncias do ${}^9\text{Be}$.

5. *Potencial de espalhamento obtido pelo potencial single-folding de São Paulo*

Quando um potencial não é conhecido experimentalmente, pode-se recorrer a parametrizações globais ou então a potenciais de *double-folding* ou *single-folding*. O Potencial de São Paulo foi escolhido para se obter o potencial da função de onda de espalhamento. Para tanto, o programa global [34] foi utilizado e o potencial real (figura 6.8) gerado para o espalhamento elástico foi considerado.

O programa RADCAP aceita apenas potenciais da forma de Woods-Saxon, e portanto o potencial de São Paulo foi ajustado por um potencial desse tipo:

Figura 6.8: A linha sólida é a parte real do Potencial de São Paulo para a reação de espalhamento elástico ${}^8\text{Li}(p,p)$. A linha pontilhada corresponde ao ajuste por um Woods-Saxon para esse potencial.

$$V_0(r) = \frac{-V_0}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}} \quad (6.11)$$

Adotando o potencial proveniente do ajuste $V_0 = -33.63$ MeV e usando o programa RADCAP, a seção de choque de captura e o fator astrofísico (figura 6.9) foram calculados. Pode ser observado que essa escolha de potencial fornece valores de fator astrofísico muito abaixo daqueles das outras propostas.

Figura 6.9: Gráficos do fator astrofísico e da seção de choque de captura usando o Potencial de São Paulo para obter o potencial de espalhamento.

6.3 Taxa de Reação de Captura

A seção de choque de reação é uma grandeza geralmente dependente da energia ou, de maneira equivalente, da velocidade relativa entre o projétil e o núcleo alvo [68]. Considerando uma estrela gasosa formada por N_i partículas por centímetro cúbico do tipo I e N_j partículas por centímetro cúbico do tipo J , distintas e com velocidades relativas ν . A seção de choque de reação depende apenas da velocidade relativa e adotando-se arbitrariamente a partícula do tipo I como projétil, e as partículas do tipo J como o alvo estático, a taxa de reação, em unidades de reações por centímetro cúbico, deve depender do fluxo de partículas incidentes e da velocidade dessas partículas:

$$r = N_i N_j \nu \sigma(\nu) \quad (6.12)$$

A partículas em meios gasosos possuem uma grande distribuição de velocidades dada pela função de probabilidade $\phi(\nu)$, de forma que $\int_0^\infty \phi(\nu) d\nu = 1$. Como $\phi(\nu) d\nu$ representa a probabilidade de que a velocidade relativa ν entre os núcleos interagentes da reação nuclear tenha valores entre ν e $\nu + d\nu$, o produto $\nu \sigma(\nu)$ deve ser convoluído com a velocidade de distribuição $\phi(\nu)$ para obter o valor médio sobre a distribuição de velocidade e assim:

$$\langle \sigma \nu \rangle = \int_0^\infty \phi(\nu) \nu \sigma(\nu) d\nu \quad (6.13)$$

onde $\langle \sigma \nu \rangle$ é denominada a taxa de reação por par de partículas. Substituindo a equação 6.13 em 6.12 obtem-se a taxa total de reação:

$$r = N_i N_j \langle \sigma \nu \rangle \quad (6.14)$$

Geralmente, a matéria do gás estelar é não degenerada e as velocidades dos núcleos não são relativísticas. Na condição de equilíbrio termodinâmico, a velocidade dos núcleos pode ser descrita pela distribuição de velocidades de Maxwell-Boltzmann:

$$\phi(\nu) = 4\pi\nu^2 \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{m\nu^2}{2kT}} \quad (6.15)$$

onde T é a temperatura do gás e m é a massa do núcleo de interesse. O termo exponencial refere-se à energia cinética dos núcleos. Reescrevendo essa equação em função da energia tem-se:

$$\phi(E) \propto E e^{-\frac{E}{kT}} \quad (6.16)$$

Tomando a distribuição de Maxwell-Boltzmann para descrever as velocidades dos núcleos interagentes dos gases I e J tem-se a taxa de reação por par de partículas interagentes:

$$\langle \sigma \nu \rangle = \int_0^\infty \int_0^\infty \phi(\nu_i) \phi(\nu_j) \sigma(\nu) \nu d\nu_i d\nu_j \quad (6.17)$$

onde ν é a velocidade relativa entre os núcleos interagentes. As velocidades ν_i e ν_j estão relacionadas à velocidade relativa ν e à velocidade do centro de massa V . A taxa de reação pode ser reescrita em função dessas variáveis:

$$\langle \sigma \nu \rangle = \int_0^\infty \int_0^\infty \phi(V) \phi(\nu) \sigma(\nu) \nu dV d\nu \quad (6.18)$$

As distribuições $\phi(V)$ e $\phi(\nu)$ podem ser escritas em função da massa reduzida μ e da massa total $M = m_i + m_j$:

$$\phi(V) = 4\pi V^2 \left(\frac{M}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{MV^2}{2kT}} \quad (6.19)$$

$$\phi(\nu) = 4\pi \nu^2 \left(\frac{\mu}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{\mu\nu^2}{2kT}} \quad (6.20)$$

A equação 6.18 pode ser fatorada em duas distribuições de Maxwell-Boltzmann independentes:

$$\langle \sigma \nu \rangle = \int_0^\infty \phi(V) dV \int_0^\infty \phi(\nu) \sigma(\nu) \nu d\nu \quad (6.21)$$

mas $\int_0^\infty \phi(V) dV = 1$ e portanto a taxa de reação reduz-se a:

$$\langle \sigma \nu \rangle = \int_0^\infty \phi(\nu) \sigma(\nu) \nu d\nu \quad (6.22)$$

Substituindo na equação 6.22 a equação 6.20 e usando a relação para a energia do centro de massa $E = \frac{1}{2} \mu \nu^2$ tem-se por fim a taxa de reação dada por:

$$\langle \sigma \nu \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu}\right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty \sigma(E) E e^{-\frac{E}{kT}} dE \quad (6.23)$$

6.4 Cálculo da Taxa de Reação de Captura

Os cálculos de seção de choque de captura da seção anterior mostram que, considerando o potencial de espalhamento com a mesma forma do potencial ligado, ressonâncias são observadas no potencial. Entretanto, o intuito é calcular a taxa de reação para ${}^8\text{Li}(p, \gamma){}^9\text{Be}_{gs}$ considerando a captura direta para o estado fundamental do ${}^9\text{Be}$. Sendo assim, a taxa de reação de captura foi calculada apenas para os potenciais de espalhamento determinados pela comparação das integrais de volume, pela a aproximação de reação periférica e pelo o Potencial de São Paulo, nos quais não são observadas ressonâncias.

