Universidade de São Paulo

Instituto de Física

Estudos de Mecanismos de Reação
Nuclear no Sistema ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$
Utilizando Coincidências γ -Partícula

Vinicius Antonio Bocaline Zagatto

Orientador: Prof. José Roberto Brandão de Oliveira

Tese de doutorado apresentada ao Instituto de
Física da Universidade de São Paulo para a
obtenção do título de Doutor em Ciências

Comissão examinadora:

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

Prof. Dr. Luiz Carlos Chamon (IFUSP)

Prof. Dr. Rubens Lichtenthäler Filho (IFUSP)

Prof. Dr. Andres Arazi (CNEA - Tandem)

Prof. Dr. Paulo Roberto da Silveira Gomes (UFF)

São Paulo

2015

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Zagatto, Vinicius Antonio Bocaline

estudos de mecanismos de reação nuclear no sistema ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ utilizando coincidências gamma-partícula São Paulo, 2015.

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

Orientador:Prof. Dr. José Roberto Brandão de Oliveira

Área de Concentração: Pelletron

Unitermos: 1.Reação nuclear; 2.Coincidência gamma-partícula; 3.Fator espectroscópico; 4.Espalhamento inelástico.

USP/IF/SBI-032/2015

*Um autor deve escrever para
a juventude de sua geração,
para os críticos da próxima,
e para os mestres de todo o sempre.*

F. Scott Fitzgerald

Este trabalho contou com o apoio financeiro da FAPESP

Agradecimentos

Agradeço primeiramente a Deus por ter me dado a força e a determinação para encarar este árduo percurso que resulta agora nesta tese de Doutorado. Agradeço também aos meus pais, Dalva e Aderni, que sempre me incentivaram a perseguir meus sonhos e estavam lá para me apoiar nas horas de dificuldades e compartilhar as inúmeras alegrias que se passamos juntos nesses três anos de doutoramento. Agradeço a minha namorada Hellen que sempre me fez acreditar que seria possível realizar um bom trabalho mesmo nas horas onde tudo parecia ter dado errado, por me fazer rir e ser minha companheira ao longo de toda essa jornada. Agradeço imensamente aos meus queridos amigos Baêa, Suruka, Tonhão, Malucanne, Vitão, Fiuk, Jerê, Renatão, Pedrão, Dj, Beto Linha, Mary, Gabi, Jana, Paulão e Sartô, que sempre me proporcionaram momentos de alegria e companheirismo ao longo desses dez últimos anos de USP. Agradeço também às quatro estrelas que olham por mim lá de cima e ajudaram meus pais a formarem meu caráter. Agradeço ao professor José Roberto Brandão de Oliveira (Zero) pelos conselhos e discussões científicas que muito contribuíram não só para a finalização dessa tese, como também para a minha formação como pesquisador. Agradeço ainda aos professores e técnicos do Laboratório Pelletron que contribuíram de todas as

formas possíveis para que esse projeto se concretizasse. Agradeço também ao professor Jesús Lubián Ríos pela inestimável ajuda nos cálculos teóricos. Por fim, agradeço ao professor Dirceu Pereira, que, com toda sua sabedoria, foi um dos idealizadores desse projeto e que, infelizmente, não está aqui para ver sua conclusão.

Lista de Figuras

2.1	<i>Coordenadas de Jacobi existentes que podem descrever sistemas de 3 corpos.</i>	44
2.2	<i>Energia de separação para um nêutron e uma partícula α para núcleos estáveis como uma função do número de nucleons A. [26]</i>	54
2.3	<i>Geometria de um detector coaxial de radiação γ [34].</i>	63
3.1	<i>Geometria e funcionamento da fonte de íons MC – SNICS [35]</i>	69
3.2	<i>Vista geral do edifício Oscar Sala, enfatizando o acelerador Pelletron [35]</i>	73
3.3	<i>Vista geral do acelerador Pelletron [35].</i>	75
3.4	<i>Junção P-N, enfatizando a quantidade de portadores de carga positivos e negativos existente em cada um dos lados [39].</i>	77
3.5	<i>À esquerda um esquema de detector de raios gama envolvido por um supressor Compton, feito de NaI(Tl) e BGO. À direita, espectros de raios-γ de uma fonte ^{60}Co, adquiridos sem supressão Compton (a) e com supressão Compton (b) [1].</i>	80
3.6	<i>Um pulso completo obtido com um detector telescópio cintilador tipo phoswich [1].</i>	81

3.7	<i>Pulso emitido pelo detector em relação aos intervalos de tempo de coleção de carga para cada componente[1].</i>	82
3.8	<i>Vista de um dos hemisférios da câmara central do SACI. A câmara completa é formada por um poliedro semi-regular de doze faces pentagonais e vinte triangulares que servem de suporte dos detectores cintiladores[1].</i>	84
3.9	<i>Figura mostrando o sistema colimador utilizado na experiência ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$.</i>	85
3.10	<i>Vista frontal do sistema SACI aberto, no qual é possível observar a disposição dos onze detectores $\Delta E - E$, o suporte para o alvo e os detectores de HPGe com seus respectivos supressores Compton[1].</i>	87
3.11	<i>esquema da montagem do sistema de detecção de raios-γ. Na parte superior os ângulos dos detectores em relação à linha do feixe incidente. Na parte inferior a inclinação de um dos detectores em relação ao plano horizontal[1].</i>	87
3.12	<i>Sistema de aquisição completo com indicação de cada um dos circuitos que serão explicados posteriormente.</i>	90
3.13	<i>Circuito 1-Energia dos detectores de raios-γ.</i>	91
3.14	<i>Circuito 2-Tempo dos detectores de raios-γ.</i>	93
3.15	<i>Circuito 3-Supressão Compton.</i>	95
3.16	<i>Circuito 4-Energia ($E - \Delta E$) dos detectores de partículas do SACI.</i>	97
3.17	<i>Circuito 5-Tempo dos detectores de partículas do SACI.</i>	99
3.18	<i>Circuito 6-Sistema de coincidência $\gamma - p$.</i>	102
3.19	<i>Circuito 7-Sistema de veto e limpeza de módulos.</i>	104

4.1	Figura comparando os potenciais de polarização, partes real e imaginária, para energias de 18 e 24 MeV.	124
4.2	Figura comparando os potenciais de polarização, partes real e imaginária, para diversas energias, tanto abaixo quanto acima da barreira Coulombiana. Os gráficos da parte esquerda se referem ao potencial de polarização real, enquanto que da parte direita ao potencial de polarização imaginário. Os dois gráficos da parte de cima mostram o potencial para energias abaixo da barreira Coulombiana, enquanto os dois debaixo para energias acima da mesma.	126
4.3	Comparação entre as distribuições angulares elásticas de ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ sobre a seção de choque de <i>Rutherford</i> entre um cálculo de CDCC (linha sólida) preta, um cálculo de canais acoplados com potencial de polarização (tracejado vermelho) e um cálculo de canais acoplados sem o potencial (traço-ponto verde) para uma energia de 18 MeV.	130
4.4	Comparação entre as distribuições angulares elásticas de ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ entre um cálculo de CDCC (linha sólida preta), um cálculo de CC com potencial de polarização (tracejado vermelho) e um cálculo de CC sem tal potencial (traço-ponto verde) para uma energia de 24 MeV.	131
4.5	Comparação entre as distribuições angulares elásticas sobre seção de choque <i>Rutherford</i> de ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ entre cálculos de CRC e DWBA para uma energia de 25 MeV. Os cálculos são feitos tanto para a transferência de dois nêutrons sequencial quanto para a direta.	133

5.1	<i>Espectro de raios-γ obtido com o detector de HPGe C1 e uma energia de reação de $E = 24 \text{ MeV}$. O ganho foi ajustado para manter a relação de 1 keV por canal. Em destaque o pico relacionado ao raio-γ de 1171 keV da transição $2^+ \rightarrow 0^+$ do ^{120}Sn.</i>	139
5.2	<i>Espectro de partículas referente ao detector $E - \Delta E$ situado a 54.5° em relação à direção do feixe e energia de $E = 24 \text{ MeV}$. As regiões relacionadas aos diferentes Z de partículas espalhadas estão assinaladas na figura.</i>	140
5.3	<i>Seleção das partículas participantes da reação $^{120}\text{Sn} + ^7\text{Li}$ que emitem uma radiação γ em coincidência.</i>	141
5.4	<i>Janelas de energia no canal 1171 do espectro de radiação γ do detector de HPGe C1 e uma energia de reação de $E = 24 \text{ MeV}$. . .</i>	142
5.5	<i>Espectro de radiação γ detector de HPGe C1 em coincidência com o detector de partículas localizado a 54.5° em relação ao feixe e energia de reação de $E = 24 \text{ MeV}$. Nota-se que o espectro contém muito menos contagens de fundo do que aquele presente na figura 5.4.</i>	143
5.6	<i>Espectro de tempo do HPGe C1 e uma energia de reação de $E = 24 \text{ MeV}$.</i>	144
5.7	<i>Projeção no eixo y do espectro de partículas em coincidência com os raios-γ do pico de energia $E_\gamma = 1171 \text{ keV}$. Este processo reduz o fundo a um valor praticamente nulo.</i>	146

- 5.8 *Variação da Probabilidade de Emissão Direcional (PED) em função da variação dos fatores espectroscópicos para o primeiro estado excitado do ^{120}Sn . Os PEDs obtidos se referem à correlação entre o detector de HPGe C1 com os detectores de partícula localizados a 42.7° (preto), 54.4° (vermelho), 78.6° (verde), 120.8° (azul marinho) e 138.6° (azul claro). A energia de reação é de 24 MeV e a transição analisada foi $2^+ \rightarrow 0^+$ 152*
- 5.9 *Variação da Probabilidade de Emissão Direcional (PED) em função da variação do fator espectroscópico. Os PEDs obtidos se referem à correlação entre o detector de HPGe C1 com os detectores de partícula localizados a 42.7° (preto), 54.4° (vermelho), 78.6° (verde), 120.8° (azul marinho) e 138.6° (azul claro). A energia de reação é de 24 MeV e a transição analisada foi $5/2(2)^+ \rightarrow 3/2^+$ 153*
- 5.10 *Variação da Probabilidade de Emissão Direcional (PED) em função da variação do fator espectroscópico. Os PEDs obtidos se referem à correlação entre o detector de HPGe C1 com os detectores de partícula localizados a 42.7° (preto), 54.4° (vermelho), 78.6° (verde), 120.8° (azul marinho) e 138.6° (azul claro). A energia de reação é de 24 MeV e a transição analisada foi $3/2^- \rightarrow 1/2^-$ 154*
- 5.11 *Distribuição angular elástica para a reação $^7\text{Li}+^{120}\text{Sn}$ a uma energia de 20.5 MeV. Em preto os pontos experimentais, em vermelho (linha tracejada) a previsão teórica de cálculo de canais acoplados e em verde (linha contínua) os cálculos de canais acoplados com o acréscimo do potencial de polarização. 159*

- 5.12 Distribuição angular para a transição $2^+ \rightarrow 0^+$ do ^{120}Sn a 24 MeV, encontradas com os detectores de raios- γ C1 (preto), C2 (vermelho) e Ewa (verde). 163
- 5.13 Distribuição angular para a transição $2^+ \rightarrow 0^+$ do ^{120}Sn a 21 MeV. Os dados (preto) são comparados com diferentes modelos teóricos: CRC com transferência de dois nêutrons sequencial (vermelho), DWBA com transferência de dois nêutrons sequencial (verde), CRC com transferência de di-nêutron direta (azul marinho), CC para excitação inelástica (azul claro) e CC sem o potencial nuclear (rosa). 164
- 5.14 Distribuição angular para a transição $2^+ \rightarrow 0^+$ do ^{120}Sn a 24 MeV. Os dados (preto) são comparados com diferentes modelos teóricos: CRC com transferência de dois nêutrons sequencial (vermelho), DWBA com transferência de dois nêutrons sequencial (verde), CRC com transferência de di-nêutron direta (azul marinho), CC para excitação inelástica (azul claro) e CC sem o potencial nuclear (rosa). 165
- 5.15 Distribuição angular para a transição $2^+ \rightarrow 0^+$ do ^{120}Sn a 27 MeV. Os dados (preto) são comparados com diferentes modelos teóricos: CRC com transferência de dois nêutrons sequencial (vermelho), DWBA com transferência de dois nêutrons sequencial (verde), CRC com transferência de di-nêutron direta (azul marinho), CC para excitação inelástica (azul claro) e CC sem o potencial nuclear (rosa). 166

- 5.16 *Projeção no eixo ΔE do detector localizado em 78.6° , em coincidência com o detector de HPGe C1.* 168
- 5.17 *Curvas de calibração obtidas para cada um dos três detectores de HPGe à partir dos espectros de raios γ do ^{152}Eu e ^{133}Ba* 173
- 5.18 *Distribuição angular para a transferência de um nêutron, resultando no núcleo excitado ^{121}Sn cuja energia de excitação era 663.6 keV. Os dados experimentais (obtidos a uma energia de reação de 24 MeV) estão em preto e os cálculos teóricos (modelo de DWBA que inclui a transferência sequencial de dois nêutrons) em vermelho.* 176
- 5.19 *Distribuição angular para a transferência de um nêutron, resultando no núcleo excitado ^{121}Sn cuja energia de excitação era 869.3 keV. Os dados experimentais (obtidos a uma energia de reação de 24 MeV) estão em preto e os cálculos teóricos (modelo de DWBA que inclui a transferência sequencial de dois nêutrons) em vermelho.* 177
- 5.20 *Distribuição angular para a transferência de um nêutron, resultando no núcleo excitado ^{121}Sn cuja energia de excitação era 908.8 keV. Os dados experimentais (obtidos a uma energia de reação de 24 MeV) estão em preto e os cálculos teóricos (modelo de DWBA que inclui a transferência sequencial de dois nêutrons) em vermelho.* 178
- 5.21 *Espectro de raios- γ (para o detector HPGe C1) em coincidência com todos os detectores phoswich para partículas de $Z = 2$ a uma energia de 24 MeV. As transições $9/2^- \rightarrow 11/2^-$, $5/2^+ \rightarrow 3/2^+$ e $5/2(2)^+ \rightarrow 3/2^+$ do ^{121}Sn estão assinaladas em vermelho na figura.* 180

5.22	<i>Ângulo relativo do espalhamento das partículas α em função do ângulo de espalhamento do ^8Be original para um sistema de laboratório.</i>	185
5.23	<i>Ângulos de espalhamento do ^8Be original para cada evento de partícula α adquirido por cada um dos nove ângulos de espalhamento presentes na experiência. O padrão de cores indica os principais focos de origem de contagens para cada orifício.</i>	186
5.24	<i>Ângulo relativo do espalhamento da partícula α com o ^5Li original em função do ângulo de espalhamento do ^5Li para um sistema de laboratório.</i>	187
5.25	<i>Ângulo relativo do espalhamento do próton com o ^5Li original em função do ângulo de espalhamento do ^5Li para um sistema de laboratório.</i>	188
5.26	<i>Distribuição angular para o pick-up de um próton, resultando no núcleo excitado ^{119}In cuja energia de excitação era 604.2 keV. Os dados experimentais (obtidos a uma energia de reação de 24 MeV) estão em preto e os cálculos teóricos (modelo de DWBA com a inclusão da transferência sequencial de dois nêutrons) em vermelho.</i>	193
5.27	<i>Distribuição angular para a transferência de dois nêutrons, resultando no núcleo excitado ^{122}Sn cuja energia de excitação era 2087.7 keV. Os dados experimentais (obtidos a uma energia de reação de 24 MeV) estão em preto e os cálculos teóricos (modelo de DWBA com a inclusão da transferência sequencial de dois nêutrons) em vermelho.</i>	196

5.28	<i>Distribuição angular para a transferência de dois nêutrons, resultando no núcleo excitado ^{122}Sn cuja energia de excitação era 2245.8 keV. Os dados experimentais (obtidos a uma energia de reação de 24 MeV) estão em preto e os cálculos teóricos (modelo de DWBA com a inclusão da transferência sequencial de dois nêutrons) em vermelho.</i>	197
5.29	<i>Distribuição angular para a transferência de dois nêutrons, resultando no núcleo excitado ^{122}Sn cuja energia de excitação era 2492.7 keV. Os dados experimentais (obtidos a uma energia de reação de 24 MeV) estão em preto e os cálculos teóricos (modelo de DWBA com a inclusão da transferência sequencial de dois nêutrons) em vermelho.</i>	199
5.30	<i>Distribuição angular para a transferência de dois nêutrons, resultando no núcleo excitado ^{122}Sn cuja energia de excitação era 2530.3 keV. Os dados experimentais (obtidos a uma energia de reação de 24 MeV) estão em preto e os cálculos teóricos (modelo de DWBA com a inclusão da transferência sequencial de dois nêutrons) em vermelho.</i>	200
5.31	<i>Espectro de raios-γ do detector de HPGe C1 mostrando transições dos núcleos ^{124}I, ^{125}I e ^{125}Te gerados pelo processo de fusão-evaporação da reação $^7\text{Li}+^{120}\text{Sn}$.</i>	205
5.32	<i>Espectro de raios-γ do detector C1 em coincidência com partículas de $Z=2$. A parte (a) da figura mostra as transições $3/2^+ \rightarrow 5/2^+$ e $1/2^+ \rightarrow 5/2^+$ do ^{121}Sb, enquanto a parte (b) mostra as transições $9/2^+ \rightarrow 7/2^+$ e $7/2(2)^+ \rightarrow 5/2^+$ desse mesmo núcleo.</i>	207

- 5.33 *Espectro de raios- γ do detector C1 em coincidência com partículas de $Z=1$. As três primeiras transições ($2^+ \rightarrow 0^+$, $4^+ \rightarrow 2^+$ e $2(2)^+ \rightarrow 2^+$) do ^{124}Te encontram-se marcadas. 209*
- 5.34 *Espectro de raios- γ do detector C1 em coincidência com partículas de $Z=1$ com as transições $5/2^+ \rightarrow 7/2^+$ e $3/2^+ \rightarrow 5/2^+$ do ^{123}Sb e $9/2^- \rightarrow 11/2^-$, $3/2(2)^+ \rightarrow 1/2^+$ e $7/2^+ \rightarrow 3/2^+$ do ^{123}Te 213*

Lista de Tabelas

- 3.1 *Detector ao qual o orifício do colimador está relacionado, o respectivo ângulo de laboratório do centro da abertura em relação ao feixe e a abertura angular da mesma, tanto em θ quanto em ϕ* 85
- 4.1 *Tabela contendo os valores para os parâmetros do potencial de Woods-Saxon (equação 4.1) e para a interação spin-órbita que geraram as funções de onda dos estados ligados e ressonâncias do ${}^7\text{Li}$. As amplitudes do potencial se encontram em MeV, enquanto os demais parâmetros em fm.* 114
- 4.2 *Tabela contendo os estados, as energias e as respectivas larguras dos estados ressonantes teóricos e experimentais. Os valores das energias de ressonância, assim como de suas larguras se encontram em MeV.* 115
- 4.3 *Identificação das partículas de valência, core e alvo para as diferentes partições de transferência da reação ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$* 122

4.4	<i>Variação da seção de choque de reação do primeiro canal excitado em função do acoplamento dos diferentes canais de transferência aos cálculos. A energia do canal de entrada ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ é de 25 MeV. Os canais de transferência acoplados aos cálculos foram o pick-up de um próton (p-pick-up), transferência stripping de um nêutron (n-stripping) e a transferência stripping de dois nêutrons, sendo que esta última pode acontecer de maneira direta ($2n$-stripping-dir) ou sequencial ($2n$-stripping-seq).</i>	134
5.1	<i>Parâmetros obtidos para a curva de calibração de cada um dos três detectores de HPGe seguindo a equação $\ln[\epsilon] = \sum_i a_i (\ln[E])^i$ com $i = 0 - 5$.</i>	172
5.2	<i>Amplitudes e fatores espectroscópicos, com suas respectivas incertezas, obtidos para o canal de transferência de um nêutron a uma energia de reação de 24 MeV.</i>	177
5.3	<i>Amplitudes e fatores espectroscópicos, com suas respectivas incertezas, obtidos para o canal de transferência de dois nêutrons a uma energia de reação de 24 MeV.</i>	198
5.4	<i>Tabela contendo os possíveis canais de saída da reação ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ cujos núcleos residuais irão sofrer evaporação, com seus respectivos valores Q de reação (estado fundamental para estado fundamental) e energia de excitação.</i>	202

