Universidade de São Paulo
Instituto de Física

**Fator-S Astrofísico da reação de captura de próton
 $^8\text{Li}(p,\gamma)^9\text{Be}$ através do estudo da reação de
transferência elástica $^9\text{Be}(^8\text{Li},^9\text{Be})$**

Orli Camargo Junior

Orientador: Prof. Dr. Valdir Guimarães

Dissertação apresentada ao Instituto de
Física da Universidade de São Paulo para
obtenção do título de “Mestre em Ciências”

Comissão Examinadora:

Prof. Dr. Valdir Guimarães - IFUSP

Prof. Dr. Edilson Crema - IFUSP

Prof. Dr. Diógenes Galetti - UNESP

São Paulo
2009

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

Camargo Junior, Orli

Fator-s astrofísico da reação de captura de próton 'ANTPOT.8 Li' (p, 'gama') 'ANTPOT.9 Be' através do estudo da reação de transferência elástica 'ANTPOT.9 Be' ('ANTPOT.8 Li', 'ANTPOT.9 Be'). São Paulo, 2009.

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

Orientador: Prof. Dr. Valdir Guimarães

Área de Concentração: Física

Unitermos: 1. Astrofísica; 2. Reações Nucleares;
3. Aceleração de Partículas; 4. Fator-S; 5. Taxa
de Reação

USP/IF/SBI-030/2009

訓

一、人格完成に努むること

一、誠の道を守ること

一、努力の精神を

養うこと

一、礼儀を重んずること

一、血氣の勇を戒むること

根柢慶之輔

DOJO KUN
(Lemas do Karatê-dô)

HITOTSU JINKAKU KANSEI NI TSUTOMURU KOTO
(Esforçar-se para formação do caráter)

HITOTSU DORYOKU NO SEISHIN O YASHINAU KOTO
(Criar o intuito de esforço)

HITOTSU REIGI O OMONZURU KOTO
(Respeitar acima de tudo)

HITOTSU KEKKI NO YU O IMASHIMURU KOTO
(Conter o espírito de agressão)

HITOTSU MAKOTO NO MICHİ O MAMORU KOTO
(Fidelidade ao verdadeiro caminho da razão)

Esse trabalho é dedicado aos meus pais.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente agradeço à minha família, meus pais Orli Camargo e Maria Eunice Vendrameto Camargo e minha irmã Caroline Alice Vendrameto Camargo, principalmente aos meus pais pela ajuda motivacional e financeira na realização do meu sonho de estudar Física.

Gostaria também de agradecer ao Prof. Dr. Valdir Guimarães pela sua orientação desde a época de iniciação científica, em 2002, até a elaboração dessa dissertação de mestrado, e a todos os membros que passaram pelo *Grupo de Pesquisa de Reações Diretas e Núcleos Exóticos* do Departamento de Física Nuclear da Universidade de São Paulo durante esses anos, especialmente à chefe do grupo Profa. Dra. Alinka Lèpine-Szily, ao ex-aluno de mestrado do grupo Robson Zacarelli Denke e ao ex-aluno de iniciação científica do grupo Valdir Bruneti Scarduelli.

À equipe do *Nuclear Structure Laboratory* da *University of Notre Damme* no estado de Indiana nos Estados Unidos da América, especialmente ao Prof. James J. Kolata e Dr. Larry O. Lamm pois sem a ajuda deles a experiência que resultou nessa dissertação de mestrado não poderia ser realizada, e a todos que ajudaram nos dias de período de máquina: Prof. Dr. Rubens Lichtentäler Filho, Dr. Hannan Amro, Prof. Dr. Eli F. Aguilera, Dr. D. Lizcano, H. García-Martínez, E. Martínez-Quiroz, H. Jiang, Prof. Dr. F. D. Becchetti, P. A. DeYoung e P. J. Mears.

A todos os outros membros e ex-membros do grupo de pesquisa que me ajudaram durante os anos: Adriana Barioni, Pedro Neto de Faria, Djalma R. M. Jr., Viviane Morcelle, Kelly C. C. Pires, Maria Carmem Moraes, Marlete P. Meira, Vinicius M. Placco, Elisângela Benjamim e Renato Kuramoto. Aos técnicos do acelerador Pelletron do LAFN pela ajuda durante os anos em que fui aluno de iniciação científica e também durante o período em que fui mestrando no laboratório.

Aos meus colegas de graduação (*Monstros*), de pós-graduação, os professores que tive e a todos que compartilharam esses anos de estudos no Instituto de Física da Universidade de São Paulo.

A uma pessoa que é muito especial pra mim, Natália G. do Prado, obrigado por me aturar com tanta paciência e carinho durante a reta final desse trabalho. Serei eternamente grato a você por tudo!

Aos meus grandes amigos: Gustavo F. Salles, Daniel B. Mendez, Felipe G. do Prado, Felipe D. Chaves, Renato Sevegnani, Rodrigo P. Martins e meu primo Fabio H. V. dos Santos, por aturarem algumas (não todas) das minhas conversas sobre física, que para eles muitas

vezes pareceram “conversa de maluco”. A duas amigas muito especiais: Agnes Damaris e Beatriz F. Micsik, pela sincera amizade e todas as conversas que tivemos durante esses longos anos que nos conhecemos.

Aos grandes amigos que fiz no ano de 2007, quando tive a oportunidade de participar do programa de formação de *trainees* do Unibanco: Anderson L. G. Baptista, Jorge A. N. Rodrigues, Heitor G. de A. e Castro, Juliana O. Guimarães e todos os outros que acabei não citando aqui mas que ajudaram a fazer de 2007 um ano inesquecível.

Aos amigos e colegas que fiz ao longo dos anos aqui no próprio IF, na FEA e na FFLCH, vocês enriqueceram muito a minha vida.

Agradeço à *University of Notre Dame* e à *Michigan State University*, que são as universidades responsáveis pelo *Nuclear Structure Laboratory* e pelo sistema TWINSOL, e também ao *Joint Institute for Nuclear Astrophysics* (JINA) que apóia financeiramente o laboratório, por terem disponibilizado as dependências e os equipamentos para a realização do experimento que resultou nessa dissertação.

Agradeço novamente a Vinicius M. Placco por ter me ajudado na revisão do texto para que a apresentação dessa dissertação ficasse mais homogênea e correta.

Agradeço também à CNPq pela bolsa de mestrado concedida para a realização desse trabalho e também por todo o período em que fui bolsista de iniciação científica.

Orli Camargo Junior
Janeiro de 2009

RESUMO

Esse trabalho consistiu na determinação do Fator-S astrofísico da reação de captura ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}$ através do estudo da reação de transferência elástica ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li},{}^9\text{Be}){}^8\text{Li}$. O fator espectroscópico do estado ligado ${}^8\text{Li}+p={}_9\text{Be}$, obtido à partir das medidas da distribuição angular da reação de transferência ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li},{}^9\text{Be}){}^8\text{Li}$, foi utilizado para normalizar a seção de choque da reação de captura ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}$, e conseqüentemente obter seu Fator-S. As medidas da distribuição angular da reação ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li},{}^9\text{Be})$ foram realizadas no *Nuclear Structure Laboratory*, que fica localizado na *University of Notre Dame* no estado de Indiana nos Estados Unidos da América. Para essas medidas utilizamos um feixe primário de ${}^7\text{Li}$ acelerado a uma energia de 30,0MeV pelo *FN Tandem Van der Graaff Accelerator* para produzir o feixe de ${}^8\text{Li}$. O feixe de ${}^8\text{Li}$ foi produzido pelo sistema TWINSOL a uma energia de 27,7MeV através da reação de troca de nêutron ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li},{}^8\text{Li})$. O sistema de detecção utilizado consistia de detectores de silício montados na forma de telescópios $\Delta E-E$. As seções de choque das distribuições angulares de espalhamento elástico, ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li},{}^8\text{Li}){}^9\text{Be}$, e transferência, ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li},{}^9\text{Be}){}^8\text{Li}$, foram obtidas entre os ângulos 15° e 50° (no referencial de laboratório). O fator espectroscópico do estado ligado ${}^8\text{Li}+p={}_9\text{Be}$ foi obtido à partir de cálculos de DWBA (Distorted-Wave Born Approximation) utilizando o código FRESKO. O fator espectroscópico obtido para o estado ligado ${}^8\text{Li}+p={}_9\text{Be}_{gs}$ foi $SF_{{}_9\text{Be}_{gs}}=1,63(29)$, e o valor da profundidade do poço do potencial do estado contínuo ${}^8\text{Li}+p$ obtido foi $V_0^{8\text{Li}+p}=-40,13\pm 1,63\text{MeV}$. Com esses parâmetros calculamos o Fator-S para a reação de captura ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}_9\text{Be}_{gs}$. Também calculamos o valor da taxa de reação para a reação de captura ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}_9\text{Be}_{gs}$ e obtivemos o valor de $\langle\sigma\nu\rangle = 0,583_{-0,135}^{+0,157} \times 10^3 \text{ cm}^3\text{mol}^{-1}\text{s}^{-1}$ para uma temperatura $T_9=1$.

ABSTRACT

This work consisted on determinating the astrophysical S-Factor for the capture reaction ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}$ using the elastic-transfer reaction ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li},{}^9\text{Be}){}^8\text{Li}$. The spectroscopic factor for the bound state ${}^8\text{Li}+p={}_9\text{Be}$, obtained by the study of the angular distribution measurements for the transfer reaction ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li},{}^9\text{Be}){}^8\text{Li}$, was used to normalize the capture reaction cross section ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}$, and than to obtain the S-Factor. The angular distribution measurements for the reaction ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li},{}^9\text{Be})$ was performed at the Nuclear Structure Laboratory at the University of Notre Dame in the state of Indiana, United States of America. For the measurements we used a ${}^7\text{Li}$ primary beam accelerated to an energy of 30.0MeV by the FN Tandem Van der Graaff Accelerator to produce a ${}^8\text{Li}$. The ${}^8\text{Li}$ beam was produced using the TWINSOL system at an energy of 27.7MeV using the neutron-transfer reaction ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li},{}^8\text{Li})$. For the detection system we used silicon detectors assembled in ΔE -E telescopes. The angular distributions of the cross sections for the elastic scattering reaction, ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li},{}^8\text{Li}){}^9\text{Be}$, and the transfer reaction, ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li},{}^9\text{Be}){}^8\text{Li}$, were measured from 15° to 50° (at laboratory referencial). The spectroscopic factor for the bound state ${}^8\text{Li}+p={}_9\text{Be}$ was obtained from DWBA (Distorted-Wave Born Approximation) calculations using the FRESCO computer code. The spectroscopic factor obtained for the bound state ${}^8\text{Li}+p={}_9\text{Be}_{gs}$ was $SF_{{}_9\text{Be}_{gs}}=1.63(29)$, and the potential depth obtained for the continuum state ${}^8\text{Li}+p$ was $V_0^{8Li+p}=-40.13\pm 1.63\text{MeV}$. Using these two parameters we calculated the astrophysical S-Factor for the capture reaction ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}_9\text{Be}_{gs}$. We also calculated the reaction rate for the capture reaction ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}_9\text{Be}_{gs}$ and obtained its value as $\langle\sigma\nu\rangle = 0.583_{-0.135}^{+0.157} \times 10^3 \text{ cm}^3\text{mol}^{-1}\text{s}^{-1}$ for the $T_9=1$ temperature.

Observações

As figuras 2.10, 2.11, 2.13 e 2.15 foram extraídas de [16], tendo algumas sido editadas para melhor ilustrar as características descritas nessa dissertação.

As fotos 2.3, 2.5 e figuras 2.2, 2.4, 2.7 foram extraídas do website do *Nuclear Structure Laboratory* [17].

As figuras 5.1 e 5.2 foram retiradas de [34], tendo sido editadas para melhor ilustrar as características descritas nessa dissertação.

As figuras 6.1 e 6.2 foram retiradas de [48].

Lista de Figuras

1.1	<i>Ilustração esquemática das reações envolvidas na nucleossíntese de elementos leves num Universo não homogêneo, destacando (pelas setas em vermelho) dois dos possíveis caminhos para a formação do ^{12}C à partir do ^8Li.</i>	2
2.1	<i>Representação esquemática das reações de espalhamento elástico e transferência elástica para o sistema $^9\text{Be}+^8\text{Li}$.</i>	8
2.2	<i>Layout atual do Nuclear Structure Laboratory.</i>	10
2.3	<i>Foto da fonte de Íons SNICS II.</i>	11
2.4	<i>Representação esquemática da extração do material do cátodo na fonte de íons SNICS II.</i>	12
2.5	<i>Foto do Acelerador FN Tandem Van der Graaff. Na foto podemos ver a canalização de entrada do feixe e ver que, ao contrário da maioria dos aceleradores do tipo Tandem, esse acelerador foi montado na posição horizontal.</i>	13
2.6	<i>A corrente de pellets. Podemos ver cada pellet e o elo de nylon que liga cada unidade da corrente.</i>	14
2.7	<i>Figura esquemática do carregamento eletrostático do Acelerador FN. Nela podemos ver os principais elementos do acelerador: as duas correntes de carregamento do terminal, o terminal e o stripper.</i>	14
2.8	<i>Foto do sistema TWINSOL montado na sala de experiências do Nuclear Structure Laboratory.</i>	16
2.9	<i>Esquema do sistema TWINSOL, no qual é possível identificar seus principais elementos: o alvo de produção, copo de Faraday, os solenóides e a câmara de espalhamento.</i>	17
2.10	<i>Alvo de produção do sistema TWINSOL.</i>	18
2.11	<i>Esquema de montagem do alvo primário e do copo de Faraday na linha de feixe do TWINSOL.</i>	19

2.12	<i>Simulação da trajetória de feixes pelo primeiro solenóide do sistema TWIN-SOL, destacando a focalização do feixe de ^8Li no ponto central entre os solenóides. As linhas verticais indicadas na figura representam, da esquerda para a direita, um colimador posicionado antes do copo de Faraday, copo de Faraday, bloqueador lolly pop, colimador final do primeiro solenóide e região de focalização do feixe secundário entre os solenóides, respectivamente.</i>	23
2.13	<i>Figura esquemática da câmara de espalhamento do sistema TWINSOL.</i>	24
2.14	<i>Foto da câmara de espalhamento em um dos momentos da experiência realizada para essa dissertação. Na foto podemos ver à esquerda a flange que possui os conectores para os detectores e à direita a flange com os medidores de vácuo.</i>	25
2.15	<i>Figura esquemática do sistema de eletrônica utilizado para os detectores.</i>	28
3.1	<i>Espectro típico de energia utilizado na calibração de um detector E.</i>	34
3.2	<i>Espectro típico ΔE-E para o telescópio A. As várias partículas α com diferentes energias são indicadas.</i>	34
3.3	<i>Espectro ΔE-E típico do espalhamento elástico do feixe secundário de ^8Li e seus contaminantes no alvo de ouro. Neste caso, no telescópio A a $\theta_{\text{lab}}=15^\circ$. Em destaque os elementos identificados no feixe secundário.</i>	35
3.4	<i>Reta de calibração em energia para o detector ΔE do telescópio A. Esse ajuste contém as informações das partículas α e dos elementos do feixe secundário utilizados para a calibração dos detectores.</i>	37
3.5	<i>Idem da figura 3.4 para o detector ΔE do telescópio B.</i>	38
3.6	<i>Idem da figura 3.4 para o detector ΔE do telescópio C.</i>	38
3.7	<i>Idem da figura 3.4 para o detector ΔE do telescópio D.</i>	39
3.8	<i>Idem da figura 3.4 para o detector E do telescópio A.</i>	39
3.9	<i>Idem da figura 3.4 para o detector E do telescópio B.</i>	40
3.10	<i>Idem da figura 3.4 para o detector E do telescópio C.</i>	40
3.11	<i>Idem da figura 3.4 para o detector E do telescópio D.</i>	41
3.12	<i>Espectros bi-paramétricos obtidos devidamente calibrados. À esquerda ΔE X E e à direita ΔE X E_{TOTAL}, ambos para o detector A a $\theta_{\text{lab}}=15^\circ$.</i>	42
3.13	<i>Espectro $C(M,Z)$ X E_{TOTAL} com $b=1,50$ para o telescópio A a $\theta_{\text{lab}}=15^\circ$. Os núcleos de ^9Be constituem a faixa da região entre os canais 250 e 300 no eixo y ($C(M,Z)$).</i>	43

4.1	<i>À esquerda o espectro $C(M,Z)$ X E_{TOTAL} para o espalhamento elástico $^{197}\text{Au}(^8\text{Li},^8\text{Li})$ em $\theta_{LAB}=15^\circ$ com a região do ^8Li em destaque e à direita a projeção da região em destaque no eixo E_{TOTAL}.</i>	50
4.2	<i>À esquerda o espectro $C(M,Z)$ X E_{TOTAL} para o espalhamento elástico $^9\text{Be}(^8\text{Li},^8\text{Li})$ em $\theta_{LAB}=15^\circ$ com a região do ^8Li em destaque e à direita a projeção no eixo E_{TOTAL} da região em destaque.</i>	51
4.3	<i>Seção de choque do espalhamento elástico $^9\text{Be}(^8\text{Li},^8\text{Li})$.</i>	53
4.4	<i>À esquerda o espectro $C(M,Z)$ X E_{TOTAL} da reação de espalhamento elástico entre os elementos do feixe secundário e o alvo de ^{197}Au para $\theta_{LAB}=15^\circ$ com a região do contaminantes de ^9Be em destaque, e à direita a projeção da região em destaque no eixo E_{TOTAL}. Podemos notar na região projetada a presença de três núcleos de ^9Be, sendo suas energias $E_{^9\text{Be}}^1=18,6\text{MeV}$, $E_{^9\text{Be}}^2=21,0\text{MeV}$ e $E_{^9\text{Be}}^3=24,0\text{MeV}$.</i>	54
4.5	<i>Espectro $C(M,Z)$ X E_{TOTAL} da reação $^8\text{Li}+^9\text{Be}$ para $\theta_{LAB}=15^\circ$. Em “b)” temos a ampliação da região destacada em “a)”. Podemos notar na faixa do espectro destacada em “b)” a presença de de mais de um pico referente a partículas de ^9Be.</i>	55
4.6	<i>Ajuste dos picos da projeção da região destacada na figura 4.5 no eixo E_{TOTAL}.</i>	55
4.7	<i>Seção de choque experimental da reação de transferência $^9\text{Be}(^8\text{Li},^9\text{Be})$.</i>	57
5.1	<i>Curvas de cada potencial na formulação do Modelo óptico. $V_0(r)$ e $V_i(r)$ são dadas pelo fator de forma de Woods-Saxon e V_C é o potencial coulombiano.</i>	61
5.2	<i>Sistema de coordenadas para a troca de um nucleon utilizado para a parametrização das coordenadas no potencial de São Paulo. As coordenadas marcadas por linhas tracejadas e com o índice ' se referem ao novo referencial de centro de massa após a troca de um nucleon.</i>	62
5.3	<i>Comparação dos cálculos do espalhamento elástico $^9\text{Be}(^8\text{Li},^8\text{Li})$ feitos utilizando as parametrizações de Woods-Saxon e o potencial de São Paulo para o potencial nuclear. Os potenciais utilizados estão indicados na tabela 5.1 e as curvas foram calculadas utilizando o código FRESCO.</i>	63
5.4	<i>Representação esquemática da relação entre os ângulos de espalhamento para a reação $^8\text{Li}+^9\text{Be}$ para o espalhamento elástico e para a reação de transferência. As partículas envolvidas na reação (^8Li, ^9Be e p) estão destacadas na legenda da figura.</i>	65

5.5	<i>Comparação dos cálculos do espalhamento elástico ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li})$ e da transferência ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be})$. Esses cálculos foram feitos utilizando a parametrização do potencial de São Paulo para o potencial nuclear. As curvas foram calculadas utilizando o código FRESCO.</i>	66
5.6	<i>Seção de choque diferencial experimental para a reação de transferência elástica ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$.</i>	67
5.7	<i>Possíveis configurações do estado fundamental do ${}^9\text{Be}$ de acordo com o modelo de camadas. O próton de valência pode estar na camada $1p_{3/2}$ ou $1p_{1/2}$. . . .</i>	73
5.8	<i>Seção de choque diferencial da transferência para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$. As diversas curvas são resultados de cálculos para essa reação utilizando o código FRESCO com diferentes valores para a amplitude de transferência (a_1). Os canais de entrada e saída são descritos pelo potencial 1 da tabela 5.1.</i>	75
5.9	<i>Seção de choque diferencial da transferência para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$. As diversas curvas são resultados de cálculos para essa reação utilizando o código FRESCO com diferentes valores para a amplitude de transferência (a_1). Os canais de entrada e saída são descritos pelo potencial 2 da tabela 5.1.</i>	75
5.10	<i>Seção de choque diferencial da transferência para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$. As diversas curvas são resultados de cálculos para essa reação utilizando o código FRESCO com diferentes valores para a amplitude de transferência (a_1). Os canais de entrada e saída são descritos pelo potencial 3 da tabela 5.1.</i>	76
5.11	<i>Seção de choque diferencial da transferência para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$. As diversas curvas são resultados de cálculos para essa reação utilizando o código FRESCO com diferentes valores para a amplitude de transferência (a_1). Os potenciais dos canais de entrada e saída são descritos pelo potencial de São Paulo para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$.</i>	76
5.12	<i>Seção de choque diferencial da transferência para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$. As diversas curvas foram calculadas, utilizando o código FRESCO, com os valores obtidos para a_1 e seus potenciais correspondentes, de acordo com as tabelas 5.2 e 5.1, respectivamente.</i>	77
6.1	<i>Representação esquemática do potencial de interação formado pela combinação do potencial nuclear e do potencial Coulombiano. A área hachurada representa a barreira Coulombiana repulsiva que inibe a reação nuclear. . . .</i>	83
6.2	<i>Representação esquemática da seção de choque $\sigma(E)$ e do fator-S astrofísico $S(E)$ para reações nucleares entre partículas carregadas.</i>	86

- 6.3 Gráfico do Fator- S para a reação ${}^6\text{Li}(p,\gamma){}^7\text{Be}$. O valor de $V_0^{6\text{Li}+p}$ foi ajustado de acordo com os dados experimentais. 89
- 6.4 Gráfico do Fator- S para a reação ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}_{gs}$. O valor de $V_0^{8\text{Li}+p}$ foi calculado pelo método $\frac{J_V}{A}$ à partir do valor obtido para $V_0^{6\text{Li}+p}$ 90
- 6.5 Taxa de reação para a reação de captura ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}$ em função da temperatura. A taxa de reação foi calculada através da integral da fórmula 6.40 com limite superior de integração de 1,5MeV. Os limites superior e inferior se referem à incerteza no valor do potencial $V_0^{8\text{Li}+p}$ do estado contínuo ${}^8\text{Li}+p$. 94

Lista de Tabelas

2.1	<i>Possíveis contaminantes do feixe secundário produzido pela reação ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^8\text{Li})$. As energias foram calculadas de acordo com a fórmula 2.5 à partir da rigidez magnética do ${}^8\text{Li}$ ($(B\rho)^2=0,5103\text{Tm}$).</i>	22
2.2	<i>Feixes secundários produzidos pelo sistema TWINSOL.</i>	24
2.3	<i>Pareamento dos detectores para a montagem dos telescópios utilizados durante o experimento. Todos os detectores possuíam secção transversal circular, exceto o PSD que era quadrada de lado igual a 25mm.</i>	26
2.4	<i>Características dos telescópios montados para o experimento.</i>	27
3.1	<i>Energias das partículas α emitidas pela fonte de ${}^{228}\text{Th}$.</i>	33
3.2	<i>Energia dos elementos do feixe secundário que foram utilizados na segunda parte da calibração dos detectores calculados a partir da fórmula 2.5.</i>	36
3.3	<i>Valores finais dos coeficientes das retas de calibração dos espectros de energia dos detectores ΔE.</i>	36
3.4	<i>Valores finais dos coeficientes das retas de calibração dos espectros de energia dos detectores E.</i>	37
3.5	<i>Características dos telescópios após a divisão do detector D.</i>	44
4.1	<i>Valor obtido para a taxa de produção do ${}^8\text{Li}$ em relação ao feixe primário ($P_{8\text{Li}}$).</i>	50
4.2	<i>Valores obtidos para a seção de choque de espalhamento elástico ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li})$. Os telescópios D_2 e D_3 no setup 1 e o telescópio B no setup 2 não tiveram contagens suficientes para a identificação do pico de ${}^8\text{Li}$ nos espectros de energia $C(M,Z) \times E_{\text{TOTAL}}$.</i>	52
4.3	<i>Valores finais para a seção de choque experimental de espalhamento elástico ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li})$.</i>	52
4.4	<i>Energia dos contaminantes de ${}^9\text{Be}$ presentes no feixe secundário.</i>	54

4.5	<i>Valores obtidos para a seção de choque de transferência ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be})$. Os telescópios D_1, D_2 e D_3 no setup 1 não tiveram contagens suficientes para a identificação do pico de ${}^9\text{Be}$ nos espectros de energia.</i>	56
4.6	<i>Valores finais para a seção de choque experimental de transferência da reação ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be})$.</i>	56
5.1	<i>Potenciais utilizados para os cálculos de DWBA através do código FRESKO.</i>	73
5.2	<i>Valores obtidos para a amplitude de transferência a_1.</i>	77
5.3	<i>Fator espectroscópico do estado ligado ${}^8\text{Li}+p={}_1^9\text{Be}$. Nessa tabela comparamos valores teóricos calculados através do modelo de camadas com os valores obtidos nesse trabalho e outros valores obtidos experimentalmente retirados da literatura.</i>	78

Sumário

Resumo	ix
Abstract	xi
Lista de Figuras	xv
Lista de Tabelas	xxi
1 Introdução	1
2 A Experiência	7
2.1 O Laboratório	10
2.1.1 A Fonte de Íons SNICS II	11
2.1.2 O Acelerador FN Tandem Van der Graaff	13
2.1.3 O Sistema TWINSOL	16
2.1.3.1 Alvo de Produção do Sistema TWINSOL	17
2.1.3.2 Copo de Faraday	18
2.1.3.3 Os Solenóides Supercondutores	20
2.1.3.4 O Sistema de Purificação do Feixe Secundário	22
2.1.3.5 Possíveis Feixes Secundários Produzidos Pelo Sistema TWINSOL	23
2.1.3.6 A Câmara de Espalhamento	24
2.1.4 O Sistema de Detecção	26
2.1.4.1 A Eletrônica Utilizada	27
2.2 Procedimento Experimental	29
2.2.1 A Produção do Feixe Secundário	29
2.2.1.1 Maximização do Feixe Secundário	29
2.2.2 Medidas Realizadas	30

3	Redução dos Dados	31
3.1	Estrutura dos Dados e Ferramentas Utilizadas	32
3.2	Calibração dos Espectros	33
3.2.1	Calibração Utilizando a Fonte α	33
3.2.2	Calibração Utilizando os Elementos do Feixe Secundário	35
3.3	Os Espectros Obtidos	42
3.3.1	A Divisão do Telescópio D	43
4	Distribuições Angulares Experimentais	45
4.1	Seção de Choque Diferencial Experimental	46
4.1.1	Determinação do Número de Partículas no Alvo	47
4.1.2	Determinação dos Ângulos Sólidos	47
4.1.3	Determinação do Valor de θ_{CM} Efetivo	47
4.1.4	Determinação do Jacobiano	48
4.1.5	Determinação das Áreas dos Picos	48
4.1.6	Determinação do Número de Partículas no Feixe	48
4.1.6.1	Determinação da Taxa de Produção do ^8Li	49
4.2	Determinação das Distribuições Angulares Experimentais	51
4.2.1	O Espalhamento Elástico $^9\text{Be}(^8\text{Li}, ^8\text{Li})$	51
4.2.2	A Reação de Transferência $^9\text{Be}(^8\text{Li}, ^9\text{Be})$	53
5	Análise do Espalhamento Elástico e DWBA	59
5.1	O Modelo Óptico	60
5.1.1	Espalhamento Elástico	63
5.2	A Transferência Elástica	65
5.2.1	Distribuição Angular da Transferência Elástica $^9\text{Be}+^8\text{Li}$	66
5.3	Os Cálculos de DWBA	68
5.3.1	Obtenção das Amplitudes Espectroscópicas	72
6	Fator-S e Taxa de Reação	79
6.1	Reações de Captura Radiativa	80
6.2	O Fator-S Astrofísico	83
6.2.1	O Cálculo do Fator-S Astrofísico da Reação $^8\text{Li}(p, \gamma)^9\text{Be}$	86
6.3	A Taxa de Reação Para a Captura $^8\text{Li}(p, \gamma)^9\text{Be}_{gs}$	91
6.3.1	Cálculo da Taxa de Reação de Captura $^8\text{Li}(p, \gamma)^9\text{Be}_{gs}$	93
7	Conclusão	95

<i>SUMÁRIO</i>	xxv
Apêndices	97
A Código do Arquivo 8Li.f	97
B Programa de Correção de Ângulos	103
B.1 Os Arquivos de Entrada Utilizados	104
C Arquivos de Entrada do Código FRESCO	107
D Arquivos de Entrada do Código RADCAP	115
Referências Bibliográficas	125

Capítulo 1

Introdução

Ainda não está bem determinado se a transição de fase entre quark/gluons para hádrons gerou uma densidade uniforme de matéria (iguais números de prótons e nêutrons) ou se houve picos de densidades gerando uma não-homogeneidade no Universo primordial. É possível, que pelo fato dos nêutrons se difundirem muito mais facilmente para fora da região de picos de densidades, tenham sido criadas regiões de alta densidade de núcleos ricos em prótons e regiões de alta densidade de núcleos ricos em nêutrons [1]. Portanto em um Universo não homogêneo haveria a presença não apenas de núcleos estáveis como ^3He , ^4He , ^6Li e ^7Li , mas também de núcleos radioativos de vida média curta, ricos em prótons ou nêutrons, como ^7Be , ^8Li e ^8B . A determinação da abundância de elementos leves seria então uma chave importante para se entender tal processo, aumentando nossa compreensão de como se deu o Universo primordial. Com a presença de núcleos ricos em nêutrons como o ^8Li a falha de núcleos com massa $A=8$ poderia ser superada e elementos mais pesados poderiam ser sintetizados. Além desse cenário, estrelas super massivas ricas em prótons e/ou nêutrons são ambientes de alta densidade e temperatura e poderiam também formar esses elementos radioativos leves [2]. A abundância de elementos leves no Universo primordial é determinada pelas taxas de reação de formação ou de depredação desses elementos, sendo que essas taxas podem nos fornecer pistas sobre as condições do Universo primordial.