A taxa de reação de captura é dada pela equação 6.23. Substituindo nessa equação os valores da constante de Boltzmann k e de π tem-se:

$$\langle \sigma \nu \rangle = \frac{C_a}{\sqrt{\mu T_9^3}} \int_0^\infty \sigma(E) E e^{-\frac{C_b E}{T_9}} dE \quad (6.24)$$

onde $C_a = 3,7313 \times 10^{10}$ e $C_b = 11,605$, $\sigma(E)$ é a seção de choque de captura em barns, T_9 é a temperatura em unidades de $10^9 K$ e E é a energia do sistema do centro de massa, dada em MeV.

Essa foi a equação utilizada nesse trabalho para o cálculo¹ da taxa de reação para a reação de captura ${}^8\text{Li}(p, \gamma){}^9\text{Be}$.

¹para esse cálculo foi utilizado um programa desenvolvido pelo prof. Dr. Valdir Guimarães.

Para a seção de choque de captura calculada a partir da mesma integral de volume, as taxas de captura em função da temperatura estão apresentadas nas figuras 6.10 e 6.11.

Figura 6.10: Taxa de reação de captura em função da temperatura para a reação de captura ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}_{gs}$. A seção de choque de captura foi calculada pelo método da integral de volume, considerando a reação de captura ${}^6\text{Li}(p,\gamma){}^7\text{Be}_{gs}$.

Figura 6.11: Taxa de reação de captura em função da temperatura para a reação de captura ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}_{gs}$. A seção de choque de captura foi calculada pelo método da integral de volume, considerando a reação de captura ${}^8\text{B}(p,\gamma){}^9\text{C}_{gs}$.

A taxa de reação em função da temperatura para a seção de choque de captura por aproximação periférica está apresentada na figura 6.12.

Figura 6.12: Taxa de reação de captura em função da temperatura para a reação de captura ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}_{gs}$. A seção de choque de captura foi calculada adotando-se a proposta de aproximação periférica.

A figura 6.13 mostra a taxa de captura obtida para a seção de choque calculada a partir do Potencial de São Paulo.

Figura 6.13: Taxa de reação de captura em função da temperatura para a reação de captura ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}_{gs}$. A seção de choque de captura foi calculada através do Potencial de São Paulo.

O valor da taxa de reação a $T_9 = 1$, temperatura típica na nucleossíntese primordial de elementos leves, para os casos apresentados acima estão listados na tabela 6.1.

Os dois primeiros resultados apresentados na tabela 6.1 mostram uma boa concordância,

Tabela 6.1: Valores de taxa de reação para $T_9 = 1$ para cada proposta considerada.

$\langle\sigma\nu\rangle (\sigma_{\langle\sigma\nu\rangle}) \times 10^3 \left(\frac{cm^3}{mol \cdot s}\right)$	Proposta
$0,26(\pm_{0,06}^{0,07})$	$\frac{J_V}{A} {}^8Li+p = \frac{J_V}{A} {}^6Li+p$
0,16	$\frac{J_V}{A} {}^8Li+p = \frac{J_V}{A} {}^8B+p$
2,00	aproximação periférica
0,07	Potencial de São Paulo

dentro das incertezas, entre os valores obtidos para as taxas de reação calculadas. O valor da taxa de reação obtido a partir do método da comparação das integrais de volume para os sistemas ${}^8Li+p$ e ${}^6Li+p$ é bastante confiável. Essa afirmação se justifica pelo fato de que para o sistema ${}^6Li+p$ vários pontos experimentais da medida de fator astrofísico foram utilizados para encontrar o potencial de espalhamento que reproduzia os dados. Por outro lado, para o sistema ${}^8B+p$ apenas um ponto experimental foi utilizado nos cálculos de seção de choque e de fator astrofísico. O resultado obtido considerando a captura periférica está em total desacordo com aqueles obtidos na comparação das integrais de volume para os sistemas considerados, ficando muito acima do valor obtido para esses últimos. Isso sugere que essa proposta não é confiável para esse cálculo, pois nessa reação de captura a parte nuclear tem uma contribuição bastante relevante, já que sabidamente ela não ocorre de forma periférica devido à grande energia de ligação. O resultado obtido com o potencial de São Paulo é também bastante discrepante em relação aos outros resultados. Acreditamos que em baixas energias, o spin é importante e esse fator não é levado em conta explicitamente nesse potencial *folding* fazendo com que esse resultado não seja muito confiável. Na verdade, esse é um fator limitante nos cálculos realizados com esse potencial, que vem sendo aprimorado para que os *spins* sejam levados em consideração na reprodução de dados experimentais.

A figura 6.14 compara o valor da taxa de reação a $T_9 = 1$ obtido nesse trabalho com aqueles obtidos mais recentemente por Camargo [26] e por Su [52].

O resultado obtido nesse trabalho concorda, dentro da incerteza, com o valor calculado

Figura 6.14: Taxa de reação para a reação de captura direta de um próton ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}$ calculada na temperatura $T_9 = 1$.

por Su [52], mas está muito abaixo daquele obtido por Camargo [26]. Isso se deve à diferença nas seções de choque de captura obtidas.

Capítulo 7

Seção de Choque Total de Reação

A partir das medidas de espalhamento elástico é possível obter também a seção de choque total de reação. Os valores de seção de choque de reação obtidos para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{12}\text{C}$ foram comparados com sistemas envolvendo núcleos estáveis fracamente e fortemente ligados e núcleos exóticos fracamente ligados. A motivação para a realização desse estudo foi observar se haveria alguma diferença na seção de choque de reação para sistemas com diferentes energias de ligação ou número de nêutrons.