Sumário

Resumo	4
Abstract	6
1 Introdução	7
2 Fundamentos Teóricos	13
2.1 Reações Nucleares - Partículas	14
2.1.1 Potencial Óptico e Espalhamento Elástico	14
2.1.2 Aproximação de <i>Born</i> para Ondas Distorcidas - DWBA	21
2.1.3 Método de Canais Acoplados	30
2.1.4 Canais Acoplados em Reações	37
2.1.5 O Cálculo de CDCC	39
2.1.6 Potencial de Polarização	50
2.2 Decaimento γ	52
2.2.1 Probabilidade de Transição em Teoria de Perturbações	
Dependentes do Tempo	52
2.2.2 Decaimento Eletromagnético	53
2.2.3 Distribuição Angular da Radiação Nuclear	57

2.2.4	Efeito da De-Orientação Nuclear	59
2.2.5	Efeito do Tamanho Finito do Detector γ	61
3	Aparato e Métodos Experimentais	67
3.1	Laboratório <i>Pelletron</i>	68
3.1.1	Fonte de Íons	68
3.1.2	Acelerador <i>Pelletron</i>	71
3.2	Sistema de Medidas	74
3.2.1	Detectores de Radiação	74
3.2.2	Eletrônica Modular de Aquisição	88
3.2.3	Controle e Aquisição de Dados	106
3.2.4	Procedimentos Experimentais	107
4	Cálculos com o Programa FRESCO	109
4.1	<i>Input</i> de CDCC	110
4.2	<i>Input</i> de Canais Inelásticos e Transferências	115
4.3	Estudos dos <i>Inputs</i>	123
5	Análise e Discussão	135
5.1	Correlação dos Eventos γ -Partícula	137
5.2	Variação da Correlação γ -partícula em Função do Fator Espectroscópico	147
5.2.1	Cálculo da Correlação γ -partícula	148
5.2.2	Variação do PED com o Fator Espectroscópico	151
5.3	Distribuições Angulares do Decaimento Inelástico $2^+ \rightarrow 0^+$ do ^{120}Sn	155

5.3.1	Definição de <i>Yield</i>	156
5.3.2	Normalização da Distribuição Angular	158
5.3.3	Cálculo da Seção de Choque Diferencial	159
5.3.4	Discussão das Distribuições Angulares Obtidas	164
5.3.5	Detector a 78.6°	167
5.4	Distribuições Angulares Para Transferência de Um Nêutron	169
5.4.1	Equação para Seção de Choque Diferencial de Trans- ferência	169
5.4.2	Eficiência de Detecção	170
5.4.3	Distribuições Angulares do ^{121}Sn	173
5.4.4	Discussão das Distribuições Angulares do ^{121}Sn	175
5.5	Transferências Seguidas de Quebra do Projétil e Cálculos de Monte Carlo	180
5.5.1	Introdução ao Problema da Quebra do Projétil	180
5.5.2	Programa com Método de Monte Carlo	183
5.5.3	O caso do ^8Be	184
5.5.4	O caso do ^5Li	187
5.6	Distribuições Angulares do ^{119}In e ^{122}Sn	191
5.6.1	<i>Pick-up</i> de Próton - Canal $^8\text{Be}+^{119}\text{In}$	192
5.6.2	<i>Stripping</i> de Dois Nêutrons - Canal $^5\text{Li}+^{122}\text{Sn}$	194
5.7	Identificação de Canais Gerados da Reação $^7\text{Li}+^{120}\text{Sn}$ e Seus Possíveis Mecanismos de Reação	201
5.7.1	Fusão	203
5.7.2	$^4\text{He}+^{123}\text{Sb}$	205
5.7.3	$^1\text{H}+^{126}\text{Te}$	207

5.7.4	$n+^{126}\text{I}$ e $^3\text{He}+^{115}\text{Ag}$	210
5.7.5	$^5\text{He}+^{122}\text{Sb}$	211
5.7.6	$^3\text{H}+^{124}\text{Te}$	212
6	Conclusões e Atividades Futuras	215
6.1	Conclusões	215
6.2	Atividades Futuras	219
	Bibliografia	219

Resumo

Medidas em coincidência γ -partícula da reação ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ foram realizadas na faixa de energia de 2.6 a 3.9 MeV por nucleon. Além do canal inelástico, foram observados os canais de *pick-up* de próton e *stripping* de um e dois nêutrons, sendo que, para o último caso, cálculos teóricos de DWBA e CRC comparados com o canal elástico demonstram que esta transferência ocorre de maneira sequencial (*two-step*) e não direta. Este trabalho consolida a existência de canais já anteriormente observados (*pick-up* de próton e *stripping* de um nêutron) além de observar pela primeira vez a existência do canal de *stripping* de dois nêutrons, no entanto, ele tem um caráter pioneiro pois é o primeiro a medir distribuições angulares de todos esses canais. Tanto o *pick-up* de próton quanto o *stripping* de dois nêutrons tiveram de levar em conta na análise cálculos de Monte Carlo que simulassem o efeito da quebra dos projéteis ${}^8\text{Be}$ e ${}^5\text{Li}$, respectivamente. Fatores espectroscópicos para alguns estados desses canais foram obtidos e são condizentes com os valores esperados considerando o modelo de *single particle* e a indistinguibilidade de partículas nos casos dos núcleos ${}^{119}\text{In}$ e ${}^{122}\text{Sn}$. Por outro lado, são muito pequenos (ordem de 10^{-2}) para estados do ${}^{121}\text{Sn}$, fato esse gerado pela provável falta de acoplamento de mais canais de reação que reduzem o fluxo

da transferência de nêutron. Foram observados também núcleos gerados a partir da transferência seguida de emissão de partículas.

Abstract

γ -particle coincidence measurements of the ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ reaction were made in the 2.6 to 3.9 MeV/nucleon energy range. Besides the inelastic channel, the proton *pick-up* and one/two neutron *stripping* were observed, whereas, for the last case, DWBA and CRC calculations were compared to experimental elastic scattering data and demonstrated that this transfer occurs in a sequential (*two-step*) rather than a direct way. This work consolidates the existence of some channels that have already been observed (proton *pick-up* and neutron *stripping*) and also observes for the first time the existence of the two neutron *stripping* channel, however, it still retains its pioneering as it is the first one to measure the angular distributions for all these channels. The proton *pick-up* and the two neutron *stripping* channels had to take into account in their analysis Monte Carlo calculations to simulate the projectile breaking effect (${}^8\text{Be}$ and ${}^5\text{Li}$, respectively). Spectroscopic factors for some states of these channels were found and are consistent with the expected values considering the *single particle* model and the particle indistinguishability for the ${}^{119}\text{In}$ and ${}^{122}\text{Sn}$ cases, however, these factors are too small (magnitude order of 10^{-2}) for the ${}^{121}\text{Sn}$ case. This was generated most likely by the lack of coupling of some of the reaction channels that would reduce the one

neutron transfer flux. Nuclei generated by the transfer followed by particle emission were also observed.

Capítulo 1

Introdução

O espectrômetro γ Saci-Perere [1, 2] (Sistema Ancilar de Cintiladores - Pequeno Espectrômetro de Radiação Eletromagnética com Rejeição de Espalhamento) do laboratório do acelerador *Pelletron* (LAFN-IFUSP-DFN) foi desenvolvido originalmente para medidas visando o estudo da estrutura nuclear. Com algumas modificações e adaptações foi possível utilizar o espectrômetro para a investigação experimental de mecanismos de reações nucleares por meio de coincidências γ -partícula para a reação $^{18}\text{O}+^{110}\text{Pd}$ [3] no ano de 2009. O objetivo principal do presente trabalho é estender a técnica, utilizando uma nova reação, estudando mecanismos de reação previamente não analisados, tais como a transferência e o *pick-up* de partículas. Além disso, deseja-se estudar qual o efeito provocado pelo acoplamento do processo de *break-up* aos cálculos e comparar diferentes modelos teóricos e, quando possível, obter os fatores espectroscópicos para canais excitados.

O estudo de núcleos estáveis que possam sofrer o *break-up* (como o ^7Li) é importante pois consiste de uma primeira etapa para o estudo posterior de

núcleos radioativos instáveis, longe da linha de estabilidade. Núcleos radioativos instáveis apresentam estruturas e sofrem mecanismos de reação que são muito mais difíceis de serem descritos e compreendidos do que aqueles sofridos pelos núcleos estáveis. Logo, um bom entendimento acerca das características de reação e estrutura desses núcleos estáveis, tais como o ${}^7\text{Li}$, fazem-se necessárias antes de que se possa estudar sistemas mais complexos, tais como os isótopos radioativos dos mesmos. O interesse em núcleos radioativos exóticos está intimamente ligado ao estudo de processos de interesse astrofísico.

Para atingir os objetivos previamente mencionados escolheu-se o sistema ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$, em energias de aceleração na região próxima da barreira Coulombiana ($E_{CB} = 21.4$ MeV). Tal reação apresenta um núcleo fracamente ligado (${}^7\text{Li}$) que possibilita estudar os efeitos referentes ao processo de *break-up* nos cálculos. Esse sistema apresenta dois núcleos que já foram medidos separadamente muitas vezes em outras reações, tais como ${}^7\text{Li}+{}^{144}\text{Sm}$, ${}^7\text{Li}+{}^{65}\text{Cu}$ e ${}^6\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$, que podem ser vistas nas referências [4, 5, 6], respectivamente. As duas primeiras referências previamente citadas estudam importantes aspectos relacionados ao *break-up* do projétil ${}^7\text{Li}$, enquanto que a última trás um sistema muito similar àquele que se mediu nesse trabalho, embora o enfoque seja em reações realizadas a energias muito acima (> 20 MeV) da barreira Coulombiana.

A quebra do projétil ${}^7\text{Li}$ e captura de seus fragmentos já foi observada experimentalmente como pode ser visto em [7]. Medidas envolvendo o sistema ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ em energias próximas à barreira são poucas e detectam apenas alguns mecanismos de reação, tais como a transferência de um nêutron e o

pick-up de próton ([8, 9]), no entanto, mesmo estas referências não trazem informações acerca das distribuições angulares dessa reação. Uma das poucas distribuições angulares existentes do espalhamento ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ pode ser encontrada em [10], que trás uma distribuição angular quasi-elástica do sistema, contendo o canal elástico acrescido do primeiro estado excitado tanto do projétil quanto do alvo, além da transferência para o estado fundamental de um nêutron. Nota-se que mesmo o canal elástico dificilmente é observado devido, principalmente, a baixa energia de excitação do primeiro nível do ${}^7\text{Li}$ ($E^{exc} = 0.477$ MeV). A distribuição angular elástica referente a esses dados pode ser observada em [11]. Há ainda uma outra distribuição angular elástica desse sistema em [12], no entanto, novamente o enfoque é dado para reações que ocorrem muito acima da barreira Coulombiana.

Verifica-se então que a literatura existente do sistema ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ para energias próximas à barreira Coulombiana é escassa, ainda mais caso se considere o fato de praticamente inexistirem distribuições angulares dos diversos canais de reação desse sistema. Além disso, não há uma extensa literatura de medidas do projétil ${}^7\text{Li}$ com alvos compostos por núcleos de massa intermediária. Portanto, o presente trabalho situa-se numa posição privilegiada, visto que tem como finalidade obter seções de choque diferenciais para canais inelásticos, para alguns canais anteriormente observados mas que não apresentam distribuições angulares referentes aos mesmos (transferência de um nêutron e o *pick-up*), além de canais não observados previamente, tal como a transferência de dois nêutrons. Quando possível se obterá ainda o fator espectroscópico de alguns canais excitados de transferência. Neste trabalho também são identificados outros possíveis canais de reação do sistema

${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$, no entanto, não foi possível obter uma distribuição angular associada a estes.

Usualmente, a análise e interpretação de dados de reações nucleares é feita com auxílio de modelos teóricos com diversos parâmetros ajustáveis. Como consequência, a capacidade de realização de previsões quantitativas de tais modelos é muito limitada, frequentemente sendo necessário fazer o experimento antes dos cálculos. Com o surgimento do Potencial de São Paulo (PSP) [13, 14, 15], este panorama tem-se modificado radicalmente. O PSP apresenta parâmetros que são universais, não necessitando de ajustes e permitindo realizar previsões teóricas. O PSP visa descrever o potencial efetivo médio entre dois núcleos, na ausência de acoplamentos (*bare potential*). Reações com núcleos participantes de massa intermediária e nas vizinhanças da barreira de fusão, por exemplo, são muito bem descritas pela inclusão de acoplamentos de canais relevantes, sem necessidade de introdução de potenciais imaginários na superfície, como descrito em [16, 17, 18]. O procedimento, portanto, é livre de parâmetros, uma vez que as constantes de acoplamento, ligadas por exemplo a fatores espectroscópicos, podem em princípio ser determinadas independentemente.

As medidas experimentais foram realizadas com o espectrômetro Sapi-Perere do LAFN (Laboratório Aberto de Física Nuclear, IFUSP-DFN) [2], com três detectores de radiação γ de alta resolução com supressão *Compton*, e sistema ancilar de detecção de partículas carregadas com ângulo sólido de 76% de 4π (sem colimação). Os feixes de íons provieram do acelerador *Pelletron* (tandem de 8 MV) do LAFN. Um sistema de colimação, cuja finalidade é a delimitação do ângulo de espalhamento e diminuição da taxa de

contagens também foi incluído no sistema. Com este sistema puderam ser realizadas medidas simultâneas de nove diferentes ângulos de espalhamento sendo que os resultados demonstram a adequação de seu funcionamento. Os detectores de partículas utilizados são cintiladores plásticos tipo *phoswich* (telescópios $\Delta E - E$), permitindo a diferenciação entre as partículas espalhadas apenas pelo seu número atômico. Mesmo com uma resolução em energia menor em comparação com detectores de Si, optou-se por utilizar o plástico cintilador *phoswich* devido ao seu custo mais baixo e maior durabilidade no que se refere a altas taxas de contagens de partículas espalhadas ($> 10^4$ Hz), necessárias para compensar a baixa eficiência dos detectores de raios- γ de HPGe (*Hyper Pure Germanium*). A eletrônica disponível no laboratório foi utilizada, com algumas adequações, para a realização das medidas embora seja desejável seu aperfeiçoamento, em particular quanto à redução do tempo morto de aquisição.

Com isso, os objetivos do presente trabalho foram de expandir o estudo de reações nucleares pela técnica de coincidências γ -partícula e testar as previsões de modelos teóricos recentes para descrição de mecanismos de reação, incluindo o processo de quebra nuclear. Como resultado final obteve-se que a técnica de medida e análise proposta mostra-se bastante eficiente para o estudo de reações que envolvam a emissão de radiação γ e de uma partícula carregada em coincidência, permitindo não só testar modelos teóricos como obter fatores espectroscópicos de alguns estados.

Capítulo 2

Fundamentos Teóricos

Este capítulo tem como objetivo apresentar as bases teóricas utilizadas no presente trabalho, enumerando as diferentes equações e métodos utilizados na interpretação dos dados obtidos em laboratório. As bases teóricas tratam de assuntos bastante distintos, hora relacionados ao espalhamento de partículas e hora relacionados ao decaimento γ , por conta disso optou-se por tratar tais assuntos em seções diferentes. Primeiramente, tratar-se-á da teoria referente ao espalhamento elástico de partículas carregadas, abordando tópicos tais como a obtenção da seção de choque diferencial, a seguir o método de DWBA (*Distorted Wave Born Approximation*), os formalismos de CC (*Coupled Channels* ou canais acoplados em português) e CRC (*Coupled Reaction Channels*), o método de *Continuum Discretized Coupled Channels* ou CDCC e, por fim, a teoria relacionada ao potencial de polarização. Num segundo momento, o capítulo irá concentrar-se na teoria referente ao decaimento γ , discorrendo sobre transições eletromagnéticas, distribuição angular da radiação provinda do núcleo, o efeito resultante do decaimento e um núcleo em

vácuo e o efeito do tamanho finito do detector γ .

2.1 Reações Nucleares - Partículas

2.1.1 Potencial Óptico e Espalhamento Elástico

O espalhamento elástico é aquele no qual os núcleos participantes do canal de entrada e de saída da reação são os mesmos e não há a dissipação de energia cinética, além da conservação do momento angular. Embora este seja o processo mais simples que possa ocorrer ele pode ser um dos mais importantes que existe, fornecendo informações acerca dos potenciais e mecanismos que podem estar envolvidos na reação. Além disso, para baixas energias ele é o processo dominante.

No espalhamento entre duas partículas tem-se um Hamiltoniano do tipo

$$H_{tot} = \frac{\vec{P}^2}{2M} + H_{rel} \quad (2.1)$$

Nesta equação o primeiro termo da direita depende do momento total $\vec{P}$ (soma vetorial dos momentos de cada partícula), enquanto que a parte referente ao movimento relativo entre as partículas que participam da interação está inteiramente contida no segundo termo da direita da equação 2.1, ou seja, em H_{rel} ; este termo, por sua vez, depende do momento relativo $\vec{p} = \frac{m_2\vec{p}_1 - m_1\vec{p}_2}{m_1 + m_2}$ (os m_i e $\vec{p}_i$ são as respectivas massas e momentos das partículas $i = 1, 2$) e do potencial central $V(r)$. Tal potencial apresenta a característica de cair com a distância, com isso, pode-se definir um raio máximo a , chamado de raio de *matching*, que representa a distância a partir da qual ainda não há a

interação entre projétil e alvo. Em uma linguagem matemática isto pode ser aproximado por $V(r) = 0$ para $r \geq a$, sendo esta a condição suficiente para garantir que a função de onda ψ (provinda de H_{rel}) se comporte como uma onda plana para longas distâncias. A autofunção do Hamiltoniano dado pela equação 2.1 é do tipo

$$\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = e^{i\vec{K} \cdot \vec{R}} \psi(\vec{r}) \quad (2.2)$$

Na qual $\vec{K} = \vec{P}/\hbar$, e $\vec{R}$ representa o vetor posição do centro de massa do sistema. Já a parte dependente de $\psi(\vec{r})$ relaciona-se com o movimento relativo das partículas. Note que optou-se por utilizar a notação em que as letras maiúsculas se referem a grandezas ligadas ao movimento do centro de massa, enquanto que as letras minúsculas se relacionam a grandezas referentes ao movimento relativo entre essas partículas.

A fim de se obter a parte da função de onda relacionada ao movimento relativo das partículas, dado por $\psi(\vec{r})$, é necessário resolver a equação de *Schroedinger*. Um termo que possui papel central na resolução da equação é o potencial de interação entre os núcleos, por conta disso, faz-se necessário discorrer acerca desse assunto a seguir.

O potencial total que media a reação é composto usualmente por dois termos, um que representa a interação nuclear ($V_N(r)$) de curto alcance e outro que dá conta da interação elétrica ou Coulombiana, denotado por $V_C(r)$, sendo esta última de longo alcance.

Para se incluir na teoria de espalhamento nuclear a possibilidade de haver processos de absorção deve-se adicionar ao potencial nuclear uma parte

imaginária negativa que dará conta deste tipo de processo. A inclusão de tal termo faz com que haja a absorção de uma parte do fluxo de espalhamento, reduzindo assim a contribuição do fluxo elástico do canal de saída. Considera-se que este é o fluxo absorvido pelos canais de reação. O potencial nuclear com parte real e imaginária chama-se potencial óptico. Ele é assim nomeado para fazer uma analogia com o índice de refração em óptica, no qual a adição de uma parte imaginária ao último dá conta dos processos no qual a luz é absorvida por um meio. O potencial em questão apresenta a forma

$$V_N(r) = V_{NReal}(r) + iV_{NImag}(r) \quad (2.3)$$

Para verificar que a parte imaginária resulta numa perda do fluxo incidente basta estudar o divergente da função densidade de corrente de probabilidade, que pode ser escrita como $\vec{j} = \frac{\hbar}{2\mu i}(\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*)$ ([19, 20]). O divergente da mesma resulta na equação:

$$\nabla \cdot \vec{j}(\vec{r}) = \frac{2}{\hbar} |\psi|^2 V_{NImag}(r) \quad (2.4)$$

A equação 2.4 é conhecida como equação da continuidade estacionária, forma esta obtida quando o Hamiltoniano de interação é independente do tempo. A interpretação matemática da absorção do fluxo é descrita por $\nabla \cdot \vec{j}(\vec{r}) < 0$, que mostra explicitamente a necessidade dessa parte imaginária ser negativa ($V_{NI}(r) < 0$) para que haja a diminuição de fluxo.