A figura 1.1 mostra as reações que poderiam ocorrer no Universo primordial não-homogêneo ou em ambientes de alta densidade e temperatura de estrelas super massivas.

Figura 1.1: Ilustração esquemática das reações envolvidas na nucleossíntese de elementos leves num Universo não homogêneo, destacando (pelas setas em vermelho) dois dos possíveis caminhos para a formação do ^{12}C a partir do ^8Li .

Como podemos verificar, várias dessas reações envolvem núcleos exóticos leves. Em ambientes predominantemente ricos em nêutrons teremos grande probabilidade de termos o elemento ^8Li formado pela reação $^7\text{Li}(n, \gamma)^8\text{Li}$ e nesse caso as possíveis reações que saltariam a massa $A=8$ produzindo elementos mais pesados como o carbono seriam:

$$^8\text{Li}(\alpha, n)^{11}\text{B}(n, \gamma)^{12}\text{B}(+\beta)^{12}\text{C}$$

$$^8\text{Li}(n, \gamma)^9\text{Li}(\alpha, n)^{12}\text{B}(+\beta)^{12}\text{C}$$

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

Havendo também a presença de prótons (hidrogênio) e partículas- α , mesmo que em pequenas quantidades, poderemos ter ainda as seguintes reações:

$$^8\text{Li}(\alpha, n)^{11}\text{B}(p, \gamma)^{12}\text{C}$$

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

Devemos considerar ainda a possibilidade do ^8Li ser depredado sem a formação do ^{12}C como por exemplo pela reação:

$$^8\text{Li}(p, \alpha)^5\text{He} \rightarrow ^4\text{He} + p$$

É importante ressaltar que todas essas reações possuem um “Q de reação” positivo, condição esta para que as reações tenham alguma importância para a astrofísica, já que as energias relativas dos elementos interagentes nos ambientes astrofísicos são baixas.

Para determinarmos a competição entre essas possíveis rotas, e entendermos melhor a nucleossíntese dos elementos leves no Universo primordial, um dos elementos chave é o ^8Li . Assim se torna importante a determinação das taxas de formação e destruição desse elemento. Nesse caso, não apenas as reações $^8\text{Li}(n,\gamma)^9\text{Li}$, $^8\text{Li}(\alpha,n)^{11}\text{B}$ e $^8\text{Li}(p,\alpha)^5\text{He}$ mas a reação $^8\text{Li}(p,\gamma)^9\text{Be}$ seriam importantes para determinar a destruição e formação do ^8Li . A reação $^8\text{Li}(\alpha,n)^{11}\text{B}$ tem sido uma reação bastante estudada. Medidas diretas dessa reação nas energias de interesse astrofísico têm sido realizadas ao longo dos últimos anos [3] [4] [5] [6] [7]. A medida direta da reação $^8\text{Li}(p,\alpha)$ foi realizada no Laboratório Aberto de Física Nuclear (LAFN) [8] com o sistema RIBRAS [9] de produção de feixes radioativos na qual ressonâncias dessa reação estão sendo investigadas [10].

As reações de captura de próton e nêutron $^8\text{Li}(p,\gamma)^9\text{Be}$ e $^8\text{Li}(n,\gamma)^9\text{Li}$ são um pouco mais complicadas de serem estudadas. Medidas diretas dessas reações nas energias de interesse astrofísico são muito difíceis devido à baixa seção de choque e limitada intensidade do feixe radioativo de ^8Li . Além disso, a reação $^8\text{Li}(n,\gamma)^9\text{Li}$ não pode ser medida de maneira direta, pois não podemos fazer um alvo de ^8Li e se tivermos um feixe de ^8Li não podemos fazer um alvo puramente de nêutrons.

Para se investigar reações de captura de prótons e nêutrons têm sido utilizados métodos indiretos. Dentre esses métodos temos:

- a dissociação coulombiana [11] de um nucleon ou cluster de nucleons, que corresponderia à reação inversa temporal das reações de captura;
- o uso do método ANC (Asymptotic Normalization Coefficients) [12], que utiliza o fator espectroscópico obtido das medidas da distribuição angular da reação de transferência para obter a constante ANC e normalizar a seção de choque da reação de captura;
- o uso do modelo de potencial [13] para a determinação dos fatores espectroscópicos de reações de transferências para se obter os coeficientes de normalização da seção de choque de captura e dos parâmetros de potencial da função de onda do canal elástico e do estado ligado.

Um exemplo do uso do método de dissociação Coulombiana foi a investigação da reação $^8\text{Li}(n,\gamma)^9\text{Li}$ [14] [15] com resultados interessantes, indicando que essa pode ser uma boa ferramenta para se obter a seção de choque de captura. Obviamente esse método deve ser utilizado com uma certa cautela levando-se em conta que para vários sistemas leves a seção de choque de captura se dá predominantemente por transição dipolar $E1$ enquanto que a dissociação Coulombiana se dá predominantemente por transição quadripolar $E2$.

No método ANC o coeficiente ANC é obtido de reações de transferência periféricas. O coeficiente ANC é dado pelo produto $ANC=S*b$, sendo S o fator espectroscópico e b

é chamado de ANC de *single-particle*. O produto S^*b depende fracamente da escolha dos parâmetros do potencial nuclear, enquanto o fator espectroscópico “ S ” e o ANC de *single-particle* “ b ” têm uma forte dependência desses parâmetros. O método ANC é muito confiável para reações de captura periférica, pois a parte assintótica do potencial de *overlap*, que descreve o estado ligado, pode ser aproximada pela conhecida função de Witteraker. Porém devido à alta energia de ligação do sistema ${}^8\text{Li}+p={}_9\text{Be}$ ($E_{\text{BOUND}} = 16,888\text{MeV}$) é de se esperar que a reação de captura ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}_9\text{Be}_{gs}$ não seja periférica e a parte interna do potencial nuclear seja importante, e sendo assim a melhor abordagem para a análise da reação é a utilização do modelo de potencial [13] que utiliza os fatores espectroscópicos da reação de transferência para normalizar a seção de choque de captura, ao invés do coeficiente ANC.

No modelo de potencial precisamos do fator espectroscópico do estado ligado $\langle {}^9\text{Be} | {}^8\text{Li} + p \rangle$, que fornece a normalização absoluta da seção de choque de captura, e os parâmetros dos potenciais do estado ligado ${}^8\text{Li}+p={}_9\text{Be}$ e do espalhamento ${}^8\text{Li}+p$. Apesar de haver cálculos teóricos para esses parâmetros decidimos obtê-los experimentalmente. Consideramos potenciais do tipo Woods-Saxon para parametrizar a forma do potencial nuclear para o espalhamento do ${}^8\text{Li}+p$ e para o estado ligado ${}^8\text{Li}+p={}_9\text{Be}$.

Experimentalmente os fatores espectroscópicos são obtidos à partir da normalização das reações de transferência com relação a cálculos de DWBA. No entanto reações de transferência têm dois vértices e os fatores espectroscópicos dos vértices são obtidos como um produto e sendo assim um deles deve ser previamente conhecido para se determinar o outro. Por esse motivo geralmente são utilizadas reações (d,p) , (p,d) , (t,d) e $({}^3\text{He},d)$ para se obter os fatores espectroscópicos, já que para estes vértices os fatores espectroscópicos são conhecidos. Nesse trabalho optamos por utilizar a reação de transferência elástica ${}_9\text{Be}({}^8\text{Li},{}_9\text{Be}){}^8\text{Li}$. Nessas reações de transferência elástica os canais de entrada e saída são iguais, e portanto apenas um vértice é envolvido e a determinação do fator espectroscópico é única.

Além da aplicação na astrofísica, estudos espectroscópicos de núcleos com massa $A=9$ estão sendo realizados recentemente para se investigar a dinâmica dos estados de *single-particle*, isso porque núcleos leves oferecem bons testes para os cálculos modernos de modelo de camadas nuclear (*shell-model*).

Dividimos essa dissertação da seguinte forma:

No capítulo 2 descrevemos todo o aparato experimental e o procedimento utilizado para as medidas das distribuições angulares da reação para o sistema ${}^8\text{Li}+{}_9\text{Be}$. Descreveremos nessa parte o experimento realizado.

No capítulo 3 está descrita a redução dos dados, a calibração dos espectros em energia

utilizando uma fonte- α de ^{228}Th e os elementos conhecidos do feixe secundário (^8Li , ^6He e ^4He), a utilização de uma nova variável, $C(M,Z)$, para a separação dos elementos nos espectros bi-paramétricos e a divisão do telescópio D em três detectores independentes.

No capítulo 4 mostramos como obtivemos as distribuições angulares experimentais e todos os parâmetros a ela associados.

No capítulo 5 mostramos como foi feita a análise do espalhamento elástico $^9\text{Be}(^8\text{Li}, ^8\text{Li})$ e os cálculos de DWBA para a obtenção do fator espectroscópico para o sistema ligado $^8\text{Li}+p=^9\text{Be}$ para posterior cálculo do fator-S.

No capítulo 6 fizemos os cálculos do fator-S astrofísico e da taxa de reação para a reação de captura $^8\text{Li}(p,\gamma)^9\text{Be}_{gs}$.

Capítulo 2

A Experiência

Neste capítulo daremos uma descrição sobre o aparato experimental utilizado para a realização da experiência desse trabalho.

A parte experimental desse trabalho foi obter, à partir da análise de DWBA (*Distorted Wave Born Approximation*) da distribuição angular da reação de transferência elástica ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Li}$, o fator espectroscópico para o estado ligado $\langle {}^9\text{Be}_{gs} | {}^8\text{Li}_{gs} + p \rangle$. O fator espectroscópico obtido foi então utilizado na normalização da seção de choque de captura ${}^8\text{Li}(p, \gamma){}^9\text{Be}$, que por sua vez foi calculada utilizando o modelo de potencial. Tanto a análise das distribuições angulares quanto a obtenção do fator espectroscópico, cálculo da seção de choque de captura, fator-S astrofísico e taxa de reação astrofísica são discutidos nos capítulos seguintes.

A experiência então consistiu na medida das distribuições angulares para as reações de espalhamento elástico ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li}){}^9\text{Be}$ e de transferência de próton ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Li}$, além das medidas de espalhamento elástico ${}^8\text{Li} + {}^{197}\text{Au}$ para a normalização dos dados experimentais.

As distribuições angulares para a reação de transferência elástica têm duas componentes: o espalhamento elástico, ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li}){}^9\text{Be}$, e a transferência de um próton, ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Li}$, sendo que ambas apresentam o canal de saída igual ao canal de entrada e é exatamente por isso que esse mecanismo de reação é chamado de transferência elástica (*elastic-transfer*).

Figura 2.1: Representação esquemática das reações de espalhamento elástico e transferência elástica para o sistema ${}^9\text{Be} + {}^8\text{Li}$.

A junção das distribuições angulares de ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li}){}^9\text{Be}$ e ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Li}$ nos fornece a distribuição angular para o que chamamos de reação de transferência elástica para o sistema ${}^8\text{Li} + {}^9\text{Be}$.

Experimentalmente essas duas componentes não são distinguíveis, no entanto em ângulos dianteiros a componente elástica é dominante, enquanto em ângulos traseiros a componente da transferência é dominante. A distribuição angular para essa reação foi obtida determinando-se a seção de choque experimental para as reações ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li}){}^9\text{Be}$ e ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Li}$, sendo a primeira obtida medindo as partículas espalhadas de ${}^8\text{Li}$ em

ângulos dianteiros enquanto a segunda é obtida medindo as partículas de recuo de ${}^9\text{Be}$ também em ângulos dianteiros. Isso porque as partículas de recuo de ${}^9\text{Be}$ detectadas em ângulos dianteiros correspondem cinematicamente às partículas espalhadas de ${}^8\text{Li}$ em ângulos traseiros. Assim, determinando-se a seção de choque experimental para ambas reações pudemos obter a distribuição angular completa da reação de transferência elástica para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$. Teoricamente essas componentes são calculadas separadamente e devem ser somadas coerentemente para compararmos com os dados experimentais.

O fator espectroscópico é obtido experimentalmente normalizando as seções de choque calculadas por DWBA com as experimentais. Conforme já foi dito, a reação de transferência elástica tem a vantagem de termos apenas um vértice a ser determinado, já que tanto para o espalhamento elástico quanto para a transferência os canais de entrada e de saída da reação são os mesmos, e portanto o fator espectroscópico é obtido de forma única.

Para realizarmos as medidas dessas distribuições angulares utilizamos um feixe radioativo secundário de ${}^8\text{Li}$. O núcleo de ${}^8\text{Li}$ é um núcleo instável que decai para o ${}^8\text{Be}$ com uma meia vida de 840ms, sendo esse tempo de decaimento longo o suficiente para que possamos produzir um feixe secundário com esse núcleo. O feixe secundário radioativo de ${}^8\text{Li}$ foi então produzido no sistema TWINSOL [16] do *Nuclear Structure Laboratory* [17] na *University of Notre Dame* [18], no estado de Indiana nos Estados Unidos da América. Nesse sistema, detalhado a seguir, utilizamos um feixe primário de ${}^7\text{Li}$ com energia de 30MeV para produzir o feixe secundário de ${}^8\text{Li}$ a 27,7MeV de energia.

O feixe primário de ${}^7\text{Li}$ foi obtido de uma fonte de íons do tipo SNICS II. Após ter sido extraído dessa fonte, esse feixe foi acelerado a uma energia de 30,0MeV pelo acelerador FN Tandem Van der Graaff [19]. O feixe acelerado de ${}^7\text{Li}$ foi então injetado no sistema TWINSOL para produzirmos o feixe de ${}^8\text{Li}$. Após a sua produção, o feixe de ${}^8\text{Li}$ foi purificado e focalizado (utilizando os solenóides, colimadores e bloqueadores do sistema TWINSOL) em um alvo secundário de ${}^9\text{Be}$ montado dentro da câmara de espalhamento para medir as distribuições angulares. Na próxima seção damos os detalhes sobre o acelerador *FN Tandem Van der Graaff* e o funcionamento do sistema TWINSOL para a produção de feixes secundários radioativos.

2.1 O Laboratório

As medidas foram realizadas com o acelerador *FN Tandem Van der Graaff* e o sistema TWINSOL que estão instalados no *Nuclear Structure Laboratory* do *Department of Physics* [20] da *University of Notre Dame*. Essa universidade fica na cidade de *South Bend* no estado de Indiana nos Estados Unidos da América. Esse laboratório possui diversos outros equipamentos e outros dois aceleradores menores [21] [22] utilizados para pesquisa em astrofísica nuclear.

O laboratório pertence ao JINA [23] (*Joint Institute for Nuclear Astrophysics*) juntamente com outros dois grandes laboratórios, o ANL [24] (*Argonne National Laboratory*) e o MSU [25] (*Michigan State University*).

Como descrito anteriormente, os equipamentos utilizados para a realização do experimento foram a fonte de íons SNICS II, o acelerador *FN Tandem Van der Graaff* e o sistema TWINSOL, sendo os dois primeiros equipamentos responsáveis pela produção e aceleração do feixe primário de ${}^7\text{Li}$ e o sistema TWINSOL responsável pela produção, purificação e focalização do feixe secundário de ${}^8\text{Li}$ utilizado nas medidas da distribuição angular da reação ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be})$.

A figura 2.2 mostra um esquema das linhas de feixe do *Nuclear Structure Laboratory*.

Figura 2.2: *Layout atual do Nuclear Structure Laboratory.*

Na figura 2.2 temos em destaque os equipamentos utilizados no experimento, sendo eles:

1. Fonte de íons SNICS II;
2. Acelerador FN Tandem Van der Graaff;
3. Sistema TWINSOL;
4. Sala de controle do acelerador e dos solenóides do sistema TWINSOL.

2.1.1 A Fonte de Íons SNICS II

O feixe de ${}^7\text{Li}$ que foi utilizado como feixe primário foi obtido de uma fonte de íons do tipo *SNICS II*. A *SNICS II* é uma fonte de íons negativos que utiliza pulverização catódica para a produção do feixe. Foi utilizada para a produção do feixe primário de ${}^7\text{Li}$, e está em uso na linha de feixe do acelerador *FN Tandem Van der Graaff* desde 1989. É a principal fonte de íons para o acelerador FN.

Figura 2.3: Foto da fonte de Íons *SNICS II*.

Figura 2.4: Representação esquemática da extração do material do cátodo na fonte de íons SNICS II.

Os elementos principais da fonte de íons SNICS II são: o reservatório de Césio (*Reservoir*); o ionizador (*ionizer*), que é uma "ponta quente" do sistema, sendo sua função expelir e ionizar o vapor de césio que entra em contato com ela; o cátodo (*cathode*), é a região do sistema que fica carregada negativamente e abriga o cadinho com o material (*powder*) que irá servir de matéria prima para o feixe; e o extrator (*extractor*), que é uma região do sistema carregada positivamente, sendo assim utilizado para expelir do sistema o feixe (negativamente carregado) gerado pela pulverização do césio no material contido no cadinho.

Como a câmara da fonte de íons trabalha em condição de vácuo, o vapor de césio aquecido a 120°C se espalha encontrando com os diversos elementos do sistema. Uma parte do vapor de césio entra em contato com o ionizador, é ionizado, ou seja, perde um elétron e é expelido em direção ao cátodo, novamente devido ao fato do ionizador estar carregado positivamente. Como o cátodo é carregado negativamente, o vapor de césio ionizado expelido pelo ionizador ganha mais energia e acaba se chocando com o material contido no cadinho, pulverizando o material e o ejetando. Parte desse material ejetado, ao atravessar a fina camada de césio depositada na superfície do cátodo, se carrega negativamente formando um feixe de partículas que é então ejetado do sistema pelo extrator, que carregado positivamente, expele esse feixe do sistema com energia de cerca 80KeV.

A fonte de íons SNICS II é uma fonte mono catódica, ou seja, possui apenas um cátodo no qual pode se encaixar o cadinho com o material para produzir o feixe. Essa característica faz com que cada vez que precisemos mudar o feixe ou o material no cadinho seja necessário abrir a fonte de íons para a troca do mesmo.

Dentre os possíveis feixes que a fonte SNICS II pode produzir¹ destaca-se o feixe utilizado nesse experimento, o ^7Li , sendo sua matéria prima o hidróxido de lítio misturado com prata ($^{natural}\text{LiOH} + \text{Ag}$) e a sua intensidade típica de produção entre $2\mu\text{A}$ e $3\mu\text{A}$.

2.1.2 O Acelerador FN Tandem Van der Graaff

Para acelerar o feixe de ^7Li utilizamos o acelerador *FN Tandem Van der Graaff*. Esse acelerador, do tipo Van der Graaff, é capaz de carregar seu terminal a uma tensão de até 10MV (dez milhões de volts). Ele foi instalado no *Nuclear Structure Laboratory* em 1968 e inicialmente foi construído para acelerar tanto feixes de íons positivos quanto de elétrons, mas teve sua configuração modificada na década de 70 para trabalhar apenas com feixes de íons positivos.

Figura 2.5: Foto do Acelerador FN Tandem Van der Graaff. Na foto podemos ver a canalização de entrada do feixe e ver que, ao contrário da maioria dos aceleradores do tipo Tandem, esse acelerador foi montado na posição horizontal.

Em 2000 o sistema de carregamento do terminal do acelerador foi trocado do sistema original de aceleradores tipo Van der Graaff (cinta de couro) por um sistema de corrente de pelletron feito pela NEC². Cada unidade da corrente de pelletron é chamada de pellet. O pellet é constituído de uma capa feita de metal e um núcleo de nylon que se estende e forma a conexão para o próximo pellet da corrente. O uso do nylon como o elo entre cada unidade da corrente é muito importante, pois isola a carga carregada por cada pellet evitando que a carga do terminal do acelerador retorne pela própria corrente. A vantagem do sistema de

¹Uma lista com alguns dos feixes produzidos pela fonte SNICS II pode ser encontrado em http://www.nd.edu/~nsl/html/research_available.html

²<http://www.pelletron.com/index.htm>

pellets é a confiabilidade na integridade do sistema e a estabilidade da corrente no terminal de aceleração.

Figura 2.6: A corrente de pellets. Podemos ver cada pellet e o elo de nylon que liga cada unidade da corrente.

Figura 2.7: Figura esquemática do carregamento eletrostático do Acelerador FN. Nela podemos ver os principais elementos do acelerador: as duas correntes de carregamento do terminal, o terminal e o stripper.

Cada *pellet* é carregado por indução ao atravessar uma região mantida em alta voltagem, tensão que pode chegar a 60kV, ou seja, perde elétrons em contato com essa região e se move em direção ao terminal do acelerador carregado positivamente. Ao chegar na região do terminal cada *pellet* carregado positivamente, novamente por indução, retira cargas negativas

contidas no terminal, aumentando a tensão positiva do terminal. Esse processo é feito repetidamente usando as duas correntes do acelerador para garantir uma tensão estável no terminal do acelerador, e assim também manter a energia do feixe constante.

O feixe produzido pela fonte de íons é carregado negativamente enquanto o terminal do acelerador é carregado positivamente, fazendo com que o feixe seja acelerado na direção do terminal, como podemos ver na figura 2.7. Ao passar pelo terminal o feixe atravessa uma folha fina de carbono, chamada de *stripper*, e ao passar deixa alguns dos elétrons de sua camada eletrônica, ficando assim positivamente carregado. Esse feixe positivamente carregado não possui um único estado de carga, pois como foi dito anteriormente, o núcleo pode perder um ou mais elétrons ao passar pela folha de carbono, sendo sua distribuição de carga proporcional a energia que o feixe atinge na primeira metade da sua aceleração. No caso da experiência dessa dissertação, na qual a energia do feixe de ${}^7\text{Li}$ utilizado foi de 30MeV, a maior probabilidade era de que os íons de ${}^7\text{Li}$ ao atravessarem a folha de carbono ficassem com estado de carga 3+, sendo esse o estado de carga de interesse para a segunda parte da aceleração do feixe.

Esse feixe positivamente carregado é, então, acelerado novamente, mas dessa vez por repulsão, já que ambos, terminal e feixe, possuem carga positiva.

Devido à aceleração em duas etapas, podemos calcular a energia final de uma partícula acelerada como sendo:

$$E = E_{inicial} + Q_{inicial}T + Q_{final}T \quad (2.1)$$

Sabendo que:

- $E_{inicial}$ a energia de saída do feixe na fonte de íons (no nosso caso, para a fonte SNICS II, 80KeV);
- $Q_{inicial}$ o estado de carga dos íons ao saírem da fonte;
- Q_{final} o estado de carga dos íons ao passarem pelo *stripper*;
- T a tensão do terminal

A etapa final da aceleração do feixe é a escolha de sua energia, sendo essa feita por um ímã seletor posicionado logo após o acelerador. Como o feixe passa a ter uma distribuição de cargas após passar pela folha de carbono, a segunda etapa da aceleração irá acelerar o feixe a energias diferentes de acordo com seu estado de carga, como vemos na fórmula 2.1, e a escolha da energia e da carga do feixe é feita de acordo com a necessidade do experimento.

Nesse experimento precisávamos acelerar um feixe de ${}^7\text{Li}$ a 30MeV, e assim, sabendo que o estado de carga dos íons de ${}^7\text{Li}$ ao saírem da fonte de íons era $Q_{inicial}^{7\text{Li}^-}=1$, o estado de carga

da maior parte dos íons de ${}^7\text{Li}$ depois de passarem pelo *stripper* era $Q_{final}^{7\text{Li}^{3+}}=3$, utilizando a relação 2.1, teríamos que carregar o terminal do acelerador a uma tensão $T=7,5\text{MV}$.

O feixe de ${}^7\text{Li}$ produzido não apresentava apenas um estado de carga, como descrito anteriormente, sendo assim ele passou por um imã seletor de energia no qual apenas o feixe com a energia e ionização desejada era defletido através da canalização, e assim obtivemos um feixe puro de ${}^7\text{Li}^{3+}$.

O feixe de ${}^7\text{Li}$ foi então dirigido para a canalização do sistema TWINSOL para produzirmos o feixe de ${}^8\text{Li}$.

2.1.3 O Sistema TWINSOL

O sistema TWINSOL foi construído para produzir feixes secundários radioativos utilizados no estudo de reações com núcleos fora da linha de estabilidade, ou como alguns deles são chamados, núcleos exóticos. Esse sistema, baseado na produção *on-line* de núcleos leves radioativos utilizando solenóides, iniciou a sua operação em 1998. A partir dele outros sistemas foram instalados como o RIBRAS [9] de São Paulo, o Atlas [26] no ANL e o Solitaire [27] na Austrália. Existe também um projeto de instalação de um sistema similar aos sistemas RIBRAS e TWINSOL no *Bhabha Atomic Research Centre* [28] na Índia.

A vantagem desse sistema de produção de feixes radioativos é o grande ângulo de aceitação dos solenóides. E por isso podemos usar também reações de transferência que não tenham distribuições angulares concentradas em ângulos pequenos como as reações (d,p) e (d,n), ideais para sistemas de produção baseados em dipolos magnéticos.

Figura 2.8: Foto do sistema TWINSOL montado na sala de experiências do Nuclear Structure Laboratory.

Para obtermos um feixe radioativo com esse sistema incidimos um feixe primário no alvo de produção. Através de reações de transferência de poucos nucleons, reações de *break-up*, ou ainda dependendo da energia do feixe incidente, reação de fusão, produzimos vários elementos. O elemento de interesse é selecionado *on-line* utilizando-se um ou os dois solenóides supercondutores de acordo com a sua rigidez magnética. A purificação é então feita utilizando um sistema físico de bloqueio dos contaminantes do feixe (constituído de um copo de Faraday e vários colimadores e bloqueadores).

Figura 2.9: Esquema do sistema TWINSOL, no qual é possível identificar seus principais elementos: o alvo de produção, copo de Faraday, os solenóides e a câmara de espalhamento.

2.1.3.1 Alvo de Produção do Sistema TWINSOL

O alvo de produção do Sistema TWINSOL é o elemento chave para a produção de feixes radioativos, pois nele é montado o alvo no qual a reação de produção acontece. Com esse sistema podemos produzir feixes de elementos não encontrados na natureza ou de isótopos menos abundantes. Por convenção chamamos o feixe produzido pela extração de material em uma fonte de íons e posterior aceleração de “feixe primário”, e, sendo assim, o feixe produzido da reação entre o feixe primário e um alvo primário, que no nosso caso é o alvo de produção, de “feixe secundário”.

Nesse experimento o alvo de produção utilizado para produzir um feixe secundário de ^8Li foi uma lâmina de ^9Be com $12\mu\text{m}$ de espessura. A reação utilizada foi a reação de transferência de nêutron $^9\text{Be}(^7\text{Li}, ^8\text{Li})$.

Tendo em vista as possibilidades de configurações desejadas para um alvo primário, o alvo de produção do sistema TWINSOL, em sua concepção, foi desenhado como um cilindro de 44,5mm de comprimento e 25,4mm de diâmetro, que possui dois suportes para janelas de entrada e de saída do feixe, janelas que podem ter um diâmetro de até 5mm (na secção perpendicular à direção do feixe), e um sistema de alimentação de gás com controle de pressão. Tal controle é importante para evitar que a pressão do gás aumente ao ponto de estourar as janelas do alvo, “quebrando” o vácuo e contaminando a linha de feixe, além de garantir uma taxa de produção estável para o feixe secundário, já que uma alteração na pressão do gás afeta essa taxa de produção.

Se utilizado como suporte para um alvo sólido o gás pode ser, ou não, utilizado, dependendo da necessidade do experimento. Muitas vezes é necessário utilizar um gás para resfriar o alvo sólido, principalmente quando incidimos um feixe primário de alta intensidade (mais que $1\mu\text{A}$), como foi o caso da experiência desse trabalho.

Figura 2.10: Alvo de produção do sistema TWINSOL.

O alvo de produção deve estar bem alinhado para que o feixe secundário chegue no alvo secundário, pois um desalinhamento pode bloquear o feixe primário ou produzir um feixe secundário não alinhado ao eixo magnético dos solenóides.

2.1.3.2 Copo de Faraday

Um outro elemento bastante importante do sistema TWINSOL é o copo de Faraday. A função do copo de Faraday é bloquear o feixe primário e medir a sua intensidade. Essa medida de intensidade do feixe primário é utilizada para se determinar a intensidade do feixe secundário.

A medida de corrente do feixe primário pode ser feita acoplando um nano amperímetro ao copo de Faraday, medindo a corrente (I) que o feixe deposita no mesmo, assim integrando o número de partículas do feixe incidente.

$$P_{feixe} = \frac{N}{t} = \frac{I}{e} \quad (2.2)$$

E através da equação 2.2, sabendo que a corrente I é medida em Amperes, $e = 1,60217646 \times 10^{-19} \text{C}$ (a carga elementar do elétron), temos P_{feixe} em partículas por segundo.

O copo de Faraday do sistema TWINSOL consiste de um cilindro feito com uma liga de cobre e tungstênio (o cobre é utilizado para fazer uma liga metálica mais maleável, já que o tungstênio puro forma uma liga muito “dura” para usinagem) de 25,4mm de diâmetro e 177,8mm de comprimento posicionado a uma distância de 276mm do alvo de produção. Possui uma cavidade cilíndrica na extremidade em que o feixe primário incide, na qual está posicionado um disco de tântalo de 12,7mm de diâmetro e 12,7mm de espessura.

Figura 2.11: Esquema de montagem do alvo primário e do copo de Faraday na linha de feixe do TWINSOL.

Como pode ser visto na figura 2.11 o copo de Faraday possui um supressor de elétrons feito com um disco de tântalo de 0,5mm de espessura, 25,4mm de diâmetro e uma abertura central de 12,7mm. Esse supressor ficava posicionado à frente do copo de Faraday, carregado com uma tensão de -300V para suprimir, através de repulsão elétrica, a nuvem de elétrons livres que se forma na região em que o feixe incide.

O sistema de suporte do copo de Faraday é feito de cobre, material com excelente condutividade térmica³, sendo o copo ligado ao sistema de suporte através de uma placa de nitrito de boro, material que é isolante elétrico mas condutor térmico, e é resfriado por um sistema de circulação de água.

A geometria do copo de Faraday em relação ao alvo de produção é tal que apenas partículas que saem em um ângulo entre 3° e 6° chegam ao primeiro solenóide, bloqueando assim o feixe primário e as partículas espalhadas a ângulos pequenos.

Além de medir a intensidade do feixe primário, o copo de Faraday do sistema TWINSOL, devido a sua grande densidade⁴, tem a função de espalhar o fluxo de nêutrons criado nas reações que ocorrem no alvo de produção evitando que esses nêutrons cheguem até a câmara de espalhamento, já que o nêutron, por não possuir carga elétrica, não interage com o campo magnético dos solenóides e assim não pode ser defletido e separado do feixe secundário.