7.1 Seção de Choque Total de Reação

Conforme discutido na seção 5.2, a seção de choque diferencial depende da amplitude de espalhamento total:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f_t(\theta)|^2 \quad (7.1)$$

Todas as informações físicas sobre o potencial de interação $U(r)$ estão contidas na defasagem, representada pelos elementos da matriz de espalhamento somados em $f_t(\theta)$. Dessa forma, informações importantes podem ser obtidas da seção de choque total elástica dada em termos de expansão das ondas parciais por:

$$\sigma_{el} = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi |f_t(\theta)|^2 \sin(\theta) d(\theta) d(\phi) = \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) |1 - S_\ell|^2 \quad (7.2)$$

Como o potencial de interação $U(r)$ é complexo, e sua parte imaginária corresponde ao fluxo absorvido do canal elástico, a seção de choque de absorção, também denominada seção de choque de reação, é calculada através da equação:

$$\sigma_R = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(1 - |S_l|^2) \quad (7.3)$$

A seção de choque total é dada pela soma entre a seção de choque total elástica e a seção de choque de reação:

$$\sigma_T = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1)(1 - \text{Re}S_\ell) \quad (7.4)$$

7.2 Cálculo da Seção de Choque Total de Reação

Da análise das distribuições angulares de espalhamento elástico para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{12}\text{C}$ pode-se obter a seção de choque de reação. O código Fresco utilizado para calcular as seções de choque de espalhamento elástico também fornece os valores de seção de choque integrada em ângulo, de seções de choque de reação e total, dadas pelas equações 7.1, 7.2 e 7.3. Os valores considerados para a seção de choque de reação foram aqueles em que o potencial de São Paulo foi utilizado no ajuste das distribuições angulares. Adotando o mesmo procedimento, a seção de choque de reação foi calculada para núcleos leves incidentes em alvo de carbono, em diferentes energias: ${}^6\text{Li}+{}^{12}\text{C}$ [69], [70], [71] e [72]; ${}^7\text{Li}+{}^{12}\text{C}$ [73] e [74]; ${}^8\text{Li}+{}^{12}\text{C}$ [75]; ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$ [72]; ${}^9\text{Be}+{}^{12}\text{C}$ [44], ${}^4\text{He}+{}^{12}\text{C}$ [76], ${}^{11}\text{B}+{}^{12}\text{C}$ [77]. Entre esses sistemas existem projéteis fracamente ligados, como os isótopos de lítio, ${}^{6,7,8}\text{Li}$, ${}^6\text{He}$ e ${}^8\text{B}$ e outros mais fortemente ligados como ${}^4\text{He}$, ${}^9\text{Be}$ e ${}^{11}\text{B}$. As distribuições angulares calculadas foram obtidas através do programa *sfresco* onde a normalização da parte imaginária do potencial de São Paulo foi variada de forma a fornecer, a partir do processo de minimização de χ^2/N feito pelo próprio programa, o melhor ajuste para as distribuições angulares experimentais (tabela 7.1). Os ajustes foram feitos para os ângulos mais dianteiros, até aproximadamente 100° no referencial do centro de massa. Diferentes valores de normalização foram obtidos

para os diferentes sistemas e energias.

Um bom ajuste foi obtido com esse potencial de dupla-convolução para a distribuição angular do sistema $^{11}\text{B}+^{12}\text{C}$. Para os demais sistemas, os ajustes obtidos estão compatíveis com aqueles da literatura. Na tabela 7.1 estão listados os valores para σ_R e os valores de χ^2 obtidos nos ajustes, considerando apenas a variação de N_i .

Para melhor comparar os resultados das seções de choque para os diferentes sistemas foi adotado o método proposto por Gomes [78]. A princípio esse método remove os efeitos geométricos sem que as informações relacionadas aos processos físicos, vinculadas aos eventuais valores anômalos do raio reduzido r_0 , sejam perdidas. Para tanto, a proposta dos autores é calcular uma seção de choque reduzida (equação 7.5) e também uma energia de centro de massa reduzida (equação 7.6).

$$\sigma_{red} = \frac{\sigma_R}{(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})^2} \quad (7.5)$$

$$E_{red}^{CM} = \frac{E_{CM} \cdot (A_p^{1/3} + A_t^{1/3})}{Z_p \cdot Z_t} \quad (7.6)$$

Os resultados para as seções de choque de reação podem ser vistos na figura 7.1 e os parâmetros reduzidos também estão na tabela 7.1.

As barras de erro foram obtidas a partir do método da parábola, considerando $\chi^2 = \chi_{min}^2 + 1$.

Comparando os resultados apresentados é possível observar que as seções de choque totais de reação para os projéteis de $^{6,7,8}\text{Li}$ e para o ^6He são um pouco maiores, em energias mais elevadas, do que os valores de seções de choque de reação de projéteis mais fortemente ligados, como o ^4He e ^{11}B nas mesmas faixas de energia. Entretanto, de maneira geral, dentro das incertezas consideradas, as seções de choque dos projéteis fracamente ligados, exóticos ou estáveis, não são maiores do que as seções de choque de reação dos projéteis fortemente ligados. Na verdade, no caso do projétil ^8B que é um núcleo com halo de próton, a seção de choque total de reação é menor do que aquela para núcleos fortemente ligados, na mesma

Tabela 7.1: Seção de choque de reação para os ajustes das distribuições angulares de espalhamento elástico para todos os sistemas usando o Potencial de São Paulo (PSP).

sistema	E_{CM} (MeV)	N_i	σ (mb)	χ^2	E_{red} (MeV)	σ_{red} (mb)	ref.
$^4\text{He}+^{12}\text{C}$	9.8	3.00	1106.	41.8	3.15	73.6	[76]
	13.5	3.00	1168.	322.3	4.36	77.7	"
	16.5	2.70	1170.	47.0	5.33	77.8	"
$^6\text{Li}+^{12}\text{C}$	6.0	0.89	901.	4.7	1.37	53.4	[71]
	7.3	0.36	976.	10.4	1.67	57.8	"
	8.7	0.39	1059.	21.0	1.98	62.8	"
	13.3	0.12	1091.	227.7	3.04	64.7	[72]
	16.0	0.99	1323.	26.6	3.65	78.4	[70]
	20.0	0.80	1305.	54.4	4.56	77.4	"
	24.0	0.52	1234.	89.2	5.48	73.2	[69]
$^6\text{He}+^{12}\text{C}$	12.0	0.78	1384.	16.1	4.11	82.1	[72]
$^7\text{Li}+^{12}\text{C}$	4.7	1.12	731.	0.3	1.11	41.4	[73]
	5.7	1.18	917.	1.1	1.33	51.9	"
	7.6	0.91	1105.	8.0	1.77	62.6	"
	9.5	0.90	1211.	5.2	2.21	68.6	"
	21.5	1.49	1457.	452.5	5.01	82.5	[74]
$^9\text{Be}+^{12}\text{C}$	11.4	0.87	1250.	3.5	2.08	65.5	[44]
	14.9	1.07	1395.	12.7	2.71	73.1	"
$^{11}\text{B}+^{12}\text{C}$	5.4	3.00	352.	8.3	0.81	17.3	[77]
	6.5	1.13	585.	1.1	0.98	28.7	"
	7.2	2.39	827.	3.5	1.08	40.6	"
	7.6	1.36	822.	0.8	1.14	40.4	"
	8.1	2.27	977.	1.2	1.22	47.9	"
	8.6	2.26	1049.	0.9	1.29	51.5	"
	9.6	3.00	1225.	0.7	1.44	60.2	"
	10.5	2.35	1265.	1.6	1.58	62.1	"
	11.5	1.48	1256.	2.2	1.73	61.7	"
	13.0	2.10	1413.	4.5	1.96	69.4	"
	14.6	1.09	1354.	23.8	2.20	66.5	"
	20.9	1.14	1505.	24.1	3.14	73.9	"
	26.1	1.32	1526.	1.3	3.93	74.9	"
$^8\text{Li}+^{12}\text{C}$	8.4	0.56	1197.	3.9	2.00	66.0	[75]
	12.4	$0.85(10)/1.0^*$	1442.	85.1	2.95	78.4(2)	este trabalho
	14.3	$1.55(\frac{30}{25})/3.0^*$	1510.	28.1	3.41	82.0(78)	este trabalho
$^8\text{B}+^{12}\text{C}$	15.5	1	1199.6	2.0	2.2	65.2	este trabalho