Conforme foi dito anteriormente o espalhamento depende fundamentalmente de dois potenciais, o potencial nuclear de curto alcance (explicado

anteriormente) e o potencial do tipo Coulombiano de longo alcance que será explicado a seguir. Usualmente este potencial Coulombiano é gerado pela carga do núcleo que se distribui ao longo do volume do mesmo. Geralmente considera-se que o núcleo apresenta uma distribuição de carga uniforme, e com isto a interação Coulombiana entre uma carga pontual e um núcleo esférico, que constitui uma boa aproximação para o sistema em questão, é dada por

$$V_C(r) = \begin{cases} Z_1 Z_2 e^2 / 2R_C [3 - (r/R_C)^2], & \text{para } r \leq R_C \\ Z_1 Z_2 e^2 / r, & \text{para } r > R_C \end{cases} \quad (2.5)$$

com Z_1 e Z_2 sendo os números atômicos dos núcleos envolvidos na reação; e , a unidade de carga fundamental; e R_C , o raio Coulombiano (soma dos raios de carga do projétil e do alvo).

Pode-se então escrever a equação de *Schroedinger* relacionada ao movimento relativo dos núcleos na seguinte forma:

$$\left(-\nabla^2 + \frac{2\mu}{\hbar^2} [V_C(r) + V_N(r)] - k^2 \right) \psi(\vec{r}) = 0 \quad (2.6)$$

Na equação 2.6, $k^2 = 2\mu E / \hbar^2$, no qual μ é a massa reduzida. A função de onda resultante da equação 2.6 pode ser separada em uma solução da parte nuclear e uma da parte Coulombiana, sendo escrita como $\psi(\vec{r}) = \psi_C(\vec{r}) + \psi_N(\vec{r})$. Usualmente escreve-se a parte Coulombiana da função de onda composta pela onda incidente acrescida da onda espalhada pelo potencial Coulombiano, enquanto a parte nuclear da função de onda é composta apenas pela onda espalhada pelo potencial nuclear.

No caso da parte Coulombiana da função de onda, pode-se encontrar uma forma fechada para a mesma no caso $r > R_C$ da equação 2.5. Após extensivos cálculos, que podem ser encontrados detalhadamente em [20] e [21], obtém-se que

$$\psi_C(r, z) \rightarrow e^{i\{kz + \eta \ln[k(r-z)]\}} + f_c(\theta) \frac{e^{i[kr - \eta \ln(2kr)]}}{r} \quad \text{para } r \rightarrow \infty \quad (2.7)$$

com η sendo o parâmetro de *Sommerfeld* ($\eta = Z_1 Z_2 e^2 / \hbar v$, no qual $v = \hbar k / \mu$ e μ é a massa reduzida entre os núcleos do espalhamento), e $f_c(\theta)$, a amplitude do espalhamento Coulombiano dada por

$$f_C(\theta) = -\frac{\eta}{2k \sin^2(\theta/2)} e^{-i\eta \ln(\sin^2(\theta/2)) + 2i\sigma_0} \quad \text{com } \sigma_0 = \arg(\Gamma(1+i\eta)) \quad (2.8)$$

A expressão 2.7 pode ser expandida em função das chamadas ondas parciais (este procedimento é explicado em detalhes na referência [22]) fazendo com que a função de onda Coulombiana fique da forma

$$\psi_C(r, \theta) = \frac{1}{kr} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l e^{i\sigma_l} F_l(\eta, kr) P_l(\cos(\theta)) \quad (2.9)$$

de onde tem-se que σ_l é a diferença de fase Coulombiana, dada por $\sigma_l = \arg(\Gamma(l+1+i\eta))$, e $F_l(\eta, kr)$, a função regular de Coulomb, cujo comportamento assintótico ($r \rightarrow \infty$) é $F_l(\eta, kr) \rightarrow \sin[kr - \eta \ln(2kr) - \frac{\pi}{2}l + \sigma_l]$.

Quanto à parte nuclear da função de onda, sabe-se que ela deve representar apenas uma onda espalhada, com isso sua forma assintótica pode ser

escrita como

$$\psi_N(r) \rightarrow f_n(\theta) \frac{e^{i[kr - \eta \ln(2kr)]}}{r} \quad \text{para } r \rightarrow \infty \quad (2.10)$$

com $f_n(\theta)$ sendo, por sua vez, a amplitude do espalhamento nuclear. Para se encontrar a amplitude de espalhamento nuclear basta comparar a expansão da função de onda total com a expansão da parte Coulombiana da função de onda, dada por 2.9. A partir do termo restante da comparação pode-se obter $f_n(\theta)$. Por se tratar da função de onda total ela pode ser escrita na forma mais geral, não dependendo apenas da função regular de Coulomb $F_l(\eta, kr)$, mas também da sua função irregular de Coulomb $G_l(\eta, kr)$. O comportamento da parte irregular da função quando $r \rightarrow \infty$ é do tipo $G_l(\eta, kr) \rightarrow \cos[kr - \eta \ln(2kr) - \frac{\pi}{2}l + \sigma_l]$.

A função de onda total pode ser expandida (novamente esta expansão pode ser vista em detalhes em [20] e [19]) como:

$$\psi(\vec{r}) = \psi_C(r, \theta) + \frac{1}{kr} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l e^{i\sigma_l} f_l^N H_l^{(+)}(\eta, kr) P_l(\cos(\theta)), \quad (2.11)$$

na qual $H_l^{(+)}(\eta, kr) = G_l(\eta, kr) + iF_l(\eta, kr)$ e $f_l^N = \frac{1}{2i}(e^{2i\sigma_l^N} - 1)$, na qual σ_l^N nada mais é do que a diferença de fase nuclear. Observando 2.11 e comparando-a com 2.10 (lembrando que $\psi(\vec{r}) = \psi_C(\vec{r}) + \psi_N(\vec{r})$) obtém-se finalmente que a expressão de $f_N(\theta)$ pode ser escrita como

$$f_N(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{2i\sigma_l} (e^{2i\sigma_l^N} - 1) P_l(\cos(\theta)) \quad (2.12)$$

A função de onda total $\psi(\vec{r})$ então pode ser escrita como a soma de suas partes Coulombiana e nuclear ou, em última análise, como uma sobreposição de uma onda incidente plana (na direção $\vec{k} = \vec{p}/\hbar$) com uma onda esférica espalhada. Essa função de onda total pode ser escrita assintoticamente como

$$\psi(\vec{r}) \rightarrow e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} + f(\Omega)\frac{e^{ikr}}{r} \quad \text{para } r \rightarrow \infty, \quad (2.13)$$

na qual Ω é a parte angular da variável $\vec{r}$. Essa parte variável da parte angular do espalhamento é a amplitude de espalhamento total, dada pela soma da amplitude de espalhamento Coulombiana da equação 2.8 com a amplitude de espalhamento nuclear dada por 2.12.

Define-se a seção de choque diferencial como

$$d\sigma(\Omega) = \frac{\text{corrente de probabilidade em } d\Omega \text{ no sentido de } \Omega}{\text{densidade de corrente de probabilidade da onda incidente}} \quad (2.14)$$

Relembrando que a corrente densidade de probabilidade é dada pela expressão $\vec{j} = \frac{\hbar}{2\mu i}(\psi^*\nabla\psi - \psi\nabla\psi^*)$, pode-se obter a mesma para uma função de onda da forma dada pela equação 2.13 e, a seguir, substituir esse $\vec{j}$ encontrado na equação 2.14. Com isso, encontra-se que

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\Omega)|^2 \quad (2.15)$$

É possível escrever a amplitude de espalhamento total como a soma das amplitudes de espalhamento Coulombiana e nuclear e, após substituir essa

soma na equação 2.15, encontra-se a seguinte equação

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 = |f_C(\theta)|^2 + 2\text{Re}[f_C^*(\theta)f_N(\theta)] + |f_N(\theta)|^2 \quad (2.16)$$

2.1.2 Aproximação de *Born* para Ondas Distorcidas - DWBA

A teoria de espalhamento desenvolvida até aqui trata apenas do espalhamento elástico, portanto faz-se necessário expandí-la de forma a tratar problemas mais complexos de reações nucleares, tais como os espalhamentos inelásticos e mecanismos de transferência, com isso, espera-se cada vez mais se obter uma descrição mais próxima à realidade de uma reação nuclear. A teoria apresentada nesta seção, chamada de aproximação de *Born* para ondas distorcidas ou simplesmente DWBA, considera apenas arranjos nos quais os canais de entrada e de saída apresentem dois corpos, portanto, processos nucleares tais como o *break – up* nuclear e reações de fragmentação não podem ser tratados por esse método.

Conforme citado anteriormente, a interação nuclear é mediada através dos potenciais utilizados. Muitas vezes, as interações referentes aos processos de espalhamento inelástico e transferências são pequenas, logo, pode-se tratar esses canais de reação a partir de um método perturbativo de primeira ordem. Esse tratamento perturbativo em primeira ordem chama-se de DWBA. Esse método é usualmente aplicado para mecanismos de *single step*, nos quais a transição se dá de um estado inicial diretamente para um estado final. Apenas as funções de onda desses estados são considerados nas contas, entretanto,

uma breve discussão acerca do método de DWBA em mecanismos de *two step* será feita. Conclui-se então que o método de DWBA é um método no qual apenas dois estados são considerados enquanto todos os demais estão excluídos.

É importante ressaltar que o método de DWBA será tratado nessa tese sem um profundo rigor matemático, apenas ilustrando as formas das estruturas matemáticas e equações, além de indicar suas relações. Um tratamento matemático exato pode ser visto em [20] e [19].

A notação utilizada nessa seção considera que as reações tratadas serão do tipo $x + A \rightarrow y + B$, onde x e A são os núcleos do canal de entrada (denotado de canal α) enquanto que y e B são os núcleos do canal de saída (chamado de canal β). Ao se utilizar essa notação é necessário esclarecer que não se quer dizer que haja necessariamente a transferência de uma partícula (ou *cluster*) de um núcleo do canal α para o canal β , mas deseja-se apenas dar ênfase que os núcleos desses dois canais encontram-se em configurações diferentes, ou seja, pode ser que B seja o mesmo núcleo que A mas em um estado excitado, por exemplo.

Qualquer função de onda que seja solução do canal α e β deve satisfazer a equação de *Schroedinger*

$$H\psi = E\psi \quad (2.17)$$

Como a função de onda ψ deve ser solução de ambos os canais, obviamente ela deve ser a sobreposição das funções de onda que são soluções individuais

de cada canal, logo, ela pode ser escrita como

$$\psi = \psi(\vec{r}_\alpha)|\phi_x\phi_A\rangle + \psi(\vec{r}_\beta)|\phi_y\phi_B\rangle \quad (2.18)$$

Na equação precedente, $\psi(\vec{r}_i)$ representam as funções de onda do movimento relativo existente entre os núcleos tanto para o canal α quanto para o canal β , enquanto os *kets* representam os estados intrínsecos de cada um dos núcleos, tais como isospin, paridade nuclear, etc.

Escrevendo o Hamiltoniano do canal de entrada tem-se

$$H = T_\alpha + h_x + h_A + V_\alpha \quad (2.19)$$

sendo que T_α é a energia cinética do movimento relativo do canal, enquanto h_x e h_A são os Hamiltonianos internos das partículas x e A , respectivamente. Os Hamiltonianos internos apresentam soluções do tipo $h_x|\phi_x\rangle = \varepsilon_x|\phi_x\rangle$ e $h_A|\phi_A\rangle = \varepsilon_A|\phi_A\rangle$. O termo V_α é a interação internuclear e pode ser escrita explicitamente como

$$V_\alpha = \sum_{i \in x, j \in A} V_{ij}. \quad (2.20)$$

Na expressão acima V_{ij} é a interação de dois corpos, no caso, entre o núcleon i do núcleo x e o núcleon j do núcleo A . Pode-se substituir a interação internuclear V_α por um potencial que represente a interação média do canal α , denotado por U_α . Somando e subtraindo o termo U_α na equação do

Hamiltoniano 2.19 pode-se reescrevê-la como

$$H = T_\alpha + h_x + h_A + \left[\sum_{i \in x, j \in A} V_{ij} - U_\alpha \right] + U_\alpha \quad (2.21)$$

O termo $\left[\sum_{i \in x, j \in A} V_{ij} - U_\alpha \right]$ é chamado usualmente de interação residual, que é a diferença entre a interação total e o potencial distorcido. Substituindo a equação 2.21 na equação de *Schroedinger* 2.17 e utilizando o fato que a função de onda total pode ser escrita conforme a equação 2.18 obtem-se uma equação da forma

$$[T_\alpha + U_\alpha - \varepsilon_\alpha] \psi(r_\alpha) = \langle \phi_x \phi_A | \sum_{i \in x, j \in A} V_{ij} - U_\alpha | \phi_y \phi_B \rangle \psi(r_\beta) \quad (2.22)$$

No qual $\varepsilon_\alpha = E - \varepsilon_x - \varepsilon_A$. Uma equação análoga a 2.21 pode ser escrita para o Hamiltoniano ligado ao canal β , sendo escrita como $H = T_\beta + h_y + h_B + \left[\sum_{k \in y, l \in B} V_{kl} - U_\beta \right] + U_\beta$. Realizando o procedimento análogo ao descrito no parágrafo anterior, pode-se encontrar a seguinte equação

$$[T_\beta + U_\beta - \varepsilon_\beta] \psi(r_\beta) = \langle \phi_y \phi_B | \sum_{k \in y, l \in B} V_{kl} - U_\beta | \phi_x \phi_A \rangle \psi(r_\alpha) \quad (2.23)$$

Analogamente tem-se que $\varepsilon_\beta = E - \varepsilon_y - \varepsilon_B$. Para se obter a solução exata dessas equações primeiramente se obtêm as soluções homogêneas das equações 2.22 e 2.23 considerando que as interações residuais são nulas. Em seguida volta-se às equações acopladas para obter os termos inhomogêneos.

Prossegue-se dessa maneira até que as funções de onda totais dos canais α e β convirjam. Já no método de DWBA considera-se que a interação residual da equação 2.22 é nula e obtém-se então uma equação desacoplada que descreve o espalhamento elástico no canal α , cuja solução é chamada de onda distorcida. Essa é a chamada aproximação de *Born*. Com a solução do canal α encontrada pode-se utilizá-la para encontrar a solução da equação 2.23. Essa segunda equação descreve a transição do canal α para o canal β .

Seção de Choque de Transferência do Método DWBA

A partir do método DWBA descrito anteriormente pode-se deduzir especificamente a seção de choque para reações de transferência providas do mesmo. Optou-se por explicar separadamente acerca dessa seção de choque pois ela servirá de motivação para introduzir uma grandeza que será obtida experimentalmente mais tarde, o fator espectroscópico.

Numa reação de transferência de forma $x + A \rightarrow y + B$, usualmente um nucleon (ou um *cluster*) é transferido do projétil para o alvo (*stripping*) ou do alvo para o projétil (*pick-up*). A partícula transferida é geralmente chamada de partícula de valência, enquanto que o resto do núcleo ao qual a partícula de valência está ligada é usualmente chamado de caroço ou *core*, que é considerado como sendo inerte.

Existem diversos livros texto que trazem a dedução explícita da seção de choque de transferência para o método de DWBA ([19, 20, 21]), no entanto, este procedimento é muito longo e foge do escopo dessa tese. Logo, aqui será mostrada apenas a expressão final, ficando a cargo do leitor verificar em detalhes a dedução da mesma, caso queira. A bem conhecida expressão de

seção de choque diferencial para o método de DWBA é dada por

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_\alpha \mu_\beta}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_\beta}{k_\alpha} \frac{1}{(2J_A + 1)(2J_x + 1)} \sum_m |T_{DWBA}|^2 \quad (2.24)$$

Na expressão anterior os termos μ_α e μ_β são as massas reduzidas dos canais de entrada e saída, respectivamente, enquanto $k_\alpha = p_\alpha/\hbar$ e $k_\beta = p_\beta/\hbar$ se relacionam ao momento linear relativo entre os núcleos desses mesmos canais. Os termos J_A e J_x são os momentos angulares do alvo e projétil. O último termo é a somatória da matriz-T de DWBA realizada sobre todas as possíveis projeções m do momento angular. A matriz-T nada mais é do que a amplitude de espalhamento (análoga àquela presente na equação 2.15) normalizada por algumas constantes, e por isso sendo também chamada de amplitude de transição, ou seja, ela é uma medida do quão intensa é a transição de um dado canal α para um dado canal β .

A matriz-T pode ser escrita nas seguintes formas

$$T_\alpha^{DWBA} = J \int d\vec{r}_\alpha \int d\vec{r}_\beta \psi(r_\beta)^* \langle \phi_y \phi_B | V_{VC}^A + V_{CC} - V_\alpha | \phi_x \phi_A \rangle \psi(r_\alpha) \quad (2.25)$$

$$T_\beta^{DWBA} = J \int d\vec{r}_\alpha \int d\vec{r}_\beta \psi(r_\beta)^* \langle \phi_y \phi_B | V_{VC}^y + V_{CC} - V_\beta | \phi_x \phi_A \rangle \psi(r_\alpha) \quad (2.26)$$

Nas expressões anteriores o termo J é o jacobiano de transformação entre sistemas de coordenadas, enquanto $\psi(r_\alpha)\psi(r_\beta)$ são as funções de ondas distorcidas dos canais α e β , respectivamente. As funções de ondas dos estados

internos desses mesmos canais são dadas por $|\phi_x\phi_A\rangle$ e $|\phi_y\phi_B\rangle$. Conforme já foi explicado anteriormente, os potenciais de espalhamento dos canais de entrada e saída são dados por V_α e V_β , respectivamente, enquanto V_{CC} é o potencial existente entre os dois *cores*. Por fim, há ainda o potencial existente entre cada *core* e a partícula de valência.

A matriz-T dada pela equação 2.25 é chamada de termo *prior* da matriz, já quando ela é escrita da forma da equação 2.26 recebe o nome de termo *post*. Os nomes *post* e *prior* apenas indicam que, no primeiro caso, a matriz-T é escrita em função do potencial V_β , relacionado ao canal final da reação, enquanto que no segundo caso tal matriz-T é escrita explicitamente em função do termo V_α . Ambas as representações de matriz-T são equivalentes.

Seja em sua forma *prior*, seja em sua forma *post*, a determinação da matriz-T depende das funções de onda dos estados internos $|\phi_x\phi_A\rangle$ e $|\phi_y\phi_B\rangle$. Uma função de onda de estado interno numa reação de transferência pode ser escrita segundo as funções de onda do caroço central e da partícula de valência. Aqui será usada a notação de que uma função de onda de estado interno com momento angular J e projeção M passa ser escrita como $|\psi^{JM}\rangle$, no entanto, é importante ter em mente que a notação apresentada previamente se refere a estados internos tais como $|\phi_x\phi_A\rangle$ e $|\phi_y\phi_B\rangle$ que são utilizados em todas as equações anteriores. Decidiu-se utilizar essa nova notação ao invés de utilizar um dos estados anteriores para se ser mais geral (evitando confusões para o leitor) e escrever explicitamente a dependência do momento angular, algo que não estava explícito na notação anterior. A função de onda que descreve o caroço com *spin* J_c será denotada por ψ^{J_c} , enquanto a função de onda da partícula de valência será dada por $\phi^{l,s,j}$, na qual s e j são,

respectivamente, o *spin* e o momento angular total dessa partícula e l é o momento angular relativo dessa partícula de valência em relação ao seu *core*.

A função de onda de um estado interno numa reação de transferência pode então ser escrita como

$$|\psi^{JM}\rangle = \frac{1}{\sqrt{n}} \sum_{l,j,J_c} A_{lsj}^{jJ_cJ} [\psi^{J_c} \phi^{l,s,j}]_{JM} \quad (2.27)$$

Nesta equação há uma normalização pelo número de nucleons iguais n . Essa normalização se refere ao número de nucleons (ou partículas) na camada de valência idênticas àquela que será transferida, estando, portanto, ligado à indistinguibilidade da partícula transferida. Tal normalização se faz necessária pois quando há mais de uma partícula de valência que pode ser transferida há uma multiplicação das probabilidades de transferência por esse número. Dessa forma, a equação precedente visa normalizar a no máximo 1 o fator multiplicativo da função de onda.

Na equação 2.27 também foi inserida a amplitude espectroscópica, denotado por $A_{lsj}^{jJ_cJ}$. Ela dá a amplitude de contribuição de cada combinação permitida entre o momento angular relativo l , momento angular total da valência j e o *spin* do caroço J_c para a função de onda total do estado interno. Tal grandeza se relaciona ao fator espectroscópico $S_{lsj}^{jJ_cJ}$ pela expressão

$$S_{lsj}^{jJ_cJ} = |A_{lsj}^{jJ_cJ}|^2 \quad (2.28)$$

A interpretação física do fator espectroscópico é da probabilidade de que o núcleo formado seja composto por um caroço com *spin* J_c associado a uma partícula de valência que se encontra no estado dado pela função de onda

$\phi^{l,s,j}$.