2.1.3.3 Os Solenóides Supercondutores

A reação primária entre o feixe de ^7Li e o alvo de ^9Be não produz apenas o núcleo de interesse desse experimento, o ^8Li , mas também uma grande gama de outros elementos como ^1H , ^2H , ^4He , ^6He , ^9Be da reação e também de recuo das partículas do alvo, etc. Para otimizar o feixe de interesse em termos de intensidade de purificação utilizamos os solenóides acoplados a um sistema de bloqueadores e colimadores.

Para a focalização do feixe secundário, o sistema TWINSOL possui um par de solenóides supercondutores capaz de produzir um campo magnético de até 6 tesla utilizando uma bobina de 60cm de comprimento e 20,4cm de raio. Devido à alta intensidade do campo magnético produzido pelos solenóides todos os objetos da linha de feixe do sistema TWINSOL são “não-ferromagnéticos”, sendo sua maioria alumínio ou aço inoxidável.

Para produzir um campo tão intenso com uma bobina de tamanho reduzido como essa é preciso uma corrente de 98,7A, o que causaria uma dissipação de calor enorme e levaria uma bobina de cobre ao derretimento, por esse motivo as bobinas do sistema TWINSOL são feitas de uma liga de nióbio e titânio que se torna supercondutora à temperaturas abaixo de 9K.

³A condutividade térmica do cobre a 300K é de $401 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$

⁴O tungstênio tem essa característica por formar uma liga metálica muito densa, de densidade igual a $19,5\text{g/cm}^3$.

A bobina fica submersa em um criostato com dois estágios, o mais interno é preenchido com hélio líquido a aproximadamente 4K e o mais externo preenchido com nitrogênio líquido a aproximadamente 77K. A estrutura do criostato também conta com uma região intermediária entre esses dois estágios, região essa mantida em vácuo para diminuir a transmissão de calor por indução para as partes mais internas.

Devido a sua geometria e propriedades do campo magnético gerado pelos solenóides, como é mostrado em [16], partículas diferentes possuem rigidez magnética diferente, como podemos calcular pela fórmula 2.4.

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

$$(B\rho)^2 = K \frac{AE}{q^2} \quad (2.4)$$

Sendo:

- $B\rho$ a rigidez magnética em Tesla-metro;
- K um fator de conversão adimensional igual a 0,02073;
- A o número de massa em unidades de massa atômica;
- E a energia da partícula;
- q o estado de carga da partícula.

Sendo assim sabemos que alguns contaminantes, mesmo possuindo energia, massa e estado de carga diferentes da partícula de interesse no feixe secundário, não poderão ser separados do feixe para o experimento, constituindo assim contaminantes intrínsecos do feixe secundário. Para melhor visualizar essa característica podemos inverter a formula 2.4 da seguinte forma:

$$E = \frac{(B\rho)^2 q^2}{KA} \quad (2.5)$$

Para o nosso experimento a partícula de interesse era o $^8\text{Li}^{3+}$ com energia de 27,7MeV possui $(B\rho)^2=0,5103\text{Tm}$, e podemos ter diversos elementos como contaminantes do feixe secundário com mesmo valor de $(B\rho)^2$, como mostra a tabela 2.1.

Partícula	A	q	E (MeV)
${}^7\text{Li}^{3+}$	7	3	31, 7
${}^7\text{Li}^{2+}$	7	2	14, 1
${}^7\text{Li}^{1+}$	7	1	3, 5
${}^6\text{He}^{2+}$	6	2	16, 4
${}^6\text{He}^{1+}$	6	1	4, 1
${}^4\text{He}^{2+}$	4	2	24, 6
${}^4\text{He}^{1+}$	4	1	6, 2
T^{1+}	3	1	8, 2
D^{1+}	2	1	12, 3
H^{1+}	1	1	24, 6

Tabela 2.1: Possíveis contaminantes do feixe secundário produzido pela reação ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^8\text{Li})$. As energias foram calculadas de acordo com a fórmula 2.5 à partir da rigidez magnética do ${}^8\text{Li}$ ($(B\rho)^2=0,5103\text{Tm}$).

Nem todos os elementos mostrados na tabela 2.1 apareceram como contaminantes no feixe secundário. Foram observados claramente como contaminantes, como será mostrado no próximo capítulo, o ${}^7\text{Li}^{2+}$, o ${}^6\text{He}^{2+}$ e o ${}^4\text{He}^{2+}$ com energia muito próxima da calculada pela fórmula 2.5.

2.1.3.4 O Sistema de Purificação do Feixe Secundário

Como já vimos, várias partículas produzidas no alvo de produção possuem $(B\rho)^2$ diferente do feixe de interesse. Para purificar o feixe de interesse dessas partículas utilizamos um sistema de colimadores e bloqueadores ao longo da linha de feixe do sistema TWINSOL.

O posicionamento ideal desses bloqueadores e colimadores é feito após a simulação das trajetórias do feixe de interesse e das diversas partículas contaminantes. A figura 2.12 mostra o exemplo de uma simulação da trajetória do feixe de ${}^8\text{Li}$, e alguns dos seus possíveis contaminantes, pelo primeiro solenóide do sistema TWINSOL.

Figura 2.12: Simulação da trajetória de feixes pelo primeiro solenóide do sistema TWINSOL, destacando a focalização do feixe de ${}^8\text{Li}$ no ponto central entre os solenóides. As linhas verticais indicadas na figura representam, da esquerda para a direita, um colimador posicionado antes do copo de Faraday, copo de Faraday, bloqueador lolly pop, colimador final do primeiro solenóide e região de focalização do feixe secundário entre os solenóides, respectivamente.

Os bloqueadores são feitos de discos de latão, material não ferromagnético, e podem ser de dois tipos: *lolly pop* (ou pirulito) e colimador de furo central. Os *lolly pops* são assim chamados por serem montados com um disco posicionado na ponta de uma haste, lembrando assim o formato de um pirulito, sendo o diâmetro do disco escolhido de acordo com o experimento. Os colimadores de furo central são discos de diâmetro externo próximo ao diâmetro da canalização onde são montados e diâmetro interno, ou diâmetro da sua abertura central, com medida de acordo com a configuração do experimento, assim como no *lolly pop*.

2.1.3.5 Possíveis Feixes Secundários Produzidos Pelo Sistema TWINSOL

Além do feixe utilizado nesse trabalho, o ${}^8\text{Li}$, o sistema TWINSOL é capaz de produzir outros feixes de núcleos radioativos leves [29] com intensidades da ordem de 10^4 a 10^5 partículas por segundo, como mostra a tabela 2.2.

Feixe Secundário	Reação	Alvo
^6He	$^9\text{Be}(^7\text{Li}, ^6\text{He})$	^9Be
^8B	$^3\text{He}(^9\text{Be}, ^8\text{B})$	^3He (gás)
^{10}Be	$^4\text{He}(^9\text{Be}, ^{10}\text{Be})$	^4He (gás)
^{18}F	$^{12}\text{C}(^{17}\text{O}, ^{18}\text{F})$	^{12}C

Tabela 2.2: *Feixes secundários produzidos pelo sistema TWINSOL.*

2.1.3.6 A Câmara de Espalhamento

Após sua purificação, o feixe secundário de ^8Li é então transportado para a câmara de espalhamento onde ocorreu a reação de interesse desse experimento.

A câmara de espalhamento está localizada no extremo do sistema TWINSOL. Essa câmara de aproximadamente 75cm de diâmetro possui quatro aberturas laterais, flanges de medida ISO-250, sendo duas no sentido do feixe (entrada do feixe e abertura do sistema para alinhamento) e duas perpendiculares (utilizadas para conexão dos detectores e medidores diversos).

Figura 2.13: *Figura esquemática da câmara de espalhamento do sistema TWINSOL.*

Como podemos ver na figura 2.13 logo após a flange de entrada temos um dispositivo na câmara que na realidade tinha uma forma cilíndrica (como mostra a figura 2.14) e evitava

que feixes espalhados pelos colimadores atingissem os detectores. Também podemos ver na figura 2.13 que as flanges perpendiculares à linha do feixe são utilizadas para a eletrônica do experimento, sendo uma das flanges equipada com conectores BNC utilizados na alimentação dos detectores e obtenção dos pulsos elétricos ainda não pré-amplificados. Na flange oposta fica um medidor de vácuo que monitora a condição de pressão da câmara, que deve ser mantida sob controle para evitar que os detectores queimem, pois os mesmos só podem ser alimentados com tensão em condição de alto vácuo (abaixo de 10^{-6} Torr).

Dentro da câmara está montada a “mesa” para os detectores, sendo essa constituída de um disco rotatório concêntrico à câmara e que pode ser movido remotamente, permitindo a mudança na posição angular dos detectores sem o problema de alterar a pressão do sistema para tal.

O alvo secundário para o sistema TWINSOL possui um suporte para até quatro alvos, que podem ser trocados também sem alterar a pressão do sistema.

Figura 2.14: Foto da câmara de espalhamento em um dos momentos da experiência realizada para essa dissertação. Na foto podemos ver à esquerda a flange que possui os conectores para os detectores e à direita a flange com os medidores de vácuo.

Na figura 2.14 vemos uma das configurações de detectores utilizadas no experimento, neste caso a segunda configuração, assim como o cilindro que foi utilizado como colimador final no sistema, para que entrassem na câmara de espalhamento apenas as partículas que seriam focalizadas exatamente no ponto em que se encontrava o alvo secundário.

2.1.4 O Sistema de Detecção

Para a detecção das partículas de interesse no experimento, ^4He , ^6He , ^7Li , ^8Li , ^9Be , etc., optamos por um sistema de detectores de silício de barreira de superfície formando telescópios ΔE -E, sistema que possibilita a separação das partículas detectadas em carga e energia. Devido à boa resolução pudemos também separá-las em massa. Além disso, considerando a limitada intensidade do feixe secundário utilizamos detectores com uma área efetiva grande (da ordem de 300 a 450 mm²) para otimizar a taxa de contagens.

Foram utilizados quatro detectores finos para os “ ΔE ”, sendo três deles com espessura de 25 μm e o ultimo com 19 μm , e para os detectores “E” tínhamos três com espessura de 1000 μm e um *PSD* (*Position Sensitive Detector*) de 500 μm de espessura.

As características desses detectores, assim como o pareamento para a montagem dos telescópios, são listadas na tabela 2.3.

Telescópio	Tipo	nº de série	Área (mm ²)	Diâmetro (mm)	Espessura (μm)	Bias (V)
A	ΔE	45.059B	150	13	25	14
A	E	40.183H	450	22	1000	110
B	ΔE	43.210A	300	18,5	25	15
B	E	34.007H	450	22	1000	700
C	ΔE	45.059A	150	13	25	12
C	E	24.031D	450	22	1000	260
D	ΔE	40.190C	450	22	19	12
D	E	PSD	625	—	500	80

Tabela 2.3: *Pareamento dos detectores para a montagem dos telescópios utilizados durante o experimento. Todos os detectores possuíam secção transversal circular, exceto o PSD que era quadrada de lado igual a 25mm.*

Foram utilizados colimadores na frente de cada telescópio para garantir que a área dos telescópios exposta aos produtos de reação era efetivamente a que detecta as partículas e não a área morta (bordas e a moldura do detector).

Durante o experimento foram utilizadas duas configurações de posicionamento angular para os detectores, que chamaremos de *setup* 1 e *setup* 2, como mostra a tabela 2.4.

Telescópio	L (mm)	D (mm)	$\Delta\Omega$ (msr)	θ_{lab}^{setup1} ($^{\circ}$)	θ_{lab}^{setup2} ($^{\circ}$)
A	176,7	13	4,251	15	20
B	176,7	18,5	8,609	30	35
C	130,0	13	6,583	15	TNU ⁵
D	80,0	25	55,086	45	25

Tabela 2.4: *Características dos telescópios montados para o experimento.*

Sendo:

- L a distância do telescópio ao alvo secundário;
- D o diâmetro do colimador do telescópio;
- $\Delta\Omega$ o ângulo sólido do telescópio.

2.1.4.1 A Eletrônica Utilizada

O sistema de aquisição de dados era formado por um PC com sistema operacional Linux e o programa de aquisição e tratamento de dados do *Oak Ridge National Laboratory* [30], o VAXPAK [31], que fazia a leitura das informações detectadas e tratadas por um módulo CAMAC.

Os sinais de energia dos detectores eram obtidos pela integração de carga feita pelos pré-amplificadores *Ortec 142B*, sendo sua função também de alimentar os detectores com tensão (*bias*). Em seguida o sinal de energia pré-amplificado era tratado novamente por um amplificador *TC 241* e o sinal gerado servia de entrada para o módulo CAMAC conversor analógico-digital *Ortec AD811*.

A eletrônica montada para o detector PSD foi um pouco mais complexa, mas com a mesma estrutura dos outros detectores. Para obter a informação de energia foi também montado um sistema de pré-amplificador e amplificador, com um *Ortec 142B* para a pré-amplificação e um *TC 248* para a amplificação, e também um módulo CAMAC conversor analógico-digital *Ortec AD811*. O detector PSD tinha mais duas saídas de sinais, que combinadas davam a informação da posição angular em que a partícula atravessou o detector. Para o processamento desses sinais eram utilizados, em cada canal, um pré-amplificador *CF2003BT* e um amplificador *TC241*, novamente seguido de um módulo CAMAC conversor analógico-digital *Ortec AD811*.

⁵Telescópio não utilizado

Figura 2.15: *Figura esquemática do sistema de eletrônica utilizado para os detectores.*

2.2 Procedimento Experimental

As medidas desse trabalho foram realizadas em novembro de 2005 e tiveram a duração de uma semana. Os dois primeiros dias foram utilizados para a preparação do experimento (montagem e calibração dos detectores, alvos e produção do feixe secundário), e os cinco dias seguintes utilizados para as medidas das distribuições angulares das reações de espalhamento elástico e transferência do sistema $^8\text{Li}+^9\text{Be}$.

2.2.1 A Produção do Feixe Secundário

Para a realização do experimento produzimos um feixe de ^8Li , núcleo instável e não encontrado na natureza, incidindo o feixe primário de ^7Li em um alvo primário de ^9Be (reação primária), sendo o ^8Li produzido através da reação de troca de nucleon $^9\text{Be}(^7\text{Li},^8\text{Li})$. A intensidade do feixe primário de $^7\text{Li}^{3+}$ foi de aproximadamente $1\mu\text{A}$ durante o experimento e a intensidade do feixe secundário de ^8Li foi da ordem de 10^5 partículas por segundo.

O alvo de ^9Be , uma lâmina de $12\mu\text{m}$ de espessura, foi montado na janela de saída do alvo de produção do sistema TWINSOL, de modo que o gás (de ^4He a 1atm) no alvo de produção foi utilizado para resfriar o mesmo.

2.2.1.1 Maximização do Feixe Secundário

Além dos colimadores e bloqueadores posicionados ao longo da canalização do sistema TWINSOL utilizamos um cilindro na entrada da câmara de espalhamento, como mostra a figura 2.14, cilindro esse que se estendia até o alvo secundário. Na extremidade desse cilindro tínhamos um colimador do tamanho do alvo de reação (alvo secundário). Esse cilindro evitava que partículas contaminantes do feixe secundário que não eram focalizadas no alvo atingissem os detectores.

Como o feixe de ^8Li tinha uma resolução em energia da ordem de $0,450\text{MeV}$, pois era formado pela focalização das partículas que saíam do alvo primário entre os ângulos de 3° e 6° , a intensidade desse feixe dependia do ajuste fino das correntes dos dois solenóides. Para a maximização foi montado um detector a 0° na câmara de espalhamento e com isso foi preciso diminuir a intensidade do feixe primário para cerca de $100\eta\text{A}$, evitando que ele queimasse com a exposição excessiva ao feixe de ^8Li e seus contaminantes.

Para medir a taxa de transmissão do ^8Li foram comparadas as contagens de ^8Li no detector e a corrente do feixe primário medida no copo de Faraday do próprio sistema TWINSOL, sendo a razão entre essas grandezas utilizada como a medida da taxa de transmissão, número de partículas de ^8Li detectadas dividido pela carga integrada no copo

de Faraday, em partículas de ^8Li por ηC do feixe primário.

Os valores iniciais de corrente dos solenóides foram $I_{\text{SOL1}}=45,54\text{A}$ e $I_{\text{SOL2}}=40,46\text{A}$, calculados através da simulação de trajetória do feixe, sendo o primeiro valor obtido para a taxa de transmissão do ^8Li de $1,81\text{ p}_{\text{sLi}}/\eta C$. O primeiro passo de ajuste foi variar a corrente do segundo solenóide, I_{SOL2} , sendo o ponto máximo obtido para $I_{\text{SOL2}}=38,75\text{A}$ a uma taxa de transmissão de $3,85\text{ p}_{\text{sLi}}/\eta C$.

Em seguida foi feito o mesmo procedimento para o primeiro solenóide, sendo o ponto máximo obtido para $I_{\text{SOL1}}=45,30\text{A}$ a uma taxa de transmissão de $4,13\text{ p}_{\text{sLi}}/\eta C$.

2.2.2 Medidas Realizadas

Antes de iniciarmos as medidas com o feixe de ^8Li calibramos os espectros de energia dos detectores utilizando uma fonte- α de ^{228}Th . A seguir iniciamos as medidas incidindo um feixe de ^8Li em um alvo de ^{197}Au de $0,985\text{mg/cm}^2$. Nessas energias o espalhamento de ^8Li em ^{197}Au é puramente Rutherford. Essas medidas foram importantes para a normalização dos dados e também para a calibração, a energias mais altas, dos espectros dos detectores utilizando os próprios elementos do feixe secundário. As medidas realizadas com o alvo de ouro foram recorrentes durante o experimento para monitorar as condições durante toda a sua realização.

As medidas com o alvo de ^9Be , de $\rho=1,80\text{mg/cm}^2$, foram feitas em duas etapas sendo que cada etapa tinha uma distribuição angular para os telescópios ΔE - E , como mostra a tabela 2.4, tendo sido medidos no *setup* 1 os ângulos de 15° , 30° e 45° e no *setup* 2 os ângulos de 20° , 25° e 35° (no referencial do laboratório). Cada *setup* foi utilizado por cerca de dois dias a fim de obter dados suficientes para análise. Durante a mudança do posicionamento dos detectores também foi trocado o cadinho da fonte de íons com a matéria prima para o feixe primário de ^7Li , hidróxido de lítio misturado com prata ($^{\text{natural}}\text{LiOH} + \text{Ag}$). Após a retomada e re-focalização do feixe primário o feixe secundário apresentou características ligeiramente diferentes, em termos de taxa de produção, entre os dois *setups*.

Capítulo 3

Redução dos Dados

Neste Capítulo damos uma descrição de como os dados brutos obtidos na forma de evento por evento foram tratados até obtermos os espectros de energia das partículas de interesse.

3.1 Estrutura dos Dados e Ferramentas Utilizadas

Os dados brutos consistiam das informações de perda de energia (ΔE e E) para cada detector além da informação de posição do detector PSD (foram utilizados apenas dois sinais para a informação de posição no detector PSD, já que utilizamos somente a coordenada “x”). Esses dados foram armazenados durante a aquisição em um arquivo no formato evento por evento.

Para gerar e analisar os espectros de interesse a partir desses dados brutos utilizamos o pacote de aplicativos do sistema VAXPAK [31], sistema de aquisição e análise de dados do *Oak Ridge National Laboratory* [30]. Dentre os aplicativos do VAXPAK temos o programa SCAN, que gera os histogramas a partir dos dados no formato evento por evento. As parametrizações desses histogramas são controladas por um arquivo fonte, escrito em linguagem de programação FORTRAN, denominado 8Li.f (exposto no apêndice A da dissertação). É nesse arquivo que definimos quais espectros queremos e efetuamos as operações desejadas nos espectros.

Para visualizar os espectros e obter as áreas dos picos utilizamos o aplicativo DAMM, que além de ser uma interface gráfica para a análise de histogramas possibilita diversas manipulações dos espectros, como: delimitar as áreas de interesse em um espectro bi-paramétrico, projetar as contagens das áreas delimitadas nos seus eixos e também ajustar curvas gaussianas para a obtenção das áreas de cada pico do espectro.

Outros dois aplicativos do VAXPAK que foram muito utilizados na análise dos dados foram o STOPX e o KINEQ. O STOPX é um programa que calcula a perda de energia de partículas ao atravessarem meios sólidos ou gasosos utilizando a parametrização de Ziegler. O KINEQ é um programa que calcula a cinemática de reações nucleares de dois corpos, fornecendo a informação de transformação de coordenadas do referencial de laboratório para o referencial de centro de massa.

3.2 Calibração dos Espectros

A calibração dos espectros de canais para energia foi feita em duas etapas, na primeira etapa utilizamos uma fonte- α de ^{228}Th para calibrar a região de baixas energias (entre 5MeV e 9MeV) e na segunda etapa utilizamos elementos contaminantes do feixe secundário espalhados no alvo de ^{197}Au com energia conhecida para complementar a calibração para energias mais altas (entre 15MeV e 30MeV).

3.2.1 Calibração Utilizando a Fonte α

Na calibração da região de baixas energias utilizamos uma fonte- α de ^{228}Th que emite cinco partículas α de energias conhecidas, listadas na tabela 3.1.

α	$E(\text{MeV})$
α_1	8,784
α_2	6,778
α_3	6,288
α_4	5,685
α_5	5,423

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

Calibramos primeiramente os espectros de energia dos detectores E dos telescópios ΔExE , pois suas espessuras eram suficientes para que as partículas α perdessem toda a sua energia e parassem antes de atravessar o detector. Temos na figura 3.1 um espectro típico dessa etapa da calibração.

Figura 3.1: *Espectro típico de energia utilizado na calibração de um detector E.*

A etapa seguinte foi a calibração do espectro de energia dos detectores ΔE . Aqui também utilizamos a fonte- α de ^{228}Th . Com os detectores E já calibrados montamos os telescópios ΔE -E. As partículas α atravessam o detector ΔE e param no detector E. O espectro gerado pela combinação desses dois sinais pode ser visto na figura 3.2.

Figura 3.2: *Espectro típico ΔE -E para o telescópio A. As várias partículas α com diferentes energias são indicadas.*

Assim, conhecendo-se a energia inicial de cada partícula α e a energia residual no

espectro de E (já calibrado) pudemos determinar a energia depositada por cada partícula- α nos detectores ΔE .

3.2.2 Calibração Utilizando os Elementos do Feixe Secundário

Como descrito no procedimento experimental, fizemos medidas de espalhamento elástico de ^8Li em um alvo secundário de ouro. O feixe secundário produzido à partir da reação $^9\text{Be}(^7\text{Li}, ^8\text{Li})$ e focalizado pelos solenóides contém também diversos contaminantes com diferentes massas e energias mas com o mesmo valor de $(B\rho)^2$. Sendo assim pudemos utilizar os elementos contaminantes do feixe secundário, já que suas energias eram conhecidas, para complementar a calibração dos detectores em um intervalo de energia maior do que o intervalo das partículas α utilizadas anteriormente. Um espectro típico do espalhamento elástico do feixe secundário no alvo de ouro está na figura 3.3.

Figura 3.3: Espectro ΔE - E típico do espalhamento elástico do feixe secundário de ^8Li e seus contaminantes no alvo de ouro. Neste caso, no telescópio A a $\theta_{lab}=15^\circ$. Em destaque os elementos identificados no feixe secundário.

Como podemos ver na figura 3.3 foi possível identificar claramente no feixe secundário os elementos: $^8\text{Li}^{3+,gs}$, $^8\text{Li}^{3+,*}$, $^7\text{Li}^{3+}$, $^6\text{He}^{2+}$ e $^4\text{He}^{2+}$, tendo sido considerados para a segunda parte da calibração apenas $^8\text{Li}^{3+,gs}$, $^6\text{He}^{2+}$ e $^4\text{He}^{2+}$. Os valores apresentados na tabela 3.2 são os valores das energias dos feixes antes da reação com o alvo de ouro, logo depois de

passar pelos solenóides.

Partícula	E (MeV)
$^8\text{Li}^{3+}$	27,7
$^6\text{He}^{2+}$	16,4
$^4\text{He}^{2+}$	24,6

Tabela 3.2: *Energia dos elementos do feixe secundário que foram utilizados na segunda parte da calibração dos detectores calculados a partir da fórmula 2.5.*

Os valores de energia considerados na calibração foram obtidos após termos calculado a perda de energia no alvo de ouro e a cinemática da reação. Para os cálculos de perda de energia e da cinemática das reações foram utilizados, respectivamente, os programas STOPX e KINEQ. O alvo de ^{197}Au tinha uma espessura de $0,985\text{mg/cm}^2$.

As retas de calibração de todos os detectores foram obtidas pelo método de mínimos quadrados ajustando os dados experimentais à função linear:

$$E_x = a_x * ch + b_x \quad (3.1)$$

Sendo:

- x o detector em questão;
- ch o número do canal no espectro do detector x ;
- a_x e b_x o coeficiente angular (em MeV/Canal) e linear (em MeV) da reta de calibração, respectivamente;
- e E_x , a energia correspondente ao canal do espectro, dado em MeV.

Os resultados finais da calibração dos espectros de energia de cada detector, utilizando os dados da calibração com a fonte- α e os dados dos elementos do feixe secundário, estão nas tabelas 3.3 e 3.4.

Detector	a_x	b_x
ΔE_A	0,00695	-0,08013
ΔE_B	0,01066	-0,39056
ΔE_C	0,00811	-0,15935
ΔE_D	0,00771	-0,07415

Tabela 3.3: *Valores finais dos coeficientes das retas de calibração dos espectros de energia dos detectores ΔE .*

Detector	a_x	b_x
E_A	0,02310	-1,30082
E_B	0,02257	-1,26221
E_C	0,02241	-1,28595
E_D	0,02236	-1,18317

Tabela 3.4: Valores finais dos coeficientes das retas de calibração dos espectros de energia dos detectores E .

Os parâmetros das retas de calibração dos espectros em energia foram então inseridos no código do arquivo de parametrização dos espectros 8Li.f de tal maneira que todos os espectros bi-paramétricos gerados tinham seus eixos em unidades de $10 \times E(\text{MeV})$, ou seja, se o eixo tivesse a leitura de 250 canais essa leitura equivaleria a 25MeV.

A calibração dos espectros de energia foi um procedimento importante nessa experiência porque a identificação das partículas provenientes da transferência de prótons e nêutrons tais como ${}^9\text{Be}$, ${}^9\text{Li}$ e ${}^7\text{Li}$ (no nosso estudo o ${}^9\text{Be}$ proveniente da reação de transferência de próton ${}^8\text{Li}({}^9\text{Be}, {}^9\text{Be})$) foi feita com base na cinemática de reação e das energias finais.

Os coeficientes mostrados nas tabelas 3.3 e 3.4 foram obtidos à partir dos ajustes de funções lineares aos dados experimentais como mostram os gráficos a seguir:

Figura 3.4: Reta de calibração em energia para o detector ΔE do telescópio A. Esse ajuste contém as informações das partículas α e dos elementos do feixe secundário utilizados para a calibração dos detectores.

Figura 3.5: *Idem da figura 3.4 para o detector ΔE do telescópio B.*

Figura 3.6: *Idem da figura 3.4 para o detector ΔE do telescópio C.*

Figura 3.7: *Idem da figura 3.4 para o detector ΔE do telescópio D.*

Figura 3.8: *Idem da figura 3.4 para o detector E do telescópio A.*

Figura 3.9: *Idem da figura 3.4 para o detector E do telescópio B.*

Figura 3.10: *Idem da figura 3.4 para o detector E do telescópio C.*

Figura 3.11: *Idem da figura 3.4 para o detector E do telescópio D.*

3.3 Os Espectros Obtidos

Para melhorar a resolução nos espectros de energia geramos espectros bi-paramétricos ΔE x E_{TOTAL} , sendo E_{TOTAL} a soma dos sinais ΔE e E . Essa soma só foi possível após termos calibrado cada espectro em energia.

Figura 3.12: Espectros bi-paramétricos obtidos devidamente calibrados. À esquerda ΔE X E e à direita ΔE X E_{TOTAL} , ambos para o detector A a $\theta_{lab}=15^\circ$.

Para a melhor separação e identificação das partículas geramos espectros utilizando uma nova variável, $C(M,Z)$ [32]. Essa variável é uma combinação dos sinais de ΔE e E dada pela fórmula 3.2.

$$C(M, Z) = (E_r + \Delta E)^b - E_r^b \quad (3.2)$$

Sendo:

- $C(M,Z)$ a grandeza apresentada em [32], que é proporcional à massa e ao número atômico da partícula, sendo assim, separa no espectro até mesmo isótopos;
- ΔE é a energia depositada no detector ΔE do telescópio;
- E_r é a energia residual da partícula, no nosso caso a energia depositada no detector E ;
- b é uma grandeza relacionada à massa da partícula, ela que ajustada corretamente fará com que o espectro fique com diversas linhas horizontais que separam as partículas em massa e número atômico.

Com isso pudemos “linearizar” as regiões correspondentes a cada elemento nos espectros bi-paramétricos.

Como o objeto do presente trabalho é determinar a taxa de contagens do ^9Be vindo da reação de transferência $^9\text{Be}(^8\text{Li}, ^9\text{Be})$ o parâmetro b da fórmula 3.2 foi ajustado de tal forma a otimizar a linearização das partículas de ^9Be espectro $C(M,Z) \times E_{TOTAL}$, sendo que obtivemos o valor de $b=1,50$.

Figura 3.13: Espectro $C(M,Z) \times E_{TOTAL}$ com $b=1,50$ para o telescópio A a $\theta_{lab}=15^\circ$. Os núcleos de ^9Be constituem a faixa da região entre os canais 250 e 300 no eixo y ($C(M,Z)$).

3.3.1 A Divisão do Telescópio D

Como o detector E do telescópio D era um detector sensível a posição (PSD) tínhamos também a informação de posição das partículas detectadas por ele. Pudemos então dividir a posição desse detector em três regiões. Essa divisão foi feita simplesmente dividindo, na direção angular, o detector em 3 partes iguais. Isso foi possível devido ao grande ângulo sólido desse detector, de cerca de 55msr como podemos ver na tabela 2.4, sendo que mesmo com essa divisão cada região do telescópio D ficaria com um ângulo sólido maior do que qualquer um dos outros telescópios, como pode ser visto na tabela 3.5. A divisão do telescópio foi implementada diretamente no código do arquivo `8Li.f`¹.

¹Esse código está exposto no apêndice A dessa dissertação.