* valores de N_i obtidos pelo método da parábola e com o *sfresco*.

Figura 7.1: Seções de choque reduzidas para sistemas com projéteis fracamente e fortemente ligados incidentes em alvo de ${}^{12}\text{C}$.

faixa de energia.

Para sistemas com alvos pesados, a seção de choque total de reação obtida para energias abaixo e próximas à barreira coulombiana é significativamente maior para núcleos exóticos. Um exemplo foi o estudo realizado por Aguilera [79], [80] com o núcleo halo de nêutrons ${}^6\text{He}$, colidindo com um alvo de ${}^{209}\text{Bi}$. A explicação para esse fato é o longo alcance do campo coulombiano, onde as seções de choque de transferência e de dissociação (*breakup*) têm uma maior contribuição na seção de choque total de reação.

Para alvos de massa intermediária, a seção de choque total de reação também é maior para os núcleos exóticos e estáveis mais fracamente ligados do que para os núcleos fortemente ligados. No estudo de Gomes [78], a comparação entre as seções de choque totais de reação para os projéteis ${}^6\text{He}$, ${}^6,7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ e ${}^{16}\text{O}$ incidentes em um alvo de ${}^{64}\text{Zn}$ mostrou que as seções de choque totais de reação para o núcleo exótico de ${}^6\text{He}$ é a maior, seguida pelos valores

de seção de choque totais de reação dadas pelos isótopos de lítio e pelo ^9Be , sendo a seção de choque total de reação para o ^{16}O a menor encontrada. Noutro estudo apresentado por Aguilera [10] os projéteis de ^8B , ^6Li e ^7Be incidiram em alvo de ^{58}Ni , em energias próximas à da barreira coulombiana, e as seções de choque de reação encontradas para os núcleos de ^6Li e ^7Be seguiram o mesmo comportamento observado para outros sistemas fracamente ligados. Em contrapartida, a seção de choque de reação para o núcleo de ^8B apresentou um aumento considerável quando comparada aos outros sistemas. A conclusão é que os canais de *breakup* (principalmente o coulombiano) exercem algum efeito na seção de choque de reação e por isso ela sofre um aumento, para projéteis exóticos, em alvos de massa intermediária e pesada.

Os resultados apresentados nesse trabalho mostram que para sistemas com alvos leves, a seção de choque de reação para esses núcleos exóticos não aumenta significativamente. Além disso, o aumento esperado na seção de choque de reação para o núcleo halo de ^8B também não foi observado. Um resultado semelhante foi obtido nos estudos para os sistemas $^6\text{He}+^{12}\text{C}$ [72] e $^6\text{He}+^{27}\text{Al}$ [4], nos quais a seção de choque total de reação obtida para esse núcleo halo é comparável àquela de outros núcleos fracamente ligados.

O fato da seção de choque de reação para o sistema $^8\text{Li}+^{12}\text{C}$ não ser maior que para os outros isótopos de lítio é uma indicação que a contribuição do *breakup* coulombiano para esse sistema não deve ser relevante. Isso pode ser constatado considerando a análise da seção 5.4, onde é verificado que a contribuição do acoplamento com o contínuo não é relevante.

Capítulo 8

Conclusões

Neste trabalho foram estudadas as distribuições angulares para os espalhamentos elásticos $^{12}\text{C}(^8\text{Li},^8\text{Li})$ e $^{12}\text{C}(^8\text{B},^8\text{B})$. O interesse era estudar o efeito de outros canais, como o *breakup*, na interação desses elementos com sistemas leves. Os resultados obtidos para a seção de choque total de reação foram incluídos em uma sistemática envolvendo outros núcleos estáveis e exóticos fracamente ligados (^6Li , ^7Li e ^6He) e também núcleos fortemente ligados (^4He , ^9Be e ^{11}B) espalhados elasticamente em alvo de ^{12}C . Os dados obtidos da literatura foram reanalisados nos mesmos padrões utilizados na análise dos dados deste trabalho. As seções de choque totais de reação foram obtidas ajustando aos dados as seções calculadas utilizando o potencial de São Paulo, com o programa *global* [34]. A comparação dos resultados foi feita com base no método proposto por Gomes [78] que remove os efeitos geométricos sem perda das informações relacionadas aos processos físicos. A análise permitiu concluir que não foi observado um aumento da seção de choque total de reação para os sistemas estudados, envolvendo alvo leve de ^{12}C , indicando que efeitos como *breakup* não devem ser importantes para esse sistema. A análise do espectro de ^7Li poderia ter sido realizada para a obtenção da seção de choque de transferência de nêutrons $^{12}\text{C}(^8\text{Li},^7\text{Li})$ ou de *breakup*, o que ajudaria na verificação desses efeitos, porém, isso não foi possível porque não havia uma boa estatística nesses espectros. Como continuidade deste trabalho, pretende-se medir o espalhamento elástico, o *breakup* e a transferência de nêutrons, simultaneamente para o sistema $^8\text{Li}+^{12}\text{C}$ em energias um pouco mais elevadas (27 MeV), e fazer uma análise global de canais

acoplados. Espera-se com isso analisar mais claramente os acoplamentos desses canais.