O método de DWBA consiste em uma aproximação de primeira ordem e que são chamadas de processos de *one-step*, no entanto, existem determinadas reações nas quais tal aproximação não é suficiente e é necessário ir além da primeira ordem. Aqui não será demonstrada nenhuma equação para processos de ordens superiores e será feita apenas uma discussão qualitativa de tais processos, pois eles apresentam equações complexas e deduções longas. Caso o leitor deseje se aprofundar nesse assunto há uma vasta discussão do mesmo na referência [19]. Aqui será discutido, em particular, os chamados processos de *two-step*, que são uma aproximação em segunda ordem do método de DWBA.

Existem reações que não vão diretamente de um canal α para um canal β , passando por um canal intermediário γ . Isso ocorre pois a amplitude de transição direta de α para β não apresenta uma grande intensidade se comparada com as transições de α para γ e de γ para β . Como agora existem três estados que participam do processo, as equações acopladas 2.22 e 2.23 não se aplicam mais. Agora existirão três equações sendo que a primeira ainda será desacoplada das demais (aproximação de *Born*), retratando o espalhamento elástico, a segunda irá trazer a transição de α para γ e a terceira, a transição de γ para β . Por consequência desses novos acoplamentos, a matriz-T será composta agora da soma de dois termos, cada um fazendo referência a uma parte da transição. Em processos de *two-step* não há mais a equivalência entre os termos *post* e *prior* da matriz-T.

2.1.3 Método de Canais Acoplados

O cálculo de canais acoplados (*Coupled Channels* - *CC*) foi desenvolvido originalmente por Yoshida[23], Margolis, Troubelzkoy[24], Chase, Wilets e Edmonds[25]. Tal método acopla todas as equações para todos os estados existentes que se deseje de uma reação direta, entretanto, ele pode ser aplicado exclusivamente para canais de reação cujos núcleos participantes da configuração final sejam os mesmos da reação inicial. Com isso, ele é amplamente aplicado para solucionar problemas do espalhamento inelástico. Conclui-se, então, que este método fornece importantes informações acerca da estrutura e dinâmica nuclear de reações.

Enquanto no espalhamento elástico os canais inelásticos são incluídos via o potencial óptico (parte imaginária), neste método tais canais são incluídos explicitamente nos cálculos. Ele se diferencia do cálculo de DWBA para excitações inelásticas pois, enquanto naquele método a transição é feita acoplando exclusivamente dois estados de cada vez (excluindo acoplamentos desses estados com os demais), no cálculo de canais acoplados consideram-se todos os possíveis acoplamentos existentes entre os estados. Embora seja um método que resolva exatamente o problema do espalhamento inelástico ele torna-se muito mais complexo do ponto de vista computacional, demandando muito mais tempo de cálculos para ser efetuado.

Em analogia com a a seção anterior, trataremos novamente o canal de entrada α como sendo composto pelos núcleos x e A , enquanto o canal de saída (β) é composto pelos núcleos y e B , que nada mais são do que estados excitados dos núcleos da partição de entrada. O Hamiltoniano do canal de

entrada pode ser escrito da mesma maneira daquele utilizado para o cálculo de DWBA e dado pela equação 2.19

$$H = T_\alpha + h_\alpha + V_\alpha \quad (2.29)$$

cuja contração $h_\alpha = h_x + h_A$ foi utilizada. Considerando o caso mais simples que é aquele no qual apenas um estado excitado de um dos núcleos é gerado, pode-se escrever uma função de onda total análoga àquela da equação 2.18, nos quais os termos $\psi(r_\alpha^\rightarrow)$ e $\psi(r_\beta^\rightarrow)$ ainda se referem ao movimento relativo existente entre os núcleos para estes canais e as funções de onda dos estados internos $|\phi_x\phi_A\rangle$ e $|\phi_y\phi_B\rangle$ serão simplesmente denotados agora por ϕ_α e ϕ_β , respectivamente. Opta-se por fazer essa substituição na notação apenas para diferenciar as equações subsequentes e não confundir o leitor quando se trata da explicação de um método ou de outro. Com isso, a equação de onda total passa a ser também escrita como

$$\psi = \psi(r_\alpha^\rightarrow)\phi_\alpha + \psi(r_\beta^\rightarrow)\phi_\beta \quad (2.30)$$

Novamente o que se deseja fazer é obter as funções de onda do movimento relativo entre os núcleos nas duas partições. Para isso, basta substituir a função de onda dada por 2.30 na equação de *Schroedinger* (equação 2.17) utilizando o Hamiltoniano dado por 2.29, em seguida, projeta-se as equações resultantes sobre todos os estados internos. As equações acopladas que

surtem são dadas por

$$\begin{cases} [E - \varepsilon_\alpha - T_\alpha - V_{\alpha\alpha}]\phi_\alpha = U_{\alpha\beta}\phi_\beta \\ [E - \varepsilon_\beta - T_\beta - V_{\beta\beta}]\phi_\beta = U_{\beta\alpha}\phi_\alpha \end{cases} \quad (2.31)$$

Os únicos novos termos que aparecem na equação 2.31 são $U_{\alpha\beta}$ e $U_{\beta\alpha}$, que são os potenciais de acoplamento entre a partição α e a partição β , podendo ser calculados explicitamente por

$$U_{\alpha\beta} = \int d\xi \phi_\beta^*(\xi) V_\alpha \phi_\alpha(\xi) \quad (2.32)$$

Na última expressão, optou-se por escrever explicitamente a variável ξ . Essa é a variável que descreve a dependência da função de onda em relação aos estados internos do núcleo. Fez-se a opção por escrever essa variável agora apenas para explicitar em função de qual variável a integração será feita.

Para resolver as equações acopladas dadas em 2.31 é necessário primeiramente calcular os acoplamentos dados pela equação 2.32. A equação que resolve acerca do potencial de acoplamento entre as partições α e β depende explicitamente das funções de onda dos estados internos. Tais funções de onda para excitações inelásticas dependem fundamentalmente do modelo utilizado para descrevê-las. Os modelos que mais são utilizados para se obter tais funções de onda são o modelo de partícula única (ou *cluster*) e o modelo coletivo. Para finalizar esta seção, se discutirá um pouco acerca de cada um desses modelos.

Modelo de Partícula Única

Em tal modelo considera-se que a excitação do núcleo é devida à excitação de apenas um nucleon (ou de um *cluster* de nucleons), similar à excitação de partículas em um modelo de camadas, na qual, com exceção do nucleon excitado, todos os demais permanecem nas suas respectivas camadas. Quando se utiliza esse tipo de modelo considera-se que o núcleo que está sendo excitado pode ser descrito como um caroço inerte acrescido de uma partícula de valência causadora da excitação. O potencial de acoplamento passa então a ser descrito como a soma de dois termos, um que compreende a interação entre o caroço e o núcleo não excitado e o outro que dá conta da interação da partícula de valência com esse mesmo núcleo. Nesse modelo as funções de onda são descritas através de grandezas tais como os números quânticos do estado de partícula única, energia de ligação, amplitude espectroscópica, *spin* da partícula de valência e potencial de ligação entre o caroço e a partícula de valência.

Modelo Coletivo

Neste modelo os estados excitados dos núcleos são tratados como resultados de um movimento coerente de diversos nucleons do núcleo, sendo entendidas também como a sobreposição de diversas excitações de partículas únicas. A base do formalismo desse modelo consiste em tratar os estados excitados como deformações da distribuição de cargas e de massa do núcleo, resultando em deformações que serão incorporadas tanto ao potencial Coulombiano quanto ao potencial nuclear.

O raio de um núcleo deformado pode ser expandido em função dos harmônicos esféricos $Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)$ e resultar em

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left(1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \right) \quad (2.33)$$

no qual $\alpha_{\lambda\mu}$ é o chamado parâmetro de deformação e R_0 é o parâmetro de raio nuclear. A dependência dessa expressão em função de θ e ϕ indica que a distância do centro até a superfície do núcleo não é a mesma em todas as direções. Dessa maneira o núcleo pode assumir diferentes formas, podendo ser chamado de oblato, prolato ou octupolar [26].

Como o raio nuclear não é o mesmo em todas as direções o número de nucleons também não será o mesmo em todas as direções. Isso implica em dizer que a distribuição de cargas (associado a distribuição de prótons) também será afetada em função de θ e ϕ , logo, o potencial Coulombiano desse núcleo deformado irá sofrer alterações se comparado com o potencial de um núcleo esférico. A seguir, será discutido um pouco de como as deformações Coulombianas e nucleares são obtidas. Primeiramente irá se explicar como se calcula a deformação do potencial Coulombiano.

A interação Coulombiana entre o projétil e o alvo é dado por

$$V_C(R) = Ze^2 \sum_i \left| \frac{1}{\vec{R} - \vec{r}_i} \right|, \quad (2.34)$$

sendo Z o número atômico do núcleo que não está sendo excitado, $\vec{R}$ o vetor posição desse mesmo núcleo, enquanto a somatória é feita sobre a posição de cada constituinte do núcleo que será excitado. Expandido em

harmônicos esféricos a parte direita da equação obtém-se

$$\left| \frac{1}{\vec{R} - \vec{r}_i} \right| = \sum_{\lambda\mu} \frac{4\pi}{2\lambda + 1} \frac{r_i^\lambda}{R^{\lambda+1}} Y_{\lambda\mu}(\hat{r}_i) Y_{\lambda\mu}^*(\hat{R}) \quad (2.35)$$

A expressão 2.35 é válida apenas no domínio $|R| > |r_i|$. Nela, λ é a multipolaridade do potencial e μ é a sua projeção. Para o caso no qual $|R| < |r_i|$, o termo $\frac{1}{R^{\lambda+1}}$ da expressão 2.35 é substituído por $\frac{r_i^\lambda}{R^{2\lambda+1}}$. Substituindo a última expansão na equação que representa o potencial Coulombiano (2.34) e escrevendo explicitamente o primeiro termo da expansão é possível obter uma equação para o potencial dada por

$$V_C(R) = \frac{Zze^2}{R} + Ze \sum_{\lambda \neq 0, \mu} \frac{4\pi}{2\lambda + 1} M(E\lambda, \mu) \frac{Y_{\lambda\mu}^*(\hat{R})}{R^{\lambda+1}} \quad (2.36)$$

no qual o termo $M(E\lambda, \mu)$ é o operador multipolar elétrico, que pode ser escrito explicitamente como $M(E\lambda, \mu) = e \sum_i r_i^\lambda Y_{\lambda\mu}(\hat{r}_i)$. Pela notação que vem sendo utilizada até agora, as excitações ocorrem no núcleo cujas coordenadas de cada nucleon são dadas pelos diferentes vetores $\vec{r}_i$, sendo estas coordenadas, então, aquelas associadas às variáveis internas do núcleo nas quais a integração da equação 2.32 deverá ser feita. Como apenas esses vetores estão relacionados às variáveis internas do núcleo excitado, é preponderante que eles estejam presentes explicitamente no potencial para que ele cause excitações. Com isso, observando a equação 2.36, vê-se que o primeiro termo ($\lambda = 0$) não depende de $\vec{r}_i$ e, portanto, não irá causar excitações.

Um elemento de matriz a ser calculado pela equação 2.32 com o potencial

$V_C(R)$ pode ser escrito na notação de *Dirac* como

$$\langle J_i M_i | V_C | J_f M_f \rangle = Ze \sum_{\lambda \neq 0, \mu} \frac{4\pi}{2\lambda + 1} \langle J_i M_i | M(E\lambda, \mu) | J_f M_f \rangle \frac{Y_{\lambda\mu}^*(\hat{R})}{R^{\lambda+1}} \quad (2.37)$$

Utilizou-se na equação 2.37 que J_i e M_i são o momento angular e sua respectiva projeção para o estado inicial e J_f e M_f são as mesmas grandezas mas para o estado final. O passo final consiste em descrever o elemento de matriz dado por $\langle J_i M_i | M(E\lambda, \mu) | J_f M_f \rangle$. Esse elemento pode ser encontrado tanto teoricamente (através de um modelo rotacional, por exemplo) quanto experimentalmente. Nessa tese será mostrado apenas o procedimento para encontrar esse termo através do método experimental, visto que este foi o escolhido para ser utilizado nos cálculos teóricos posteriores. O elemento de matriz se relaciona com a probabilidade de transição reduzida experimental, denotado por $B(E\lambda, J_i \rightarrow J_f)$, por meio de

$$\langle J_i M_i | M(E\lambda, \mu) | J_f M_f \rangle = \sqrt{(2J_i + 1)B(E\lambda, J_i \rightarrow J_f)} \quad (2.38)$$

O procedimento descrito anteriormente fornece como resultado a deformação do potencial Coulombiano, restando apenas a deformação do potencial nuclear para ser encontrada. Esta última etapa será feita a seguir.

A base da deformação do potencial nuclear provém da idéia de introduzir ao potencial nuclear originalmente radial uma pequena dependência angular (que aqui será expressa por $\Delta(\hat{R}, \theta, \phi)$), fazendo com que ele passe a ser escrito como $V_N(R, \theta, \phi) = U_N(R - \Delta(\hat{R}, \theta, \phi))$, na qual $U_N(R)$ é a forma

potencial central a ser deformada. Conforme foi dito anteriormente, essas deformações são pequenas e portanto podem ser expandidas em uma série de *Taylor* (até primeira ordem) em torno do raio R_0 , resultando em

$$V_N(R, \theta, \phi) = U_N(R - R_0) - \sum_{\lambda\mu} \hat{\delta}_\lambda \left(\frac{d}{dR} U_N(R - R_0) \right) Y_{\lambda\mu}^*(\theta, \phi) \quad (2.39)$$

Na expressão anterior o operador de deformação nuclear é dado por $\hat{\delta}_\lambda$. Novamente, o procedimento para se analisar a deformação do potencial consiste em encontrar o elemento de matriz de transição nuclear, que pode ser escrito como

$$\langle J_i M_i | V_N | J_f M_f \rangle = - \sum_{\lambda\mu} \left(\frac{\partial}{\partial R} V_N(R - R_0) \right) Y_{\lambda\mu}^*(\theta, \phi) \langle J_i M_i | \hat{\delta}_\lambda | J_f M_f \rangle \quad (2.40)$$

A matriz de deformação nuclear $\langle J_i M_i | \hat{\delta}_\lambda | J_f M_f \rangle$ pode ser definida a partir da matriz de deformação Coulombiana por

$$\langle J_i M_i | \hat{\delta}_\lambda | J_f M_f \rangle = \langle J_i M_i | M(E\lambda, \mu) | J_f M_f \rangle \frac{4\pi}{3ZeR_0^{\lambda-1}} \quad (2.41)$$

2.1.4 Canais Acoplados em Reações

O cálculo de canais acoplados permite resolver exatamente as equações acopladas de movimento apenas para casos nos quais há excitação inelástica. Em reações de transferência há o rearranjo dos núcleos nos canais de entrada e saída, logo, um novo tipo de método de acoplar tais canas faz-se neces-

sário. Quando o método de canais acoplados é estendido para reações de transferência ele passa a receber o nome de *Coupled Reaction Channels*, ou simplesmente CRC.

Novamente o canal de entrada será denotado por α e o de saída por β . Ainda mantendo a mesma notação anterior os núcleos do canal de entrada serão $x + A$, enquanto os do canal de saída serão $y + B$. Assim como nos cálculos de DWBA, a função de onda total, no caso de haver apenas um canal de transferência possível, será dada pela equação 2.18, sendo expressa como $\psi = \psi(\vec{r}_\alpha)|\phi_x\phi_A\rangle + \psi(\vec{r}_\beta)|\phi_y\phi_B\rangle$, na qual $\psi(\vec{r}_i)$ dá conta do movimento relativo enquanto $|\phi_x\phi_A\rangle$ e $|\phi_y\phi_B\rangle$ são funções de onda dos estados internos. A função de onda total é solução da equação de *Schroedinger*.

Ao projetar essa equação de *Schroedinger* nos estados $|\phi_x\phi_A\rangle$ e $|\phi_y\phi_B\rangle$ tem-se que

$$\begin{cases} \langle\phi_x\phi_A|(H - E)\psi = 0 \\ \langle\phi_y\phi_B|(H - E)\psi = 0 \end{cases} \quad (2.42)$$

Pode-se substituir na equação acima a função de onda total pela forma escrita em função dos canais α e β , além de escrever o Hamiltoniano na forma dada pela equação 2.19 (também para ambos os canais). A equação 2.42 passa então a ser escrita como

$$\begin{cases} \langle\phi_x\phi_A|(T_\alpha + V_\alpha - \varepsilon_\alpha)|\phi_x\phi_A\rangle\psi(\vec{r}_\alpha) = -\langle\phi_x\phi_A|(T_\beta + V_\beta - \varepsilon_\beta)|\phi_y\phi_B\rangle\psi(\vec{r}_\beta) \\ \langle\phi_y\phi_B|(T_\alpha + V_\alpha - \varepsilon_\alpha)|\phi_y\phi_B\rangle\psi(\vec{r}_\alpha) = -\langle\phi_y\phi_B|(T_\beta + V_\beta - \varepsilon_\beta)|\phi_y\phi_B\rangle\psi(\vec{r}_\beta) \end{cases} \quad (2.43)$$

Por fim, pode-se novamente introduzir os potenciais distorcidos $U_\alpha(\vec{r}_\alpha) = \langle \phi_x \phi_A | V_\alpha | \phi_x \phi_A \rangle$ e $U_\beta(\vec{r}_\beta) = \langle \phi_y \phi_B | V_\beta | \phi_y \phi_B \rangle$, somando-os e subtraindo-os nos lados direitos das equações 2.43, resultando assim nas equações acopladas

$$\begin{cases} \cdot (T_\alpha + U_\alpha - \varepsilon_\alpha) \psi(\vec{r}_\alpha) = -\langle \phi_x \phi_A | (V_\beta - U_\beta) | \phi_y \phi_B \rangle \psi(\vec{r}_\beta) - \\ \langle \phi_x \phi_A | \phi_y \phi_B \rangle (T_\beta + U_\beta - \varepsilon_\beta) \psi(\vec{r}_\beta) \\ \cdot (T_\beta + U_\beta - \varepsilon_\beta) \psi(\vec{r}_\beta) = -\langle \phi_y \phi_B | (V_\alpha - U_\alpha) | \phi_x \phi_A \rangle \psi(\vec{r}_\alpha) - \\ \langle \phi_y \phi_B | \phi_x \phi_A \rangle (T_\alpha + U_\alpha - \varepsilon_\alpha) \psi(\vec{r}_\alpha) \end{cases} \quad (2.44)$$

Ao resolver o conjunto de equações acima encontra-se $\psi(\vec{r}_\alpha)$ e $\psi(\vec{r}_\beta)$ para, a partir deles, encontrar as amplitudes de espalhamento e de reação e, por fim, as seções de choque. Na equação 2.44 novamente se verifica que ocorrem a existência de interações residuais V-U no lado direito das equações acopladas, assim como no método de DWBA. Os termos não ortogonais $\langle \phi_x \phi_A | \phi_y \phi_B \rangle$ são difíceis de serem calculados e muitas vezes são considerados nulos para facilitar os cálculos.

2.1.5 O Cálculo de CDCC

Na natureza existem núcleos estáveis que podem ser descritos como uma associação de um caroço (também chamado de *core*) com uma partícula de valência (*valence*). Quando a energia de ligação entre esse caroço e a partícula de valência é pequena (entre 0.1 e 2.5 MeV) diz-se que esse núcleo é fracamente ligado, mesmo que ele seja estável. Vale ressaltar que quando fala-se em partícula de valência para núcleos estáveis fracamente ligados, esta

pode ser efetivamente uma partícula que não apresenta estrutura interna de estados ligados, tais como prótons ou nêutrons, ou então um outro núcleo cuja massa seja menor que a do caroço, tais como o ^2H . Alguns exemplos de núcleos estáveis fracamente ligados são o ^6Li , que pode ser pensado como um caroço de ^4He ligado a um deutério com energia de separação de 1.5 MeV, o ^7Li , que é modelado segundo a associação ^4He com um trítio, cuja energia de separação é de 2.5 MeV, além do ^9Be , que é interpretado com um sistema de três corpos, composto por duas partículas α associadas a um nêutron (energia de separação de 1.6 MeV).

A diferença entre reações envolvendo núcleos fracamente ligados daqueles fortemente ligados se dá devido à existência de um canal a mais de reação que não os canais usuais, o canal de quebra nuclear ou *break up*. Numa dada reação nuclear, conforme o projétil e o alvo se aproximam eles passam a interagir. Muitas vezes essa interação pode resultar no aumento da energia cinética relativa entre o caroço e a partícula de valência. Caso essa energia cinética supere a energia de ligação entre eles ocorrerá o processo de quebra do núcleo.