O detector *PSD* era o único detector quadrado, sendo o ΔE e o colimador usados em conjunto com ele no telescópio D circulares, portanto foi necessário calcular as áreas de sombreamento do colimador e do ΔE sobre o *PSD* para saber qual a área de detecção efetiva para cada divisão do telescópio. Devido a essa característica as regiões periféricas do detector ficaram com uma área de detecção efetiva menor do que a área central, pois a região central não era sombreada pelo colimador. Além disso foi necessário calcular o ângulo central (θ_{LAB}) de cada divisão do detector D, sendo o ângulo da divisão central do detector igual ao ângulo original do telescópio D e as duas divisões periféricas desviadas, positiva e negativamente, por um mesmo fator.

Telescópio	L (mm)	$\Delta\Omega$ (msr)	θ_{lab}^{setup1} ($^\circ$)	θ_{lab}^{setup2} ($^\circ$)
A	176,7	4,251	15	20
B	176,7	8,609	30	35
C	142,0	6,583	15	TNU ²
D ₁	104,0	17,138	40,4	20,4
D ₂	104,0	20,810	45	25
D ₃	104,0	17,138	49,6	29,6

Tabela 3.5: *Características dos telescópios após a divisão do detector D.*

Sendo:

- L a distância do telescópio ao alvo secundário;
- $\Delta\Omega$ o ângulo sólido do telescópio.

²Telescópio não utilizado

Capítulo 4

Distribuições Angulares Experimentais

Neste capítulo descrevemos como foram determinadas as seções de choque experimentais para o espalhamento elástico de ^8Li em ^9Be e da transferência elástica $^9\text{Be}(^8\text{Li}, ^9\text{Be})$.

4.1 Seção de Choque Diferencial Experimental

A seção de choque diferencial experimental é a grandeza que determina a probabilidade de que um determinado processo nuclear ocorra em função do ângulo de detecção. Considerando então que a detecção seja feita por um detector que subentenda um ângulo sólido $\Delta\Omega$ e que esteja posicionado no ângulo θ_{CM} a seção de choque diferencial experimental para um determinado mecanismo é dada pela fórmula 4.1.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{EXP}(\theta_{CM}) = \frac{Y.J}{N_B.N_T.\Delta\Omega} \times 10^{27}; (mb/sr) \quad (4.1)$$

Sendo:

- Y o número de partículas detectadas do evento de interesse, obtidos dos espectros de energia;
- N_B o número de partículas do feixe de interesse, calculado utilizando a carga integrada do feixe primário multiplicada pela taxa de produção do ^8Li ;
- N_T o número de partículas no alvo (em part/cm²);
- e $\Delta\Omega$ o ângulo sólido (em sr) subentendido pelos detectores;
- $J=d\Omega_{LAB}/d\Omega_{CM}$ o jacobiano da transformação do referencial de laboratório para o referencial de centro de massa calculado utilizando o programa KINEQ do sistema VAXPAK.

A incerteza do valor para a seção de choque experimental pode ser calculado, através da propagação de incertezas da fórmula 4.1, como mostra a fórmula 4.2.

$$\left(\frac{\sigma_{\frac{d\sigma}{d\Omega}}}{\frac{d\sigma}{d\Omega}}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_Y}{Y}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{N_B}}{N_B}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{N_T}}{N_T}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\Delta\Omega}}{\Delta\Omega}\right)^2 \quad (4.2)$$

Sendo:

- σ_Y a incerteza no número de contagens do pico, obtido nos ajustes feitos no programa DAMM;
- σ_{N_T} a incerteza do valor obtido para o número de partículas do alvo;
- σ_{N_B} a incerteza do valor obtido para o número de partículas no feixe;
- $\sigma_{\Delta\Omega}$ a incerteza do valor do ângulo sólido de cada telescópio;

- e o jacobiano, J , não possui incerteza.

Para calcular as seções de choque experimentais para o espalhamento elástico ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li}){}^9\text{Be}$ e para a transferência ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Li}$ precisamos determinar cada um desses parâmetros: N_B , N_T , $\Delta\Omega$, J e o valor de Y (as áreas dos picos correspondentes às partículas espalhadas de ${}^8\text{Li}$ e retro-espalhadas de ${}^9\text{Be}$ nos espectros de energia).

4.1.1 Determinação do Número de Partículas no Alvo

O valor do número de partículas no alvo, N_T , é calculado utilizando as informações da massa molar do elemento químico do alvo (MM_{ALVO}), espessura do alvo (ρ_{ALVO} em g/cm²) e o número de Avogadro, e é calculado utilizando a relação 4.3.

$$N_T = \frac{6,02 \times 10^{23} \rho_{ALVO}}{MM_{ALVO}}; (part/cm^2) \quad (4.3)$$

Por propagação de incertezas temos que o valor de σ_{N_T} é dado por:

$$\left(\frac{\sigma_{N_T}}{N_T}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{\rho_{ALVO}}}{\rho_{ALVO}}\right)^2 \rightarrow \sigma_{N_T} = N_T \frac{\sigma_{\rho_{ALVO}}}{\rho_{ALVO}} \quad (4.4)$$

4.1.2 Determinação dos Ângulos Sólidos

O ângulo sólido é calculado utilizando a área efetiva do detector (A) e sua distância do alvo (L), sendo o angulo sólido e sua incerteza calculados de acordo com as formulas:

$$\Delta\Omega = \frac{A}{L^2} \rightarrow \left(\frac{\sigma_{\Delta\Omega}}{\Delta\Omega}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_A}{A}\right)^2 + 4 \left(\frac{\sigma_L}{L}\right)^2 \quad (4.5)$$

4.1.3 Determinação do Valor de θ_{CM} Efetivo

O ângulo efetivo de espalhamento para os detectores no referencial de centro de massa, θ_{CM} , foi calculado utilizando um programa chamado de *angle corrector*¹, programa que fazia uma simulação de Monte Carlo para o cálculo de θ_{CM} . Esse cálculo foi necessário para corrigir as distorções causadas no cálculo da seção de choque experimental devido à grande abertura angular dos telescópios utilizados (os telescópios utilizados possuíam abertura angular de aproximadamente $\Delta\theta_{LAB} \approx 5^\circ$, o que pelas características da cinemática da reação ${}^8\text{Li} + {}^9\text{Be}$ corresponde a $\Delta\theta_{CM} \approx 10^\circ$), pois nesses intervalos angulares a seção de choque poderia variar

¹O programa foi desenvolvido em São Paulo pelo Prof. Dr. Rubens Lichtentäler Filho e estará disponível na página do grupo de Reações Diretas e Núcleos Exóticos [33].

até ordens de grandeza, e sendo assim o ângulo médio para a detecção das partículas não é igual ao ângulo médio geométrico.

Assim o programa *angle corrector* faz uma média da seção de choque sobre toda a área do detector, calculando o valor efetivo de θ_{CM} . Quando o espalhamento é Rutherford a seção de choque utilizada no programa é calculada internamente, e para outras reações o processo é feito iterativamente até que haja convergência no valor de θ_{CM} . Esse cálculo pode ser feito tanto para detectores com área de detecção retangular quanto circular, tornando o programa compatível com praticamente todos os detectores utilizados². Com o telescópio D dividido em três partes, sendo as duas partes periféricas um segmento de círculo, o cálculo de θ_{CM} foi feito por aproximação, considerando as duas divisões periféricas como se fossem retangulares.

4.1.4 Determinação do Jacobiano

Uma vez que iremos comparar as seções de choque experimental com cálculos teóricos precisamos determinar a seção de choque experimental no referencial de centro de massa, e o jacobiano é a grandeza que transforma a seção de choque experimental do referencial de laboratório para o referencial de centro de massa. O Jacobiano foi calculado pelo programa KINEQ através do cálculo de dinâmica de dois corpos.

4.1.5 Determinação das Áreas dos Picos

As áreas dos picos de interesse foram determinadas, utilizando o programa DAMM, através do ajuste de curvas gaussianas nos espectros de energia das projeções das regiões de interesse dos espectros bi-paramétricos. As incertezas associadas aos valores de contagens dos picos foram também calculadas pelo programa DAMM.

4.1.6 Determinação do Número de Partículas no Feixe

O valor do número de partículas no feixe, N_B , é calculado utilizando a carga integrada do feixe primário (I_{7Li} em ηC), que foi bloqueado pelo copo de Faraday, e a taxa de produção do 8Li (P_{8Li} em partículas/ ηC) em relação ao feixe primário de 7Li .

$$N_B = I_{7Li} * P_{8Li} \quad (4.6)$$

²Exemplos de arquivos de entrada do programa *angle corrector* para detectores circulares e retangulares estão no apêndice B dessa dissertação.

A incerteza do número de partículas do feixe pode ser calculada também usando propagação de incertezas para a fórmula 4.6, sendo dada por:

$$\left(\frac{\sigma_{N_B}}{N_B}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{I_{FEIXE}}}{I_{FEIXE}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{P_{8Li}}}{P_{8Li}}\right)^2 \quad (4.7)$$

Como a incerteza da carga do feixe primário é muito pequena não a consideramos nesses cálculos, e assim obtivemos:

$$\frac{\sigma_{N_B}}{N_B} = \frac{\sigma_{P_{8Li}}}{P_{8Li}} \quad (4.8)$$

O número de partículas do feixe secundário de ^8Li (N_B) não é obtido diretamente, sendo que para determinar esse valor determinamos primeiro a taxa de produção de ^8Li em relação ao feixe primário de ^7Li .

4.1.6.1 Determinação da Taxa de Produção do ^8Li

A taxa de produção do ^8Li (P_{8Li}) em relação ao feixe primário de ^7Li foi calculada através da análise do espalhamento elástico do feixe secundário no alvo de ouro. Essa análise foi feita normalizando a seção de choque experimental em relação à seção de choque de Rutherford para o espalhamento elástico.

E a seção de choque de Rutherford é dada pela fórmula:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{RUTH}(\theta_{CM}) = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \left(\frac{e^2 Z z}{4E_{CM}}\right)^2 \frac{1}{\sin^4\left(\frac{\theta_{CM}}{2}\right)} \quad (4.9)$$

Sendo:

- Z e z , respectivamente, o número atômico do elemento do alvo e do feixe;
- E_{CM} a energia da reação no referencial de centro de massa;
- θ_{CM} o ângulo de espalhamento no referencial de centro de massa;
- π a constante matemática, a permissividade do vácuo $\epsilon_0=8,8541878176\text{C}^2/\text{Nm}^2$ e a carga elétrica elementar $e=1,602176487(40)\text{C}$.

As contagens dos picos do espalhamento elástico $^{197}\text{Au}(^8\text{Li},^8\text{Li})$ foram obtidas através do ajuste de curvas gaussianas no espectro de energia (E_{TOTAL}) resultante da projeção da região dos espectros bi-paramétricos $C(M,Z) \times E_{TOTAL}$ que continham as contagens referentes aos núcleos de ^8Li , tendo sido detectados seu estado fundamental e o primeiro estado excitado, $^8\text{Li}^{gs}$ e $^8\text{Li}^*$, sendo $E_{8Li^*}=0,98\text{MeV}$. Um exemplo do espectro bi-paramétrico do espalhamento

elástico $^{197}\text{Au}(^8\text{Li},^8\text{Li})$ e do ajuste das curvas gaussianas no espectro de E_{TOTAL} está na figura 4.1.

Figura 4.1: À esquerda o espectro $C(M,Z) \times E_{TOTAL}$ para o espalhamento elástico $^{197}\text{Au}(^8\text{Li},^8\text{Li})$ em $\theta_{LAB}=15^\circ$ com a região do ^8Li em destaque e à direita a projeção da região em destaque no eixo E_{TOTAL} .

A figura 4.1 também mostra o ajuste das duas distribuições gaussianas feito pelo programa DAMM para a região destacada, sendo que ajustamos dois picos referentes ao estado fundamental e o primeiro estado excitado do ^8Li . Os valores obtidos para a energia dos picos foram de $E_{sLi^{gs}}=27,67\text{MeV}$ e $E_{sLi^*}=26,74\text{MeV}$.

Como podemos ver na figura 4.1 foi possível separar, através do ajuste das curvas gaussianas, as contagens do $^8\text{Li}^{gs}$ e o $^8\text{Li}^*$ para calcular a taxa de produção apenas do $^8\text{Li}^{gs}$.

Assim calculamos a razão entre a seção de choque experimental e a seção de choque de Rutherford e ajustamos o valor da taxa de produção do ^8Li (P_{sLi}) que normalizasse essa razão.

Núcleo	$P_{Nucleo}^{setup1} (p/\eta C)$	$P_{Nucleo}^{setup2} (p/\eta C)$
^8Li	900(90)	528(52)

Tabela 4.1: Valor obtido para a taxa de produção do ^8Li em relação ao feixe primário (P_{sLi}).

4.2 Determinação das Distribuições Angulares Experimentais

4.2.1 O Espalhamento Elástico ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li})$

Para determinar a seção de choque experimental do espalhamento elástico ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li})$ utilizamos os espectros $C(M,Z)$ X E_{TOTAL} para obter as contagens de ${}^8\text{Li}$, e o exemplo de um espectro típico está na figura 4.2.

As áreas dos picos das partículas de ${}^8\text{Li}$ correspondentes ao espalhamento elástico de ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$ foram obtidas da projeção em energia à partir da projeção no eixo E_{TOTAL} da região correspondente ao ${}^8\text{Li}$ delimitada no espectro bi-paramétrico $C(M,Z)$ X E_{TOTAL} .

Figura 4.2: À esquerda o espectro $C(M,Z)$ X E_{TOTAL} para o espalhamento elástico ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li})$ em $\theta_{LAB}=15^\circ$ com a região do ${}^8\text{Li}$ em destaque e à direita a projeção no eixo E_{TOTAL} da região em destaque.

Como vemos no espectro da figura 4.2 foram observados novamente o ${}^8\text{Li}^{gs}$ e o ${}^8\text{Li}^*$, sendo $E_{sLi^*}=0,98\text{MeV}$, e para obtermos a área correspondente apenas aos núcleos do ${}^8\text{Li}^{gs}$ deconvoluimos o espectro utilizando o programa DAMM. Consideramos duas curvas gaussianas deixando o programa DAMM variar a largura de cada pico de modo a otimizar o ajuste.

Para o cálculo de θ_{CM} utilizamos novamente o programa *angle corrector*. Nesse caso por não se tratar de espalhamento Rutherford os valores para a seção de choque foram fornecidos para o programa em um arquivo externo. Os valores da seção de choque experimental para

a reação ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li})$ fornecidos no arquivo de entrada do programa *angle corrector* foram os valores calculados através da fórmula 4.1 para θ_{CM} obtido através dos cálculos de cinemática utilizando o programa KINEQ. À partir do primeiro conjunto de dados de seção de choque e θ_{CM} foram feitas seguidas rodadas de cálculos para o valor de θ_{CM} utilizando o *angle corrector* de forma iterativa até que os valores de θ_{CM} convergissem.

Assim, com as contagens do ${}^8\text{Li}^{gs}$ determinadas, pudemos determinar a seção de choque experimental do espalhamento elástico ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li})$ utilizando a fórmula 4.1, e os valores obtidos estão na tabela 4.2.

Setup	Telescópio	θ_{lab} (°)	θ_{CM} (°)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	$\sigma_{d\sigma/d\Omega}$ (mb/sr)
1	A	15	24,36	93,864	13,9
1	B	30	54,31	1,371	0,211
1	C	15	22,90	96,325	16,4
1	D ₁	40,4	74,39	0,0235	0,0080
2	A	20	34,61	62,196	9,05
2	D ₁	20,4	35,98	26,604	3,81
2	D ₂	25	44,92	5,161	0,820
2	D ₃	29,6	53,61	1,018	0,154

Tabela 4.2: Valores obtidos para a seção de choque de espalhamento elástico ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li})$. Os telescópios D₂ e D₃ no setup 1 e o telescópio B no setup 2 não tiveram contagens suficientes para a identificação do pico de ${}^8\text{Li}$ nos espectros de energia $C(M,Z) \times E_{TOTAL}$.

Como a abertura angular dos detectores era muito grande, aproximadamente $\Delta\theta_{CM} \approx 10^\circ$, os valores de seção de choque em ângulos muito próximos foram incorporados em um único valor, sendo esse a média dos valores originais e a incerteza do valor consolidado a soma das incertezas desses valores. Assim obtivemos a seção de choque como mostra a tabela 4.3 e a figura 4.3.

θ_{CM} (°)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	$\sigma_{d\sigma/d\Omega}$ (mb/sr)
23,63	95,1	30,3
35,30	44,4	12,9
44,92	5,16	0,820
53,96	1,19	0,365
74,39	0,0235	0,0080

Tabela 4.3: Valores finais para a seção de choque experimental de espalhamento elástico ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li})$.

Figura 4.3: Seção de choque do espalhamento elástico ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li})$.

4.2.2 A Reação de Transferência ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be})$

As áreas dos picos correspondentes ao ${}^9\text{Be}$ vindo da reação de transferência ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be})$ também foram determinadas utilizando o espectro bi-paramétrico $C(M, Z) \times E_{TOTAL}$ através do ajuste de curvas gaussianas no espectro da projeção da região referente aos núcleos de ${}^9\text{Be}$ no eixo E_{TOTAL} .

Ao analisarmos o espectro de E_{TOTAL} da região referente ao ${}^9\text{Be}$ nos espectros da reação de transferência ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be})$ observamos não um pico isolado referente ao produto da reação de transferência, e sim uma região povoada por núcleos de ${}^9\text{Be}$. Alguns desses ${}^9\text{Be}$ vieram do próprio feixe secundário como contaminantes, sendo assim podíamos ter o ${}^9\text{Be}$ do espalhamento elástico ${}^9\text{Be}({}^9\text{Be}, {}^9\text{Be})$ e o ${}^9\text{Be}$ do alvo secundário retro espalhado além do ${}^9\text{Be}$ da reação de transferência ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be})$.

Para determinarmos o ${}^9\text{Be}$ contaminante do feixe analisamos o espalhamento elástico do feixe secundário no alvo de ouro e nele observamos, como pode ser visto na figura 4.4, três picos na região do ${}^9\text{Be}$, provenientes ou de partículas do alvo primário de ${}^9\text{Be}$ retro-espalhadas ou da reação do feixe primário com o alvo primário ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^9\text{Be})$.

Figura 4.4: À esquerda o espectro $C(M,Z) \times E_{TOTAL}$ da reação de espalhamento elástico entre os elementos do feixe secundário e o alvo de ^{197}Au para $\theta_{LAB}=15^\circ$ com a região do contaminantes de ^9Be em destaque, e à direita a projeção da região em destaque no eixo E_{TOTAL} . Podemos notar na região projetada a presença de três núcleos de ^9Be , sendo suas energias $E_{^9\text{Be}}^1=18,6\text{MeV}$, $E_{^9\text{Be}}^2=21,0\text{MeV}$ e $E_{^9\text{Be}}^3=24,0\text{MeV}$.

Com as energias dos picos em todos os telescópios pudemos determinar a energia de cada partícula de ^9Be do feixe secundário antes do alvo secundário, utilizando os programas STOPX e KINEQ para os cálculos de perda de energia e da reação de espalhamento elástico $^{197}\text{Au}(^9\text{Be},^9\text{Be})$ dos contaminantes de ^9Be do feixe secundário. Os valores obtidos estão na tabela 4.4.

Núcleo	E (MeV)
$^9\text{Be}_1$	19,380(61)
$^9\text{Be}_2$	21,741(51)
$^9\text{Be}_3$	24,615(39)

Tabela 4.4: Energia dos contaminantes de ^9Be presentes no feixe secundário.

Assim pudemos calcular a perda de energia e o espalhamento elástico $^9\text{Be}(^9\text{Be},^9\text{Be})$ para esses núcleos de ^9Be contaminantes do feixe secundário e separá-los do ^9Be referente à reação de transferência $^9\text{Be}(^8\text{Li},^9\text{Be})$, como podemos ver na figura 4.6.

Figura 4.5: Espectro $C(M,Z) \times E_{TOTAL}$ da reação ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$ para $\theta_{LAB}=15^\circ$. Em “b)” temos a ampliação da região destacada em “a)”. Podemos notar na faixa do espectro destacada em “b)” a presença de de mais de um pico referente a partículas de ${}^9\text{Be}$.

Figura 4.6: Ajuste dos picos da projeção da região destacada na figura 4.5 no eixo E_{TOTAL} .

Como podemos ver na figura 4.6 foram ajustados 4 picos para esse espectro, sendo o mais energético $E_{9Be}^{transf}=22,9\text{MeV}$ referente ao ${}^9\text{Be}$ da reação de transferência ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be})$, e a energia dos contaminantes referentes à tabela 4.4 iguais a $E_{9Be}^1=15,8\text{MeV}$, $E_{9Be}^2=17,7\text{MeV}$ e $E_{9Be}^3=19,8\text{MeV}$.

Assim determinamos a seção de choque experimental da reação de transferência ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be})$ utilizando a fórmula 4.1 e o valor de θ_{CM} calculado através do programa *angle corrector* como mostra a tabela 4.5.

Setup	Telescópio	θ_{lab} (°)	θ_{CM} (°)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	$\sigma_{d\sigma/d\Omega}$ (mb/sr)
1	A	15	31, 15	0, 946	0, 150
1	B	30	58, 78	0, 141	0, 025
1	C	15	31, 33	0, 564	0, 094
2	A	20	39, 88	1, 366	0, 218
2	B	35	70, 12	0, 261	0, 045
2	D1	20, 4	40, 85	1, 237	0, 189
2	D2	25	47, 49	0, 670	0, 107
2	D3	29, 6	57, 79	0, 103	0, 021

Tabela 4.5: Valores obtidos para a seção de choque de transferência ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be})$. Os telescópios D_1 , D_2 e D_3 no setup 1 não tiveram contagens suficientes para a identificação do pico de ${}^9\text{Be}$ nos espectros de energia.

Da mesma maneira que foi feito para a distribuição angular da seção de choque de espalhamento elástico ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li})$, os valores de seção de choque de transferência ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be})$ em ângulos muito próximos foram incorporados em um único valor, sendo esse a média dos valores originais e a incerteza do valor consolidado a soma das incertezas desses valores. Assim obtivemos a seção de choque para a reação de transferência como mostra a tabela 4.6 e a figura 4.7.

θ_{CM} (°)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	$\sigma_{d\sigma/d\Omega}$ (mb/sr)
31, 24	0, 755	0, 245
40, 36	1, 301	0, 407
47, 49	0, 670	0, 170
58, 29	0, 122	0, 046
70, 12	0, 261	0, 045

Tabela 4.6: Valores finais para a seção de choque experimental de transferência da reação ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be})$.

Figura 4.7: Seção de choque experimental da reação de transferência ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be})$.

Capítulo 5

Análise do Espalhamento Elástico e DWBA

Neste capítulo descrevemos como foi obtido o valor do fator espectroscópico do estado ligado ${}^8\text{Li}+p={}_9\text{Be}_{gs}$ através da comparação de cálculos teóricos de DWBA com as distribuições angulares experimentais determinadas.

5.1 O Modelo Óptico

Para descrever o processo de espalhamento elástico ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li}){}^9\text{Be}$ podemos recorrer a aplicação de modelos fenomenológicos. Dentre esses modelos temos o modelo de potencial óptico. Tal modelo assume um potencial complexo definido por um conjunto de parâmetros que possa descrever a distribuição angular para o espalhamento elástico. O modelo óptico, como descrito em [34], assume como a solução para o espalhamento elástico um potencial $U(r)$, para a interação entre dois núcleos de uma reação direta (sem formação de núcleo intermediário), que seja solução da equação de Schrödinger na forma:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + U(r) - E \right] \chi(\vec{k}, r) = 0 \quad (5.1)$$

Sendo μ a massa reduzida do sistema, χ a função de onda correspondente ao movimento relativo dos componentes dos canais de entrada e saída e o vetor de onda $\vec{k}$ é uma função da energia do projétil no centro de massa, sendo $|\vec{k}| = \sqrt{(2\mu E)/\hbar^2}$.

O potencial nuclear $U(r)$ deve ser uma função complexa, como mostrado na fórmula 5.2.

$$U(r) = V_0(r) + iV_i(r) \quad (5.2)$$

A parte real da fórmula 5.2 descreve o espalhamento elástico e a parte imaginária simula o efeito de outros processos que não o espalhamento elástico. Para as funções $V_0(r)$ e $V_i(r)$ podemos utilizar o fator de forma de Woods-Saxon, como mostra a fórmula 5.3.

$$V_{0,i}(r) = -\frac{V_{0,i}}{1 + e^{\frac{r-R_{0,i}}{a_{0,i}}}} \quad (5.3)$$

Sendo:

- V_0 , R_0 e a_0 , a profundidade do poço de potencial, o raio e a difusividade, respectivamente, para a parte real do potencial nuclear;
- e V_i , R_i e a_i , a profundidade do poço de potencial, o raio e a difusividade, respectivamente, para a parte imaginária do potencial nuclear.

O potencial nuclear $U(r)$ formulado utilizando o fator de forma de Woods-Saxon descreve apenas a parte de curto alcance, sendo necessário adicionar ao potencial a contribuição da repulsão coulombiana, sendo a parte coulombiana da interação nuclear dada pela relação 5.4.

$$V_C = \begin{cases} \frac{Z_p Z_t e^2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2}\right) & \text{se } r \leq R_C \\ \frac{Z_p Z_t e^2}{r} & \text{se } r \geq R_C \end{cases} \quad (5.4)$$

Sendo R_C o raio da distribuição de carga do núcleo, e $R_C = r_C A_t^{1/3}$ (r_C é o raio coulombiano). Assim a formulação completa para o potencial óptico pode ser escrita como na fórmula 5.5.

$$U(r) = V_0(r) + iV_i(r) + V_C \quad (5.5)$$

Figura 5.1: Curvas de cada potencial na formulação do Modelo óptico. $V_0(r)$ e $V_i(r)$ são dadas pelo fator de forma de Woods-Saxon e V_C é o potencial coulombiano.

Uma outra abordagem para a formulação do potencial nuclear $U(r)$ é um potencial *double-folding* como o potencial de São Paulo [35], no qual levamos em consideração a interação efetiva nucleon-nucleon. Nesse caso o potencial de interação entre dois núcleos, P e Q, é descrito através da integral da interação de cada par de nucleons ($\mu_{pq}(r_{pq}, \rho_p, \rho_q)$), sendo essa interação entre nucleons no mesmo núcleo ou entre os nucleons dos diferentes núcleos.

Como os nucleons interagentes (p e q) estão imersos em um “mar” de outros nucleons, a sua interação de um ponto de vista macroscópico deve depender da densidade do meio em que estão, ou seja, da densidade dos núcleos P e Q que geram o meio em que os nucleons estão interagindo. Com essa consideração o potencial de interação entre os núcleos P e Q, V_{PQ} ,

resulta da integral de dupla convolução (*double-folding*) dada pela fórmula 5.6 no sistema de coordenadas dado pela figura 5.2.

$$V_{PQ} = \int d\vec{r}_p \int d\vec{r}_q \rho_P(\vec{r}_p) \rho_Q(\vec{r}_q) u_{pq} \quad (5.6)$$

Figura 5.2: Sistema de coordenadas para a troca de um nucleon utilizado para a parametrização das coordenadas no potencial de São Paulo. As coordenadas marcadas por linhas tracejadas e com o índice ' se referem ao novo referencial de centro de massa após a troca de um nucleon.

As densidades dos núcleos P e Q, $\rho_P(\vec{r}_p)$ e $\rho_Q(\vec{r}_q)$, são dadas pela convolução da densidade de nucleons nos núcleos P e Q, $\rho_{N_P}(\vec{r}_p)$ e $\rho_{N_Q}(\vec{r}_q)$, com a distribuição intrínseca de matéria de cada nucleon, ρ_p e ρ_q , dada pelas fórmulas 5.7 e 5.8, isso pois a densidade de nucleons no núcleo é diferente da densidade de cada nucleon, já que cada nucleon é considerado com tamanho finito.

$$\rho_P(r) = \int \rho_{N_P}(\vec{r}') \rho_p(\vec{r} - \vec{r}') d\vec{r}' \quad (5.7)$$

$$\rho_Q(r) = \int \rho_{N_Q}(\vec{r}') \rho_q(\vec{r} - \vec{r}') d\vec{r}' \quad (5.8)$$

A interação entre os pares de nucleons, μ_{pq} , é definida como uma interação de *folding* que apresenta uma dependência com a velocidade relativa ν entre eles, sendo assim a forma final do potencial de São Paulo, utilizando as relações 5.7, 5.8 em 5.6, está escrita em 5.9.

$$V_{PQ}(r_{PQ}) = \int d\vec{r}_p \int d\vec{r}_q \rho_P(\vec{r}_p) \rho_Q(\vec{r}_q) V_0 e^{\frac{-4\nu^2}{c^2}} \delta(\vec{R}_{pq} - \vec{r}_p + \vec{r}_q) \quad (5.9)$$

Sendo “c” a velocidade da luz e $V_0 = -456 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^3$.

O potencial de São Paulo apresenta um caráter não-local devido ao fato de considerar o efeito da anti-simetrização de Pauli da troca de nucleons, sendo que a não-localidade ocorre quando um nucleon “x” do núcleo P é trocado por um nucleon “y” do núcleo Q, e sendo assim, as posições dos centros de massa dos núcleos P e Q se alteram, alterando também a distância entre eles.

5.1.1 Espalhamento Elástico

Para o ajuste do espalhamento elástico utilizamos potenciais com a forma de Woods-Saxon. Os parâmetros para esses potenciais foram obtidos da literatura para sistemas similares ao ${}^9\text{Be}+{}^8\text{Li}$, como poderemos ver na tabela 5.1. As curvas para os potenciais da figura 5.3 foram calculadas utilizando o código FRESKO [36].

Figura 5.3: Comparação dos cálculos do espalhamento elástico ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li})$ feitos utilizando as parametrizações de Woods-Saxon e o potencial de São Paulo para o potencial nuclear. Os potenciais utilizados estão indicados na tabela 5.1 e as curvas foram calculadas utilizando o código FRESKO.

Apesar dos dados experimentais terem sido obtidos com um grande intervalo angular ($\Delta\theta_{CM} \approx 10^\circ$) foi possível reproduzir razoavelmente as oscilações da distribuição angular.

Como podemos observar na figura 5.3, as duas parametrizações do potencial nuclear, Woods-Saxon e o potencial de São Paulo, são equivalentes para a análise do espalhamento elástico. Os dados experimentais são os dados obtidos para o espalhamento elástico ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li})$, da tabela 4.3, e as curvas calculadas pelo código FRESKO ainda precisam

ser tratadas fazendo uma média sobre 10° para cada ponto para que os cálculos sejam compatíveis com a abertura angular dos detectores (tal tratamento foi feito para a análise da seção de choque de transferência elástica).