A reação de transferência $^{12}\text{C}(^8\text{Li},^9\text{Be})^{11}\text{B}$ também foi estudada neste trabalho. A finalidade desse estudo era obter o fator espectroscópico para o sistema ligado $^8\text{Li}+\text{p}$ e assim calcular o fator-S astrofísico e também a taxa de reação para a reação de captura $^8\text{Li}(\text{p},\gamma)^9\text{Be}_{gs}$. A reação de transferência $^{12}\text{C}(^8\text{Li},^9\text{Be})^{11}\text{B}$ foi escolhida porque possui um Q positivo, o que permite separar e identificar o ^9Be proveniente da reação e também aquele contaminante do feixe secundário. O fator espectroscópico encontrado nesse trabalho 1,22(28) foi utilizado na normalização da seção de choque de captura $^8\text{Li}(\text{p},\gamma)^9\text{Be}_{gs}$, que foi calculada através do método do potencial [25]. Esse método permite obter a seção de choque de captura direta, ou seja a captura não ressonante. Nesse modelo, os parâmetros do potencial de espalhamento $^8\text{Li}+\text{p}$ são necessários. Nesse trabalho, cinco métodos foram testados na obtenção desses parâmetros: a aproximação para que a reação de captura fosse periférica, mesma integral de volume do potencial óptico para os sistemas $^8\text{Li}+\text{p}$ e $^6\text{Li}+\text{p}$, mesma integral de volume do potencial óptico para os sistemas $^8\text{Li}+\text{p}$ e $^8\text{B}+\text{p}$, potenciais de espalhamento e de estado ligado iguais e potencial de espalhamento considerando o potencial de dupla-convolução de São Paulo. Dentre todos esses métodos, o escolhido como mais confiável foi aquele que considera a mesma integral de volume do potencial óptico para os sistemas $^8\text{Li}+\text{p}$ e $^6\text{Li}+\text{p}$, pois para esse segundo sistema existem vários dados experimentais na literatura. O valor obtido para a profundidade do potencial de espalhamento $^8\text{Li}+\text{p}$ foi $40,1 \pm 1,6$ MeV. A partir desse valor foi possível calcular as curvas para o fator-S astrofísico e a taxa de reação para a reação de captura $^8\text{Li}(\text{p},\gamma)^9\text{Be}_{gs}$. Este trabalho contribuiu para testar a viabilidade da aplicação do modelo de potencial no estudo de seções de choque de captura de núcleos leves fracamente ligados. Os dados aqui obtidos podem complementar a literatura existente, tanto no contexto do estudo de reações envolvendo núcleos exóticos em alvos leves, como no contexto do estudo de reações importantes no cenário astrofísico, pois a presença do ^8Li na nucleossíntese primordial não homogênea suprime o *gap* de massa $A = 8$, propiciando a síntese de elementos mais pesados.

Apêndice A

A.1 Mecanismos de Produção de Feixes Radioativos

A *fusão completa*, que consiste na união do alvo e do projétil, geralmente ocorre com a colisão central de íons pesados de baixas energias, próximas à barreira Coulombiana. Os produtos de reação originados por esse mecanismo são pobres em nêutrons.

A *fragmentação* é um mecanismo que pode ocorrer tanto para o projétil como para o alvo. A *fragmentação do projétil* ocorre utilizando-se feixes de íons pesados de energias elevadas ou intermediárias (dezenas a centenas de $MeV/nucleon$). Esse mecanismo produz uma grande gama de feixes exóticos que se estende ao longo da tabela periódica e feixes bastante exóticos, como por exemplo o ^{11}Li que possui $N = 8$ e $Z = 3$. A *fragmentação do alvo* é induzida utilizando-se feixes leves, como de prótons, mas de energias bastante elevadas. É difícil produzir, por esse mecanismo, feixes radioativos de baixas energias interessantes para o estudo de astrofísica nuclear. Alguns exemplos de facilidades que utilizam esse mecanismo de produção são o GANIL, na França; o RIKEN, no Japão e o GSI, na Alemanha.

O processo de *fissão* (formação de dois fragmentos a partir de um núcleo pesado) para gerar feixes radioativos pode ser induzido através de nêutrons, prótons energéticos ou íons pesados. Os produtos de fissão, ao contrário do que ocorre na fusão, são ricos em nêutrons.

Apêndice B

B.1 Métodos de Separação de Feixes Radioativos

Existem dois métodos principais: o de Separação em Vôo e o ISOL.

- Separação em vôo

Nesse método, os produtos da reação são selecionados, beneficiando-se da cinemática da reação. Esse método pode ser utilizado, por exemplo associado à transferência de nucleons. Denomina-se então método da transferência em vôo. Nesse processo o feixe primário incide em um alvo fino e os produtos da reação penetram no sistema óptico com alta velocidade. Eles são submetidos, em pleno vôo, a uma combinação de campos elétricos e/ou magnéticos, que separam os núcleos.

- ISOL (*Isotope Separator On Line*)

Este método, utilizado associado à fragmentação do alvo, consiste na incidência do feixe primário em um alvo grosso, capaz de parar os produtos de recuo da reação. O isótopo radioativo de interesse, resultante da reação, é separado por processos químicos e injetado em uma fonte de íons de onde são extraídos os íons radioativos que são acelerados. Nesse método, a vida-média dos elementos de interesse deve ser mais longa, da ordem de $10ms$. Esse tempo varia de acordo com as características químicas e de estado-sólido dos produtos de reação [28]. Uma desvantagem desse método é que ele não é indicado para isótopos pouco

reagentes quimicamente, como os gases nobres [31]. Algumas instalações que utilizam esse método são o ISOLDE, do CERN e o laboratório RNA, em Louvain-la-Neuve, na Bélgica.

Apêndice C

C.1 Reações de Captura Radiativa

A reação de captura radiativa é caracterizada pela fusão entre os dois núcleos envolvidos na colisão formando um estado ligado e a emissão de um raio γ .

$$A + x = B + \gamma$$

A seção de choque diferencial para esse processo é dada pela Regra Áurea de Fermi:

$$\frac{d\sigma_{i \rightarrow f}}{d\Omega} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | H_{int} | i \rangle|^2 \rho_f \quad (\text{C.1})$$

onde $\langle f | H_{int} | i \rangle$ fornece a taxa de transição entre o estado inicial $|i\rangle$ e o estado final $|f\rangle$ pela aplicação do operador hamiltoniano H_{int} e a probabilidade de transição dada pela equação C.1 é proporcional à densidade de estados finais ρ_f disponíveis para uma dada energia.

Na reação de captura radiativa, o estado inicial é descrito pela função de onda estacionária do espalhamento dos núcleos envolvidos na colisão:

$$|i\rangle \equiv |J_i M_i\rangle = |\Phi_{J_i, S_A, S_x}^{M_i, M_A, M_x} e^{-i \frac{E_i t}{\hbar}}, 0\rangle \quad (\text{C.2})$$

onde o momento angular total J_i é formado pelo acoplamento dos *spins* S_A , S_x e do momento angular relativo L_i . Os índices M_i , M_A , M_x são as projeções nos eixos de quantização dos respectivos momentos angulares.