O processo de quebra nuclear pode resultar em diferentes configurações finais. Para simplificar a explicação de tais configurações vamos considerar um núcleo composto por apenas dois fragmentos. É importante ressaltar também que serão explicados apenas os processos resultantes da quebra, no entanto ainda podem ocorrer as reações diretas (transferência, excitações inelásticas, etc) sem que o núcleo se particione.

O primeiro mecanismo do processo de *break up* é a chamada quebra elástica (*elastic break up* ou *non capture break up*), no qual há a quebra mas

nenhum dos dois fragmentos é capturado pelo alvo. O segundo mecanismo é aquele no qual somente um dos fragmentos provindos do projétil é capturado pelo alvo. Isso é chamado de fusão incompleta (*incomplete fusion*). O mecanismo chamado de fusão completa sequencial (*sequential complete fusion*) é caracterizado por um processo de *break up* no qual ambos os fragmentos são capturados pelo alvo.

A seção de choque de *break up* é portanto a composição dessas três configurações, podendo ser escrita como $\sigma_{Break-Up} = \sigma_{Break-Up Elastic} + \sigma_{IF} + \sigma_{SCF}$. A seção de choque total da fusão, ou *total fusion cross section* (σ_{TF}) pode ser escrita como:

$$\sigma_{TF} = \sigma_{CF} + \sigma_{IF} \quad (2.45)$$

Sendo σ_{CF} a seção de choque da fusão completa enquanto σ_{IF} é a seção de choque da fusão incompleta. A seção de choque de fusão completa é a soma da seção de choque da fusão direta com a seção de choque da fusão completa sequencial.

Conforme foi dito anteriormente, a quebra nuclear ocorre quando o alvo e projétil interagem e o projétil se particiona. Caso a interação se dê devido ao campo Coulombiano do alvo ocorrerá o *break up* Coulombiano, caso a interação se dê devido à força nuclear será chamado de *break up* nuclear. Por fim, caso ambos os termos contribuam para a ocorrência da quebra ocorrerá o que se chama de interferência.

Calcular o processo de *break up* teoricamente apresenta algumas dificuldades. Primeiramente, não se conhecem os potenciais de interação existentes

entre os fragmentos e o alvo. Uma segunda dificuldade reside no fato do processo de quebra nuclear resultar em estados não ligados. Em outras palavras, o *break up* deve conectar estados ligados de um projétil com energias de excitação dos fragmentos que se encontram no contínuo. Atualmente utiliza-se um método numérico para calcular a quebra nuclear. Este método é chamado de *Continuum Discretized Coupled Channels*, ou simplesmente CDCC. Tal método será descrito a seguir, no entanto mais informações acerca do funcionamento do mesmo podem ser encontradas em [27].

A idéia básica do método consiste em discretizar o contínuo, ou seja, quebrar a energia do contínuo em pequenos blocos, ou *bins*, que irão representar o espaço de momentos com os quais os estados ligados irão ser acoplados. Quando se pensa em um processo de quebra de um núcleo é natural inferir que o momento angular entre os fragmentos pode variar desde zero até o infinito. Além disso, há o fato, já anteriormente citado, da energia ser contínua e não discreta. Quando isso ocorre a principal dificuldade decorre que as funções de onda desses autoestados não pertencem ao espaço de *Hilbert*. Outra dificuldade consiste no fato de que o *break up* pode se dar a uma grande distância de separação entre projétil e alvo devido à interação Coulombiana, tratando-se assim de um processo de longo alcance.

Para superar todas essas dificuldades mencionadas no parágrafo anterior será necessário fazer o truncamento dos valores de momentos angular e linear, além do valor máximo do raio de interação, dentro do qual o processo de quebra pode ocorrer. Essas aproximações são conhecidas como *Model Space Approximation*, ou seja, Aproximação de Espaço de Modelo. Tal truncamento constitui-se na hipótese mais básica envolvendo cálculos de CDCC .

Uma vez feitas todas essas observações pode-se dar início à explicação das equações de CDCC propriamente ditas. Primeiramente será discutido o sistema de coordenadas utilizado em tais cálculos, em seguida se falará das funções de onda de CDCC, o método de discretização do contínuo utilizado, as equações de CDCC que têm de ser resolvidas e os acoplamentos dessas equações e, por fim, as seções de choque obtidas pelo método.

Coordenadas de Jacobi

Cálculos de CDCC envolvem, usualmente, o tratamento de um problema de pelo menos três corpos no qual, no mínimo, dois destes estão inicialmente ligados. Há um sistema de coordenadas especiais que facilita tal tratamento, o sistema de coordenadas de Jacobi. A fim de facilitar as equações e deduções a serem apresentadas daqui em diante, iremos tratar sempre de um sistema de três corpos. O sistema de coordenadas de Jacobi utiliza como parâmetros a distância relativa entre dois corpos ($\vec{r}_i$), além da distância do terceiro corpo da interação em relação ao centro de massa dos dois primeiros ($\vec{R}_i$). É fácil perceber que ao utilizar essas coordenadas existe mais de uma configuração que permite descrever o sistema com base nos parâmetros propostos. De fato, existem três configurações possíveis. Elas podem ser vistas na figura 2.1. A partir daqui iremos denominar o alvo pela letra t, o carço do projétil pela letra c e a partícula de valência do projétil pela letra v.

Funções de Onda de 3 Corpos

O projétil (c+v) pode apresentar estados ligados. Imagine que um estado ligado é dado por uma função de onda $\phi_o^{(1)}(\vec{r}_1)$, escrita em função do sistema

Figura 2.1: *Coordenadas de Jacobi existentes que podem descrever sistemas de 3 corpos.*

de coordenadas (a) da figura 2.1. Logo, a função de onda incidente do projétil é dada por uma expressão do tipo $\psi^{(1)} = \phi_o^{(1)}(r_1^{\vec{}})e^{i\vec{K}_1 \cdot \vec{R}_1}$. Obviamente, em uma reação nuclear, além dos estados ligados do projétil ($c+v$), podem também ocorrer estados ligados do projétil com o alvo, resultando em estados ligados do tipo $t+v$ e $t+c$. Esses estados também fazem parte da função de onda final que então pode ser escrita como:

$$\psi = \sum_{i=1}^3 \psi^{(n)}(r_n^{\vec{}}, \vec{R}_n) \quad (2.46)$$

O Hamiltoniano de três corpos é dado por:

$$H_{3b} = T + V_{vc} + V_{vt} + V_{ct} \quad (2.47)$$

sendo T o operador de energia cinética para qualquer escolha de coordenadas de Jacobi e V os potenciais de interação dos pares subscritos em cada potencial. Obviamente a equação de Schroedinger desse sistema é escrita como $[H_{3b} - E]\psi = 0$.

No caso de CDCC, cada $\psi^{(n)}(\vec{r}_n, \vec{R}_n)$ contém em si não somente a descrição dos estados ligados, como também as funções de onda responsáveis por descrever o contínuo. Isso pode trazer complicações pois cada $\psi^{(n)}$ pode, sozinho, descrever todo o espaço de ψ , ou seja, a função de onda total dada pela equação 2.46, incluindo os estados ligados de outras configurações, mesmo que parcialmente. O problema surge pois os estados ligados não foram desacoplados da equação de Schroedinger de três corpos na região assintótica.

Para existirem comportamentos assintóticos bem definidos há a necessidade de separar tais equações neste limite. Isto foi feito por *Faddeev* e resulta nas seguintes equações:

$$\begin{cases} (E - T_1 - V_{vc})\psi^{(1)} = V_{vc}(\psi^{(2)} + \psi^{(3)}) \\ (E - T_2 - V_{ct})\psi^{(2)} = V_{ct}(\psi^{(1)} + \psi^{(3)}) \\ (E - T_3 - V_{tv})\psi^{(3)} = V_{tv}(\psi^{(1)} + \psi^{(2)}) \end{cases} \quad (2.48)$$

Essas equações podem ser desacopladas porque os potenciais apresentam alcance finito, logo, no limite assintótico ($R_n \rightarrow \infty$) com r_n finito os demais $r_{n'}$ tornam-se muito grandes, ou seja, estão na região de potencial nulo. Com isso, o lado direito de todas as equações se anula. É importante ressaltar que a onda incidente está presente apenas no canal de entrada, enquanto que a emergente está contida em todos os demais canais.

Existem situações que permitem reduzir o número de coordenadas de Jacobi. A primeira situação possível é aquela na qual não existem estados ligados dos núcleos interagentes que não aqueles situados no canal de entrada, com isso, a motivação original de se escrever três conjuntos de configurações

torna-se obsoleta. A segunda situação possível é aquela no qual os canais de transferência não são importantes ou estão suprimidos. Tal supressão ocorre porque os potenciais V_{ct} e V_{tv} da equação 2.48 são imaginários e irão absorver rapidamente possíveis estados ligados que sejam formados e, portanto, inibir a possibilidade de transferência. Quando um desses dois casos ocorre, a nova equação de Schrodinger resultante é da forma $[H_{3b} - E]\psi^{(1)}(\vec{r}_1, \vec{R}_1) = 0$.

Pode-se então expandir a função de onda em função dos estados internos e do momento do contínuo, com isso tem-se:

$$\psi_{Ko}(\vec{r}_1, \vec{R}_1) = \sum_{p=1}^{n_b} \phi_p(\vec{r}_1) \psi_p(\vec{R}_1) + \int d\vec{k} \phi_{\vec{k}}(\vec{r}_1) \psi_{\vec{K}}^{\vec{k}}(\vec{R}_1) \quad (2.49)$$

Na expressão 2.49, $\vec{k}$ é o momento do movimento interno entre c e v e $\vec{K}$ o momento relativo entre o projétil e o alvo. Obviamente nesta expressão o primeiro termo do lado direito refere-se a estados ligados enquanto o segundo termo se refere ao contínuo. As funções de onda ϕ representam as configurações internas enquanto as funções de onda ψ representam os movimentos relativos

A parte radial das funções de onda internas, denotada daqui em diante por $u_{p,k}(r)$, no qual p se refere aos estados ligados da partícula enquanto k se refere aos estados do contínuo, podem ser escritas de forma semelhante. Além disso ambas são soluções da mesma equação radial dada por:

$$\left[\frac{-\hbar^2}{2\mu_{vc}} \left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} \right) + V_{vc} - \epsilon \right] u_{(p,k)}(r) = 0 \quad (2.50)$$

Na expressão anterior tem-se que $\epsilon = \hbar^2 k^2 / 2\mu_{vc}$. O valor negativo dessa variável ocorre para estados ligados e sua função de onda decai exponencial-

mente no limite assintótico. Já o valor positivo indica o contínuo e a função de onda radial deve oscilar até o infinito.

Discretização do Contínuo

Para discretizar o contínuo é usual quebrá-lo em *bins* de momento total e obter sua respectiva função de onda. Existem três métodos de discretização que são amplamente empregados. O primeiro é o método do ponto médio, no qual toma-se diretamente um estado de espalhamento de momento p no meio desse *bin*. O segundo é o método dos pseudoestados, que consiste em descrever o movimento relativo dos projéteis da quebra nuclear a partir de auto-estados conhecidos descritos em uma determinada base. A única limitação é que a base seja quadrado-integrável. Por fim, o terceiro método é o do *bin* contínuo ou método da média, que consiste em fazer uma média da função de onda radial $u_k(r)$ ponderada pelo momento daquele determinado *bin*. Este último método é o mais empregado e será explicado a seguir.

O método da média gera funções de onda para os *bins* como superposições dos autoestados de espalhamentos ponderados pelo momento k . Tais funções de onda podem ser obtidas por uma equação do tipo:

$$\tilde{u}_p(r) = \sqrt{\frac{2}{\pi N_p}} \int_{k_{p-1}}^{k_p} g_p(k) u_k(r) dk \quad (2.51)$$

Na expressão 2.51 a função de ponderação em função dos momentos é dada por $g_p(k)$ [28], enquanto N_p nada mais é do que uma normalização dessa função dada por $\int_{k_{p-1}}^{k_p} |g_p(k)|^2 dk$. Obviamente, como desejam-se obter essas funções de onda do contínuo e ainda deseja-se que estas representem

o processo de *break up* o mais fielmente possível, verifica-se que tal função de ponderação torna-se extremamente importante para esta finalidade. Tipicamente, $u_k(r)$ comporta-se segundo a função $e^{i\delta_l(k)} \text{sen}(kr - \frac{l\pi}{2} \delta_l(k))$, no qual $\delta_l(k)$ é a diferença de fase dos estados de espalhamento com o estado daquele determinado *bin*. Sabe-se que quando não se está próximo a uma ressonância a função de onda do *bin* deve apresentar um comportamento oscilatório para limites de r grande, com isso, a função de ponderação dos momentos deve ser da forma $g_p(k) = e^{-i\delta_l(k)}$, pois este termo irá se cancelar com o termo $e^{i\delta_l(k)}$ presente na função de onda radial $u_k(r)$, fazendo com que o termo oscilatório do produto $u_k(r)g_p(k)$ presente na equação 2.51 continue a existir. Já para estados ressonantes o mais importante é o grande crescimento das funções de onda para r pequeno se comparado com $\text{sen}(\delta_l(k))$. Este comportamento pode ser reproduzido na equação 2.51 quando se utiliza $g_p(k) = e^{-i\delta_l(k)} \text{sen}(\delta_l(k))$. Como sempre incluiu-se $e^{-i\delta_l(k)}$ na função de ponderação, isto resulta que as funções de onda irão ser reais dado o comportamento de $u_k(r)$ no limite assintótico. A equação 2.51 dá $\tilde{u}_p(r)$, que é a parte radial da função de onda do *bin*.

Equações de CDCC e Acoplamentos

Agora que se tem a parte radial da função de onda dos *bins*, pode-se reescrever a equação de Schroedinger para a função de onda de CDCC como:

$$(H_{3b} - E)\psi^{CDCC}(\vec{r}, \vec{R}) = 0, \quad (2.52)$$

na qual $\psi^{CDCC}(\vec{r}, \vec{R}) = \sum_{p=0}^N \tilde{\phi}_p(\vec{r})\psi_p(\vec{R})$. Essa função de onda é descrita

para apenas uma das coordenadas de Jacobi e está aproximando um problema de três corpos no limite assintótico para um produto entre projétil e alvo (dois corpos) de formas assintóticas. Substituindo-se as definições prévias da função de onda de CDCC e do Hamiltoniano de três corpos e, além disso, multiplicando a equação 2.52 na esquerda pela função de onda conjugada do projétil, é possível obter as equações acopladas de CDCC na seguinte forma:

$$[T_R + V_{pp}(R) - E_p]\psi_p(\vec{R}) + \sum_{p' \neq p} V_{pp'}(R)\psi_{p'}(\vec{R}) = 0, \quad (2.53)$$

no qual $E_p = E - \tilde{\epsilon}$, sendo $\tilde{\epsilon}$ a energia média do *bin*, dada por $\langle \tilde{\phi}_p(r) | H_{int} | \tilde{\phi}_{p'}(r) \rangle$ e $V_{pp'} = \langle \tilde{\phi}_p(r) | V_{vt} + V_{ct} | \tilde{\phi}_{p'}(r) \rangle$. Os acoplamentos do estado fundamental do projétil com o contínuo são dados por $V_{p0}(R)$. Há também os acoplamentos entre os estados ligados do projétil com o contínuo e, por fim, os acoplamentos entre o contínuo com o próprio contínuo.

Seção de Choque de CDCC

Até aqui viu-se que o método de CDCC consistiu, basicamente, em obter as funções de onda do projétil e do contínuo, calcular os potenciais de acoplamento destes e resolver o sistema de equações acopladas. Após esses passos é possível obter a matriz-S e, conseqüentemente, a seção de choque. Do cálculo da matriz-S obtém-se a amplitude de espalhamento $\tilde{F}_{M'M}(\vec{K}_{p'})$. A forma exata de obtenção dessa amplitude de espalhamento é muito trabalhosa e foge do escopo desse texto, no entanto, para qualquer um que tiver interesse basta ver a dedução e a expressão exata da amplitude de espalhamento na

referência [27]. A seção de choque diferencial pode ser dada por:

$$\frac{d\sigma(p')}{d\Omega} = \frac{1}{2I_p + 1} \sum_{MM'} |\tilde{F}_{M'M}(\vec{K}_{p'})|^2 \quad (2.54)$$

As variáveis M e I_p se referem ao estado inicial enquanto M' se refere ao estado do *bin* final.

2.1.6 Potencial de Polarização

Nas reações nucleares o número de canais acessíveis a uma dada reação depende da energia na qual a mesma é realizada. Quando se quer fazer cálculos de reações em energias acima da barreira deve-se levar em conta os diversos canais que tornam-se acessíveis à reação. Quanto melhor se quer descrever a reação mais fiel se deve ser ao número de canais que serão acoplados aos cálculos. Muitas vezes estes cálculos podem ser muito pesados (muitos canais se abrem) e isso pode resultar numa perda de eficiência computacional ou mesmo numa incapacidade da máquina de realizar tais cálculos.

Uma solução para esse problema pode ser efetuar os cálculos com apenas alguns dos canais e obter um potencial que represente o efeito desses canais acoplados à reação. Utilizando esse potencial pode-se realizar um cálculo com os canais restantes e, com isso, pode-se obter as respectivas seções de choque desejadas. Obviamente, mesmo que se esteja levando em conta os efeitos dos primeiros canais, pode-se obter as seções de choque da segunda parte dos cálculos apenas de maneira aproximada.

Aqui será desenvolvido apenas o caso no qual se tem dois canais abertos na reação. Isto é suficiente visto que deseja-se dar uma idéia de como o mé-

todo do potencial de polarização funciona. As equações gerais, que incluem inúmeros canais de reação, são muito complicadas e vão além do desejo de ilustrar o método.

Quando tem-se dois canais com funções de onda radiais dadas por $\psi_\alpha(R)$ e $\psi_\beta(R)$, obtem-se, de um cálculo de canais acoplados, a seguinte equação acoplada:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2\mu} \left[\frac{d^2}{dR^2} - \frac{J(J+1)}{R^2} \right] + V(R) \right\} \psi_\alpha(R) + V_{AC}(R) \psi_\beta(R) = E \psi_\alpha(R), \quad (2.55)$$

na qual μ é a massa reduzida do sistema, J o momento angular, $V(R)$ o potencial de espalhamento e $V_{AC}(R)$ o potencial de acoplamento entre os canais α e β . Para escrever esta equação apenas em função de $\psi_\alpha(R)$, deve-se multiplicar o termo $V_{AC}(R) \psi_\beta(R)$ por $\psi_\alpha(R)/\psi_\alpha(R)$. Com isso um termo da forma $\frac{V_{AC}(R) \psi_\beta(R)}{\psi_\alpha(R)}$ será obtido. Este termo é chamado de potencial de polarização.

Caso queira-se acoplar um terceiro termo (γ), vindo de um canal adicional a esta equação pode-se realizar o cálculo de canais acoplados utilizando apenas as funções de onda dadas por $\psi_\alpha(R)$ e $\psi_\gamma(R)$ e utilizar o potencial de polarização previamente calculado para simular o efeito do acoplamento de $\psi_\beta(R)$ aos cálculos.

Este potencial é complexo e, como visto na equação 2.55, dependente do momento angular. Por haver essa dependência do potencial em função do

momento angular pode-se obter um potencial médio da forma:

$$\langle V_{POL} \rangle = \frac{\sum_J a_J |\psi_\alpha(R)|^2 V_{POL}}{\sum_J a_J |\psi_\alpha(R)|^2}, \quad (2.56)$$

no qual a_J é um coeficiente de ponderação. Existem na literatura algumas formas de funções de ponderação que podem ser utilizadas.

Terminam aqui as explicações acerca da teoria que se relacionam com o espalhamento de partículas. Sua principal função nesta tese é fornecer todo o suporte necessário para que se possa compreender os métodos utilizados para se obter as distribuições angulares teóricas que serão comparadas com os dados experimentais obtidos. A próxima seção apresenta a teoria relacionada principalmente à anisotropia do decaimento de raios- γ .