5.2 A Transferência Elástica

O modelo óptico nos dá uma boa descrição do processo de espalhamento elástico, mas para a reação ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$ observamos também a ocorrência da transferência de um próton entre os núcleos fazendo com que os mesmos “troquem” suas características, transformando o ${}^9\text{Be}$ do canal de entrada em um ${}^8\text{Li}$ no canal de saída e o ${}^8\text{Li}$ do canal de entrada (feixe) em um ${}^9\text{Be}$ no canal de saída.

Como a reação de transferência elástica ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Li}$ possui o mesmo canal de saída que o espalhamento elástico ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li}){}^9\text{Be}$ não temos como distinguir os núcleos de ${}^9\text{Be}$ e ${}^8\text{Li}$ vindos de cada um dos processos, mas por conservação de momento sabemos que os núcleos de ${}^9\text{Be}$ sempre sairão com $\theta_{CM}^{9\text{Be}} = \pi - \theta_{CM}^{8\text{Li}}$ para o espalhamento elástico, e analogamente para a reação de transferência $\theta_{CM}^{8\text{Li}} = \pi - \theta_{CM}^{9\text{Be}}$. A figura 5.4 ilustra a relação entre os ângulos dos núcleos no referencial de centro de massa.

Figura 5.4: Representação esquemática da relação entre os ângulos de espalhamento para a reação ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$ para o espalhamento elástico e para a reação de transferência. As partículas envolvidas na reação (${}^8\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ e p) estão destacadas na legenda da figura.

Para esse tipo de sistema no qual ocorre o processo denominado de transferência elástica, processo no qual um ou mais nucleons são trocados entre os núcleos interagentes sem que os canais de entrada e de saída se alterem, observamos um acréscimo bastante acentuado na seção de choque para ângulos traseiros nas distribuições angulares e esse acréscimo pode ser explicado assumindo um processo de transferência direta, sem a formação de um núcleo intermediário. O tratamento mais utilizado para a análise de reações de transferência é baseado na Teoria de Ondas Distorcidas (Distorted-Wave Born Approximation).

Figura 5.5: Comparação dos cálculos do espalhamento elástico ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li})$ e da transferência ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be})$. Esses cálculos foram feitos utilizando a parametrização do potencial de São Paulo para o potencial nuclear. As curvas foram calculadas utilizando o código FRESKO.

5.2.1 Distribuição Angular da Transferência Elástica ${}^9\text{Be}+{}^8\text{Li}$

Para obtermos a distribuição angular para a reação de transferência elástica do sistema ${}^9\text{Be}+{}^8\text{Li}$ utilizamos os valores obtidos para o espalhamento elástico ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li})$, da tabela 4.3, para os ângulos dianteiros e os valores obtidos para a reação de transferência ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be})$, da tabela 4.6, considerando que para a reação de transferência $\theta_{CM}^{9Be} = \pi - \theta_{CM}^{8Li}$. Essa distribuição angular pode ser vista na figura 5.6.

Figura 5.6: *Seção de choque diferencial experimental para a reação de transferência elástica ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$.*

5.3 Os Cálculos de DWBA

Como dito anteriormente, o tratamento mais usado para a análise de reações de transferência é o DWBA (Distorted-Wave Born Approximation), sendo que utilizamos em conjunto os dois modelos, o modelo óptico para a análise do espalhamento elástico e o DWBA para a análise da transferência.

Ao estudarmos processos de transferência direta (sem a formação de um núcleo intermediário), para uma reação de transferência $A + a \rightarrow b + B$, sendo $\alpha = A + a$ o canal de entrada, $\beta = B + b$ o canal de saída e x a partícula transferida tal que $a = b + x$ e $B = A + x$, a amplitude de transição pode ser dada pelo elemento de matriz mostrado na fórmula 5.10.

$$T_{DWBA} = J \int \int d\mathbf{r}_a d\mathbf{r}_b \chi_\beta^{(-)*}(\mathbf{k}_b, \mathbf{r}_b) \langle Bb | \Delta V | Aa \rangle \chi_\alpha^{(+)}(\mathbf{k}_a, \mathbf{r}_a) \quad (5.10)$$

Sendo:

- J o jacobiano de transformação das coordenadas relativas;
- r_a e r_b as coordenadas de distância para os núcleos nos canais de entrada e saída, α e β , respectivamente;
- χ_α e χ_β as funções de onda distorcidas para o canal de entrada α antes da colisão e do canal de saída β depois da colisão;
- $|Aa\rangle$ e $|Bb\rangle$ são as funções de onda dos estados internos dos núcleos no canal de entrada e no canal de saída, respectivamente;
- ΔV o potencial de transição entre os canais de entrada e saída;

As funções de onda distorcidas χ_α e χ_β são geradas na equação de Schrödinger pela introdução de um potencial óptico $U_{\alpha,\beta}$, que descreve os canais de entrada e de saída, como mostra a fórmula 5.11.

$$\left[\nabla^2 + k^2 - \frac{2\mu}{\hbar^2} U_{\alpha,\beta}(r) \right] \chi_{\alpha,\beta}(\mathbf{k}, \mathbf{r}) = 0 \quad (5.11)$$

A transição entre o canal de entrada α e o canal de saída β é dado pelo potencial de transição ΔV como mostra o elemento de matriz da fórmula 5.12.

$$\langle Bb | \Delta V | Aa \rangle = \int \psi_B^* \psi_b^* \Delta V \psi_A \psi_a d\xi \quad (5.12)$$

Sendo que ξ se refere às coordenadas internas dos núcleos independentes $\mathbf{r}_a$ e $\mathbf{r}_b$. Essa interação contém todas as informações referentes aos núcleos interagentes (estrutura nuclear, regras de seleção de momento angular e outros fenômenos considerados).

As funções de onda dos estados internos, $|Aa\rangle$ e $|Bb\rangle$, podem ser descritas como as funções de *overlap* para os estados ligados $b+x=a$ e $A+x=B$ dadas pelas fórmulas 5.13 e 5.14, respectivamente.

$$I_{b+x=a} = \langle \psi_b(\xi_b) \psi_x(\xi_x) | \psi_a((\xi_b), (\xi_x), \mathbf{r}_{bx}) \rangle \quad (5.13)$$

$$I_{A+x=B} = \langle \psi_A(\xi_A) \psi_x(\xi_x) | \psi_B((\xi_A), (\xi_x), \mathbf{r}_{Ax}) \rangle \quad (5.14)$$

Sendo assim temos que:

$$\langle Bb | \Delta V | Aa \rangle = \langle I_{A+x=B} | \Delta V | I_{b+x=a} \rangle \quad (5.15)$$

As funções de *overlap* $I_{A+x=B}$ e $I_{b+x=a}$ podem ser escritas expandindo as formas dadas nas fórmulas 5.13 e 5.14 nos estados permitidos pelo acoplamento do momento angular orbital e sua projeção, l e m_l , do momento relativo entre o caroço, b e A , e a partícula de valência, x , como mostram as fórmulas 5.16 e 5.17.

$$I_{b+x=a} = \sum_{l, m_l, j_a, m_{j_a}} \langle J_x M_x l m_l | j_a m_{j_a} \rangle \langle J_b M_b j_a m_{j_a} | J_a M_a \rangle i^l Y_l^{m_l}(\hat{\mathbf{r}}_{bx}) I_{bxlj_a}^a(r_{bx}) \quad (5.16)$$

$$I_{A+x=B} = \sum_{l, m_l, j_B, m_{j_B}} \langle J_x M_x l m_l | j_B m_{j_B} \rangle \langle J_A M_A j_B m_{j_B} | J_B M_B \rangle i^l Y_l^{m_l}(\hat{\mathbf{r}}_{Ax}) I_{Axlj_B}^B(r_{Ax}) \quad (5.17)$$

O cálculo do elemento de matriz $\langle I_{A+x=B} | \Delta V | I_{b+x=a} \rangle$ exige o conhecimento das funções de onda internas dos núcleos interagentes, ou analogamente as suas funções de *overlap*. Uma abordagem para o cálculo é considerar uma partícula ou *cluster* de valência x preso a um caroço do estado ligado como um estado puro de *single-particle* (φ_{lsj}), sendo l , s e j o momento angular relativo, spin e momento angular total, respectivamente. E assim as funções de onda dos estados ligados, de momento angular J e projeção M , são dadas pela superposição de todas as possíveis configurações entre o caroço de spin J_c e o estado de *single-particle* dado pela função φ_{lsj} como mostra a fórmula 5.18.

$$\psi^{JM}(\xi, \mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{n}} \sum_{l,j,J_c} A_{lsj}^{jJ_cJ} [\psi_c^{J_c}(\xi) \otimes \varphi_{lsj}(\mathbf{r})]_{JM} \quad (5.18)$$

Sendo n o número de nucleons, ou de *clusters*, no estado ligado que são idênticos à partícula de valência x .

A contribuição de cada configuração do modelo de *single-particle* na função de onda total do sistema é dada pela amplitude espectroscópica $A_{lsj}^{jJ_cJ}$, sendo a probabilidade de se encontrar a partícula de valência x no estado de *single-particle* φ_{lsj} ligada ao caroço com spin igual a J_c dada pelos fatores espectroscópicos $SF_{lsj}^{jJ_cJ}$, como mostra a fórmula 5.19.

$$SF_{lsj}^{jJ_cJ} = |A_{lsj}^{jJ_cJ}|^2 \quad (5.19)$$

Assim o fator espectroscópico total é dado pela soma dos quadrados das amplitudes espectroscópicas de todos os estados possíveis, como mostra a fórmula 5.20.

$$SF_{TOTAL} = \sum_{l,j,J_c} |(A_{lsj}^{jJ_cJ})|^2 \quad (5.20)$$

Para reações de rearranjo de nucleons a amplitude de transição, T_{DWBA} , pode ser escrita em função das propriedades dos núcleos do canal de entrada (α) ou do canal de saída (β) e da interação projétil-alvo. Sendo assim o potencial de interação ΔV também pode ser escrito em função dessas variáveis.

Considerando o canal de entrada α , podemos escrever o potencial de transição como dado pela fórmula 5.21.

$$\Delta V_{aA} = V_{xA} + U_{bA} \quad (5.21)$$

Sendo:

- U_{bA} o potencial de interação entre os caroços b e A ;
- V_{xA} o potencial de ligação da partícula de valência x , partícula que será trocada entre os núcleos, e o caroço A .

Por equivalência ao considerarmos o canal de saída β , podemos escrever o potencial de transição como dado pela fórmula 5.22.

$$\Delta V_{bB} = V_{bx} + U_{bA} \quad (5.22)$$

Sendo:

- U_{bA} o potencial de interação entre os caroços b e A ;

- V_{bx} o potencial de ligação da partícula de valência x , partícula que será trocada entre os núcleos, e o caroço b .

Com a descrição do potencial de interação dada pelas fórmulas 5.21 e 5.22 a amplitude de transição, T_{DWBA} , pode ser escrita em função do canal de entrada e do canal de saída como mostram 5.23 e 5.24.

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

$$T_{DWBA}^\beta = J \int \int d\mathbf{r}_a d\mathbf{r}_b \chi_\beta^* \langle Bb | V_{bx} + U_{bA} - U_\beta | Aa \rangle \chi_\alpha \quad (5.24)$$

Nas duas formulações escrevemos a amplitude de transição subtraindo a contribuição do espalhamento elástico dada pelo potencial óptico ($U_{\alpha,\beta}$).

A seção de choque dada pela aproximação de DWBA é então calculada utilizando o quadrado da amplitude de transição, como dada na fórmula 5.10, através da relação 5.25.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_\alpha \mu_\beta}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{\kappa_b}{\kappa_a} \frac{1}{(2J_A + 1)(2J_a + 1)} \sum_{m_a} |T_{DWBA}|^2 \quad (5.25)$$

O cálculo numérico do elemento de matriz dado pela fórmula 5.10 se trata de uma integral em seis dimensões, sendo que antigamente tal cálculo era simplificado assumindo uma aproximação de alcance zero (*zero range approximation*), que assume que a emissão e a absorção do nucleon trocado pelos núcleos ocorre no mesmo ponto, o que introduz uma função delta na integral e a diminui em três dimensões. Atualmente a solução exata (*finite-range approximation*) para o cálculo da amplitude de transição é possível devido à elevada capacidade computacional combinada com métodos numéricos, o que eliminou a necessidade da aproximação de alcance zero, sendo assim o cálculo da amplitude de transição da reação de transferência ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Li}$ foi feito utilizando o código FRESCO [36] para a solução exata da amplitude de transição.

O nosso caso é um exemplo desse tipo de processo, pois para a reação de transferência elástica ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Li}$ temos: $A + a = {}^8\text{Li} + {}^9\text{Be}$ e $b + B = {}^8\text{Li} + {}^9\text{Be}$ e x é o próton transferido entre os núcleos.

Para esses processos de transferência de nucleons a amplitude de transição, de acordo com o formalismo utilizado no código FRESCO [36], pode ser escrita em função do canal de entrada e do canal de saída de acordo com a relação 5.26.

$$T_{DWBA} = \langle \Psi_{Aa}^E | I_{b+x=a} | \Delta V | I_{A+x=B} | \Psi_{bB}^S \rangle \quad (5.26)$$

Sendo:

- Ψ_{Aa}^E a função de onda que descreve o canal de entrada $A + a$;
- $I_{b+x=a}$ a função de onda que descreve o estado ligado $b + x = a$;
- ΔV o operador quântico que descreve a troca da partícula x ;
- $I_{A+x=B}$ a função de onda que descreve o estado ligado $A + x = B$;
- Ψ_{bB}^S a função de onda que descreve o canal de saída $b + B$.

Como a reação de transferência elástica ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Li}$ possui canais de entrada e de saída iguais temos que as funções de onda distorcidas $\chi_\alpha = \chi_\beta \rightarrow \Psi_{Aa}^E = \Psi_{bB}^S$, ou $\Psi_{sLi+{}^9Be}^E = \Psi_{sLi+{}^9Be}^S$, assim como a função de onda que descreve o estado ligado da partícula transferida no canal de entrada e no canal de saída $I_{b+x=a} = I_{A+x=B} = I_{sLi+p={}^9Be}$.

A função de onda do estado ligado $I_{sLi+p={}^9Be}$ descreve a reação de captura ${}^8\text{Li} + p = {}^9\text{Be}$ sendo que os cálculos de DWBA foram feitos para encontrar as amplitudes espectroscópicas que normalizassem a seção de choque de captura em relação aos dados experimentais, e assim obter o fator espectroscópico total do estado ligado $I_{sLi+p={}^9Be}$.

5.3.1 Obtenção das Amplitudes Espectroscópicas

Para obtermos a normalização absoluta da função de onda do estado fundamental do ${}^9\text{Be}$ comparamos os cálculos teóricos de DWBA com as distribuições angulares determinadas, sendo que os únicos parâmetros variados foram as amplitudes espectroscópicas para os dois possíveis estados do ${}^9\text{Be}_{gs}$.

Nos cálculos de DWBA consideramos que a transferência do próton na reação ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Li}$ poderia ocorrer tanto para a órbita $p_{3/2}$ quanto para a $p_{1/2}$ no estado fundamental do ${}^9\text{Be}$, ou seja, a função de onda que descreve o estado fundamental do núcleo de ${}^9\text{Be}$ possui duas componentes referentes a probabilidade do próton de valência estar nas camadas $p_{3/2}$ ou $p_{1/2}$, sendo essa probabilidade dada pelo quadrado das amplitudes espectroscópicas relacionadas a cada estado, como mostra a fórmula 5.20, e sendo assim a função de onda completa do estado fundamental do ${}^9\text{Be}$ deve ser normalizada pelos dois valores das amplitudes espectroscópicas, como mostra a fórmula 5.27.

$$\Psi_{9Be} = a_{3/2}\psi_{p_{3/2}} + a_{1/2}\psi_{p_{1/2}} \quad (5.27)$$

Figura 5.7: Possíveis configurações do estado fundamental do ${}^9\text{Be}$ de acordo com o modelo de camadas. O próton de valência pode estar na camada $1p_{3/2}$ ou $1p_{1/2}$.

Sendo assim, o fator espectroscópico da reação de transferência ${}^8\text{Li}+p\rightarrow{}^9\text{Be}$ pode ser escrito como:

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

As duas amplitudes, $a_{3/2}$ e $a_{1/2}$, não podem ser obtidas experimentalmente de forma independente, pois não temos como separar a contribuição que cada uma tem na forma da distribuição angular, sendo assim decidimos manter a relação de $SF_{p_{1/2}}=0,11SF_{p_{3/2}}$, como sugerido por [37]. Para os cálculos de DWBA destacamos a amplitude espectroscópica do estado $p_{3/2}$ ($a_{3/2}$), que chamaremos de a_1 durante os cálculos.

Para os cálculos de DWBA utilizamos três conjuntos de parâmetros para o potencial dado pelo fator de forma de Woods-Saxon e um quarto potencial descrito pelo potencial de São Paulo, como mostra a tabela 5.1.

Pot. #	V_0 (MeV)	r_0 (fm)	a_0 (fm)	V_i (MeV)	r_i (fm)	a_i (fm)	r_C (fm)	Ref.
1	173,1	1,19	0,78	8,9	2,52	0,924	1,78	${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$ a 34MeV[38]
2	234,4	1,21	0,76	8,9	2,43	1,02	1,78	${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$ a 34MeV[38]
3	152,0	1,37	0,75	6,7	2,72	0,90	1,20	${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$ a 24MeV[39]
4	— — —	— —	— —	— —	— —	— —	1,40	Pot. de SP p/ ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$ [35]
5	107,8	0,75	0,855	37,9	0,91	0,757	1,40	${}^7\text{Li}+{}^7\text{Li}$ a 42MeV[40]
6	— — —	1,25	0,65	— —	1,25	0,65	1,25	Fator de Forma

Tabela 5.1: Potenciais utilizados para os cálculos de DWBA através do código FRESKO.

Os potenciais de 1 a 4 da tabela 5.1 foram utilizados para os canais de entrada e saída,

para o potencial de ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$, sendo os potenciais 1, 2 e 3 parametrizados pelo fator de forma de Woods-Saxon e o potencial 4 descrito pelo potencial de São Paulo [35]. O potencial 5 foi utilizado para a interação “core-core” ${}^8\text{Li}-{}^8\text{Li}$.

Para o estado ligado ${}^8\text{Li}+p={}^9\text{Be}$ utilizamos o potencial 6 da tabela 5.1 sendo os valores de V_0 e V_i ajustados internamente pelo código FRESCO durante os cálculos de forma a reproduzir a energia de ligação do estado ligado ${}^8\text{Li}+p={}^9\text{Be}$ de 16,888MeV.

À partir dos valores para o fator de forma de Woods-Saxon, fórmula 5.3, dados pela tabela 5.1 e do potencial de São Paulo calculado para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$ foram feitos cálculos utilizando o código FRESCO para determinar o valor das amplitudes espectroscópicas de transferência a_1 .

Para que os cálculos para a seção de choque fossem compatíveis com os valores experimentais fizemos uma média dos valores calculados em um intervalo de $\theta_{CM}=10^\circ$, que correspondia à abertura angular dos detectores. Para cada ponto calculado pelo FRESCO fizemos uma média da seção de choque para uma abertura angular de $\Delta\theta_{CM}=10^\circ$, que compreenderia valores de seção de choque no intervalo entre $\theta_{CM}-5^\circ$ e $\theta_{CM}+5^\circ$, e com a precisão de $\Delta\theta_{CM}=0,05^\circ$ nos cálculos da seção de choque através do código FRESCO tínhamos 500 pontos para o cálculo de cada ponto médio.

Os resultados desse tratamento foram então utilizados para o cálculo do valor da amplitude espectroscópica a_1 como mostram as figuras 5.8, 5.9, 5.10 e 5.11.

Para a obtenção do valor da amplitude espectroscópica a_1 somamos coerentemente, tendo essa soma sido feita internamente pelo código FRESCO, as contribuições do espalhamento elástico e da transferência elástica, sendo que para ângulos dianteiros o espalhamento elástico é dominante, tendo uma pequena contribuição da transferência, e em ângulos traseiros o domínio é da transferência com uma pequena contribuição de espalhamento elástico, como já mostramos anteriormente nesse capítulo.

Figura 5.8: *Seção de choque diferencial da transferência para o sistema $^8\text{Li}+^9\text{Be}$. As diversas curvas são resultados de cálculos para essa reação utilizando o código FRESCO com diferentes valores para a amplitude de transferência (a_1). Os canais de entrada e saída são descritos pelo potencial 1 da tabela 5.1.*

Figura 5.9: *Seção de choque diferencial da transferência para o sistema $^8\text{Li}+^9\text{Be}$. As diversas curvas são resultados de cálculos para essa reação utilizando o código FRESCO com diferentes valores para a amplitude de transferência (a_1). Os canais de entrada e saída são descritos pelo potencial 2 da tabela 5.1.*

Figura 5.10: *Seção de choque diferencial da transferência para o sistema $^8\text{Li}+^9\text{Be}$. As diversas curvas são resultados de cálculos para essa reação utilizando o código FRESCO com diferentes valores para a amplitude de transferência (a_1). Os canais de entrada e saída são descritos pelo potencial 3 da tabela 5.1.*

Figura 5.11: *Seção de choque diferencial da transferência para o sistema $^8\text{Li}+^9\text{Be}$. As diversas curvas são resultados de cálculos para essa reação utilizando o código FRESCO com diferentes valores para a amplitude de transferência (a_1). Os potenciais dos canais de entrada e saída são descritos pelo potencial de São Paulo para o sistema $^8\text{Li}+^9\text{Be}$.*

Como podemos ver nas figuras 5.8, 5.9, 5.10 e 5.11, os cálculos de DWBA se mostraram compatíveis com os valores determinados para a seção de choque experimental, o que é um sinal de que a normalização dos dados é razoável, e sendo assim a normalização da distribuição angular para a transferência elástica ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be})$ foi razoável, o que nos dá uma maior confiança no valor obtido para a amplitude espectroscópica a_1 , e conseqüentemente o fator espectroscópico.

Para determinar as incertezas e os valores das amplitudes espectroscópicas para cada ajuste foram consideradas todas as curvas que passavam pelos dois pontos com ângulos entre $140^\circ < \theta_{CM} < 150^\circ$ e cobriam as barras de incerteza desses dois pontos, sendo assim obtivemos os valores para a_1 e suas respectivas incertezas.

Pot. #	a_1	σ_{a_1}
1	1,25	0,20
2	1,15	0,20
3	1,15	0,20
4 Pot. de SP	1,25	0,25

Tabela 5.2: Valores obtidos para a amplitude de transferência a_1 .

Figura 5.12: Seção de choque diferencial da transferência para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$. As diversas curvas foram calculadas, utilizando o código FRESKO, com os valores obtidos para a_1 e seus potenciais correspondentes, de acordo com as tabelas 5.2 e 5.1, respectivamente.

O valor de $\bar{a}_1$ foi então calculado através da média ponderada dos valores da tabela 5.2, utilizando as relações mostradas em 5.29.

$$\bar{a}_1 = \frac{\sum_{i=1}^4 \frac{a_1}{\sigma_{a_1}^2}}{\sum_{i=1}^4 \frac{1}{\sigma_{a_1}^2}} \rightarrow \sigma_{\bar{a}_1} = \frac{1}{\sum_{i=1}^4 \frac{1}{\sigma_{a_1}^2}} \quad (5.29)$$

Obtivemos $\bar{a}_1=1,21(12)$ para o valor da amplitude de transferência para a componente $p_{3/2}$ da função de onda do estado fundamental do ${}^9\text{Be}$.

Como sabemos a relação entre as amplitudes de transferência e os fatores espectroscópicos pudemos, então, calcular o fator espectroscópico de cada componente da função de onda do ${}^9\text{Be}_{gs}$, como mostra a tabela 5.3, e obter o fator espectroscópico total para o estado ligado ${}^8\text{Li}+p={}_9\text{Be}$.

	Modelo de Camadas (Cálculo teórico)	(d,n)	$(d,{}^3\text{He})$	Este Trabalho
${}^8\text{Li}_{gs} \otimes p = {}^9\text{Be}_{gs}(p_{3/2})(J^\pi=3/2^-)$	0,963 ^a	0,64 ^b	1,50 ^c	1,46(29) ^d
${}^8\text{Li}_{gs} \otimes p = {}^9\text{Be}_{gs}(p_{1/2})(J^\pi=3/2^-)$	0,109 ^a			0,161(32) ^d

^a Ref.[37]

^b Obtido da reação $d({}^8\text{Li},n){}_9\text{Be}$ a 40MeV Ref.[41]

^c Obtido da reação ${}^9\text{Be}(d,{}^3\text{He}){}^8\text{Li}$ a 52MeV Ref.[42]

^d Média entre as amplitudes espectroscópicas para os quatro potenciais da tabela 5.2.

Tabela 5.3: *Fator espectroscópico do estado ligado ${}^8\text{Li}+p={}_9\text{Be}$. Nessa tabela comparamos valores teóricos calculados através do modelo de camadas com os valores obtidos nesse trabalho e outros valores obtidos experimentalmente retirados da literatura.*

O valor obtido para o fator espectroscópico total foi $\text{SF}_{({}^8\text{Li}+p={}_9\text{Be})}=1,63(29)$. A tabela 5.3 nos mostra a comparação do valor obtido nesse trabalho com outros valores experimentais [41] [42] e cálculos teóricos para o modelo de camadas [37]. O valor obtido nesse trabalho é compatível com os cálculos teóricos para o modelo de camadas, ficando dentro de um intervalo de 1,7 vez a incerteza obtida, e também com o valor obtido através da reação ${}^9\text{Be}(d,{}^3\text{He}){}^8\text{Li}$ [42], mas esse valor é muito maior do que o obtido recentemente através da reação $d({}^8\text{Li},n){}_9\text{Be}$ [41]. Outros trabalhos nos quais o fator espectroscópico para ambos vértices envolvidos em reações de transferência de nêutron apresentaram valores compatíveis com os cálculos teóricos de [37] apresentam as reações ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li},{}^7\text{Li}){}^{10}\text{Be}$ e ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li},{}^9\text{Li}){}^8\text{Be}$ [43], ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li},{}^6\text{Li}){}^{10}\text{Be}$ [44] e ${}^9\text{Be}({}^6\text{Li},{}^7\text{Li}){}^8\text{Be}$ [45]. Esses resultados indicam que os cálculos teóricos para o modelo de camadas feitos por Cohen e Kurath [37] descrevem os isótopos de lítio e berílio no intervalo de massa entre $A = 6$ e $A = 10$ razoavelmente bem, e sendo assim podemos confiar no valor obtido nesse trabalho para o fator espectroscópico do estado ligado ${}^8\text{Li}+p={}_9\text{Be}$.

Capítulo 6

Fator-S e Taxa de Reação

Neste capítulo mostraremos como foi calculado o fator-S astrofísico à partir do valor do fator espectroscópico obtido no capítulo anterior para o estado ligado ${}^8\text{Li}+p={}_9^9\text{Be}$ e da sua comparação com o estado ligado ${}^6\text{Li}+p={}_7^7\text{Be}$.

Também mostraremos o cálculo da taxa de reação para a captura ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}_9^9\text{Be}_{gs}$.

6.1 Reações de Captura Radiativa

Reações de captura radiativa, $A + x \rightarrow B + \gamma$, são caracterizadas pela fusão entre dois núcleos com a formação de um estado ligado e a emissão de um raio- γ . Por formalismo denotaremos o canal de entrada, $A + x$, pelo índice “ i ” (estado inicial) e o canal de saída, $B + \gamma$, pelo índice “ f ” (estado final).

A seção de choque diferencial para processos desse tipo é calculada através da regra Áurea de Fermi, como mostra a fórmula 6.1.

$$\frac{d\sigma_{i \rightarrow f}}{d\Omega} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle i | H_{int} | f \rangle|^2 \rho_f \quad (6.1)$$

Sendo $\langle i | H_{int} | f \rangle$ a amplitude de transição, que elevada ao quadrado nos fornece a taxa de transição do estado inicial, $|i\rangle$, para o estado final, $|f\rangle$, através da aplicação do operador Hamiltoniano de interação H_{int} .

O estado inicial, $|i\rangle$, é caracterizado pela função de onda estacionária para o espalhamento dos núcleos que constituem o canal de entrada, sendo o momento angular total do estado inicial J_i formado pelo acoplamento dos *spins* S_A , S_x e do momento angular relativo L_i . As projeções no eixo de quantização dos momentos angulares J_i , S_A e S_x estão representadas pelos índices M_i , M_A e M_x .

$$|i\rangle \equiv |J_i M_i\rangle = |\Phi_{J_i, S_A, S_x}^{M_i, M_A, M_x} e^{-\frac{E_i t}{\hbar}}, 0\rangle \quad (6.2)$$

O estado final, $|f\rangle$, é caracterizado pela formação de um estado ligado, de momento angular total J_f e projeção M_f , e pela emissão de um fóton de energia $E = E_i - E_f = \hbar\omega = \hbar ck$ com polarização ϵ_ν .

$$|f\rangle \equiv |J_f M_f\rangle = |\Psi_{J_f}^{M_f} e^{-\frac{E_f t}{\hbar}}, \mathbf{k}\epsilon_\nu\rangle \quad (6.3)$$

A transição entre o estado inicial $|i\rangle$, dado pelo espalhamento, e o estado final $|f\rangle$, dado pelo estado ligado, ocorre através da interação da corrente nuclear carregada $\mathbf{j}$ e os operadores do campo eletromagnético $\mathbf{A}$, como mostra [46], dando ao operador Hamiltoniano (H_{int}) a forma mostrada na fórmula 6.4.

$$H_{int} = -\frac{1}{c} \int \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r} \quad (6.4)$$

O campo vetorial $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ do operador Hamiltoniano pode ser escrito através da expansão de multipolos como sendo um tensor esférico de *rank* λ e projeção no eixo de quantização μ , $\mathbf{A}_{\lambda\mu}$, sendo que a expansão em multipolos pode ser construída à partir dos harmônicos

esféricos escalares ($Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)$), dando a $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ as formas mostradas nas fórmulas 6.5 e 6.6.

$$\mathbf{A}_{\lambda\mu}(E\lambda, \mathbf{r}) = -\frac{i}{k} \nabla \times (\mathbf{r} \times \nabla)(j_\lambda(kr)Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)) \quad (6.5)$$

$$\mathbf{A}_{\lambda\mu}(M\lambda, \mathbf{r}) = (\mathbf{r} \times \nabla)(j_\lambda(kr)Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)) \quad (6.6)$$

As fórmulas 6.5 e 6.6 representam, respectivamente, as transições elétrica e magnética dadas pelo operador Hamiltoniano H_{int} .