O estado final é descrito pela formação de um estado ligado de momento angular total J_f, M_f e pela emissão de um fóton de energia $E = \hbar\omega = E_i - E_f = \hbar ck$ e polarização ϵ_ν :

$$|f\rangle \equiv |J_f M_f\rangle = |\Psi_{J_f}^{M_f} e^{-i\frac{E_f t}{\hbar}}, \mathbf{k}_{\epsilon_\nu}\rangle \quad (\text{C.3})$$

A transição do estado inicial $|i\rangle$, caracterizado pelo espalhamento para o estado ligado final $|f\rangle$ ocorre pela interação entre a corrente nuclear carregada $\mathbf{j}$ e os operadores do campo magnético $\mathbf{A}$ [56].

$$H_{int} = -\frac{1}{c} \int \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r} \quad (\text{C.4})$$

O campo vetorial $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ pode ser dado pela expansão de multipolos como um tensor esférico $\mathbf{A}_{\lambda\mu}$ expresso por funções vetoriais obtidas a partir dos harmônicos esféricos escalares $Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)$:

$$\mathbf{A}_{\lambda\mu}(E\lambda, \mathbf{r}) = -\frac{i}{k} \nabla \times (\mathbf{r} \times \nabla)(j_\lambda(kr)Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)) \quad (\text{C.5})$$

$$\mathbf{A}_{\lambda\mu}(M\lambda, \mathbf{r}) = (\mathbf{r} \times \nabla)(j_\lambda(kr)Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)) \quad (\text{C.6})$$

As equações C.5 e C.6 representam as transições elétrica e magnética dadas pelo operador H_{int} e substituindo-as na equação C.4 obtem-se os operadores de multipolos para as transições eletromagnéticas:

$$O_{\lambda\mu}(E\lambda) = -\frac{i(2\lambda+1)!!}{ck^{\lambda+1}(\lambda+1)} \mathbf{j}(\mathbf{r}) \cdot \nabla \times (\mathbf{r} \times \nabla)(j_\lambda(kr)Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)) \quad (\text{C.7})$$

$$O_{\lambda\mu}(M\lambda) = -\frac{(2\lambda+1)!!}{ck^{\lambda+1}(\lambda+1)} \mathbf{j}(\mathbf{r}) \cdot (\mathbf{r} \times \nabla)(j_\lambda(kr)Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)) \quad (\text{C.8})$$

A equação de continuidade permite que a corrente $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ seja substituída pela densidade de cargas $\rho(\mathbf{r})$ (Teorema de Siegert) [57]. Considerando as propriedades dos tensores esféricos, o elemento de matriz de transição, T_{fi} , é obtido através do Teorema de Wigner-Eckart:

$$\langle J_f M_f | O_{\lambda\mu} | J_i M_i \rangle = (-1)^{J_f - M_f} \begin{pmatrix} J_f & \lambda & J_i \\ -M_f & \mu & M_i \end{pmatrix} \langle J_f || O_{\lambda} || J_i \rangle \quad (\text{C.9})$$

onde $\langle J_f || O_{\lambda} || J_i \rangle$ é o elemento de matriz reduzido invariante sob rotações do sistema de coordenadas. Assim, a amplitude reduzida de probabilidade $B(\lambda; J_i \rightarrow J_f)$ para a transição eletromagnética de multipolo λ de estado inicial de momento angular J_i para o estado final de momento angular J_f é dada por:

$$B(\lambda; J_i \rightarrow J_f) = \sum_{\mu M_f} |\langle J_f M_f | O_{\lambda\mu} | J_i M_i \rangle|^2 = \frac{1}{2J_i + 1} |\langle J_f || O_{\lambda} || J_i \rangle|^2 \quad (\text{C.10})$$

A seção de choque de captura radiativa para o processo $A + x \rightarrow B + \gamma$ é dada pela equação:

$$\sigma_{\pi\lambda}(E) = \frac{2(2J_B + 1)}{(2J_A + 1)(2J_{x1})} \frac{(2\pi)^3(\lambda + 1)}{\lambda[(2\lambda + 1)!!]^2} \left(\frac{\mu_r}{\hbar^2 k}\right) \left(\frac{E_{\gamma}}{\hbar c}\right)^{2(2-1)} \frac{dB(\pi\lambda)}{dE} \quad (\text{C.11})$$

onde $E_{\gamma} = E + |E_B|$ é a energia do raio gama emitido e E_B é a energia de ligação do sistema.

A seção de choque total de captura pode ser escrita considerando todas as transições de multipolaridades $\pi\lambda$ possíveis e o fator espectroscópico S_{Ax} de estado de partícula única na formação do estado final:

$$\sigma(E)_{A \rightarrow B}(x, \gamma) = \sum_{\pi, \gamma} S F_{Ax} \sigma_{\pi\gamma}(E) \quad (\text{C.12})$$

Bibliografia

- [1] Ghoshal S. N., "Atomic and Nuclear Physics"(S. Chand Company LTD.) (1998) 2a. edição.
- [2] Boyd R. N., Tanihata I., Physics Today **45** 44 (1992).
- [3] Casten R. F., Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics **25** 747 (1999).
- [4] Benjamim E.A., Lèpine-Szily A., Mendes Junior D.R., Lichtenthäler R., Guimarães V., Gomes P.R.S., Chamon L.C., Hussein M.S., Moro A.M., Arazi A., Padron I., Alcantara Nuñez J., Assunção M., Barioni A., Camargo Jr. O., Denke R.Z., de Faria P.N., Pires K.C.C., Physics Letters B **647** 30 (2007).
- [5] Elisangela Aparecida Benjamim, "Estudo do espalhamento elástico entre núcleos pesados leves estáveis e radioativos", Tese de Doutorado - IFUSP (2006).
- [6] Viviane Morcelle de Almeida, "Estudo do Espalhamento Elástico de Projéteis Exóticos por Alvo de Massa Intermediária", Dissertação de Mestrado - IFUSP (2007).
- [7] Pedro Neto de Faria, "Estudo do Espalhamento Elástico e Reações de Feixes Secundários de Núcleos Exóticos", Tese de Doutorado - IFUSP (2008).
- [8] Lichtenthäler R., Lèpine-Szily A., Guimarães V., Lima G. F., Hussein M. S., Nuclear Instruments and Methods A **505** 612 (2003).