2.2 Decaimento γ

2.2.1 Probabilidade de Transição em Teoria de Perturbações Dependentes do Tempo

Dado um Hamiltoniano dependente do tempo, este pode ser escrito na forma

$$H(t) = H_0 + \dot{H}(t) \quad (2.57)$$

no qual o termo H_0 é independente do tempo. Logo toda a dependência temporal de $H(t)$ está contida em $\dot{H}(t)$. Quando a intensidade de $\dot{H}(t)$ é muito fraca (se comparada à de H_0) o termo temporal pode ser tomado como

sendo uma perturbação do termo atemporal. A partir deste Hamiltoniano calcula-se a probabilidade de haver uma transição de um estado inicial $|\phi_0(\vec{r})\rangle$ para um estado final $|\phi_f(\vec{r})\rangle$, sendo que ambos são auto-estados de H_0 . De fato, a grandeza que usualmente deseja-se obter não é a probabilidade de transição mas sim a probabilidade de transição por unidade de tempo W , que é dada pela conhecida *Regra de Ouro de Fermi*

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \phi_k(\vec{r}) | \dot{H}(t) | \phi_0(\vec{r}) \rangle|^2 \rho(E_k), \quad (2.58)$$

sendo que $\rho(E_k)$ é a densidade de estados finais. A equação 2.58 diz que a transição pode ocorrer entre o estado inicial e qualquer estado final k .

2.2.2 Decaimento Eletromagnético

O decaimento do núcleo por meio da emissão de um raio- γ é o tema desta seção. Tal decaimento ou transição se dá devido à interação do núcleo com um campo eletromagnético externo e pode ser separado em transições elétricas e transições magnéticas. As transições elétricas dão-se devido ao acoplamento entre a distribuição de carga do núcleo com o campo externo, enquanto que as transições magnéticas ocorrem devido à interação do magnetismo intrínseco de cada núcleon e do magnetismo gerado pelas correntes originárias do movimento orbital dos prótons do núcleo com esse mesmo campo externo. As transições eletromagnéticas são o modo de decaimento dominante para estados pouco excitados do núcleo. Isto deve-se ao fato da emissão de núcleons ser um processo mais rápido do que o decaimento γ , com isto o segundo torna-se possível apenas quando a energia de excitação do núcleo torna-se

menor que a energia de separação existente entre os nucleons. Pode-se ver pela figura 2.2[26] que esta energia de separação está na faixa de 10 MeV para nêutrons e é um pouco menor para partículas α . No continuar da presente seção primeiramente far-se-á a separação do Hamiltoniano $\hat{H}(t)$ em um produto de dois operadores quânticos, um que atua na parte nuclear da função de onda e outro que atua no campo eletromagnético externo. No entanto, este campo deverá ser quantizado e expandido em multipolos, visto que os estados dos núcleos envolvidos no decaimento apresentam momento angular definido.

Figura 2.2: Energia de separação para um nêutron e uma partícula α para núcleos estáveis como uma função do número de nucleons A . [26]

Na ausência de um campo externo, a equação 2.57 é composta apenas pelo termo da energia cinética de uma partícula, ou seja, $H_0 = \frac{\vec{p}^2}{2m}$, no entanto, a presença do campo eletromagnético altera o momento $\vec{p}$ segundo a transformação $\vec{p} \rightarrow \vec{p} + \frac{q}{c}\vec{A}$, sendo c a velocidade da luz, q , a carga da partícula em questão, e $\vec{A}$, o potencial vetor do campo eletromagnético. Com

isso, o Hamiltoniano total pode ser escrito como

$$H = \frac{1}{2m}(\vec{p} - \frac{q}{c}\vec{A})^2 \quad (2.59)$$

Expandindo a expressão 2.59 e lembrando da forma de H_0 , ao comparar a expressão expandida com a equação 2.57 chega-se à conclusão que $\dot{H}(t)$ pode ser aproximado por

$$\dot{H}(t) \rightarrow -\frac{q}{mc}\vec{A} \cdot \vec{p} \quad (2.60)$$

Esta aproximação vale caso desconsidere-se o termo de segunda ordem da expansão $(\vec{A} \cdot \vec{A})$, pois este envolveria a transformação de 2 fótons. Pode-se reescrever a equação 2.60 em função da corrente densidade de probabilidade, lembrando que esta relaciona-se com o momento por $\vec{j} = \frac{q}{m}\vec{p}$. Logo, é possível obter

$$\dot{H}(t) = -\frac{1}{c}\vec{A} \cdot \vec{j} \quad (2.61)$$

A etapa seguinte é quantizar o campo eletromagnético, no entanto, este processo é bastante longo e pode ser encontrado detalhadamente em diversas referências como [29], e com isso, tratar-se-á este tema apenas de uma maneira superficial. A partir das equações de *Maxwell* pode-se obter que o potencial vetor $\vec{A}(\vec{r}, t)$ é solução da conhecida equação diferencial de ondas e, portanto, sua solução na parte temporal é da forma $e^{-i\omega t}$, enquanto que sua solução da parte radial é uma sobreposição de $e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}}$ e $e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}$. Ainda adiciona-se a essa solução o vetor de polarização $\vec{\epsilon}$, podendo este indicar uma polarização

positiva ou negativa. A solução clássica do potencial vetor em coordenadas cartesianas é

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{1}{N} \sum_{k\eta} (b_{k\eta} \vec{\varepsilon}_\eta e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} + b_{k\eta} \vec{\varepsilon}_\eta e^{-i(\vec{k} \cdot \vec{r} + \omega t)}), \quad (2.62)$$

no qual o termo N nada mais é do que a constante de normalização, e $b_{k\eta}$, uma constante determinada pelas condições de fronteira. Para completar esta expansão deve-se escrevê-la em termos das auto-funções de momento angular ($\vec{J}^2$ e J_z), logo, deve-se expandi-la em termos de harmônicos esféricos. Na expansão em função dos harmônicos esféricos emergirão dois tipos de multipolos diferentes que satisfazem a equação de onda espacial de $\vec{A}(\vec{r}, t)$. O primeiro tipo é responsável por induzir transições elétricas ($E\lambda$), enquanto que o segundo tipo induz transições magnéticas ($M\lambda$). As equações destes multipolos escritas de forma explícita são

$$\begin{cases} O_{\lambda\mu}(E\lambda) = -\frac{i}{k} \nabla x (\vec{r} x \nabla) (j_\lambda(kr) Y_{\lambda\mu}(\phi\theta)) \\ O_{\lambda\mu}(M\lambda) = (\vec{r} x \nabla) (j_\lambda(kr) Y_{\lambda\mu}(\phi\theta)) \end{cases} \quad (2.63)$$

com $j_\lambda(kr)$ sendo a função de *Bessel* esférica [22] de ordem λ . Com isto é possível utilizar as expressões 2.63 para obter o Hamiltoniano $\hat{H}(t)$, que nada mais é do que uma das equações acima multiplicada por $\vec{j}(\vec{r})$. Pelo fato de $\hat{H}(t)$ ser um operador escalar, apenas termos de mesma ordem de $\vec{j}(\vec{r})$ e $\vec{A}(\vec{r}, t)$ não irão se cancelar. Por fim, a probabilidade de transição por unidade de tempo (dada na fórmula 2.58) pode ser obtida. Com isso o W de um dado multipolo λ (com um estado nuclear inicial $|J_i M_i \zeta\rangle$ e estado nuclear

final $|J_f M_f \xi\rangle$ é

$$W(\lambda; J_i \zeta \rightarrow J_f \xi) = \frac{8\pi(\lambda+1)}{\lambda[(2\lambda+1)!!]^2} \frac{k^{2\lambda+1}}{\hbar} B(\lambda, J_i \zeta \rightarrow J_f \xi), \quad (2.64)$$

no qual $B(\lambda, J_i \zeta \rightarrow J_f \xi) = \frac{1}{2J_i+1} |\langle J_f \xi \parallel O_\lambda \parallel J_i \zeta \rangle|^2$, onde as variáveis ζ e ξ representam as demais variáveis internas dos estados inicial e final, respectivamente. O parâmetro $B(\lambda, J_i \zeta \rightarrow J_f \xi)$ é a chamada probabilidade de transição reduzida.

2.2.3 Distribuição Angular da Radiação Nuclear

A teoria por trás do processo de anisotropia do decaimento γ é de dedução extremamente longa (como demonstrado em [30]), além de possuir um ferramental matemático demasiadamente avançado, que foge do escopo deste texto, com isso, será mostrado apenas o método utilizado para se obter tal anisotropia sem uma maior preocupação na explicação da origem das equações utilizadas. Considerando-se que um estado pode ser escrito como $|\psi_i\rangle = \sum_i a_i |I M_i\rangle$ (I é um momento angular e M_i sua projeção no eixo z) e, utilizando-o na equação 2.58, encontra-se

$$W(\Omega_\gamma) = \sum_{M_i, \tilde{M}_i, M_f, L, \tilde{L}} (a_{M_i} a_{\tilde{M}_i}^* A_{M_i M_f}^L A_{\tilde{M}_i M_f}^{*\tilde{L}}) \quad (2.65)$$

Os termos A_{MM}^L são as amplitudes de transição escritas em notação tensorial. A equação acima apresenta um produto das amplitudes $a_{M_i} a_{\tilde{M}_i}^*$, que usualmente é chamado de matriz densidade, que matematicamente se ex-

pressa por $\chi_{M_i \dot{M}_i} = a_{M_i} a_{\dot{M}_i}^*$ e apresenta dimensão de $(2I + 1)^2$. As projeções de momento angular M_i e $\dot{M}_i$ da equação 2.65 variam entre $+I$ e $-I$.

Pode-se provar [31] que o produto misto das amplitudes é proporcional a

$$A_{M_i M_f}^L A_{\dot{M}_i \dot{M}_f}^{*\dot{L}} \propto \sum_{L\dot{L}} R_{M\tau}^L R_{\dot{M}\dot{\tau}}^{*\dot{L}} \begin{pmatrix} I_f & L & I_i \\ M_f & M & -M_i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_f & \dot{L} & I_i \\ M_f & \dot{M} & -\dot{M}_i \end{pmatrix} \quad (2.66)$$

$R_{M\tau}^L$ são matrizes de rotação enquanto os parêntesis são os chamados símbolos *3j de Wigner*, que relacionam-se com os coeficientes de *Clebsch – Gordon* por meio de $\begin{pmatrix} J_1 & J_2 & J_3 \\ M_1 & M_2 & M_3 \end{pmatrix} = (-1)^{J_1 - J_2 - M_3} (2J_3 + 1)^{-\frac{1}{2}} \langle J_1 M_1 J_2 M_2 | J_3 - M_3 \rangle$. A multiplicação de duas matrizes de rotação pode ser escrita como

$$R_{M\tau}^L R_{\dot{M}\dot{\tau}}^{*\dot{L}} = \sum_{\lambda\mu q} \begin{pmatrix} L & \dot{L} & \lambda \\ M & -\dot{M} & q \end{pmatrix} \begin{pmatrix} L & \dot{L} & \lambda \\ \tau & -\dot{\tau} & \mu \end{pmatrix} R_{q\mu}^\lambda(\phi_\gamma, \theta_\gamma, \psi), \quad (2.67)$$

onde os dois primeiros ângulos de *Euler* da matriz de rotação, à direita na equação 2.67, são os ângulos da localização de um detector, enquanto que ψ é o ângulo da polarização do mesmo (usualmente os detectores não são sensíveis à polarização, portanto este ângulo é tratado como sendo igual a zero). Utilizando as equações anteriores na equação 2.65 esta torna-se

$$W(\phi_\gamma, \theta_\gamma) = \sum_{\lambda q} \sqrt{\frac{2I + 1}{2\lambda + 1}} \rho_{\lambda q} A_\lambda(\delta) Y_{\lambda\mu}^*(\phi_\gamma, \theta_\gamma) \quad (2.68)$$

com $0 \leq \lambda \leq 2I$ e $0 \leq q \leq L + \dot{L}$. O termo $\rho_{\lambda q}$ é o chamado tensor

estatístico dado por

$$\rho_{\lambda q} = \sum_{M_i \dot{M}_i} (-1)^{I+M_i} \langle I_i - M_i I_i - \dot{M}_i | \lambda q \rangle \chi_{M_i \dot{M}_i} \quad (2.69)$$

com $\chi_{M_i \dot{M}_i}$ sendo os termos referentes à matriz densidade. Quando há a contribuição de dois multipolos tem-se que

$$A_\lambda(\delta) = \frac{F_\lambda(L, LI_f I_i) + 2\delta F_\lambda(L, L + 1I_f I_i) + \delta^2 F_\lambda(L + 1, L + 1I_f I_i)}{1 + \delta^2} \quad (2.70)$$

sendo que os coeficientes F_λ relacionam-se com os coeficientes de *Clebsch–Gordan* e são tabulados [30], enquanto que δ é a razão da mistura de duas transições (razão de $E2$ sobre $M1$ ou de $M2$ sobre $E1$).

2.2.4 Efeito da De-Orientação Nuclear

A origem deste efeito está ligada ao fato de que em diversas experiências tanto o projétil quanto o núcleo alvo podem recuar em vácuo (por conta do alvo ser fino), apresentando estados iônicos altamente excitados, e, posteriormente, decaírem para o seu respectivo estado fundamental. Esses estados excitados provocam uma flutuação do campo magnético atômico que, por sua vez, gera uma precessão aleatória do spin nuclear, ou seja, uma atenuação na distribuição angular dos raios- γ . O efeito descrito anteriormente é representado matematicamente como um fator multiplicativo G_λ do tensor estatístico $\rho_{\lambda q}$, ligado à ordem do multipolo envolvido, sendo que usualmente apenas os termos de quadrupolo e hexadecapolo contribuem significativamente para o

efeito de de-orientação. Primeiramente calcula-se o campo magnético médio gerado pela flutuação do campo atômico. Esse campo é dado pela equação

$$\bar{H} = KZ \left(\frac{v}{c} \right)^x \quad (2.71)$$

que depende de parâmetros ajustáveis K e x , além do número atômico Z do núcleo que sofre o recuo e de sua velocidade de recuo v . Os parâmetros livres foram ajustados a partir de dados experimentais pela referência [32] e possuem valores $K = 6 \cdot 10^{-6} (A/m)$ e $x = 6 \cdot 10^{-1}$.

Quando o núcleo em questão está recuando, esse campo magnético gerado e o spin deste núcleo tentam se alinhar. Como resultado desse processo o núcleo começa a precessar dando origem ao conhecido efeito chamado de precessão de *Larmor* [33], que possui uma frequência quadrática média de precessão $\langle w^2 \rangle$ que é dada por

$$\langle w^2 \rangle = \frac{1}{3} k(k+1) \sum_{J_i} \frac{a^2(J_i)}{\hbar^2} J_i(J_i+1) \quad (2.72)$$

na qual o termo k é a ordem do multipolo em questão, o termo $a(J_i)$ é da forma $a(J_i) = \mu_n g \frac{\bar{H}}{J_i}$ (μ_n é o magneton nuclear e g o fator giromagnético), enquanto que J_i é uma média dos spins dos estados atômicos. No entanto, como não é possível medir essa grandeza, já que a função de distribuição de spins não é conhecida, trata-se este como mais um parâmetro livre, cujo valor usualmente utilizado é $J_i = 3$. A expressão final para o parâmetro G_k é

$$G_k = \frac{1}{r} \left[1 + \wedge^* \left(\frac{1 + \langle \alpha_k \rangle^{\Gamma_\tau} I}{1 + \Gamma_\tau} \right) \right] \left[1 + \frac{\lambda_k \tau_I (r - 2p^2 \tau_I \tau_c)}{(r + p\tau_I)(r + 2p\tau_I)} \right] \quad (2.73)$$

I é o spin nuclear e τ_I é o tempo de vida média do estado. Os demais termos da equação 2.73 ou são parâmetros ajustáveis ou então termos calculados a partir de diversas expressões. Dentre os parâmetros ajustáveis tem-se $\Gamma_\tau = 2 \cdot 10^{-11} (ps^{-1})$, $\tau_c = 3,5 \cdot 10^{-12} (ps)$ e $\Lambda^* = 3,45 \cdot 10^{-11} (ps^{-1})$. Os termos r e p são calculados por $r = (\Lambda^* + \lambda_k)\tau_I + 1$ e $p = \frac{(9\lambda_k^2 + 8\lambda_k\tau_c(\langle w^2 \rangle - \lambda_k^2))^{\frac{1}{2}}}{4\lambda_k\tau_c}$. Nas expressões anteriores o termo λ_k vale $\frac{1 - \langle \alpha_k \rangle}{\tau_c} \left(1 - \exp \left(\frac{-\langle w^2 \rangle^2 \tau_c^2}{1 - \langle \alpha_k \rangle} \right) \right)$, com $\langle \alpha_k \rangle$ dado por

$$\langle \alpha_k \rangle = \sum_F \frac{(2F+1)^2}{2J_i+1} \left\{ \begin{matrix} F & F & k \\ I & I & J_i \end{matrix} \right\}^2, \quad (2.74)$$

no qual F são os possíveis valores para a soma vetorial do spin nuclear I com o spin eletrônico J_i , enquanto que o termo entre colchetes é o chamado símbolo *6-j de Racah*, que está relacionado aos coeficientes de *Clebsh – Gordan*. A expressão formal para o símbolo *6-j de Racah* pode ser encontrada em [26].

2.2.5 Efeito do Tamanho Finito do Detector γ

Devido ao fato de um detector de radiação γ apresentar um tamanho finito, compreendendo assim apenas um ângulo sólido finito de detecção, faz-se necessário corrigir medidas de distribuição angular para assim ser possível interpretá-las de forma correta. Para a interpretação correta dessas medidas é necessário compreender a diferença existente entre uma distribuição angular real e uma ideal, realizada com detectores "pontuais".

Usualmente essa correção é tratada como um fator multiplicativo Q_k na distribuição angular da radiação γ , sendo k a ordem do multipolo. Esse

fator depende fundamentalmente dos coeficientes de absorção da radiação γ pelo detector, no entanto, como esses coeficientes apresentam uma forte dependência com a energia da radiação incidente, considera-se a dependência de Q_k com a energia da radiação γ . Há também a dependência do fator de atenuação com o tamanho e forma do detector, além da distância entre o mesmo e a fonte de radiação. Segundo [34] o fator Q_k pode ser calculado por

$$Q_k(E_\gamma) = \frac{J_k(E_\gamma)}{J_0(E_\gamma)} \quad (2.75)$$

onde o fator $J_k(E_\gamma)$ é dado por

$$J_k(E_\gamma) = \int P_k(\cos(\beta))(1 - e^{-\tau(E_\gamma)x(\beta)}) \sin(\beta) d\beta, \quad (2.76)$$

sendo $P_k(\cos(\beta))$ um polinômio de *Legendre*, β o ângulo entre a direção de propagação da radiação γ e o eixo de simetria do detector; $\tau(E_\gamma)$, o coeficiente de absorção de radiação; e $x(\beta)$, a distância percorrida pela radiação através do volume ativo do detector. No caso de detectores coaxiais deve-se considerar três regiões distintas de integração, relacionadas aos possíveis caminhos percorridos pela radiação dentro do detector. Em cada uma dessas regiões o fator $x(\beta)$ apresenta uma forma distinta, relacionada à forma e ao tamanho do detector. Observa-se na figura 2.3[34] que as grandezas relevantes no cálculo da distância percorrida pela radiação são a distância D entre a fonte e o detector, o tamanho L e o raio R do detector, além do raio r relacionado ao tamanho da zona morta de detecção.

As regiões de integração e a forma do parâmetro $x(\beta)$ são expressos na

Figura 2.3: Geometria de um detector coaxial de radiação γ [34].

equação a seguir

$$x(\beta) = \begin{cases} \frac{D+L}{\cos(\beta)} - \frac{r}{\sin(\beta)} & \arcsin\left(\frac{r}{D+L}\right) \leq \beta \leq \arcsin\left(\frac{r}{D}\right) \\ \frac{L}{\cos(\beta)} & \arcsin\left(\frac{r}{D}\right) \leq \beta \leq \arcsin\left(\frac{R}{D+L}\right) \\ \frac{R}{\sin(\beta)} - \frac{D}{\cos(\beta)} & \arcsin\left(\frac{R}{D+L}\right) \leq \beta \leq \arcsin\left(\frac{R}{D}\right) \end{cases} \quad (2.77)$$

Na primeira região de integração da equação 2.77 deve-se ainda considerar um fator multiplicativo $K(\beta) = e^{-\tau(E_\gamma)y(\beta)}$ no integrando, onde $y(\beta) = \frac{r}{\sin(\beta)} - \frac{D}{\cos(\beta)}$, que leva em conta a atenuação da radiação γ quando esta se encontra na zona morta do detector (região inativa).