Assim podemos inserir as fórmulas 6.5 e 6.6 para o potencial vetor $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ na fórmula 6.4 que descreve o operador Hamiltoniano, e obtemos os operadores de multipolos para transições eletromagnéticas, como mostram as fórmulas 6.7 e 6.8, sendo, respectivamente, os operadores para transições elétricas e magnéticas.

$$O_{\lambda\mu}(E\lambda) = -\frac{i(2\lambda+1)!!}{ck^{\lambda+1}(\lambda+1)} \mathbf{j}(\mathbf{r}) \cdot \nabla \times (\mathbf{r} \times \nabla)(j_\lambda(kr)Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)) \quad (6.7)$$

$$O_{\lambda\mu}(M\lambda) = -\frac{(2\lambda+1)!!}{ck^\lambda(\lambda+1)} \mathbf{j}(\mathbf{r}) \cdot (\mathbf{r} \times \nabla)(j_\lambda(kr)Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)) \quad (6.8)$$

Utilizando a equação da continuidade (Teorema de Siegert) [47] podemos substituir a corrente $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ pela densidade de cargas $\rho(\mathbf{r})$ na formulação do operador Hamiltoniano, fórmula 6.4.

Através das propriedades dos tensores esféricos $O_{\lambda\mu}$, dados pelas fórmulas 6.7 e 6.8, obtemos pelo Teorema de Wigner-Eckart o elemento de matriz de transição T_{fi} como sendo:

$$T_{fi} = \langle J_f M_f | O_{\lambda\mu} | J_i M_i \rangle = (-1)^{J_f - M_f} \begin{pmatrix} J_f & \lambda & J_i \\ -M_f & \mu & M_i \end{pmatrix} \langle J_f || O_\lambda || J_i \rangle \quad (6.9)$$

Sendo $\langle J_f || O_\lambda || J_i \rangle$ o elemento de matriz reduzido invariante sob rotações do sistema de coordenadas.

Assim podemos definir a amplitude reduzida de probabilidade para a transição eletromagnética de multipolo λ de um estado inicial $|i\rangle$ com momento angular J_i para um estado final $|f\rangle$ com momento angular J_f , denotada por $B(\lambda; J_i \rightarrow J_f)$, como sendo:

$$B(\lambda; J_i \rightarrow J_f) = \sum_{\mu M_f} |\langle J_f M_f | O_{\lambda\mu} | J_i M_i \rangle|^2 = \frac{1}{2J_i + 1} |\langle J_f || O_\lambda || J_i \rangle|^2 \quad (6.10)$$

À partir dos operadores de transição $O_{\lambda\mu}$ a seção de choque de captura radiativa para o processo $A + x \rightarrow B + \gamma$ pode ser escrita como:

$$\sigma_{\pi\lambda}(E) = \frac{2(2J_B + 1)}{(2J_A + 1)(2J_x + 1)} \frac{(2\pi)^3(\lambda + 1)}{\lambda[(2\lambda + 1)!!]^2} \left(\frac{\mu_r}{\hbar^2 k} \right) \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^{2(2\lambda-1)} \frac{dB(\pi\lambda)}{dE} \quad (6.11)$$

Sendo $E_\gamma = E + E_B$ a energia do raio- γ emitido no canal de saída e E_B a energia de ligação do sistema.

Assim a seção de choque total de captura pode ser escrita em função de todas as possíveis transições multipolares $\pi\lambda$ e do fator espectroscópico do estado de *single particle* (SF_{Ax}) como sendo:

$$\sigma(E)_{A \rightarrow B}(x, \gamma) = \sum_{\pi, \lambda} SF_{Ax} \sigma_{\pi\lambda}(E) \quad (6.12)$$

6.2 O Fator-S Astrofísico

O estudo de reações entre partículas carregadas é de grande interesse na astrofísica nuclear, já que a matéria reagente nas estrelas é formada majoritariamente por núcleos de hidrogênio (prótons livres) e hélio, que são partículas carregadas positivamente.

Reações de fusão de elementos leves possuem “Q de reação” positivo¹, tornando essas reações energeticamente possíveis, mas elas só ocorrem efetivamente a uma temperatura de aproximadamente 10^7K [48]. Essa temperatura é necessária devido à forte repulsão Coulombiana entre as cargas dos núcleos. O potencial Coulombiano gerado pela repulsão entre as cargas tem a forma:

$$V_C(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \quad (6.13)$$

Sendo Z_1 e Z_2 as cargas das partículas interagentes, r a distância entre elas e $e = 1,60217646 \times 10^{-19}\text{C}$ a carga elementar.

O potencial Coulombiano combinado com o potencial da força nuclear, que se torna relevante a distâncias menores do que o raio nuclear R_n , nos fornece o potencial de interação entre os núcleos, representado esquematicamente² na figura 6.1.

Figura 6.1: Representação esquemática do potencial de interação formado pela combinação do potencial nuclear e do potencial Coulombiano. A área hachurada representa a barreira Coulombiana repulsiva que inibe a reação nuclear.

¹À partir da fusão do ^{56}Fe , e seus isótopos, as reações de fusão se tornam endotérmicas, sendo assim seu “Q de reação” se torna negativo [48].

²A figura 6.1 é uma representação esquemática do potencial nuclear, representado por um poço quadrado, que utilizamos apenas para representar o ponto de retorno clássico de uma partícula incidindo sobre a barreira Coulombiana. Uma representação mais realista já foi apresentada nesse trabalho pelo fator de forma de Woods-Saxon como podemos ver na figura 5.1.

Classicamente não haveria nenhuma reação nuclear nas estrelas se a energia das partículas fosse menor do que a barreira Coulombiana, sendo que classicamente essas partículas seriam repelidas ao encontrarem a barreira Coulombiana à uma distância R_C do núcleo, como mostra a figura 6.1. E assim que a energia das partículas interagentes se sobrepusesse à barreira Coulombiana as partículas reagiriam instantaneamente gerando uma enorme liberação de energia e consequentemente uma explosão desintegrando a estrela instantaneamente. Ao invés disso sabemos que as estrelas queimam a sua matéria lentamente durante bilhões de anos. Essa queima, resultado da reação de fusão entre os elementos, é explicada pela mecânica quântica através do processo de tunelamento. O quadrado da função de onda que descreve o sistema de partículas interagentes, $|\psi(r)|^2$, nos dá a probabilidade de encontrar a partícula de energia E na posição r . Se a energia E da partícula é menor do que energia necessária para ultrapassar a barreira Coulombiana temos que $|\psi(R_C)|^2$ é a probabilidade de encontrarmos a partícula no ponto R_C , o ponto de retorno clássico para a partícula. Porém existe uma probabilidade $|\psi(R_N)|^2$, pequena mas não nula, da partícula ser encontrada em $r = R_N$, ou seja, dentro do núcleo. Assim a probabilidade de tunelamento é definida como a razão entre a probabilidade $|\psi(R_N)|^2$ de encontrarmos a partícula dentro do núcleo e $|\psi(R_C)|^2$ de encontrarmos a partícula no ponto de retorno clássico como mostra a fórmula 6.14.

$$P \equiv \frac{|\psi(R_N)|^2}{|\psi(R_C)|^2} \quad (6.14)$$

Ao resolver a equação de Schrödinger para o potencial de Coulomb [49] chegamos a formulação da probabilidade de tunelamento como mostra a fórmula 6.15.

$$P = \left\{ -2KR_C \left[\frac{\arctan\left(\frac{R_C}{R_N} - 1\right)^{1/2}}{\left(\frac{R_C}{R_N} - 1\right)^{1/2}} - \frac{R_N}{R_C} \right] \right\} \quad (6.15)$$

Sendo:

$$K = \left[\frac{2\mu}{\hbar^2} (E_C - E) \right]^{1/2} \quad (6.16)$$

A baixas energias, quando $E \ll E_C$, ou seja, o raio de retorno clássico R_C é muito maior do que o raio nuclear R_N , a fórmula 6.15 pode ser aproximada por uma exponencial decrescente como mostra a fórmula 6.17.

$$P = e^{-2\pi\eta} \quad (6.17)$$

Sendo η o parâmetro de Sommerfeld, dado pela massa reduzida μ e $k = \sqrt{2\mu\epsilon_{Ax}}/\hbar$ o

número de onda para a energia de ligação entre os núcleos interagentes A e x (ϵ_{Ax}), igual a:

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2 \mu}{k} \quad (6.18)$$

Pelo comportamento exponencial da probabilidade de tunelamento, dado pela fórmula 6.17, a seção de choque para reações entre partículas carregadas cai rapidamente para partículas com energia abaixo da barreira Coulombiana, sendo assim podemos dizer que a seção de choque dessas reações é proporcional à probabilidade de tunelamento, como mostra a fórmula 6.19.

$$\sigma(E) \propto e^{-2\pi\eta} \quad (6.19)$$

Outro termo não-nuclear mas dependente da energia das partículas e da geometria da reação vem da formulação de “*de Broglie*”, sendo a seção de choque proporcional ao comprimento de onda de “*de Broglie*”³ como mostra a fórmula 6.20.

$$\sigma(E) \propto \pi \lambda^2 \propto \frac{1}{E} \quad (6.20)$$

À partir das relações dadas pelas fórmulas 6.19 e 6.20 podemos escrever a seção de choque para partículas carregadas, a não ser por uma dependência adicional da energia dada pela função $f(E) = S(E)$, como sendo:

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} e^{-2\pi\eta} S(E) \quad (6.21)$$

A função $S(E)$ apresentada na fórmula 6.21, chamada de fator-S astrofísico, contém todas as informações dos efeitos nucleares da reação, já que os dois outros fatores da relação apresentam as dependências geométrica e Coulombiana da seção de choque, sendo ela dada em função da seção de choque como:

$$S_{xA}(E) = E \sigma_{cap}(E) e^{2\pi\eta} \quad (6.22)$$

Para reações não ressonantes o fator-S varia muito mais suavemente em função da energia do centro de massa do que a seção de choque, como podemos ver na figura 6.2.

³O comprimento de onda de “*de Broglie*” é dado pela expressão $\lambda = \frac{m_p + m_t}{m_t} \frac{\hbar}{(2m_p E_{lab})^{1/2}}$, [48] página 139, para uma reação entre alvo t e um projétil p com energia no referencial de laboratório E_{lab} .

Figura 6.2: Representação esquemática da seção de choque $\sigma(E)$ e do fator- S astrofísico $S(E)$ para reações nucleares entre partículas carregadas.

Por causa dessa característica o fator- S é muito mais útil ao se extrapolar as medidas de seção de choque em energias de interesse astrofísico.

6.2.1 O Cálculo do Fator-S Astrofísico da Reação ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}$

Tendo obtido o valor do fator espectroscópico do estado ligado ${}^8\text{Li}+p={}_9^9\text{Be}$ pudemos então calcular o Fator- S astrofísico utilizando o programa RADCAP [50]. Esse programa utiliza o valor do fator espectroscópico calculado anteriormente para normalizar a parte não ressonante do potencial da função de onda do estado ligado ${}^8\text{Li}+p={}_9^9\text{Be}$.

O código RADCAP utiliza o modelo de potencial [13] para o cálculo da seção de choque de captura. Nesse modelo a seção de choque é dada pela relação 6.23.

$$\sigma_{cap} = \sum_{\pi,\lambda} SF_{Ax} \sigma_{\pi\lambda}(E) = \frac{16\pi}{9\hbar} k_\gamma^3 |\langle \Psi_{SCAT} | \hat{O} | I_{BOUND} \rangle|^2 \quad (6.23)$$

Sendo:

- Ψ_{SCAT} a função de onda de espalhamento para o estado inicial $|i\rangle$;
- $\hat{O}$ o operador quântico de transição multipolar $O_{\lambda\mu}$;

- I_{BOUND} a função de onda do estado ligado para o estado final $|f\rangle$ normalizada pelo fator espectroscópico calculado anteriormente;
- $k_\gamma = \epsilon_\gamma / \hbar c$ o número de onda de um raio- γ de energia ϵ_γ .

No nosso caso Ψ_{SCAT} é a função de onda que descreve o estado contínuo ${}^8\text{Li}+p$, I_{BOUND} a função de onda que descreve o estado ligado ${}^8\text{Li}+p = {}^9\text{Be}$, sendo I_{BOUND} normalizado pelo fator espectroscópico calculado anteriormente, e o operador quântico era $E1$, operador de dipolo elétrico, é o operador de transição para a captura de um próton (de onda-s ou onda-d) pelo ${}^8\text{Li}_{gs}$ resultando em um núcleo de ${}^9\text{Be}_{gs}$ e a emissão de uma partícula γ de energia ϵ_γ .

Para I_{BOUND} utilizamos o fator de forma de Woods-Saxon para o potencial nuclear, dado pela fórmula 5.3, com os valores de $R_0 = 2,50\text{fm}$ ($R_0 = r_v A_t^{1/3}$, $r_v = 1,25\text{fm}$) e $a = 0,65\text{fm}$, e o valor de V_0 , a profundidade do potencial de ligação, foi variado até chegarmos ao valor da energia de ligação do sistema de $16,888\text{MeV}$ (valor da energia de ligação do último próton do ${}^9\text{Be}$), obtendo um valor de $V_0 = -76,72\text{MeV}$. O último parâmetro para a função de onda I_{BOUND} foi o fator espectroscópico que foi obtido anteriormente da reação de transferência elástica ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Li}$.

Para reações de captura periféricas a função de onda Ψ_{SCAT} , que descreve o estado contínuo ${}^8\text{Li}+p$, pode ser determinada apenas usando a função de onda de Coulomb, entretanto, devido à forte ligação do ultimo próton do ${}^9\text{Be}$, de $16,888\text{MeV}$, a parte nuclear do potencial do sistema ${}^8\text{Li}+p$ se torna importante na reação de captura fazendo com que essa captura tenha um caráter “não periférico”, sendo assim devemos utilizar um potencial que descreva da melhor maneira possível o sistema ${}^8\text{Li}+p$, incluindo não apenas o potencial Coulombiano mas também o potencial nuclear. Para o potencial da função de onda Ψ_{SCAT} também foi utilizado o fator de forma de Woods-Saxon com os mesmos valores de R_0 e a , mas o valor de V_0 para esse sistema não é conhecido ($V_0^{8\text{Li}+p}$), pois não existem dados experimentais da reação ${}^8\text{Li}+p$. Então utilizamos um método indireto para relacionar seu potencial nuclear com o potencial do estado ${}^6\text{Li}+p$, pois esse possui dados experimentais[51].

Esse método, descrito em [52], consiste em igualar a integral de volume do potencial óptico, $\frac{J_V}{A}$, para os dois sistemas (${}^8\text{Li}+p$ e ${}^6\text{Li}+p$) a fim de obter o valor da profundidade do poço do potencial do estado contínuo ${}^8\text{Li}+p$ ($V_0^{8\text{Li}+p}$). O cálculo da integral de volume é um método alternativo confiável para a obtenção da profundidade do potencial da função de onda de espalhamento do sistema ${}^8\text{Li}+p$, pois, como vemos em [53] essa grandeza varia menos para diferentes sistemas do que os próprios parâmetros do potencial.

A integral de volume do potencial óptico, $\frac{J_V}{A}$, é dada pela fórmula 6.24.

$$\frac{J_V}{A} = \frac{4\pi}{3} \frac{R^3}{A_p A_t} V_0 \left[1 + \left(\frac{\pi a_v}{R} \right)^2 \right] \quad (6.24)$$

$$R = r_v A_t^{1/3} \quad (6.25)$$

Sendo:

- R é o raio do potencial nuclear, e $r_v=1,25$ o raio do núcleo;
- A_p a massa do projétil (em u.m.a.);
- A_t a massa do alvo (em u.m.a.);
- $a_v=0,65$ a difusividade do potencial nuclear;
- V_0 a amplitude do potencial da função de onda do estado ligado.

Substituindo os valores das constantes na equação 6.24 temos:

$$\left(\frac{J_V}{A}\right)_{^6Li+p} = 14,79361 V_0^{^6Li+p} \quad (6.26)$$

$$\left(\frac{J_V}{A}\right)_{^8Li+p} = 13,63963 V_0^{^8Li+p} \quad (6.27)$$

E igualando os dois valores de $\frac{J_V}{A}$ chegamos a:

$$\left(\frac{J_V}{A}\right)_{^6Li+p} = \left(\frac{J_V}{A}\right)_{^8Li+p} \quad (6.28)$$

$$14,79361 V_0^{^6Li+p} = 13,63963 V_0^{^8Li+p} \quad (6.29)$$

$$V_0^{^8Li+p} = 1,08460 V_0^{^6Li+p} \quad (6.30)$$

Então, para obter o valor de $V_0^{^8Li+p}$, foram feitos os cálculos utilizando o código RADCAP para ajustar $V_0^{^6Li+p}$ aos valores experimentais do estado ^6Li+p [51]. Os valores apresentados em [51] se referem à seção de choque total de captura da reação $^6Li(p,\gamma)^7Be$, sendo, de acordo com a própria referência [51], a seção de choque de captura para o estado fundamental $^6Li(p,\gamma)^7Be_{gs}$ referente a 61% do valor da seção de choque total de captura. Sendo assim multiplicamos os dados apresentados em [51] pelo fator 0,61 e aplicamos a fórmula 6.22 para obter os dados referentes ao fator-S astrofísico da reação de captura $^6Li(p,\gamma)^7Be_{gs}$.

Os valores utilizados para o potencial da função de onda do estado ligado $I_{BOUND}^{^6Li+p=^7Be}$ foram $R_0=2,27\text{fm}$, $a=0,65\text{fm}$ e $V_0^{^6Li+p=^7Be}=-62,85\text{MeV}$ (valor que reproduzia a energia de

ligação de 5,6058MeV); e o valor do fator espectroscópico foi obtido através da média dos valores experimentais das reações ${}^6\text{Li}(d,p){}^7\text{Li}$ e ${}^7\text{Li}(p,d){}^6\text{Li}$ das referências [54] [55] [56], $SF({}^6\text{Li}+p \rightarrow {}^7\text{Be}_{gs}) = 0,83(09)$. O operador quântico de transição utilizado foi, novamente, $E1$, por se tratar novamente de uma reação de captura de próton de onda-s e onda-d. Os valores utilizados para $\Psi_{SCAT}^{6\text{Li}+p}$ também foram $R=2,27\text{fm}$ e $a=0,65\text{fm}$, e o valor de $V_0^{6\text{Li}+p}$ foi obtido através do ajuste aos dados experimentais de [51] para o fator-S como mostra a figura 6.3.

Figura 6.3: Gráfico do Fator-S para a reação ${}^6\text{Li}(p,\gamma){}^7\text{Be}$. O valor de $V_0^{6\text{Li}+p}$ foi ajustado de acordo com os dados experimentais.

Como podemos ver na figura 6.3, obtivemos para o valor de $V_0^{6\text{Li}+p} = -37,0 \pm 1,5\text{MeV}$, e substituindo este valor em 6.30 chegamos ao valor da profundidade do potencial da função de onda do estado contínuo ${}^8\text{Li}+p$ $V_0^{8\text{Li}+p} = -40,13 \pm 1,63\text{MeV}$.

Com o valor de $V_0^{8\text{Li}+p}$ calculado pudemos utilizar o programa RADCAP novamente para, dessa vez, calcular o Fator-S da reação ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}_{gs}$ utilizando o valor do fator espectroscópico calculado anteriormente, $SF({}^8\text{Li}+p \rightarrow {}^9\text{Be}_{gs}) = 1,63(29)$. O resultado obtido está na figura 6.4, sendo os limites inferior e superior dados pela incerteza do valor do potencial.

Figura 6.4: Gráfico do Fator-S para a reação ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}_9^{\text{Be}}_{gs}$. O valor de $V_0^{8\text{Li}+p}$ foi calculado pelo método $\frac{J_V}{A}$ à partir do valor obtido para $V_0^{6\text{Li}+p}$.

O valor obtido neste trabalho para o fator-S astrofísico da reação de captura ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}_9^{\text{Be}}_{gs}$ é aproximadamente 2 vezes mais alto do que o obtido na referência [41], sendo que isso se deve à diferença nos valores das amplitudes espectroscópicas obtidas, como mostra a tabela 5.3.

6.3 A Taxa de Reação Para a Captura ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}_{gs}$

A taxa de reação é uma grandeza extremamente importante para os cálculos de abundância dos elementos no Universo e também da evolução estelar, já que essas duas previsões são feitas com base em taxas de formação e depredação dos elementos envolvidos. No nosso caso a taxa de reação para a captura ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}_{gs}$ nos fornece, ao mesmo tempo, um dos canais de depredação do ${}^8\text{Li}$ e um dos canais de formação do ${}^9\text{Be}$.

A seção de choque de reação é geralmente calculada em função da energia relativa entre os núcleos, como feito durante todos os cálculos dessa dissertação, mas, analogamente, a seção de choque pode ser calculada em função da velocidade relativa entre os núcleos, sendo $\sigma = \sigma(\nu)$, e ν a velocidade relativa entre os núcleos interagentes.

Ao considerarmos no meio estelar dois gases não idênticos “X” e “Y”, com N_x partículas por centímetro cúbico e N_y partículas por centímetro cúbico, respectivamente, e velocidade relativa ν a taxa de reação (r) entre eles pode ser dada pela fórmula 6.31, sendo r dado em unidades de reações por centímetro cúbico por segundo.

$$r = N_x N_y \nu \sigma(\nu) \quad (6.31)$$

O gás do meio estelar, como qualquer outro gás, possui uma grande distribuição de velocidades dada pela função de probabilidade $\phi(\nu)$, sendo $\phi(\nu)$ normalizada ($\int_0^\infty \phi(\nu) d\nu = 1$). Como $\phi(\nu) d\nu$ representa a probabilidade da velocidade relativa ν entre os núcleos interagentes estar entre ν e $\nu + d\nu$, o produto $\nu \sigma(\nu)$ da fórmula 6.31 precisa ser convoluído com a função da distribuição de velocidades $\phi(\nu)$ para calcularmos o valor médio de $\nu \phi(\nu)$ sobre a distribuição de velocidades e obter o valor de $\langle \sigma \nu \rangle$, a taxa de reação por par de partículas interagentes, como mostra a fórmula 6.32.

$$\langle \sigma \nu \rangle = \int_0^\infty \phi(\nu) \nu \sigma(\nu) d\nu \quad (6.32)$$

Sendo assim, aplicando o valor obtido na fórmula 6.32 na fórmula 6.31 obtemos a taxa de reação total, como mostra a fórmula 6.33.

$$r = N_x N_y \langle \sigma \nu \rangle \quad (6.33)$$

Normalmente a matéria que constitui o gás estelar é não-degenerada e os núcleos se movem a velocidades não relativísticas, e sendo assim esse gás em equilíbrio termodinâmico pode ter sua função $\phi(\nu)$ dada pela distribuição de velocidades de Maxwell-Boltzmann, dada pela fórmula 6.34.

$$\phi(\nu) = 4\pi\nu^2 \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{m\nu^2}{2kT}} \quad (6.34)$$

Sendo T a temperatura do gás, m a massa do gás e $k = 1,380658 \times 10^{-23} J/K$ a constante de Boltzmann.

Como a energia cinética de cada partícula do gás pode ser escrita em função da velocidade, sendo $E_{CIN} = m\nu^2/2$, temos que alternativamente a função que descreve a velocidade das partículas $\phi(\nu)$ pode ser escrita em função da energia, sendo:

$$\phi(\nu) \rightarrow \phi(E) \propto E e^{-\frac{E}{kT}} \quad (6.35)$$

Com essa notação poderemos mais adiante voltar à formulação da função de onda e da seção de choque em função da energia das partículas.

Sendo assim podemos descrever as distribuições de velocidade dos núcleos interagentes dos gases “X” e “Y” à partir da distribuição de velocidades de Maxwell-Boltzmann dada pela fórmula 6.34 substituindo a massa “ m ” por $m_{x,y}$ e a velocidade “ ν ” por $\nu_{x,y}$. Aplicando a distribuição de velocidades de Maxwell-Boltzmann, dada pela fórmula 6.34, para os gases “X” e “Y” na fórmula 6.32 temos que o valor da taxa de reação por par de partículas interagentes, $\langle\sigma\nu\rangle$, é dada pela integral de dupla convolução como mostra a fórmula 6.36.

$$\langle\sigma\nu\rangle = \int_0^\infty \int_0^\infty \phi(\nu_x)\phi(\nu_y)\nu\sigma(\nu)d\nu_xd\nu_y \quad (6.36)$$

Sendo ν a velocidade relativa entre os núcleos interagentes, e ν_x e ν_y relacionadas com as variáveis ν e V (V é a velocidade no centro de massa).

Se usarmos a massa reduzida μ e a massa total M das partículas interagentes, sendo $\mu = m_x m_y / (m_x + m_y)$ e $M = m_x + m_y$, a taxa de reação $\langle\sigma\nu\rangle$ pode ser escrita em termos das variáveis ν e V como mostra a fórmula 6.37.

$$\langle\sigma\nu\rangle = \int_0^\infty \int_0^\infty \phi(V)\phi(\nu)\nu\sigma(\nu)dVd\nu \quad (6.37)$$

Sendo as funções de densidade de probabilidade das velocidades, $\phi(V)$ e $\phi(\nu)$, dadas também pela distribuição de velocidades de Maxwell-Boltzmann.

Podemos notar que na relação dada pela fórmula 6.37 o cálculo de $\langle\sigma\nu\rangle$ pode ser fatorado em duas distribuições de Maxwell-Boltzmann independentes, sendo uma integrada em ν e a outra em V . Como a seção de choque $\sigma(\nu)$ depende apenas da velocidade relativa ν entre os núcleos interagentes podemos integrar a relação dada na fórmula 6.37 em dV e, $\phi(V)$ sendo uma distribuição de Maxwell-Boltzmann é uma função normalizada ($\int_0^\infty \phi(V)dV = 1$), voltamos à relação dada pela fórmula 6.32.

Inserindo a fórmula 6.34 em 6.32 obtemos a taxa de reação $\langle\sigma\nu\rangle$ em termos da seção de choque em função da velocidade relativa entre os núcleos interagentes como mostra a fórmula 6.38.

$$\langle\sigma\nu\rangle = 4\pi \left(\frac{\mu}{2\pi kT}\right)^{3/2} \int_0^\infty \nu^3 \sigma(\nu) e^{-\frac{\mu\nu^2}{2kT}} d\nu \quad (6.38)$$

Relembrando que a energia cinética no referencial de centro de massa é dada por $E_{\text{CIN}} = m\nu^2/2$, podemos aplicar a substituição de variáveis na integral da fórmula 6.38 para obter a formulação da taxa de reação por par de partículas interagentes, $\langle\sigma\nu\rangle$, dada pela seção de choque em função da energia E das partículas no centro de massa, como mostra a fórmula 6.39 [48].

$$\langle\sigma\nu\rangle = \sqrt{\frac{8}{\pi\mu}} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty E \sigma(E) e^{-\frac{E}{kT}} dE \quad (6.39)$$

6.3.1 Cálculo da Taxa de Reação de Captura ${}^8\text{Li}(\text{p},\gamma){}^9\text{Be}_{\text{gs}}$

Por fim calculamos a taxa de reação de nucleossíntese em função da temperatura para a reação de captura direta ${}^8\text{Li}(\text{p},\gamma){}^9\text{Be}_{\text{gs}}$ dada pela fórmula 6.39 [48], sendo essa taxa de grande importância em cálculos de abundância de elementos na nucleossíntese primordial e no cálculo da evolução estelar.

Fazendo as substituições dos valores de k (a constante de Boltzmann) e π obtemos a fórmula 6.40 que foi utilizada nos cálculos da taxa de reação por par de partículas interagentes, $\langle\sigma\nu\rangle$, para a reação de captura de próton ${}^8\text{Li}(\text{p},\gamma){}^9\text{Be}_{\text{gs}}$.

$$\langle\sigma\nu\rangle = \frac{C_1}{\sqrt{\mu T_9^3}} \int_0^\infty \sigma(E) E e^{-\frac{C_2 E}{T_9}} dE \quad (6.40)$$

Sendo:

- $\sigma(E)$ a seção de choque de captura em função da energia, em barn;
- ν a velocidade relativa entre as partículas interagentes;
- $C_1 = 3,7313 \times 10^{10}$ e $C_2 = 11,605$;
- μ a massa reduzida do sistema;
- T_9 a temperatura em unidades de 10^9K ;
- E a energia, em MeV, no sistema de centro de massa.

À partir dos dados da seção de choque de captura em função da energia e utilizando a fórmula 6.40 calculamos⁴ a taxa de reação para a reação de captura ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}_{gs}$ como mostra a figura 6.5.

Figura 6.5: Taxa de reação para a reação de captura ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}$ em função da temperatura. A taxa de reação foi calculada através da integral da fórmula 6.40 com limite superior de integração de $1,5\text{MeV}$. Os limites superior e inferior se referem à incerteza no valor do potencial $V_0^{8\text{Li}+p}$ do estado contínuo ${}^8\text{Li}+p$.

Apesar de algumas ressonâncias acima do *threshold* ${}^8\text{Li}+p$ em relação ao ${}^9\text{Be}$ pudessem ser importantes, nesse cálculo não as consideramos, tendo sido considerada apenas a captura direta para o estado fundamental ${}^9\text{Be}_{gs}$.

O valor da taxa de reação para a temperatura $T_9=1$ (temperatura típica no Universo primordial durante a síntese de elementos leves como o ${}^8\text{Li}$ e o ${}^9\text{Be}$) foi $\langle\sigma v\rangle = 0,583^{+0,157}_{-0,135} \times 10^3 \text{ cm}^3\text{mol}^{-1}\text{s}^{-1}$, incerteza essa dada pela incerteza no valor do potencial $V_0^{8\text{Li}+p}$ do estado contínuo ${}^8\text{Li}+p$. Esse valor é novamente maior do que o apresentado em [41] devido à diferença no valor do fator espectroscópico obtido em cada trabalho, sendo dessa vez maior por um fator de aproximadamente 1,5.

⁴Para tal cálculo foi desenvolvido um programa pelo Prof. Dr. Valdir Guimarães que calculava a integral da seção de choque de acordo com a fórmula 6.40.

Capítulo 7

Conclusão

Nesse trabalho estudamos a transferência elástica para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$ a fim de obter o fator espectroscópico do sistema ligado ${}^8\text{Li}+p={}_9^{\text{Be}}$ e assim calcular o valor do fator-S astrofísico e da taxa de reação para a reação de captura ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}_9^{\text{Be}}_{gs}$ utilizando o modelo de potencial [13].