- [9] Guimarães V., Kolata J. J., Peterson D., Santi P., White-Stevens R. H., Vincent S. M., Becchetti F. D., Lee M. Y., O'Donnell T. W., Roberts D. A., Zimmerman J. A., Physical Review Letters **84** 1862 (2000).
- [10] Aguilera E. F., Martinez-Quiroz E., Lizcano D., Gómez-Camacho A., Kolata J. J., Lamm L. O., Guimarães V., Lichtenthäler R., Camargo O., Becchetti F. D., Jiang H., DeYoung P. A., Mears P. J., Belyaeva T. L., Physical Review C **79** 021601R (2009).
- [11] Wang T. R., Vogelaar R. B., Kavanagh R. W., Physical Review C **43** 883 (1991).
- [12] Mathews G. J., Alcock C. R., Fuller G. M., The Astrophysical Journal **349** 449 (1990).
- [13] Kajino T., Boyd R. N., The Astrophysical Journal **359** 267 (1990).
- [14] Boyd R. N., Tanihata I., Inabe N., Kubo T., Nakagawa T., Suzuki T., Yonokura M., Bai X. X., Kimura K., Kubono S., Shimoura S., Xu H. S., Hirata D., Physical Review Letters **68** 1283 (1992).
- [15] Mizoi Y., Fukuda T., Matsuyama Y., Miyachi T., Miyake H., Aoi N., Fukuda N., Notani M., Watanabe Y. X., Yoneda K., Ishihara M., Sakurai H., Watanabe Y., Yoshida A., Physical Review C **62** 065801 (2000).
- [16] Cherubini S., Figuera P., Musumarra A., Agodi C., Alba R., Calabretta L., Cosentino L., Del Zoppo A., Di Pietro A., La Cognata M., Lamia L., Pappalardo L., Pellegriti M. G., Pizzone R. G., Rinollo A., Rolfs C., Romano S., Spitareli C., Strieder F., Tudisco S., Tumino A., European Physical Journal A **20** 355 (2004).
- [17] Terasawa M., Sumiyoshi K., Kajino T., Mathews G. J., Tanihata I., The Astrophysical Journal **562** 470 (2001).
- [18] Gu X., Boyd R. N., Farrell M. M., Kalen J. D., Mitchell C. A., Kolata J. J., Belbot M., Lamkin K., Ashktorab K., Becchetti F. D., Brown J., Roberts D., Kimura K., Tanihata I., Yoshida K., Islam M. S., Physics Letters B **343** 31 (1995)

- [19] La Cognata M., Del Zoppo A., Figuera P., Musumarra A., Alba R., Cherubini S., Colonna N., Cosentino L., Crucillà V., Di Pietro A., Gulino M., Lamia L., Pellegriti M.G., Pizzone R.G., Puglia S.M.R., Rapisarda G.G., Rolfs C., Romano S., Sergi M.L., Spitaleri C., et al., *Physics Letters B* **664** 157 (2008).
- [20] Ishiyama H., Hashimoto T., Ishikawa T., Watanabe Y.X., Das S.K., Miyatake H., Mizoi Y., Fukuda T., Tanaka M.-H., Fuchi Y., Yoshikawa N., Hirayama Y., Jeong S.C., Nomura T., Katayama I., Mitsuoka S., Nishio K., Matsuda M., Saha P.K., Ichikawa S., et al. *Physics Letters B* **640** 82 (2006).
- [21] Guimarães V., Lichtenthäler R., Camargo O., Barioni A., Assunção M., Kolata J. J., Amro H., Becchetti F. D., Jiang H., Aguilera E. F., Lizcano D., Martinez-Quiroz E., Garcia H., *Physical Review C* **75** 054602 (2007).
- [22] Baur G., Rebel H., *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **46** 321 (1996).
- [23] Kobayashi H., Ieki K., Horváth A., Galonsky A., Carlin N., Deák F., Gomi T., Guimarães V., Higurashi Y., Iwata Y., Kiss A., Kolata J. J., Rauscher T., Schelin H., Seres Z., Warner R., *Physical Review C* **67** 015806 (2003).
- [24] Xu H. M., Gagliardi C. A., Tribble R. E., Mukhamedzhanov A. M., Timofeyuk N. K., *Physical Review Letters* **73** 2027 (1994).
- [25] Langanke K., Koonin S. E., *Nuclear Physics A* **410** 334 (1983).
- [26] Camargo O., Guimarães V., Lichtenthäler R., Scarduelli V., Kolata J. J., Bertulani C. A., Amro H., Becchetti F. D., Jiang H., Aguilera E. F., Lizcano D., Martinez-Quiroz E., Garcia H., *Physical Review C* **78** 034605 (2008).
- [27] Oscar Sala, George Spalek, *Nuclear Instruments and Methods* **122** 213 (1972).
- [28] Geissel H., Münzenberg G., Riisager K., *Annual Reviews of Nuclear and Particle Science* **45** 163 (1995).

- [29] Kolata J. J., Morsad A., Kong X. J., Warner R. E., Becchetti F. D., Liu W. Z., Roberts D. A., Janecke J. W., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B **40/41** 503 (1989).
- [30] Hussein M. S., Lèpine-Szily A., Lichtenthäler R., Guimarães V., Lima G. "Proposal for the Ribras project", Departamento de Física Nuclear, Relatório Anual (1998).
- [31] Mu Young Lee, "Twinsol: a dual superconducting solenoid ion-optical system for the production and study of low energy radioactive nuclear beam reaction", Tese de Doutorado - University of Michigan (2002).
- [32] Milner W. T., "VAXPAK, Computer Handbook" Oak Ridge National Laboratory.
- [33] Lichtenthäler R, Programa de Correção Angular, comunicação pessoal.
- [34] Chamon L. C., Carlson B. V., Gasques L. R., Pereira D., De Conti C., Alvarez M. A. G., Hussein M. S., Candido Ribeiro M. A., Jr. Rossi E. S., Silva C. P., Physical Review C **66** 014610 (2002).
- [35] Thompson I. J., Comp. Phys. Rep. **7** 167 (1988).
- [36] Manual de Referência - Minuit *Function Minimization and Error Analysis* CERN Program Library.
- [37] Weber K. A., Meier-Ewert K., Schmidt-Böcking H., Bethge K., Nuclear Physics A **186** 145 (1972).
- [38] Perey C. M., Perey F. G., Atomic Data and Nuclear Data Tables **17** 1-101 (1976).
- [39] Kamys B., Jarczyk L., Rudy Z., Strzalkowski A., Wolter H. H., Lang J., Müller R., Sromicki J., Nuclear Physics A **406** 193 (1983).
- [40] Cook J., Stephens M. N., Kemper K. W., Abdallah A. K., Physical Review C **33** 915 (1986).