O fator mais difícil de ser obtido para o cálculo exato da equação 2.76 é $\tau(E_\gamma)$. Tal fator é obtido de forma rigorosa realizando simulações de *Monte Carlo* levando em conta os efeitos de múltiplos espalhamentos *Compton*. No entanto, como o valor de Q_k não depende fortemente do valor de $\tau(E_\gamma)$, usualmente considera-se apenas um espalhamento *Compton*. Com essa aproximação é possível escrever a seguinte expressão para $\tau(E_\gamma)$ (desconsiderando

a possibilidade de haver o efeito de produção de pares)

$$\tau(E_\gamma) = \tau_{PE}(E_\gamma) + P_{PE}(E_C)\tau_C(E_\gamma) \quad (2.78)$$

O primeiro termo da direita da equação 2.78 é o coeficiente de atenuação para o efeito fotoelétrico, enquanto que $\tau_C(E_\gamma)$ é o coeficiente de atenuação para o espalhamento *Compton*. O fator $P_{PE}(E_C)$ é a probabilidade de que um fóton espalhado com energia E_C seja absorvido por efeito fotoelétrico posteriormente.

Observa-se que o cálculo de Q_k é extremamente complicado, pois para cada energia torna-se necessário conhecer diversos parâmetros que nem sempre são encontrados facilmente, logo, um procedimento usualmente utilizado (inclusive pelo programa GOSIA[32]) é de simular alguns valores de Q_k e em seguida ajustar a esses pontos simulados uma função dependente da energia da radiação γ , obtendo assim uma expressão geral para Q_k , dependente apenas da energia. A expressão usualmente aceita para Q_k é

$$Q_k = \frac{A_2 Q_k(E_0) + A_1 (E_\gamma - E_0)^2}{A_2 + (E_\gamma - E_0)^2}, \quad (2.79)$$

na qual $E_0 = 50keV$ para um absorvedor de Al, E_γ é a energia que se deseja calcular, e os parâmetros A_1 e A_2 são ajustados para descrever a curva de Q_k da melhor forma.

Toda a teoria aqui desenvolvida que se relaciona às transições de radiação γ será utilizada futuramente para calcular a anisotropia de decaimento dos raios- γ . Tal anisotropia será utilizada para correção dos dados no processo de obtenção das distribuições angulares dos canais de reação medidos

experimentalmente.

Capítulo 3

Aparato e Métodos

Experimentais

Este capítulo visa a tratar dos diversos aspectos relacionados à experiência realizada no laboratório *Pelletron* que estudou a reação ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$. A primeira abordagem será acerca do funcionamento do laboratório *Pelletron*, que se encontra no Departamento de Física Nuclear (DFN) do Instituto de Física da Universidade de São Paulo (IFUSP). Tratar-se-á de como um feixe iônico é tipicamente gerado e, posteriormente, como este pode ser acelerado e conduzido até as diversas canalizações e câmaras experimentais a fim de que várias experiências, entre as quais esta, possam ser realizadas. Num segundo momento será descrito o sistema de medidas utilizado na obtenção dos dados da reação proposta, dando ênfase, de início, à parte do sistema responsável pelas medições de partículas carregadas (o *Sistema Ancilar de Cintiladores – SACI*) e posteriormente aos demais elementos envolvidos nas medições, tais como os quatro detectores de HPGe

(*Hyper Pure Germanium*) e seus respectivos supressores *Compton*, além de como tais elementos podem operar conjuntamente para obter as diversas grandezas medidas. A eletrônica de aquisição de dados é parte fundamental da experiência, pois graças a ela foi possível realizar a coincidência entre partículas e raios- γ , possibilitando o estudo de estados excitados resultantes da reação proposta e portanto se discorrerá também sobre tal assunto. Por fim, os diversos procedimentos e cuidados experimentais adotados serão descritos.

3.1 Laboratório *Pelletron*

3.1.1 Fonte de Íons

O funcionamento da fonte de íons modelo MC-SNICS (*Multi Cathode – Source of Negative Ions by Cesium Sputtering* da NEC (*National Electrostatics Corp.*) do laboratório *Pelletron* está intimamente ligado ao processo de *sputtering* realizado pelo elemento Cs evaporado na fonte. Num primeiro momento, o feixe extraído da fonte é negativo. A fonte iônica se encontra em ultra-alto vácuo ($\sim 10^{-7} \text{ Torr}$) e é composta basicamente por um reservatório de Cs, um disco multicátodo com trinta e dois cátodos refrigerados, um ionizador aquecido e elementos de focalização (lentes de Cs) e extração do feixe gerado (extrator). A geometria que permite o funcionamento da fonte iônica está representada na figura 3.1.

Conforme dito anteriormente, o elemento Cs e seu processo de *sputtering* são os responsáveis por extrair os diversos tipos possíveis de feixe da fonte. O feixe começa a ser gerado a partir do reservatório de Cs, este é aquecido até

Figura 3.1: Geometria e funcionamento da fonte de íons MC – SNICS[35]

uma temperatura de aproximadamente 1200°C a fim de evaporar o material (que mesmo evaporado permanece neutro), que passa a preencher a fonte. O Cs que entra em contato com o ionizador sofre uma ionização (pelo fato do mesmo se encontrar aquecido por volta de $1000 - 1200^{\circ}\text{C}$) tornando-se um íon positivo de Cs^+ . Como o cátodo encontra-se refrigerado, uma camada de Cs se deposita sobre o mesmo, sendo que esta camada possui tanto íons positivos quanto neutros de Cs. A relação entre o número de íons positivos Cs^+ com o número de íons neutros (Cs^0) em contato com uma superfície é dada pela lei de Saha-Langmuir [36] $\text{Cs}^+/\text{Cs}^0 = \exp[(W - \phi)/kT]$, na qual W é a função trabalho do material termoiônico e ϕ o potencial de ionização do átomo, enquanto k é a constante de Boltzmann e T a temperatura. Pela fórmula anterior, vê-se que para se obter uma alta taxa de ionização dos átomos de Cs deseja-se que a função trabalho do material da superfície do ionizador tenha um valor maior que o potencial de ionização dos átomos, por conta disso o material escolhido para o ionizador é o Ta, que apresenta uma função trabalho de 4.2 eV , enquanto o potencial de ionização do Cs é de 3.9 eV .

Visto que a partir do ionizador é gerado um íon positivo de Cs^+ , este é acelerado em direção ao cátodo (que está com tensão de -4 kV), onde colide com o material depositado no mesmo e promove o *sputtering*, ou seja, a ejeção de partículas do material que preenche o cátodo. A eficiência do processo de *sputtering* se dá devido ao fato do Cs apresentar uma massa atômica elevada ($132,9 u$), enquanto os materiais escolhidos para gerar feixes são normalmente muito mais leves. Como o cátodo apresenta uma camada de Cs neutro em sua superfície, qualquer partícula ejetada do mesmo entra em contato com esse Cs (que é eletropositivo) e torna-se negativa, sendo esta a razão pelo qual o feixe que sai da fonte de íons é negativo. Em seguida este feixe negativo é acelerado para fora da fonte pelo extrator (que está a uma tensão de 11 kV), em direção ao imã seletor de massa $ME - 20$, e posteriormente irá ser acelerado até a área experimental. O feixe utilizado na presente experiência foi o ^7Li , gerado a partir de uma pastilha de hidróxido de lítio, cuja intensidade final no alvo podia variar de 3 a 15 nA, dependendo do tempo de uso do cátodo. Esses valores de corrente podem parecer contrastantes, visto que há uma diferença de cinco vezes entre eles, entretanto ambos podem ser facilmente explicados. Os valores mais baixos (cujo mínimo se deu em 3 nA) foram utilizados quando o cátodo estava acabando ou quando realizaram-se medidas em energias mais altas, visto que um feixe muito intenso nessas energias faz com que o tempo morto [37, 38] cresça em demasia, além de poderem causar grandes taxas de medidas que pudessem danificar os detectores. Já os valores mais altos de corrente (cujo valor máximo foi 15 nA) foram utilizados para medidas em energias maiores, nas quais se controlou a sua intensidade a fim de não causar um crescimento no tempo

morto do sistema. É importante ressaltar que feixes de ${}^7\text{Li}$ no acelerador *Pelletron* podem chegar até a ordem de μA .

3.1.2 Acelerador *Pelletron*

O acelerador *Pelletron 8-UD* é um acelerador eletrostático do tipo *Tandem*, cuja máxima tensão terminal é de cerca de 8 MV. Fisicamente o acelerador é composto por um tubo em vácuo (por onde passa o feixe) e por quatro colunas responsáveis tanto por sustentar o acelerador, quanto manter a diferença de potencial entre os diversos segmentos do mesmo. Além das colunas há ainda uma série de anéis metálicos ligados às colunas com o intuito de auxiliar a formação do campo elétrico gerado.

O tubo é composto por discos de titânio (intercalados com isolantes de cerâmica) que possuem, em sua parte exterior, resistores que transmitem a carga que inicialmente se encontra concentrada no terminal (conforme será explicado posteriormente).

As colunas do acelerador são contruídas de maneira análoga ao tubo, sendo compostas por anéis (alumínio) empilhados sobre postes isolantes. Os anéis também possuem resistores ligados entre si responsáveis pela transmissão da carga. A cada metro, os anéis da coluna são ligados aos discos do tubo. Isso define uma unidade de aceleração de 1 UD, sendo que o acelerador *Pelletron* apresenta oito dessas unidades, tanto acima quanto abaixo do terminal. O terminal e o tanque encontram-se isolados um do outro devido a uma atmosfera de SF_6 .

Agora que se tem uma visão geral sobre a estrutura física do acelerador

deve-se descrever o caminho que o feixe percorre até atingir o alvo. Após ser ejetado da fonte de íons, o feixe, até então composto por diversas espécies diferentes de íons, sofre uma seleção segundo sua massa, o que é feito pelo imã seletor $ME - 20$, que deflete o feixe em 90° , direcionando-o para a entrada do acelerador. A sigla $ME - 20$ significa que o máximo valor que pode ser defletido para a multiplicação da massa M pela energia E (divididos pela carga Z elevada ao quadrado) é vinte. O *Pelletron* possui duas correntes formadas por cilindros metálicos, chamados de *pellets*, intercalados entre si por ligações de material isolante, no caso *nylon*. Essas correntes são as responsáveis por transportar a carga até o terminal da máquina. Uma fonte de alta tensão polariza um indutor (próximo a uma polia aterrada) empurrando os elétrons dos *pellets* para fora dos mesmos enquanto estes estejam em contato com a polia. Enquanto os *pellets* estão em contato com a polia eles permanecem sob a ação do campo do indutor, armazenando uma quantidade de carga positiva. Um motor gira a corrente e com isso há o transporte de cargas até o terminal, carregando-o positivamente. Em seguida, o mesmo processo é feito na volta, mas com polaridades invertidas, a fim de dobrar a eficiência da máquina.

Como dito anteriormente, a carga coletada no terminal é distribuída na coluna e no tubo da máquina através dos resistores existentes em ambos. As medidas de tensão do terminal são feitas pelo voltímetro gerador, composto por duas hélices. Uma permanece parada enquanto a outra, que se encontra entre a primeira hélice e o terminal, é ligada a um rotor que faz com que a mesma gire. Com isso, a primeira hélice sofre uma variação de carga que vai de zero (quando totalmente tapada pela hélice que gira) até um valor máximo

(quando esta se encontra totalmente exposta). O feixe que é inicialmente negativo é atraído até o terminal positivo possuindo uma energia igual a $e(V_t + V_i)$, onde e é a carga fundamental, V_t é a tensão do terminal, e V_i , a tensão do cátodo somada à tensão da fonte de íons (Bias).

Figura 3.2: Vista geral do edifício Oscar Sala, enfatizando o acelerador Pelletron[35]

Ao chegar ao terminal, o feixe atravessa finas folhas de carbono (~ 3 a $7.5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) e perde elétrons, trocando de carga, portanto tornando-se positivo. Como o campo elétrico aponta agora em direção à saída do tanque acelerador, o feixe irá ser novamente acelerado. Depois de passar por essas finas folhas de carbono, o feixe emerge com vários estados de carga Z possíveis e cada um desses estados é acelerado para fora do terminal com uma energia de ZeV_t , resultando numa energia final de aceleração $e(V_t + V_i) + ZeV_t$.

Como se quer ter uma energia bem definida do projétil que chega até o alvo, deve-se fazer uma nova seleção dos íons do feixe, mas dessa vez baseado não mais em sua massa, mas sim em seu estado de carga. Isso é feito pelo

eletroímã $ME-200$. A energia final do feixe (que depende do estado de carga) é selecionada no $ME-200$ a partir de uma medida do campo magnético por Ressonância Magnética Nuclear (RMN) de um corpo de prova de água. Este corpo está sujeito a um sinal de radiofrequência que é absorvido apenas quando a ressonância é obtida. A relação entre a energia E do feixe e a frequência f de RMN é

$$E = Mu \left[\left(1 + \frac{2Z^2 f^2 k}{(MU)^2} \right)^{1/2} - 1 \right], \quad (3.1)$$

sendo $u = 931,48$ MeV e k uma constante de calibração para o eletroímã. O $ME-200$ possui um conjunto de fendas verticais em sua saída que estão ligadas diretamente ao controle da tensão do terminal do acelerador. Qualquer variação na tensão do terminal muda a trajetória dos íons que passam a atingir as fendas do eletroímã. Tais fendas se conectam a um circuito elétrico que controla a tensão do terminal por meio da agulha de triodo, gerando através dela uma descarga (menor ou maior) capaz de corrigir a tensão na máquina (e consequentemente a trajetória dos íons até que os mesmos parem de acertar as fendas). Por fim, o feixe tem de ser defletido para as diferentes canalizações, o que é feito pelo eletroímã *switching Magnetic*.

3.2 Sistema de Medidas

3.2.1 Detectores de Radiação

Os detectores utilizados na experiência realizada dividem-se em dois tipos básicos, os detectores de partículas carregadas e detectores de radiação γ .

Figura 3.3: Vista geral do acelerador *Pelletron*[35].

No primeiro tipo, os processos de interação do meio com a radiação são, primeiramente, o freamento eletrônico (colisão entre um íon e elétrons do meio) e, posteriormente, o freamento nuclear (o íon inicial captura elétrons do meio, e as colisões átomo-átomo começam a ocorrer). Já nos detectores de radiação γ , os principais processos de interação da radiação com o material do detector são o efeito fotoelétrico, o espalhamento *Compton* e a produção de pares. Primeiramente será explicado o funcionamento dos detectores relacionados às medidas de radiação γ , sendo estes detectores do tipo semiconductor e os supressores *Compton*, e posteriormente o funcionamento dos detectores cinti-

ladores tipo *Phoswich*, responsáveis pela detecção de partículas carregadas.

Detectores Semicondutores

São também chamados de detectores de estado sólido e apresentam uma grande resolução em energia se comparados aos detectores a gás e cintiladores. Este detector é um sólido cristalino onde as ligações periódicas dos elementos da rede (Si ou Ge) estabelecem diferentes regiões (ou bandas) de energia para os elétrons ligados à mesma. Nos semicondutores existem duas diferentes bandas, uma é chamada banda de valência e a outra banda de condução. Estas duas bandas são separadas por um *gap* de energia de aproximadamente 1 eV, sendo que nesta região de separação não há estados permitidos.

A banda de valência é formada por portadores de carga positiva enquanto que a banda de condução por portadores de carga negativa. Os portadores de carga negativa obviamente são os elétrons, sendo que estes são inseridos no cristal colocando no mesmo um contaminante (ou dopante), que nada mais é do que um átomo diferente daquele que compõe a rede cristalina. No caso de Si ou Ge, os dopantes que serão responsáveis por fazer com que o cristal tenha excesso de portadores negativos devem ter cinco elétrons na sua camada de valência, como por exemplo o fósforo. Já os portadores de carga positiva são a ausência de elétrons, ou seja, lacunas existentes na rede cristalina. Essas lacunas são geradas por dopantes que apresentem três elétrons de valência (por exemplo o boro). Caso o semicondutor tenha excesso de portadores negativos ele será chamado de tipo n, enquanto que se apresentar excesso de portadores positivos receberá a alcunha de tipo p.

Os detectores são confeccionados juntando os dois tipos de semicondutores

existentes. Isso faz com que apareça entre eles uma junção chamada de junção pn (figura 3.4). Nesta região aparece, devido à difusão de cargas, um excesso de cargas negativas no lado p e um excesso de portadores de carga positiva do lado n. Como resultado dessa difusão é originada uma barreira de potencial entre os lados. Esta região de desequilíbrio de cargas pode ser chamada de zona de depleção. Caso se aplique uma tensão neste cristal de modo a ter o lado n com tensão negativa e o lado p com tensão positiva, a barreira potencial é compensada e pode ocorrer a condução de cargas. No entanto, o funcionamento de detectores semicondutores (dentre os quais se localiza o detector de radiação γ) se dá ao colocar uma polarização contrária da descrita acima, com isso, há o aumento da zona de depleção e da barreira potencial, e, portanto, não há condução elétrica.

Figura 3.4: *Junção P-N, enfatizando a quantidade de portadores de carga positivos e negativos existente em cada um dos lados*[39].

Caso uma radiação γ incida sobre essa zona de depleção, ela pode alçar elétrons da zona de condução para a zona de valência, gerando pulsos elétricos que irão ser encaminhados até um sistema de eletrônica que irá, por

sua vez, determinar as informações relevantes relacionadas a esse pulso. Tais informações estão relacionadas à radiação que gerou os pulsos e podem determinar algumas grandezas sobre esta radiação, tais como o tempo de chegada da radiação no detector e a energia da mesma.

Detectores de HPGe diferem ligeiramente em seu funcionamento dos detectores semicondutores descritos anteriormente. Este tipo de detector não necessita de dopantes em seu interior para formar uma junção p-n. De fato, o Ge hiper puro significa dizer que há apenas átomos de Ge no cristal. Tais átomos formam uma rede cristalina fechada que funciona em analogia como o *gap* anteriormente citado, não permitindo estados ligados em seu interior. Esse cristal sofre então a difusão de Li para formar o lado n, ou a implantação de B para formar o lado p. Detectores de HPGe são usualmente coaxiais e o contato central (tipo p ou n) determina se esse detector será chamado de tipo n ou tipo p. Os detectores de HPGe utilizados neste experimento são do tipo n.

Supressores *Compton*

Tais supressores são constituídos principalmente de cintiladores de BGO (germanato de Bismuto, $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$), que apresenta um elevado número atômico e grande densidade. Isto torna o supressor altamente eficiente na detecção de radiação γ . Além do BGO o supressor também pode ser composto por NaI(Tl). O supressor é pensado como uma blindagem anti-*Compton* para os detectores de HPGe utilizados na experiência, tentando cobrir o máximo ângulo sólido possível dos mesmos (Figura 3.5-esquerda). Caso uma radiação γ sofra espalhamento no detector isto gerará uma medida incorreta da energia

referente a essa radiação e, portanto, acabará sendo apenas um incremento para o fundo *Compton* do espectro. O supressor serve para diminuir esse fundo provindo do espalhamento *Compton* ocorrido no detector de HPGe que se encontra em seu interior. Isto é possível devido ao fato de que um fóton que seja espalhado no detector tem grande chance de ser coletado pelo supressor (devido à sua alta densidade). Caso esse fóton espalhado seja detectado pelo supressor, ele irá gerar um pulso elétrico que poderá ser processado por uma eletrônica modular adequada. A idéia básica da eletrônica na qual o pulso provindo do supressor *Compton* é inserido consiste em verificar se há uma coincidência entre este pulso com algum pulso provindo do detector de HPGe relacionado a este supressor. Caso haja tal coincidência, isso é um indicador que o raio- γ original incidiu no detector semiconductor de HPGe, sofreu um espalhamento *Compton* no qual não depositou toda sua energia no mesmo e, em seguida, incidiu sobre o respectivo supressor daquele detector, sendo medido em coincidência com o pulso inicial do detector. Obviamente não se deseja que tal evento seja adquirido, uma vez que contém uma informação incompleta acerca da energia da radiação γ incidente, logo, ajusta-se a eletrônica modular para que este tipo de evento seja descartado.

Detector Telescópio tipo *Phoswich*

Antes de se entender sobre o detector telescópio tipo *phoswich*, é necessário discorrer-se sobre detectores cintiladores. Um detector cintilador pode detectar tanto raios- γ quanto partículas carregadas e funciona a partir de excitações e ionizações geradas quando a radiação em questão interage com o material que compõe o detector. Tais excitações e ionizações geram decaimen-

Figura 3.5: À esquerda um esquema de detector de raios gama envolvido por um supressor Compton, feito de NaI(Tl) e BGO. À direita, espectros de raios- γ de uma fonte ^{60}Co , adquiridos sem supressão Compton (a) e com supressão Compton (b) [1].

tos que produzem radiação visível que é absorvida (por efeito fotoelétrico) por um fotocátodo e gera um pequeno pulso elétrico que será, posteriormente, multiplicado na fotomultiplicadora até ter intensidade suficiente para ser tratado em uma eletrônica.