As medidas das distribuições angulares para o espalhamento elástico ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li}){}^9\text{Be}$ e para a transferência ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Li}$ foram feitas utilizando o sistema ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$. A reação de transferência elástica se mostrou uma boa ferramenta para a obtenção do fator espectroscópico de *single-particle* para o estado ligado ${}^8\text{Li}+p={}_9^{\text{Be}}_{gs}$.

A nova geração de feixes radioativos de núcleos leves, produzidos através da sua focalização por campos magnéticos utilizando solenóides supercondutores como o TWINSOL [16], o RIBRAS [9] e outros sistemas citados durante a dissertação, nos proporciona um estudo mais detalhado dos mecanismos de reação envolvendo esses núcleos devido à resolução em energia dos feixes radioativos produzidos, que como vimos nessa dissertação é suficiente para identificar e separar todos os elementos produzidos tanto na reação de produção do feixe radioativo quanto na reação do feixe radioativo com o alvo final. Mostramos assim com esse trabalho, que essa nova geração de feixes radioativos nos permite que façamos experiências mais detalhadas para que informações espectroscópicas mais precisas possam ser obtidas.

Nesse trabalho utilizamos os fatores espectroscópicos do sistema ${}^8\text{Li}+p={}_9^{\text{Be}}_{gs}$, $SF_9{}_{BeGS}=1,63(29)$, na normalização da seção de choque de captura ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}_9^{\text{Be}}_{gs}$. Essa seção de choque foi calculada utilizando o método do modelo de potencial. Esse método é bastante pratico na obtenção da seção de choque de captura direta (sem a formação de um núcleo intermediário), ou seja, da captura não ressonante. As possíveis contribuições de res-

sonâncias presentes no ${}^9\text{Be}$ na seção de choque de captura devem ser adicionadas utilizando equações de Breit-Wigner. No modelo de potencial devemos obter também os parâmetros para o potencial de espalhamento ${}^8\text{Li}+p$, sendo que para esse trabalho optamos por obter esses parâmetros à partir da seção de choque de captura de ${}^6\text{Li}+p$, cujos dados experimentais eram conhecidos. Esse modelo se mostrou bastante adequado para se investigar reações de captura de núcleos leves, especialmente para reações de captura envolvendo núcleos radioativos que de outra forma seriam muito difíceis de serem obtidas. O valor obtido para a profundidade do potencial de espalhamento ${}^8\text{Li}+p$ foi de $V_0^{8\text{Li}+p} = -40,13 \pm 1,63 \text{ MeV}$, e com o seu valor e o valor do fator espectroscópico pudemos calcular as curvas para o fator-S e a taxa de reação da reação de captura ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}_{gs}$.

Podemos então concluir que esse presente trabalho foi bem sucedido no seu objetivo de obter os valores do fator-S astrofísico e da taxa de reação para a reação de captura ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}_{gs}$. Esses resultados poderão agora ser utilizados em cálculos de abundância dos elementos leves num universo primordial não homogêneo, ou em ambientes ricos em nêutrons, onde a presença do ${}^8\text{Li}$ seria importante para superação do gap de massa $A=8$ e síntese de elementos mais pesados tais como ${}^{12}\text{C}$. O estudo dessa reação de captura de próton ${}^8\text{Li}(p,\gamma){}^9\text{Be}_{gs}$ está inserida na investigação sistemática de reações de interesse astrofísico envolvendo o ${}^8\text{Li}$ que o Grupo de Reações Diretas e Núcleos Exóticos [33] do Laboratório Aberto de Física Nuclear [8] de São Paulo vem realizando. Nesse contexto já foi investigada a reação de captura de neutron ${}^8\text{Li}(n,\gamma){}^9\text{Li}$ [43] e dados da reação ${}^8\text{Li}(p,{}^4\text{He}){}^5\text{Li}$ estão em análise e serão divulgados como parte do trabalho de doutorado de outro aluno do grupo [10].

Apêndice A

Código do Arquivo 8Li.f

```
! This .f and .drr code was written for TwinSol
! 8Li on 9Be Nov. 11 2005
! Esse arquivo ja possui a calibracao dos detectores calculada em
! marco de 2006 no Brasil

      subroutine hissub (ibuf,nb)
      integer*2 ibuf(*)
      integer*2 ibufend
      integer ix(40)
      Real sum1,sum2,x1,y1,x2,x3,x4,x5,x6
      Real sum3,sum4,sum5,sum6,sum7,sum8
      Real Epsd,Ede,Etot
      Real EA,EB,EC,ED,DR,DL
      real DEA,DEB,DEC,DED
      Real EAM, EBM, ECM, EDM
      Real ba, bb, bc, bd
      Real divatot, divbtot, divctot, divdtot
      Real muleam, mulebm, mulecm, muledm
      Logical bantesti
      data ibufend/x'FFFF'/
      data k/12345/

      ba=1.50 !fatores b do calculo de EAM para cada sistema de detectores
      bb=1.50
      bc=1.50
      bd=1.50
      divatot=25 !fatores de divisao de Etot nos espectros Etot vs EAM
      divbtot=25
```

```

divctot=25
divdtot=25
muleam=150    !fatores de multiplicacao do eixo eam no esp EtotvsEAM
mulebm=150
mulecm=150
muledm=150

Do i=1,40                                !initialize data array
  ix(i)=0
EndDo

if (k.gt.0) then
  call srand(k)
  k=0
endif

back=1
middle=0

Do i=1,nb,2
  If (ibuf(i).ne.ibufend) Then          !Read in data
    id=iand(ibuf(i),'7f'x)
    ix(id)=iand(ibuf(i+1),'1fff'x)
  Else                                  !End of Event so update histograms

    call count1cc(1,ix(9),0)            ! EA
    call count1cc(2,ix(10),0)           ! EB
    call count1cc(3,ix(11),0)           ! EC
    call count1cc(4,ix(12),0)           ! ED
    call count1cc(5,ix(13),0)           ! DR
    call count1cc(6,ix(14),0)           ! DL
    call count1cc(7,ix(17),0)           ! DEA
    call count1cc(8,ix(18),0)           ! DEB
    call count1cc(9,ix(19),0)           ! DEC
    call count1cc(10,ix(20),0)          ! DED

    !!!!!!!!!!!!!!!!!!!!! E vs DE for all telescopes !!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!1
    call count1cc(100,ix(9),ix(17))      !EA vs dEA
    call count1cc(101,ix(10),ix(18))     !EB vs dEB
    call count1cc(102,ix(11),ix(19))     !EC vs dEC
    call count1cc(103,ix(12),ix(20))     !ED vs dED

c***** EA *****
EA = 23.10*(ix(9) + 0.5 - rand(k)) - 1300.82 !convert EA to keV
DEA = 6.95*(ix(17) + 0.5 - rand(k)) - 80.13 !convert dEA to keV

IF(EA.lt.0.) EA=0.

```

```

      IF(DEA.lt.0.) DEA=0.
      EAtot = EA + DEA

      call count1cc(20,NINT(EAtot/20.),0)
      call count1cc(120,NINT(EAtot/20.),NINT(DEA/10.)) !EAtot vs dEA

      EAM=((EAtot/1000.)*ba - (EA/1000.)*ba)**0.5      !EAtot vs EAM
      call count1cc(130,NINT(EAtot/divatot),NINT(EAM*muleam))

C***** EB *****
      EB = 22.57*(ix(10) + 0.5 - rand(k)) - 1262.21 !convert EB to keV
      DEB = 10.66*(ix(18) + 0.5 - rand(k)) - 390.56 !convert dEB to keV

      IF(EB.lt.0.) EB=0.
      IF(DEB.lt.0.) DEB=0.
      EBtot = EB + DEB

      call count1cc(21,NINT(EBtot/20.),0)
      call count1cc(121,NINT(EBtot/20.),NINT(DEB/10.)) !EBtot vs dEB

      EBM=((EBtot/1000.)*bb - (EB/1000.)*bb)**0.5      !EBtot vs EBM
      call count1cc(131,NINT(EBtot/divbtot),NINT(EBM*mulebm))

C***** EC *****
      EC = 22.41*(ix(11) + 0.5 - rand(k)) - 1285.95 !convert EC to keV
      DEC = 8.11*(ix(19) + 0.5 - rand(k)) - 159.35 !convert dEC to keV

      IF(EC.lt.0.) EC=0.
      IF(DEC.lt.0.) DEC=0.
      ECtot = EC + DEC

      call count1cc(22,NINT(ECtot/20.),0)
      call count1cc(122,NINT(ECtot/20.),NINT(DEC/10.)) !ECtot vs dEC

      ECM=((ECtot/1000.)*bc - (EC/1000.)*bc)**0.5      !ECtot vs EC
      call count1cc(132,NINT(ECtot/divctot),NINT(ECM*mulecm))

C***** ED *****
      ED = 22.36*(ix(12) + 0.5 - rand(k)) - 1183.17 !convert ED to keV
      DED = 7.71*(ix(20) + 0.5 - rand(k)) - 74.15 !convert dED to keV

      IF(ED.lt.0.) ED=0.
      IF(DED.lt.0.) DED=0.
      EDtot = ED + DED

      call count1cc(23,NINT(EDtot/20.),0)
      call count1cc(123,NINT(EDtot/20.),NINT(DED/10.)) !EDtot vs dED

```

```

EDM=((EDtot/1000.):**bd - (ED/1000.):**bd)**0.5    !EDtot vc EDM
call count1cc(133,NINT(EDtot/divdtot),NINT(EDM*muledm))

!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
sum1 = ix(13) + ix(14)

if (sum1.lt.110)then
  x1=2030
else
  x1=1000. * (ix(14) -ix(13))/ sum1 + 1000.
endif
call count1cc(30,NINT(x1),0)

  if (x1.gt.400.and.x1.lt.834)then
call count1cc(104,ix(12),ix(20))    !ED vs dED D1
    call count1cc(124,NINT(EDtot/20.),NINT(DED/10.))
call count1cc(134,NINT(EDtot/divdtot),NINT(EDM*muledm))
    call count1cc(31,NINT(x1),0)
  endif

  if (x1.gt.834.and.x1.lt.1166)then
    call count1cc(105,ix(12),ix(20))    !ED vs dED D2
    call count1cc(125,NINT(EDtot/20.),NINT(DED/10.))
call count1cc(135,NINT(EDtot/divdtot),NINT(EDM*muledm))
    call count1cc(32,NINT(x1),0)
  endif

  if (x1.gt.1166.and.x1.lt.1600)then
    call count1cc(106,ix(12),ix(20))    !ED vs dED D3
call count1cc(126,NINT(EDtot/20.),NINT(DED/10.))
    call count1cc(136,NINT(EDtot/divdtot),NINT(EDM*muledm))
    call count1cc(33,NINT(x1),0)
  endif

!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!

  Do j=1,25
    ix(j)=0
  EndDo

  EndIf    ! end of FFFFF (event)
EndDo    ! end buffer

RETURN
END

subroutine drrsub (ixst)

```

```

implicit integer*4 (a-z)

call drrmake

call hd1d (1,2,2048,2048,1,2047,'E-A')           ! in use
call hd1d (2,2,2048,2048,1,2047,'E-B')           ! in use
call hd1d (3,2,2048,2048,1,2047,'E-C')           ! in use
call hd1d (4,2,2048,2048,1,2047,'E-D')           ! in use
call hd1d (5,2,2048,2048,1,2047,'DR')            ! in use
call hd1d (6,2,2048,2048,1,2047,'DL')            ! in use
call hd1d (7,2,2048,2048,1,2047,'DE-A')          ! in use
call hd1d (8,2,2048,2048,1,2047,'DE-B')          ! in use
call hd1d (9,2,2048,2048,1,2047,'DE-C')          ! in use
call hd1d (10,2,2048,2048,1,2047,'DE-D')          ! in use

call hd1d (20,2,2048,2048,1,2047,'Etotal-A in kev') ! in use
call hd1d (21,2,2048,2048,1,2047,'Etotal-B in kev') ! in use
call hd1d (22,2,2048,2048,1,2047,'Etotal-C in kev') ! in use
call hd1d (23,2,2048,2048,1,2047,'Etotal-D in kev') ! in use

call hd1d (30,2,2048,2048,1,2047,'Position for det D') ! in use
call hd1d (31,2,2048,2048,1,2047,'Position for det D-1') ! in use
call hd1d (32,2,2048,2048,1,2047,'Position for det D-2') ! in use
call hd1d (33,2,2048,2048,1,2047,'Position for det D-3') ! in use

call hd1d (42,2,2048,2048,1,2047,'E-D cal')        ! not in use
call hd1d (43,2,2048,2048,1,2047,'E-C cal')
call hd1d (44,2,2048,2048,1,2047,'E-B cal')
call hd1d (45,2,2048,2048,1,2047,'E-A cal')        ! not in use

call hd2d (100,1,2048,512,1,511,2048,512,1,511,
&  'dE-A vs E-A')
call hd2d (101,1,2048,512,1,511,2048,512,1,511,
&  'dE-B vs E-B')
call hd2d (102,1,2048,512,1,511,2048,512,1,511,
&  'dE-C vs E-C')
call hd2d (103,1,2048,512,1,511,2048,512,1,511,
&  'dE-D vs E-D')

call hd2d (104,1,2048,512,1,511,2048,512,1,511,
&  'dE-D vs E-D-1')
call hd2d (105,1,2048,512,1,511,2048,512,1,511,
&  'dE-D vs E-D-2 ')
call hd2d (106,1,2048,512,1,511,2048,512,1,511,
&  'dE-D vs E-D-3')

call hd2d (120,1,2048,512,1,511,2048,512,1,511,

```

```

&   'dE-A vs Etotat-A ')
  call hd2d (121,1,2048,512,1,511,2048,512,1,511,
&   'dE-B vs Etotat-B ')
  call hd2d (122,1,2048,512,1,511,2048,512,1,511,
&   'dE-C vs Etotat-C')
  call hd2d (123,1,2048,512,1,511,2048,512,1,511,
&   'dE-D vs Etotat-D')
  call hd2d (124,1,2048,512,1,511,2048,512,1,511,
&   'dE-D vs Etotat-D for D1')
  call hd2d (125,1,2048,512,1,511,2048,512,1,511,
&   'dE-D vs Etotat-D for D2')
  call hd2d (126,1,2048,512,1,511,2048,512,1,511,
&   'dE-D vs Etotat-D for D3')

  call hd2d (130,1,2048,512,1,511,2048,512,1,511,
&   'Etotat-A vs EAM')
  call hd2d (131,1,2048,512,1,511,2048,512,1,511,
&   'Etotat-B vs EAM')
  call hd2d (132,1,2048,512,1,511,2048,512,1,511,
&   'Etotat-C vs EAM')
  call hd2d (133,1,2048,512,1,511,2048,512,1,511,
&   'Etotat-D vs EAM')

  call hd2d (134,1,2048,512,1,511,2048,512,1,511,
&   'Etotat-D1 vs EAM')
  call hd2d (135,1,2048,512,1,511,2048,512,1,511,
&   'Etotat-D2 vs EAM')
  call hd2d (136,1,2048,512,1,511,2048,512,1,511,
&   'Etotat-D3 vs EAM')

  call endrr
end

```


Apêndice B

Programa de Correção de Ângulos

Como dito no capítulo 4 o programa *angle corrector* foi desenvolvido em São Paulo pelo Prof. Dr. Rubens Lichtentäler Filho e futuramente seu código fonte, na linguagem de programação FORTRAN, estará disponível na página do grupo de Reações Diretas e Núcleos Exóticos [33].

Para ilustrar a utilização do programa adicionamos nessa dissertação alguns exemplos dos arquivos de entrada para os cálculos do valor de θ_{CM} efetivo.

B.1 Os Arquivos de Entrada Utilizados

Exemplo de um arquivo de entrada para um detector circular com cálculo de seção de choque interno.

Arquivo de entrada com as seguintes características:

- $\theta_{CM} = 15^\circ$;
- distância do detector ao alvo $L=10,40\text{cm}$;
- raio do feixe igual a $0,15\text{cm}$;
- raio do alvo igual a 1cm ;
- formato do detector circular;
- raio do detector $0,65\text{cm}$;
- parâmetros da reação ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li}){}^9\text{Be} = a_2(a_1, a_3)a_4$ com $E_{sLi}=27,7\text{MeV}$ e Q da reação igual a 0 ;
- $\text{iop}t=1$ para o cálculo da seção de choque Rutherford feito internamente pelo programa.

```
-----
1000000 no. de eventos
distdet,tetadet,rfeixe, ralvo,tetalvo,sigmastrag
10.40 15.00 0.15 1. 0.0 0.472
i=1 colimador retangular (entre x/2,y/2), i=0 colimador circular (entre rcolim)
0
0.65
divergencia do feixe:tetamin,tetamax
2.0 4.0
a1 a2 a3 a4 elab Q
8. 9. 8. 9. 27.70 0.0
iop=1--> sigruth calculado internamente
1
-----
```

Exemplo de um arquivo de entrada para um detector retangular com seção de choque fornecida pelo arquivo

Arquivo de entrada com as seguintes características:

- $\theta_{CM} = 29,6^\circ$;
- distância do detector ao alvo $L=10,40\text{cm}$;
- raio do feixe igual a $0,15\text{cm}$;
- raio do alvo igual a 1cm ;
- formato do detector retangular;
- medidas dos lados do detector $x=0,4165\text{cm}$ e $y=1,1\text{cm}$ (os valores do arquivo são metade dos valores reais dos lados do detector, pois o programa constrói o detector a partir de um ponto central formando um retângulo com $2x \times 2y$);
- parâmetros da reação ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Li} = a_2(a_1, a_3)a_4$ com $E_{sLi}=27,7\text{MeV}$ e Q da reação igual a 0 ;
- $i_{opt}=0$ e o programa usou os dados fornecidos no arquivo de entrada para calcular θ_{CM} , e valores para $5^\circ < \theta_{CM} < 25^\circ$ foram feitos através de extrapolação, pois o programa exige que os dados comecem em $\theta_{CM}=5^\circ$.

```
-----
1000000  no. de eventos
distdet,tetadet,rfeixe, ralvo,tetalvo,sigmastrag
10.40    29.60    0.15    1.    0.0    0.472
i=1 colimador retangular (entre x/2,y/2), i=0 colimador circular (entre rcolim)
1
0.4165  1.1
divergencia do feixe:tetamin,tetamax
2.0 4.0
a1  a2    a3  a4    elab    Q
8.   9.    9.   8.    27.7    0.0
iopt=1--> sigruth calculado internamente
0
5.000 0.250 0.085
7.000 0.305 0.085
9.000 0.360 0.085
11.000 0.415 0.085
13.000 0.470 0.085
15.000 0.525 0.085
```

17.000	0.580	0.085
19.000	0.635	0.085
21.000	0.690	0.085
23.000	0.745	0.085
25.000	0.8	0.085
31.151	1.182	0.085
31.329	0.705	0.063
39.877	1.707	0.126
40.850	1.546	0.090
47.488	0.837	0.062
57.784	0.129	0.019
58.781	0.176	0.020
70.119	0.326	0.033

Apêndice C

Arquivos de Entrada do Código FRESCO

Arquivo de entrada do código FRESCO utilizando o potencial numero 1 descrito na tabela 5.1

```
-----
9Be(8Li,9Be)8Li DWBA @ Elab=27.2 MeV ;
NAMELIST
  &FRESCO hcm=0.1175 rmatch=20.000 rintp=0.20
hnl=0.20 rnl=10 centre=0.25 rsp=0.0 jtmin=0.0 jtmax=30
absend=-0.0000 dry=F jump(1:6:1)=0 0 0 0 0 0 jbord(1:6)=
0 0 0 0 0.0 0.0 thmin=10.00 thmax=-170.00 thinc=0.05
      cutr=0.0 cutl=0.00 cutc=0.00 ips=0.01 it0=1 iter=1
iblock=1 pralpha=F pade=1 nnu=24 chans=1 smats=2
xstabl=1 pel=1 exl=1 lab=1 lin=1 lex=1 elab(1:4)=
27.2 0 0 0 nlab(1:3)=0 0 0 fatal=T nosol=F
psiren=F unitmass=1.000 finec=137.03599d0 /

&PARTITION namep='8Li' massp=8.0 zp=3
          namet='9Be' masst=9.0 zt=4 qval=0.0 pwf=F nex=1 /
&STATES   jp=2.0 bandp=1 ep=0.0000 cpot=1
          jt=1.5 bandt=-1 et=0.0000 fexch=F /

&PARTITION namep='9Be' massp=9.0 zp=4
          namet='8Li' masst=8.0 zt=3 qval=0.0 pwf=F nex=1 /
&STATES   jp=1.5 bandp=-1 ep=0.0000 cpot=2
          jt=2.0 bandt=1 et=0.0000 fexch=F
```

```

        copyt=-1    copyt=-1  /
&partition /

&POT kp=1 itt=F ap=0.000 at=9.000 rc=1.78  /
&POT kp=1 type=1 shape=0 itt=F p1=173.1 p2=1.19 p3=0.78
        p4=8.9    p5=2.52 p6=0.924 /

&POT kp=2 itt=F ap=0.000 at=8.000 rc=1.78  /
&POT kp=2 type=1 shape=0 itt=F p1=173.1 p2=1.19 p3=0.78
        p4=8.9    p5=2.52 p6=0.924 /

&POT kp=3 itt=F ap=0.000 at=8.000 rc=1.25  /
&POT kp=3 type=1 itt=F p1=30.0 p2=1.25 p3=0.65  /
&POT kp=3 type=3 itt=F p1=6.0  p2=1.25 p3=0.65  /

&POT kp=4 itt=F ap=0.000 at=8.000 rc=1.40  /
&POT kp=4 type=1 itt=F p1=107.8 p2=0.75 p3=0.885 /
&POT kp=4 type=2 itt=F p4=37.9 p5=0.91 p6=0.757 /
&pot /

&OVERLAP kn1=1 ic1=1 ic2=2 in=1 nn=1 l=1 sn=0.5 j=1.5
        kbpot=3 be=16.888 isc=1 ipc=2  /
&OVERLAP kn1=10 ic1=1 ic2=2 in=1 nn=1 l=1 sn=0.5 j=0.5
        kbpot=3 be=16.888 isc=1 ipc=2  /
&OVERLAP kn1=2 ic1=2 ic2=1 in=2 nn=1 l=1 sn=0.5 j=1.5
        kbpot=3 be=16.888 isc=1 ipc=2  /
&OVERLAP kn1=20 ic1=2 ic2=1 in=2 nn=1 l=1 sn=0.5 j=0.5
        kbpot=3 be=16.888 isc=1 ipc=2  /
&overlap /

&COUPLING icto=2 icfrom=1 kind=7 ip1=0 ip2=-1 ip3=4  /
&CFP in=1 ib=1 ia=1 kn=1 a=1.25  /
&CFP in=2 ib=1 ia=1 kn=2 a=1.25  /
&CFP in=1 ib=1 ia=1 kn=10 a=0.415 /
&CFP in=2 ib=1 ia=1 kn=20 a=0.415 /
&cfp /

&coupling /

```

Arquivo de entrada do código FRESCO utilizando o potencial numero 2 descrito na tabela 5.1

```

-----
9Be(8Li,9Be)8Li DWBA @ Elab=27.2 MeV ;
NAMELIST
  &FRESCO hcm=0.1175 rmatch=20.000 rintp=0.20
hnl=0.20  rnl=10  centre=0.25  rsp=0.0  jtmin=0.0  jtmax=30
absend=-0.0000  dry=F  jump(1:6:1)=0 0 0 0 0 0  jbord(1:6)=
0 0 0 0 0.0 0.0  thmin=10.00  thmax=-170.00  thinc=0.05
      cutr=0.0  cutl=0.00  cutc=0.00  ips=0.01  it0=1  iter=1
iblock=1  pralpha=F  pade=1  nnu=24  chans=1  smats=2
xstabl=1  pel=1  exl=1  lab=1  lin=1  lex=1  elab(1:4)=
27.2 0 0 0  nlab(1:3)=0 0 0  fatal=T  nosol=F
psiren=F  unitmass=1.000  finec=137.03599d0  /

&PARTITION  namep='8Li'  massp=8.0  zp=3
      namet='9Be'  masst=9.0  zt=4  qval=0.0  pwf=F  nex=1  /
&STATES      jp=2.0  bandp=1  ep=0.0000  cpot=1
      jt=1.5  bandt=-1  et=0.0000  fexch=F  /

&PARTITION  namep='9Be'  massp=9.0  zp=4
      namet='8Li'  masst=8.0  zt=3  qval=0.0  pwf=F  nex=1  /
&STATES      jp=1.5  bandp=-1  ep=0.0000  cpot=2
      jt=2.0  bandt=1  et=0.0000  fexch=F
      copyt=-1  copyt=-1  /
&partition /

&POT kp=1  type=0  itt=F  ap=0.000  at=9.000  rc=1.78  /
&POT kp=1  type=1  shape=0  itt=F  p1=234.4  p2=1.21  p3=0.76  p4=8.9
      p5=2.43  p6=1.02  /

&POT kp=2  type=0  itt=F  ap=0.000  at=8.000  rc=1.78  /
&POT kp=2  type=1  shape=0  itt=F  p1=234.4  p2=1.21  p3=0.76  p4=8.9
      p5=2.43  p6=1.02  /

&POT kp=3  itt=F  ap=0.000  at=8.000  rc=1.25  /
&POT kp=3  type=1  itt=F  p1=30.0  p2=1.25  p3=0.65  /
&POT kp=3  type=3  itt=F  p1=6.0  p2=1.25  p3=0.65  /

&POT kp=4  itt=F  ap=0.000  at=8.000  rc=1.40  /
&POT kp=4  type=1  itt=F  p1=107.8  p2=0.75  p3=0.885  /
&POT kp=4  type=2  itt=F  p4=37.9  p5=0.91  p6=0.757  /
&pot /

&OVERLAP kn1=1  ic1=1  ic2=2  in=1  nn=1  l=1  sn=0.5  j=1.5
  kbpot=3  be=16.888  isc=1  ipc=2  /

```

```

&OVERLAP kn1=10 ic1=1 ic2=2 in=1 nn=1 l=1 sn=0.5 j=0.5
    kbpot=3 be=16.888 isc=1 ipc=2 /
&OVERLAP kn1=2 ic1=2 ic2=1 in=2 nn=1 l=1 sn=0.5 j=1.5
    kbpot=3 be=16.888 isc=1 ipc=2 /
&OVERLAP kn1=20 ic1=2 ic2=1 in=2 nn=1 l=1 sn=0.5 j=0.5
    kbpot=3 be=16.888 isc=1 ipc=2 /
&overlap /

&COUPLING icto=2 icfrom=1 kind=7 ip1=0 ip2=-1 ip3=4 /
&CFP in=1 ib=1 ia=1 kn=1 a=1.15 /
&CFP in=2 ib=1 ia=1 kn=2 a=1.15 /
&CFP in=1 ib=1 ia=1 kn=10 a=0.381 /
&CFP in=2 ib=1 ia=1 kn=20 a=0.381 /
&cfp /

&coupling /

```

Arquivo de entrada do código FRESCO utilizando o potencial numero 3 descrito na tabela 5.1

```

-----
9Be(8Li,9Be)8Li DWBA @ Elab=27.2 MeV ;
NAMELIST
  &FRESCO hcm=0.1175 rmatch=20.000 rintp=0.20
hnl=0.20  rnl=10  centre=0.25  rsp=0.0  jtmin=0.0  jtmax=30
  absend=-0.0000  dry=F  jump(1:6:1)=0 0 0 0 0 0  jbord(1:6)=
  0 0 0 0 0.0 0.0  thmin=10.00  thmax=-170.00  thinc=0.05
    cutr=0.0  cutl=0.00  cutc=0.00  ips=0.01  it0=1  iter=1
  iblock=1  pralpha=F  pade=1  nnu=24  chans=1  smats=2
  xstabl=1  pel=1  exl=1  lab=1  lin=1  lex=1  elab(1:4)=
  27.2 0 0 0  nlab(1:3)=0 0 0  fatal=T  nosol=F
  psiren=F  unitmass=1.000  finec=137.03599d0  /

  &PARTITION namep='8Li'  massp=8.0  zp=3
    namet='9Be'  masst=9.0  zt=4  qval=0.0  pwf=F  nex=1  /
  &STATES  jp=2.0  bandp=1  ep=0.0000  cpot=1
    jt=1.5  bandt=-1  et=0.0000  fexch=F  /

  &PARTITION namep='9Be'  massp=9.0  zp=4
    namet='8Li'  masst=8.0  zt=3  qval=0.0  pwf=F  nex=1  /
  &STATES  jp=1.5  bandp=-1  ep=0.0000  cpot=2
    jt=2.0  bandt=1  et=0.0000  fexch=F
    copyp=-1  copyt=-1  /
  &partition /

  &POT kp=1  type=0  itt=F  ap=0.000  at=9.000  rc=1.2  /
  &POT kp=1  type=1  shape=0  itt=F  p1=152.0  p2=1.37  p3=0.75
    p4=6.72  p5=2.72  p6=0.90  /

  &POT kp=2  type=0  itt=F  ap=0.000  at=8.000  rc=1.2  /
  &POT kp=2  type=1  shape=0  itt=F  p1=152.0  p2=1.37  p3=0.75
    p4=6.72  p5=2.72  p6=0.90  /

  &POT kp=3  itt=F  ap=0.000  at=8.000  rc=1.25  /
  &POT kp=3  type=1  itt=F  p1=30.0  p2=1.25  p3=0.65  /
  &POT kp=3  type=3  itt=F  p1=6.0  p2=1.25  p3=0.65  /

  &POT kp=4  itt=F  ap=0.000  at=8.000  rc=1.40  /
  &POT kp=4  type=1  itt=F  p1=107.8  p2=0.75  p3=0.885  /
  &POT kp=4  type=2  itt=F  p4=37.9  p5=0.91  p6=0.757  /
  &pot /

  &OVERLAP kn1=1  ic1=1  ic2=2  in=1  nn=1  l=1  sn=0.5  j=1.5
  kbpot=3  be=16.888  isc=1  ipc=2  /