- [41] Watson B. A., Sinch P. P., Seguel R. E., Physical Review **182** 977 (1969).
- [42] Kemper K. W., Moore G. E., Puigh R. J., White R. L., Physical Review C **15** 1726 (1977).
- [43] Momotyuk O. A., Keeley N., Kemper K. W., Roeder B. T., Crisp A. M., Cluff W., Schmidt G. G., Wiedeking M., Marchal F., Rusek K., Mezhevych S. Yu, Liendo J., Physics Letters B **640** 13 (2006).
- [44] Jarczyk L., Okolowicz J., Strzalkowski A., Nuclear Physics A **316** 139 (1979).
- [45] Cohen S., Kurath D., Nuclear Physics A **101** 1-16 (1967).
- [46] Devins D.W., Friesel D. L., Jones W. P., Attard A. C., et. al., Australian Journal of Physics **32** 323 (1979).
- [47] Gaillard M., Bouche R., Fevrais L., Gaillard P., Guichard A., Gusakow M., Leonhardt J. L., Pizzi J. R., Nuclear Physics A **119** 161 (1968).
- [48] Hinterberger F., Mairle G., Schmidt-Rohr U., Turek P., Wagner G. J., Nuclear Physics A **106** 161 (1968).
- [49] Reynolds G. M., Rundquist D. E., Poichar R. M., Physical Review C **3** 442 (1971).
- [50] Mutchler G. S., Rendic D., Velkley D. E., Sweeney Jr. W. E., Nuclear Physics A **172** 469 (1971).
- [51] Brown B. A., Etchegoyen A., Rae W. D. M., "The computer code OXBASH", MSU-NSCL, Report *n*^o 524 (1998).
- [52] Su J., Li Z.-H., Guo B., Liu W.-P., Bai X.-X., Zeng S., Lian G., Yan S.-Q., Wang B.-X., Wang Y.-B., Chinese Physics Letter **23** 55 (2006).
- [53] Schwinn U., Mairle G., Wagner G. J., Ramer Ch., Zeitschrift fur Physik A **275** 241 (1975).

- [54] Liu G. B., Fortune H. T., Physical Review C **38** 1985 (1988).
- [55] Warburton E. K., Brown B. A., Physical Review C **46** 923 (1992).
- [56] Shalit A., Feshbach H., "Theoretical Nuclear Physics"(John Wiley Sons) (1974).
- [57] Greiner W., Maruhn J. A., "Nuclear Models"(Springer-Verlag Berlin Heidelberg) (1996).
- [58] Bertulani C. A., Computer Physics Communications **156** 123 (2003).
- [59] Elton L. R. B., Nuclear Physics **5** 173 (1958).
- [60] Switkowski Z. E., Heggie J. C. P., Kennedy D. L., Sargood D. G., Barker F. C., Spear R. H., Nuclear Physics A **331** 50 (1979).
- [61] Trache L., Carstoiu F., Mukhamedzhanov A. M., Tribble R. E., Physical Review C **66** 035801 (2002).
- [62] Beaumel D., Kubo T., Teranishi T., Sakurai H., Fortier S., Mengoni A., Aoi A., Fukuda N., Hirai M., Imai N., Kumagai H., Laurent H., Lukyanov S.M., Mison J. M., Moto-bayashi T., Nakamura T., Ohnuma H., Pita S., Yoneda K., Ishihara M., Physics Letters B **514** 226 (2001).
- [63] Schiffer J. P., Morrison G. C., Siemssen R. H., Zeidman B., Physical Review **164** 1274 (1967).
- [64] Towner I. S., Nuclear Physics A **126** 97 (1969).
- [65] Fageström B., Källne J., Sundberg O., Tibell G., Physica Scripta **13** 101 (1976).
- [66] Huang J. T., Bertulani C. A., Guimarães V., trabalho não publicado.
- [67] Mengoni A., Otsuka T., Ishihara M., Physical Review C **52** R2334 (1995).

- [68] Rolfs C., Rodney W., "Cauldrons in the Cosmos: Nuclear Astrophysics"(University of Chigago Press) (1988)
- [69] Woods C. L., Brown B. A., Jelley N. A., Journal of Physics G **8** 1699 (1982).
- [70] Trck D. E., Frawley A. D., Kemper K. W., Robson D., Fox J. D., Myers E. G., Physical Review C **41** 2134 (1990).
- [71] Poling J. E., Norbeck E., Carlson R. R., Physical Review C **13** 648 (1976).
- [72] Milin M., Cherubini S., Davinson T., Di Pietro A., Figuera P., Miljanic D., Musumarra A., Ninane A., Ostrowski A. N., Pellegriti M. G., Shotter A. C., Soic N., Spitaleri C., Zadro M., Nuclear Physics A **730** 285 (2004).
- [73] Parkar V. V., Mahata K., Santra S., Kailas S., Shrivastava A., Ramachandran K., Chatterjee A., Jha V., Singh P., Nuclear Physics A **792** 187 (2007).
- [74] Bartosz E. E., Keeley N., Cathers P. D., Cooper M. W., Kemper K. W., Marechal F., Rusek K., Physical Review C **64** 014606 (2001).
- [75] Smith R. J., Kolata J. J., Lamkin K., Moesad A., Becchetti F. D., Brown J. A., Liu W. Z., Jänecke J. W., Roberts D. A., Warner R. E., Physical Review C **43** 2346 (1991).
- [76] Yang Y.-X., Li Q.-R., Nuclear Physics A **732** 3 (2004).
- [77] Jarczyk L., Kamys B., Strzalkowski A., Szczurek A., Godlewski M., Lang J., Müller R., Sromicki J., Physical Review C **31** 12 (1985).
- [78] Gomes P. R. S., Lubian J., Padron I., Anjos R. M., Physical Review C **71** 017601 (2005).
- [79] Aguilera E. F., Kolata J. J., Nunes F. M., Becchetti F. D., DeYoung P. A., Goupell M., Guimarães V., Hughey B., Lee M. Y., Lizcano D., Martinez-Quiroz E., Nowlin A., O'Donnell T. W., Peaslee G. F., Peterson D., Santi P., White-Stevens R., Physical Review Letters **84** 5058 (2000).

- [80] Aguilera E. F., Kolata J. J., Becchetti F. D., DeYoung P. A., Hinnefeld J. D., Horváth A., Lamm L. O., Lee Hye-Young, Lizcano D., Martinez-Quiroz E., Mohr P., O'Donnell T. W., Roberts D. A., Rogachev G., Physical Review C **63** 061603(R) (2001).