```

```

&OVERLAP kn1=10 ic1=1 ic2=2 in=1 nn=1 l=1 sn=0.5 j=0.5
    kbpot=3 be=16.888 isc=1 ipc=2 /
&OVERLAP kn1=2 ic1=2 ic2=1 in=2 nn=1 l=1 sn=0.5 j=1.5
    kbpot=3 be=16.888 isc=1 ipc=2 /
&OVERLAP kn1=20 ic1=2 ic2=1 in=2 nn=1 l=1 sn=0.5 j=0.5
    kbpot=3 be=16.888 isc=1 ipc=2 /
&overlap /

&COUPLING icto=2 icfrom=1 kind=7 ip1=0 ip2=-1 ip3=4 /
&CFP in=1 ib=1 ia=1 kn=1 a=1.15 /
&CFP in=2 ib=1 ia=1 kn=2 a=1.15 /
&CFP in=1 ib=1 ia=1 kn=10 a=0.381 /
&CFP in=2 ib=1 ia=1 kn=20 a=0.381 /
&cfp /

&coupling /

```

Arquivo de entrada do código FRESCO utilizando o potencial de São Paulo,
fornecido através de arquivo externo

```
-----
9Be(8Li,9Be)8Li DWBA @ Elab=27.2 MeV ;
NAMELIST
  &FRESCO hcm=0.1175 rmatch=20.000 rintp=0.20
hnl=0.20  rnl=10 centre=0.25 rsp=0.0 jtmin=0.0 jtmax=30
absend=-0.0000 dry=F jump(1:6:1)=0 0 0 0 0 0 jbord(1:6)=
0 0 0 0 0.0 0.0 thmin=10.00 thmax=-170.00 thinc=0.05
      cutr=0.0 cutl=0.00 cutc=0.00 ips=0.01 it0=1 iter=1
iblock=1 pralpha=F pade=1 nnu=24 chans=1 smats=2
xstabl=1 pel=1 exl=1 lab=1 lin=1 lex=1 elab(1:4)=
27.2 0 0 0 nlab(1:3)=0 0 0 fatal=T nosol=F
psiren=F unitmass=1.000 finec=137.03599d0  /

&PARTITION namep='8Li' massp=8.0 zp=3
      namet='9Be' masst=9.0 zt=4 qval=0.0 pwf=F nex=1  /
&STATES   jp=2.0 bandp=1 ep=0.0000 cpot=7
      jt=1.5 bandt=-1 et=0.0000 fexch=F  /

&PARTITION namep='9Be' massp=9.0 zp=4
      namet='8Li' masst=8.0 zt=3 qval=0.0 pwf=F nex=1  /
&STATES   jp=1.5 bandp=-1 ep=0.0000 cpot=8
      jt=2.0 bandt=1 et=0.0000 fexch=F
      copyp=-1 copyt=-1  /
&partition /

&POT kp=7 itt=F ap=8.000 at=9.000 rc=1.4  /
&POT kp=7 type=1 shape=7 p1=1.0 p2=0.0 p3=0.0/
&POT kp=7 type=1 shape=8 p1=0.0 p2=1.0 p3=0.0/

&POT kp=8 itt=F ap=9.000 at=8.000 rc=1.4  /
&POT kp=8 type=1 shape=7 p1=1.0 p2=1.0 p3=0.0/
&POT kp=8 type=1 shape=8 p1=1.0 p2=1.0 p3=0.0/

&POT kp=3 itt=F ap=0.000 at=8.000 rc=1.25  /
&POT kp=3 type=1 itt=F p1=30.0 p2=1.25 p3=0.65  /
&POT kp=3 type=3 itt=F p1=6.0 p2=1.25 p3=0.65  /

&POT kp=4 itt=F ap=0.000 at=8.000 rc=1.40  /
&POT kp=4 type=1 itt=F p1=107.8 p2=0.75 p3=0.885 /
&POT kp=4 type=2 itt=F p4=37.9 p5=0.91 p6=0.757 /
&pot /

&OVERLAP kn1=1 ic1=1 ic2=2 in=1 nn=1 l=1 sn=0.5 j=1.5
      kbpot=3 be=16.888 isc=1 ipc=2  /
```

```
&OVERLAP kn1=10 ic1=1 ic2=2 in=1 nn=1 l=1 sn=0.5 j=0.5
  kbpot=3 be=16.888 isc=1 ipc=2 /
&OVERLAP kn1=2 ic1=2 ic2=1 in=2 nn=1 l=1 sn=0.5 j=1.5
  kbpot=3 be=16.888 isc=1 ipc=2 /
&OVERLAP kn1=20 ic1=2 ic2=1 in=2 nn=1 l=1 sn=0.5 j=0.5
  kbpot=3 be=16.888 isc=1 ipc=2 /
&overlap /

&COUPLING icto=2 icfrom=1 kind=7 ip1=0 ip2=-1 ip3=4 /
&CFP in=1 ib=1 ia=1 kn=1 a=1.25 /
&CFP in=2 ib=1 ia=1 kn=2 a=1.25 /
&CFP in=1 ib=1 ia=1 kn=10 a=0.415 /
&CFP in=2 ib=1 ia=1 kn=20 a=0.415 /
&cfp /

&coupling /
```

Apêndice D

Arquivos de Entrada do Código RADCAP

Arquivo de entrada do código RADCAP para o potencial da função de onda do estado ligado ${}^6\text{Li}+p={}_7^{\text{Be}}$

```
-----
*****
*      *****      Input of subroutine EIGEN      *****
*
* 6Li(1+) + p(1/2+) = 7Be GS (3/2-) BE=5.6058 MeV
*
* IOPT  = option for potentials: 1 (2) for Woods-Saxon (M3Y)
* NPNTS = no. of integration points in radial coordinate ( < 10000)
* RMAX  = maximum radius size (< 250 fm).
*
* IOPT    NPTS    RMAX
*
* 1        9999    250.
*
* N_0  =  nodes of the Wave Function (exclude origin)
* J0   =  total angular momentum
* L0   =  orbital angular momentum
*
* N_0    J0    L0
*
* 0       1.5    1
*
```

```

* If IOPT = 1, enter:
* V0 = depth of central pot.
* VS0 = depth of spin-orbit potential
* R0 = radius of the potential
* AA = diffuseness of the pot.
* RS0 = radius of the spin-orbit pot.
* AAS = diffuseness of the spin-orbit pot.
* RC = Coulomb radius (usually, RC = R0)
*-----
* WS = V_0 f(r,R0,AA) - V_S0 (1.s) (r_0^2/r) d/dr f(r,RS0,AAS)
*
* f(r,R0,a) = [ 1 + exp((r-R_0)/a) ]^(-1)
*
* r_0 = 1.4138 fm is the Compton wavelength of the pion.
*-----
*
*          -----nao usados-----
* V0      R0      AA      VS0      RS0      AAS      RC
*
* -62.85   2.270   0.65   -8.0    2.270   0.65    2.270
*
*
* If IOPT = 2, or else (but not 1), enter FC, FS0 and RC:
* (in this case, insert a '*' sign in above row, or delete it)
* FC      = multiplicative factor of central part of M3Y potential
* FS0     = multiplicat. factor of spin-orbit part of M3Y potential
* RC      = Coulomb radius
*
* FC      FS0      RC
* 1.5     0.2      2.270
*
*
* Z1, Z2 = charges of the nuclei
* A1, A2 = masses of the nuclei (in nucleon mass units)
*
* Z1      A1      Z2      A2
*
* 1.      1.      3.      6.
*****

```

Arquivo de entrada do código RADCAP para o potencial da função de onda do espalhamento ${}^6\text{Li}+p$

```

-----
*****
*      *****      Input of program DICAP      *****
* 6Li(1+)+p(1/2-)=7Be(3/2-) s-wave proton E1 transition
* IOPT   = option for potentials: 1 (2) for Woods-Saxon (M3Y)
* NPNTS  = no. of integration points in radial coordinate ( < 10000)
* RMAX   = maximum radius size (< 250 fm).
* NEPTS  = number of points in energy ( < 1000)
*
* IOPT    NPNTS    RMAX    NEPTS
*
* 1        9999    250.    1000
*
* N_0  =  nodes of the G.S. wave function
* AIA  =  spin of the particle A (core)
* AIB  =  intrinsic spin of the particle B
* AIC  =  total angular momentum of the ground state of C = A + B
*       (channel spin)
* J0   =  single-particle angular momentum
* L0   =  orbital angular momentum
* EBOUND = binding energy of the ground state (absolute value)
*
* N_0    AIA    AIB    AIC    AJ0    L_0    EBOUND
*
* 0       1.0    0.5    1.5    1.5    1       5.6058
*
* JOPT = 1 (0) if final state ang. mom., AICF, is (is not) to be
*        summed over all possible values. If JOPT=1, AICF can be
*        entered as any value.
* AICF =  spin of the excited state after all ang. mom. coupling
*        (channel spin)
*
* JOPT    AICF
*
* 1        1.5
*
* Z1, Z2 = charges of the nuclei
* A1, A2 = masses of the nuclei (in nucleon mass units)
*
* Z1      A1      Z2      A2
*
* 1.       1.       3.       6.
*
* V0      =  depth of central potential

```

```

* R0   = radius of the central potential
* AA   = diffuseness of the central potential
* VS0  = depth of spin-orbit potential
* RS0  = radius of the spin-orbit potential
* AAS  = diffuseness of the spin-orbit potential
* RC   = Coulomb radius (usually, RC = R0)
*-----
* WS   = V_0 f(r,R0,AA) - V_S0 (1.s) (r_0^2/r) d/dr f(r,RS0,AAS)
*
* f(r,R0,a) = [ 1 + exp((r-R_0)/a) ]^(-1)
*
* r_0 = 1.4138 fm is the Compton wavelength of the pion.
*-----
* VO      R0      AA      VS0      RS0      AAS      RC
*
* -37.0    2.270    0.65    -8.0    2.270    0.65    2.270
*
*
* If IOPT = 2, or else (but not 1), enter FC, FSO and RC:
*   (in this case, insert a '*' sign in above row, or delete it)
* FC      = multiplicative factor of central part of M3Y potential
* FSO     = multiplicat. factor of spin-orbit part of M3Y potential
* RC      = Coulomb radius
*
* FC      FSO      RC
* 1.5      0.2      2.270
*
* EI,EF = initial relative energy, final relative energy
*
* EI      EF
*
* 0.      1.5
*
* NS1,NP1,NP3,ND3,ND5,NF5,NF7 = (1) [0] for inclusion (no inclusion)
*   of s1/2, p1/2, p3/2, d3/2, d5/2, f5/2, and f7/2 partial waves
*
* only s-wave protons
* NS      NP1      NP3      ND3      ND5      NF5      NF7
*
* 1        0        0        1        1        0        0
*
* MP      = multipolarity: 0 (M1), 1 (E1), 2 (E2)
* SF      = Spectroscopic factor
*
* MP      SF
*
* 1        0.83

```



```
*
* GA  = magnetic moment (in units of the nuclear magneton) of
*      particle A (core)
* GB  = magnetic moment of particle B (proton, neutron, alpha, etc.)
*
*      GA          GB
*
*      0.82204      2.9789
```

```
*****
```

```
-----
```

Arquivo de entrada do código RADCAP para o potencial da função de onda do estado ligado ${}^8\text{Li}+p={}_9^{\text{Be}}$

```

-----
*****
*          Input of subroutine EIGEN          *****
*
* 8Li(2+) + p(1/2+) = 9Be GS (3/2-) BE=16.888 MeV
*
* IOPT = option for potentials: 1 (2) for Woods-Saxon (M3Y)
* NPNTS = no. of integration points in radial coordinate ( < 10000)
* RMAX = maximum radius size (< 250 fm).
*
* IOPT    NPTS    RMAX
*
* 1        9999    250.
*
* N_0 = nodes of the Wave Function (exclude origin)
* J0  = total angular momentum
* L0  = orbital angular momentum
*
* N_0    J0    L0
*
* 0        1.5    1
*
* If IOPT = 1, enter:
* V0 = depth of central pot.
* VS0 = depth of spin-orbit potential
* R0 = radius of the potential
* AA = diffuseness of the pot.
* RS0 = radius of the spin-orbit pot.
* AAS = diffuseness of the spin-orbit pot.
* RC = Coulomb radius (usually, RC = R0)
*-----
* WS = V_0 f(r,R0,AA) - V_S0 (1.s) (r_0^2/r) d/dr f(r,RS0,AAS)
*
* f(r,R0,a) = [ 1 + exp((r-R_0)/a) ]^(-1)
*
* r_0 = 1.4138 fm is the Compton wavelength of the pion.
*-----
*
* V0        R0        AA        VS0        RS0        AAS        RC
*
* -76.72      2.50      0.65      0.0      2.500      0.65      2.500
*
* If IOPT = 2, or else (but not 1), enter FC, FS0 and RC:
* (in this case, insert a '*' sign in above row, or delete it)

```

```

* FC      = multiplicative factor of central part of M3Y potential
* FS0     = multiplicat. factor of spin-orbit part of M3Y potential
* RC      = Coulomb radius
*
* FC      FS0      RC
* 1.5      0.2      2.500
*
* Z1, Z2  = charges of the nuclei
* A1, A2  = masses of the nuclei (in nucleon mass units)
*
* Z1      A1      Z2      A2
*
* 1.      1.      3.      8.
*****
-----

```

Arquivo de entrada do código RADCAP para o potencial da função de onda do espalhamento $^8\text{Li}+p$

```

-----
*****
*          Input of program DICAP          *****
*
* 8Li(2+)+p(1/2+)=9Be(3/2-) s-wave proton E1 transition BE=16.888 MeV
*
* IOPT   = option for potentials: 1 (2) for Woods-Saxon (M3Y)
* NPNTS  = no. of integration points in radial coordinate ( < 10000)
* RMAX   = maximum radius size (< 250 fm).
* NEPTS  = number of points in energy ( < 1000)
*
* IOPT    NPNTS    RMAX    NEPTS
*
* 1        9999    250.    1000
*
* N_0    = nodes of the G.S. wave function
* AIA    = spin of the particle A (core)
* AIB    = intrinsic spin of the particle B
* AIC    = total angular momentum of the ground state of C = A + B
*         (channel spin)
* J0     = single-particle angular momentum
* L0     = orbital angular momentum
* EBOUND = binding energy of the ground state (absolute value)
*
* N_0    AIA    AIB    AIC    AJ0    L_0    EBOUND
*
* 0       2.0    0.5    1.5    1.5    1      16.888
*
* JOPT = 1 (0) if final state ang. mom., AICF, is (is not) to be
*         summed over all possible values. If JOPT=1, AICF can be
*         entered as any value.
* AICF = spin of the excited state after all ang. mom. coupling
*         (channel spin)
*
* JOPT    AICF
*
* 1        1.5
*
* Z1, Z2 = charges of the nuclei
* A1, A2 = masses of the nuclei (in nucleon mass units)
*
* Z1      A1      Z2      A2
*
* 1.       1.       3.       8.

```

```

*
* V0  =  depth of central potential
* R0  =  radius of the central potential
* AA  =  diffuseness of the central potential
* VS0 =  depth of spin-orbit potential
* RS0 =  radius of the spin-orbit potential
* AAS =  diffuseness of the spin-orbit potential
* RC  =  Coulomb radius (usually, RC = R0)
*-----
* WS  =  V_0 f(r,R0,AA) - V_SO (1.s) (r_0^2/r) d/dr f(r,RS0,AAS)
*
* f(r,R0,a) = [ 1 + exp((r-R_0)/a) ]^(-1)
*
* r_0 = 1.4138 fm is the Compton wavelength of the pion.
*-----
* V0      R0      AA      VS0      RS0      AAS      RC
*
-40.13    2.50      0.65      0.0      2.50      0.65      2.50
*
* If IOPT = 2, or else (but not 1), enter FC, FSO and RC:
*   (in this case, insert a '*' sign in above row, or delete it)
* FC      = multiplicative factor of central part of M3Y potential
* FSO      = multiplicat. factor of spin-orbit part of M3Y potential
* RC      = Coulomb radius
*
* FC      FSO      RC
* 1.5      0.2      2.500
*
* EI,EF =  initial relative energy, final relative energy
*
* EI      EF
*
0.        1.5
*
* NS1,NP1,NP3,ND3,ND5,NF5,NF7 = (1) [0] for inclusion (no inclusion)
*   of s1/2, p1/2, p3/2, d3/2, d5/2, f5/2, and f7/2 partial waves
*
* only s-wave protons
* NS      NP1      NP3      ND3      ND5      NF5      NF7
*
1         0         0         1         1         0         0
*
* MP      = multipolarity: 0 (M1), 1 (E1), 2 (E2)
* SF      = Spectroscopic factor
*
* MP      SF
*

```

```
1          1.63
*
* GA  = magnetic moment (in units of the nuclear magneton) of
*       particle A (core)
* GB  = magnetic moment of particle B (proton, neutron, alpha, etc.)
*
*      GA          GB
*
*      3.26        5.58
```

```
*
```

```
*****
```

```
-----
```

Referências Bibliográficas

- [1] **Production of heavy elements in inhomogeneous cosmologies**
Thomas Rauscher, James H. Applegate, John J. Cowan, Friedrich-Karl Thielemann, Michael Wiescher.
The Astrophysical Journal, vol. 429, no. 2, pt. 1, pag. 499-530 (1994).
- [2] **New Nuclear Reaction Flow during r-Process Nucleosynthesis in Supernovae: Critical Role of Light, Neutron-rich Nuclei**
M. Terasawa, K. Sumiyoshi, T. Kajino, G. J. Mathews, I. Tanihata.
The Astrophysical Journal, Volume 562, Issue 1, pp. 470-479 (2001).
- [3] **On the magnitude of the ${}^8\text{Li} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{11}\text{B} + \text{n}$ reaction cross section at the Big-Bang temperature.**
M. La Cognata, A. Del Zoppo, P. Figuera, A. Musumarra, R. Alba, S. Cherubini, N. Colonna, L. Cosentino, V. Crucillà, A. Di Pietro, M. Gulino, L. Lamia, M.G. Pellegriti, R.G. Pizzone, S.M.R. Puglia, G.G. Rapisarda, C. Rolfs, S. Romano, M.L. Sergi, C. Spitaleri, S. Tudisco and A. Tumino.
Phys. Lett. B 664, Issue 3, pag. 157-161 (2008).
- [4] **A new measurement of the astrophysical ${}^8\text{Li}(\alpha, \text{n}){}^{11}\text{B}$ reaction.**
H. Ishiyama, T. Hashimoto, T. Ishikawa, Y.X. Watanabe, S.K. Das, H. Miyatake, Y. Mizoi, T. Fukuda, M.-H. Tanaka, Y. Fuchi, N. Yoshikawa, Y. Hirayama, S.C. Jeong, T. Nomura, I. Katayama, S. Mitsuoka, K. Nishio, M. Matsuda, P.K. Saha, S. Ichikawa, H. Ikezoe, T. Furukawa, H. Izumi, T. Shimoda and K. Nakai.
Phys. Lett. B 640, Issue 3, pag. 82-85 (2006).
- [5] **Measurement of the ${}^8\text{Li}(\alpha, \text{n}){}^{11}\text{B}$ reaction and astrophysical implications.**
Y. Mizoi, T. Fukuda, Y. Matsuyama, T. Miyachi, H. Miyatake, N. Aoi, N. Fukuda, M. Notani, Y. X. Watanabe, K. Yoneda, M. Ishihara, H. Sakurai, Y. Watanabe, and A. Yoshida.
Phys. Rev. C 62, 065801 (2000).

- [6] **The $^8\text{Li}(\alpha, n)^{11}\text{B}$ reaction and primordial nucleosynthesis.**
X. Gu, R. N. Boyd, M. M. Farrell, J. D. Kalen, C. A. Mitchell, J. J. Kolata, M. Belbot, K. Lamkin, K. Ashktorab, F. D. Becchetti, J. Brown, D. Roberts, K. Kimura, I. Tanihata, K. Yoshida and M. S. Islam.
Phys. Lett. B 343, Issues 1-4, pag. 31-35 (1995).
- [7] **Measurement of the $^8\text{Li}(\alpha, n)^{11}\text{B}$ reaction cross section at energies of astrophysical interest.**
R. N. Boyd, I. Tanihata, N. Inabe, T. Kubo, T. Nakagawa, T. Suzuki, M. Yonokura, X. X. Bai, K. Kimura, S. Kubono, S. Shimoura, H. S. Xu, and D. Hirata.
Phys. Rev. Lett. 68, pag 1283-1286 (1992).
- [8] Site do Laboratório Aberto de Física Nuclear (LAFN)
<http://www.dfn.if.usp.br/pagina-lafn/index.html>
- [9] **Progress in RIBRAS - Radioactive Ion Beams in Brazil Project.**
R. Lichtenthaler, A. Lépine-Szily, V. Guimarães, G. F. Lima, M. S. Hussein.
Nuclear Physics A 505 pag. 612-615 (2003) e Brazilian Journal of Physics 33 vol.2 pág 294-296 (2003).
- [10] Tese de Doutorado de Djalma Rosa Mendes Junior intitulada “*Estudo da Reação $H(^8\text{Li}, \alpha)^5\text{He}$ com feixe radioativo de ^8Li* ” sob a orientação da Prof. Dr. Alinka Lépine-Szily, a ser defendida no ano de 2009.
- [11] **Coulomb Breakup of Nuclei-Applications to Astrophysics**
G. Baur and H. Rebel
Annual Review of Nuclear and Particle Science, Vol. 46 pag 321-350 (1996).
- [12] **Test of the ANC method via (d,p) reaction.**
N. Imai, N. Aoi, S. Kubono, D. Beaumel, K. Abe, S. Kato, T. Kubo, K. Kumagai, M. Kurokawa, X. Liu, A. Mengoni, S. Michimasa, H. Ohnuma, H. Sakurai, P. Strasser, T. Teranishi and M. Ishihara.
Nucl. Phys. A 688, 281-284 (2001).
- [13] **Microscopic potential model studies of light nuclear capture reactions.**
K. Langanke.
Nucl. Phys. A 457, 351-366 (1986).

- [14] **Astrophysical reaction rate for the $^8\text{Li}(n,\gamma)^9\text{Li}$ reaction.**
Hiroshi Kobayashi, Kazuo Ieki, Ákos Horváth, Aaron Galonsky, Nelson Carlin, Ferenc Deák, Tomoko Gomi, Valdir Guimaraes, Yoshihide Higurashi, Yoshiyuki Iwata, Adam Kiss, James J. Kolata, Thomas Rauscher, Hugo Schelin, Zoltan Seres and Robert Warner.
Phys. Rev. C 67, 015806 (2003).
- [15] **Coulomb dissociation of ^9Li and the rate of the $^8\text{Li}(n,\gamma)^9\text{Li}$ reaction.**
P. Banerjee, R. Chatterjee and R. Shyam.
Phys. Rev. C 78, 035804 (2008).
- [16] **TWINSOL: A dual superconducting solenoid ion-optical system for the production and study of low-energy radioactive nuclear beam reactions.**
M. Y. Lee
Doctor Degree Dissertation, University of Michigan (2002).
- [17] *Nuclear Structure Laboratory*
<http://www.nd.edu/~nsl/index.html>
- [18] *University of Notre Dame*
<http://www.nd.edu/>
- [19] Site do *FN Tandem Van der Graaff Accelerator*
http://www.nd.edu/~nsl/html/about_info.html
- [20] *University of Notre Dame's Department of Physics*
<http://nd.edu/~sciwww/>
- [21] Site do *KN Van de Graaff Accelerator*
http://www.nd.edu/~nsl/html/research_KN.html
- [22] Site do *JN Van de Graaff Accelerator*
http://www.nd.edu/~nsl/html/research_JN.html
- [23] Site do projeto JINA (*Joint Institute for Nuclear Astrophysics*)
<http://www.jinaweb.org/>
- [24] Site do Laboratório ANL (*Argonne National Laboratory*)
<http://www.anl.gov/>
- [25] Site do MSU (*Michigan State University*)
<http://www.msu.edu/>

- [26] Site do projeto **Atlas** do Laboratório ANL (*Argonne National Laboratory*)
<http://www.phy.anl.gov/atlas/>
- [27] Site do *Department of Nuclear Physics* do *The Australian National University* responsável pelo sistema Solitaire (*SOLenoid for In-beam Transport And Identification of Recoiling Evaporation-residues*)
<http://www.rspysse.anu.edu.au/nuclear/group.php?id=5>
- [28] Site do BARC (*Bhabha Atomic Research Centre*)
<http://www.barc.ernet.in/>
- [29] **Low-energy radioactive beam experiments using the UM-UND solenoid RNB apparatus at the UND tandem: Past, present and future**
F. D. Becchetti and J. J. Kolata.
AIP Conf. Proc., Volume 392, pp. 369-376 (1997).
- [30] Oak Ridge National Laboratory
<http://www.phy.ornl.gov/>
- [31] **VAXPAK, Computer handbook.**
W.T. Milner
Oak Ridge National Laboratory.
- [32] **Radiation Detection and Measurement.**
Glenn F. Knoll
Chapter 11 "Semiconductor Diode Detectors", section VI "Applications of Silicon Diode Detectors", sub-section D "Energy Loss Measurements - Particle Identification".
John Wiley and Sons, INC; 2nd Edition, 1989.
- [33] Site do Grupo de Reações Diretas e Núcleos Exóticos
<http://www.dfn.if.usp.br/pesq/diretas/index.html>
- [34] **Fator-S Astrofísico para a reação de captura ${}^4\text{He}(t,\gamma){}^7\text{Li}$ pela investigação da reação de transferência elástica no sistema ${}^7\text{Li}+{}^4\text{He}$**
Denke, Robson Zacarelli
Dissertação de Mestrado, Instituto de Física, Universidade de São Paulo (2007).
- [35] **Toward a global description of the nucleus-nucleus interaction.**
L. C. Chamon, B. V. Carlson, L. R. Gasques, D. Pereira, C. De Conti, M. A. G. Alvarez, M. S. Hussein, M. A. Cândido Ribeiro, E. S. Rossi, Jr., and C. P. Silva1.
Phys. Rev. C 66, 014610 13 pages (2002).

- [36] **Coupled channels methods for nuclear physics.**
I.J. Thompson
Computer Phys. Rep., Vol. 7 pages 167-212 (1988).
- [37] **Spectroscopic factors for the 1p shell.**
S. Cohen and D. Kurath.
Nucl. Phys. A 101, 1, pages 1-16 (1967).
- [38] **Spectroscopic information from the ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^6\text{He}){}^{10}\text{B}$ and ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^{10}\text{Be}$ reactions.**
K. W. Kemper, G. E. Moore, R. J. Puigh and R. L. White.
Phys. Rev. C 15, pages 1726-1731 (1977).
- [39] **Compilation of phenomenological optical-model parameters 1954-1975.**
C. M. Perey and F. G. Perey.
Atomic Data and Nuclear Data Tables, Volume 17, Issue 1, Pages 1-101 (1976).
- [40] **Target structure independent ${}^7\vec{\text{Li}}$ source elastic scattering at low momentum transfers.**
O.A. Momotyuka, N. Keeley, K.W. Kemper, B.T. Roeder, A.M. Crisp, W. Cluff, B.G. Schmidt, M. Wiedeking, F. Maréchal, K. Rusek, S.Yu. Mezhevych and J. Liendo.
Phys. Lett. B 640, Issues 1-2 pages 13-17 (2006).
- [41] **Astrophysical Reaction Rates of the ${}^8\text{Li}(\text{p}, \gamma){}^9\text{Be}$ s Direct Capture Reaction**
Su Jun, Li Zhi-Hong, Guo Bing, Liu Wei-Ping, Bai Xi-Xiang, Zeng Sheng, Lian Gang, Yan Sheng-Quan, Wang Bao-Xiang and Wang You-Bao
Chinese Phys. Lett. 23, pag. 55-57 (2006)
- [42] **Proton pick-up from nuclei in the middle of the 1p shell.**
U. Schwinn, G. Mairle, G. J. Wagner and Ch. Rämmer.
Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei, Volume 275, pag 241-247 (1975)
- [43] **Neutron transfer reactions induced by ${}^8\text{Li}$ on ${}^9\text{Be}$.**
V. Guimarães, R. Lichtenthäler, O. Camargo, A. Barioni, M. Assunção, J. J. Kolata, H. Amro, F. D. Becchetti, Hao Jiang, E. F. Aguilera, D. Lizcano, E. Martines-Quiroz, and H. Garcia
Phys. Rev. C 75, 054602 (2007).

- [44] **Spectroscopic information from the ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^6\text{He}){}^{10}\text{B}$ and ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^{10}\text{Be}$ reactions.**
K. W. Kemper, G. E. Moore, R. J. Puigh, and R. L. White
Phys. Rev. C 15, pag. 1726-1731 (1977).
- [45] **Charge exchange, scattering, and transfer reactions for ${}^9\text{Be}+{}^6\text{Li}$ and analysis of ${}^{14}\text{C}({}^6\text{Li}, {}^6\text{He})$**
J. Cook and K. W. Kemper
Phys. Rev. C 31, pag. 1745-1751 (1985).
- [46] **Theoretical Nuclear Physics Vol. 1.**
A. Shalit e H. Feshbach
John Wiley and Sons (1974).
- [47] **Nuclear Models.**
W. Greiner e J. A. Maruhn
Springer-Verlag Berlin and Heidelberg (1996).
- [48] **Cauldrons in the Cosmos: Nuclear Astrophysics.**
C. Rolfs, W. Rodney
University of Chicago Press (1988).
- [49] **Nuclear Physics B. Nuclear Dynamics, Theoretical.**
H. A. Bethe
Rev. Mod. Phys. 9, pages 69 - 244 (1937).
- [50] **RADCAP: A potential model tool for direct capture reactions.**
C. A. Bertulani
Comput. Phys. Commun. 156, 132 (2003).
- [51] **Cross section of the reaction ${}^6\text{Li}(\text{p}, \gamma){}^7\text{Be}$.**
Z.E. Switkowski, J.C.P. Heggie, D.L. Kennedy, D.G. Sargood, F.C. Barker and R.H. Spear.
Nucl. Phys. A 331, Issue 1, pages 50-60 (1979).
- [52] **A semi-empirical formula for the nuclear radius.**
L. R. B. Elton
Nuclear Physics Vol 5 pages 173-178 (1958).

- [53] **Introduction to Nuclear Reactions, 2nd Edition.**
G. R. Satchler
Oxford University Press, New York, 1990, pag. 192.
- [54] **Study of the (d,p) Reaction in the 1p Shell.**
J. P. Schiffer, G. C. Morrison, R. H. Siemssen and B. Zeidman.
Phys. Rev. 164, Issue 4, pag 1274-1284 (1967).
- [55] **A DWBA analysis of (p,d) reactions on light nuclei at 156MeV.**
I. S. Towner.
Nucl. Phys. A 126, Issue 1, pag. 97-114 (1969).
- [56] **The $^{6,7}\text{Li}(\text{p,d})$ Reaction at 185MeV.**
B. Fagerström, J. Källne, O. Sundberg and G. Tibell.
Pys. Scr. 13, number 2, (1976) pag. 101-106.