O detector plástico telescópio tipo *phoswich* nada mais é do que a combinação de dois detectores cintiladores que apresentam propriedades distintas. O primeiro cintilador chama-se ΔE e é um cintilador rápido, cujas características intrínsecas são rápido tempo de decaimento (τ_f) e eficiência de integração luminosa (ξ_f), enquanto que o segundo cintilador chama-se E e é lento, cujas características internas (tempo de decaimento τ_s e eficiência de integração luminosa ξ_s) são maiores se comparadas com o cintilador ΔE . Os cintiladores são unidos opticamente a uma fotomultiplicadora, responsável por amplificar o pulso gerado de ambos a fim de que este possa ser tratado pela eletrônica posterior. A principal vantagem do uso de cintiladores plásti-

cos como detectores é que a forma e tamanho podem ser escolhidos segundo a utilização e tipo de experiência. Uma partícula carregada que atravesse ambos os detectores (depositando uma energia E_f em ΔE e E_s em E) irá fazer com que o sistema de cintiladores emita um pulso formado de duas componentes, uma gerada pelo primeiro cintilador (com amplitude inicial $E_f \xi_f / \tau_f$) e outra pelo segundo detector (cuja amplitude inicial é $E_s \xi_s / \tau_s$). O sinal completo de saída da fotomultiplicadora do sistema pode ser visto na figura 3.6.

Figura 3.6: Um pulso completo obtido com um detector telescópico cintilador tipo phoswich[1].

Com a eletrônica adequada pode-se discriminar o pulso rápido do lento e assim obter-se as informações referentes às energias E_f e E_s , que expressam o ΔE e o E , depositadas nos respectivos detectores. Após passar pela fotomultiplicadora, a luz emitida por cada cintilador é extraída utilizando dois tipos de integradores de carga, que integram separadamente os dois intervalos de tempo do pulso referentes aos cintiladores ΔE e E , distinguindo-os entre si. Nos detectores utilizados, a parte da carga integrada no detector ΔE (essa

componente do pulso chama-se ΔL) durante um tempo de cerca de 15 ns representa mais de 95% da carga total, com isso uma janela de menos de 30 ns é suficiente para coletar essa carga. O tempo de integração da carga do pulso referente ao detector E (essa componente se chama L) é maior que o anterior e deve começar algumas dezenas de ns após o tempo de subida do pulso de ΔE , com isso, o *gate* deve ser da ordem de 200 ns . Deve-se lembrar que a maior parte do sinal de ΔL está relacionada ao detector ΔE e uma pequena fração está relacionada a E , enquanto ocorre o contrário no sinal de L . Os *gates* podem ser vistos na figura 3.7.

Figura 3.7: Pulso emitido pelo detector em relação aos intervalos de tempo de coleção de carga para cada componente[1].

Sistema Ancilar de Cintiladores-SACI

O *Sistema Ancilar de Cintiladores – SACI* é composto basicamente por uma câmara contendo o alvo e até onze detectores cintiladores tipo *Phoswich*, embora seja importante frisar que na referida experiência utilizaram-se apenas dez desses detectores. Operando juntamente com o SACI há um sistema de medição de raios- γ formado por até quatro detectores semicondutores de HPGc com supressão *Compton* (na experiência utilizaram-se três detectores). Primeiramente será explicado como é constituída a câmara que contém

os detectores cintiladores e por fim como está disposta a parte do sistema referente aos detectores de HPGe.

A câmara de suporte dos detectores cintiladores é composta de alumínio e é dividida em dois hemisférios (há um anel de vedação entre os mesmos) para facilitar o acesso ao alvo. Sua geometria externa é de um poliedro semirregular, formado por doze faces em forma de pentágono e vinte faces triangulares enquanto que a sua cavidade interna apresenta uma forma esférica. Os detectores cintiladores tipo *Phoswich* encontram-se apoiados nas faces pentagonais (mediante a colocação de uma flange nos cintiladores). Deve-se notar que existe uma face pentagonal a mais em relação ao número máximo de detectores, relacionado ao fato de que em uma das faces está colocada uma flange que conecta a câmara à canalização do acelerador *Pelletron*. Esta flange também é responsável por sustentar o suporte do alvo. Nas demais faces estão localizados os detectores cintiladores que cobrem um ângulo sólido de 76% de 4π . O suporte para o alvo (citado anteriormente) faz com que o mesmo fique localizado no centro da câmara alinhado com a direção do feixe. O centro do alvo e a face ΔE dos detectores cintiladores estão a uma distância de 17 mm um do outro. Antes de atingir o alvo, o feixe ainda passa por dois colimadores de Ta, um de 3 mm de diâmetro e outro de 3.5 mm de diâmetro, e a separação entre ambos é de cerca de 3 mm. A figura 3.8 traz uma vista de um dos hemisférios que forma o sistema.

As faces pentagonais estão dispostas em diferentes ângulos com relação ao feixe, uma se encontra a 0° , cinco se encontram a 63° e as outras cinco a 117° . Para o estudo de reações nucleares, o ângulo sólido de cada um dos dez detectores deve ser limitado a fim de evitar altas taxas de contagem nos

Figura 3.8: Vista de um dos hemisférios da câmara central do SACI. A câmara completa é formada por um poliedro semi-regular de doze faces pentagonais e vinte triangulares que servem de suporte dos detectores cintiladores[1].

cintiladores e reduzir o alargamento cinemático. O alvo de ^{120}Sn se encontra no centro desse sistema de colimadores. O sistema de colimadores é composto por anéis truncados de Al de diferentes raios, que são encaixados uns nos outros. O ângulo de espalhamento é limitado pelas aberturas existentes entre os anéis. Os ângulos de abertura variam entre 4.1° e 11.7° . A tabela 3.1 mostra o ângulo médio em relação ao feixe (no sistema de laboratório) de cada uma das nove aberturas colimadoras do sistema, o número do detector ao qual estas aberturas se relacionam, além das dimensões angulares de cada abertura, tanto em θ (ângulo polar em relação ao feixe) quanto em ϕ (ângulo azimutal). O desenho desse colimador pode ser visto na figura 3.9. No colimador há também um anteparo de ^{181}Ta .

Da tabela 3.1 percebe-se que, para aberturas angulares muito extensas em ϕ foram usados dois detectores cintiladores para cobrir todo o ângulo sólido relacionado à mesma. Como haviam nove aberturas, das quais duas necessitavam de dois detectores (42.7° e 135.6°), conclui-se que seriam necessários onze detectores cintiladores operando para que se pudesse realizar

Figura 3.9: Figura mostrando o sistema colimador utilizado na experiência ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$.

Tabela 3.1: Detector ao qual o orifício do colimador está relacionado, o respectivo ângulo de laboratório do centro da abertura em relação ao feixe e a abertura angular da mesma, tanto em θ quanto em ϕ .

Detector	θ	$\Delta\theta$	$\Delta\phi$ (msr)
1	28.4°	4.1°	60°
2 e 6	42.7°	6.1°	120°
3	54.4°	6.7°	67°
4	66.6°	6.0°	66°
5	78.6°	11.7°	53°
8	100.0°	7.6°	53°
9	108.5°	6.7°	66°
-	120.8°	7.5°	67°
7 e 10	135.6°	5.5°	120°

a medida completa, no entanto, para este experimento apenas dez detectores estavam aptos a serem usados, logo, um dos ângulos não poderia ser detectado. O ângulo que deveria ser excluído das medidas é o de 78.6°, no entanto, na hora da montagem do experimento um erro ocorreu e a abertura

localizada a 120.8° acabou sendo excluída. Um dos motivos de se excluir o ângulo de 78.6° é a sua grande abertura angular em θ , que faz com que este ângulo receba eventos que provêm de ângulos de espalhamento muito distintos, fazendo com que seu valor médio de seção de choque não seja muito representativo.

Por fim, o sistema completo ainda possui detectores semicondutores de HPGe que se encontram orientados segundo os eixos das faces triangulares (reduzindo assim a atenuação devida à parede de Al da câmara de espalhamento). A distância entre o centro do alvo e a face dos cristais de HPGe é de 9 cm. Embora haja espaço suficiente para utilizar muitos detectores de HPGe, foram utilizados apenas três na experiência realizada, sendo dois da marca Canberra com uma eficiência de detecção relativa de cerca de 60% e um da marca Ortec com uma eficiência relativa de cerca de 20%, todos com os seus respectivos supressores *Compton* de BGO. Por eficiência de detecção relativa leia-se que esse valor é a eficiência de detecção comparada à detecção absoluta de um detector padrão de NaI(Tl), cujo cristal de detecção é um cilindro com 3" de diâmetro e 3" de altura. A eficiência absoluta é medida para um detector NaI(Tl) localizado a 25 cm de uma fonte radioativa.

Os detectores da Canberra estavam ambos localizados no plano horizontal. Um deles estava disposto a 37° (denominado *C2*) em relação ao ângulo do feixe enquanto que o outro estava a 101° (denominado *C1*). Já o detector Ortec apresentava-se fora do plano horizontal, estando a 20.9° de elevação e, seu ângulo em relação ao feixe era de 101° . Este detector Ortec é denominado *Ewa*. Esses ângulos em relação ao feixe e à horizontal serão utilizados posteriormente na redução de dados no cálculo do efeito de anisotropia do

decaimento γ . O sistema completo pode ser visto na figura 3.11.

Figura 3.10: Vista frontal do sistema SACI aberto, no qual é possível observar a disposição dos onze detectores $\Delta E - E$, o suporte para o alvo e os detectores de HPGe com seus respectivos supressores Compton[1].

Figura 3.11: esquema da montagem do sistema de detecção de raios- γ . Na parte superior os ângulos dos detectores em relação à linha do feixe incidente. Na parte inferior a inclinação de um dos detectores em relação ao plano horizontal[1].

3.2.2 Eletrônica Modular de Aquisição

A eletrônica modular de aquisição de dados utilizada na experiência baseava-se na coincidência entre partículas carregadas e raios- γ . Para um evento ocorrido poder ser considerado válido pela eletrônica (e consequentemente ser medido) deve haver a presença tanto de um pulso medido na eletrônica de aquisição de partículas quanto na eletrônica de aquisição de raios- γ . As grandezas que se desejava medir eram a energia de uma radiação γ obtida em um dos três detectores de HPGe, o intervalo de tempo entre essa radiação γ e uma partícula, além da energia depositada nos detectores cintiladores E e ΔE .

A principal dificuldade do circuito em questão ocorre devido as diferentes escalas de tempo de formação de um pulso de raios- γ e de um pulso de partículas. Usualmente, medidas em coincidência são relativamente simples de serem feitas, bastando verificar se há a coincidência entre eventos de raios- γ com partículas dentro de uma dada janela de tempo e, em caso positivo, concretizar a conversão analógica-digital dos pulsos que contem as informações relevantes dos mesmos. Entretanto, na presente eletrônica este tipo de coincidência não pode ser realizada pois a diferença nos tempos de formação dos pulsos destes detectores de raios- γ e de partículas são muito grandes. A formação de um pulso de energia ΔE - E de um detector *phoswich* é de ns, enquanto a formação de um pulso provindo de um detector HPGe demora algumas centenas de ns. Uma solução possível seria realizar o atraso do pulso de partículas a fim de que este esperasse a formação do pulso de raios- γ e só então realizar a verificação de coincidência, no entanto, como a ordem

de grandeza do atraso seria muito grande, isso acarretaria na degradação da forma do pulso de energia de partículas e, conseqüentemente, sua informação seria perdida. A solução realizada aqui consiste então em inicializar a conversão analógico-digital dos pulsos de partículas e só posteriormente verificar a coincidência com o evento de raio- γ . Caso ocorra a chegada de um raio- γ dentro da janela de tempo de coincidência o circuito permite que a conversão dos pulsos seja concluída e o evento é válido, caso contrário o processo de aquisição é interrompido, e a operação de conversão analógico-digital é abortada, abrindo espaço para que um evento posterior passe a ser processado na eletrônica, garantindo assim que todas as medidas efetuadas provenham de uma coincidência $\gamma - p$.

O circuito completo que permite as operações descritas previamente é relativamente grande e complexo, devido ao fato de haver três detectores de HPGe e dez detectores de partículas que devem ser colocados em coincidência entre si, além de diversos módulos que devem cuidar das coincidências, vetos e janelas de tempo envolvidos. Em vista disso, com o intuito de facilitar a leitura e entendimento da eletrônica, o circuito completo foi dividido em diversos circuitos menores que serão explicados individualmente nos tópicos que se seguem. Os módulos utilizados em cada circuito e as operações feitas pelos mesmos também serão detalhados.

A eletrônica de aquisição completa com a identificação de cada circuito (que serão explicados a seguir) que o compõe pode ser visualizada na figura [3.12](#).

Figura 3.12: Sistema de aquisição completo com indicação de cada um dos circuitos que serão explicados posteriormente.

Circuito 1: Circuito de Energia dos Detectores de Raios- γ

Este é o circuito responsável por adquirir a energia dos raios- γ medidos em cada um dos três detectores semicondutores de HPGe, convertendo os pulsos de saída de cada um desses detectores em uma informação digital. A figura a seguir ilustra os módulos dessa etapa inicial de aquisição.

Figura 3.13: *Circuito 1-Energia dos detectores de raios- γ .*

É importante ressaltar que esse circuito inicial é igual para cada um dos três detectores semicondutores. Embora cada HPGe tenha seu próprio circuito, esta representação mostra apenas um circuito referente a qualquer um dos detectores.

O sinal proveniente do detector carrega consigo informações referentes à energia da radiação γ . Vale ressaltar que os detectores semicondutores utilizados apresentam pré-amplificadores montados internamente nos mesmos. O

papel desses pré-amplificadores é integrar e amplificar o pulso inicial. Neste caso específico, por se tratar de um pré-amplificador interno, o pulso de saída torna-se mais imune a ruídos externos. O pré-amplificador dos detectores de HPGe apresentam um transistor FET (*Field Effect Transistor*) que opera na temperatura do nitrogênio líquido ($T = -196^\circ\text{C}$), que também contribui para a diminuição do ruído. A pré-amplificação do sinal é da ordem de 100 mV/MeV da energia da radiação medida. Após essa amplificação inicial o pulso está pronto para ser lido num módulo amplificador, nele, o pulso é filtrado e tem sua forma adaptada para o processo de digitalização. O pulso de saída do amplificador apresenta formato gaussiano e sua altura está relacionada com a energia do raio- γ medido. O valor da amplificação pode ser escolhido pelo usuário e, conforme dito anteriormente, foi utilizada de forma que a calibração dos detectores de HPGe fosse de 1 keV/canal do espectro.

O pulso que emerge do pré-amplificador possui uma forma de degrau, entretanto, conforme dito anteriormente, ele sai do amplificador com um formato gaussiano, com isso, conclui-se que o amplificador modifica a forma do pulso de entrada. Esse processo de modificação da forma é chamado de *pulse shaping* e, no caso de uma saída gaussiana, ocorre ao se aplicar um filtro ao sinal que executa uma convolução para uma função gaussiana através de uma transformação de Weierstrass, que funciona basicamente integrando e diferenciando o sinal inicial. Pode-se modificar as constantes de tempo de integração e diferenciação (a fim de se obter o sinal mais simétrico possível) modificando-se o *shaping time* do amplificador. Nos amplificadores utilizados o *shaping time* varia de 0.5 até 12 μs (na experiência utilizou-se um *shaping time* de 4 μs).

Por fim, o pulso amplificado pode ser convertido em um número digital de doze bits no ADC (*Analog to Digital Converter*), sendo que este número é proporcional à altura do pulso.

Circuito 2: Circuito de Tempo dos Detectores de Raios- γ

O circuito 2 gera um pulso lógico indicando que uma radiação γ foi detectada, sendo que tal pulso é usado posteriormente em outros circuitos da eletrônica como uma marca de tempo deste raio- γ . Novamente deve-se ressaltar que cada um dos detectores semicondutores apresenta um circuito de tempo de radiação γ próprio. O circuito pode ser visto na figura 3.14.

Figura 3.14: Circuito 2-Tempo dos detectores de raios- γ .

O pulso proveniente do detector é filtrado e amplificado de forma rápida pelo módulo TFA (*Timing and Filter Amplifier*), dessa forma a informação

sobre o tempo de chegada do raio- γ não é perdida. O TFA apresenta uma resposta rápida a um pulso que ingressa no mesmo, gerando o pulso amplificado com um tempo de súbida de apenas alguns ns (< 10 ns de *risetime*), não modificando assim a marca temporal do sinal de entrada. O módulo seguinte a receber o pulso é o CFD¹ (*Constant Fraction Discriminator* modelo CF8000 da *Ortec*), que gera um pulso lógico a partir do pulso analógico de entrada. A amplitude deste pulso lógico independe da amplitude do pulso analógico de chegada. A borda inicial do pulso lógico está ligada ao momento de chegada da radiação, sendo esta uma característica essencial para que essa marca de tempo seja igual tanto para os raios- γ muito energéticos (grande amplitude) quanto para os pouco energéticos (baixa amplitude). O princípio de funcionamento do CFD consiste em dividir o pulso analógico de entrada em duas componentes, uma das componentes é atrasada e invertida, em seguida, somam-se novamente estas duas componentes e o instante no qual o pulso resultante passa pelo 0 é tido como a marca temporal da radiação. Detectores de HPGe apresentam um tempo de subida da ordem de centenas de ns, que podem variar muito em inclinação, dependendo da posição do cristal na qual a radiação- γ é detectada. Isso faz com que a marca temporal de um detector de HPGe que passe por um CFD possa variar muito. Por causa disso, usualmente se diz que detectores de HPGe não são eficientes na medição de tempo se comparados com detectores de partículas de Si, por exemplo, que apresentam tempos de subida de poucas dezenas de ns e não apresentam uma grande variação de inclinação do tempo de subida do sinal,

¹Uma característica deste módulo é que há um controle de *threshold* no mesmo para evitar que eventuais ruídos da eletrônica sejam adquiridos.

o que alteraria a posição da marca temporal.

A última etapa deste circuito é a passagem pelo módulo GG (*Gate Generator*), módulo este que gera um sinal lógico, com atraso e largura ajustáveis, a partir de um sinal lógico de entrada.

Circuito 3: Circuito de Supressão *Compton*

Este circuito tem a função de verificar se um determinado raio- γ medido em um detector de HPGe está em coincidência temporal com um fóton detectado no seu respectivo supressor *Compton* e, em caso afirmativo, evitar que esse pulso lógico continue para as demais etapas da eletrônica. Novamente vale ressaltar que cada detector apresenta seu próprio circuito de supressão *Compton*. O circuito responsável pela coincidência entre o detector e seu respectivo supressor pode ser observado na figura 3.15.

Figura 3.15: *Circuito 3-Supressão Compton.*

Pode-se observar na figura que o processamento do pulso provindo do supressor *Compton* é igual àquele sofrido pelo pulso de tempo provindo do detector de HPGe no circuito 2, passando por um TFA, um CFD e um GG, sucessivamente. A razão pelo qual o pulso deste circuito e do anterior devem passar por um GG é para que tenham sua largura (por volta de 100 ns) e atraso ajustados a fim de se tornarem síncronos. Os 2 pulsos, um provindo do circuito do detector semiconductor e o outro do seu supressor *Compton*, seguem para uma unidade 4–*Fold Logic Unit*. Esta unidade realiza a função AND nos pulsos, verificando se ambos os pulsos chegam ao módulo dentro de uma janela de tempo de 200 ns . O sinal lógico provindo do supressor *Compton*, nesse caso, funciona como um veto; caso esse sinal chegue, o pulso lógico provindo do detector de HPGe não segue para o restante da eletrônica. Quando não há um sinal de veto isso significa que o evento γ é válido.

Circuito 4: Circuito de Energia ($E - \Delta E$) dos Detectores de Partículas do SACI

O circuito 4 é o análogo do circuito 1 para partículas carregadas, ou seja, converte os sinais de energia (E e ΔE) provindos dos detectores cintiladores do SACI em uma informação digital. Um esquema do circuito é mostrado a seguir.

Figura 3.16: Circuito 4-Energia ($E - \Delta E$) dos detectores de partículas do SACI.

As informações sobre o E e o ΔE de um detector do SACI são transmitidas em um único pulso e são tratados temporalmente posteriormente, pois o tempo de decaimento da cintilação do detector ΔE é de $2,4\text{ ns}$ enquanto que para o E esse tempo de decaimento é de 264 ns . Cada um dos dez detectores cintiladores possui sua própria saída de sinal. Essas dez saídas conectam-se a um módulo LIN FI/FO (*Linear Fan - In/Fan - Out*). Esse módulo simplesmente duplica o sinal analógico de entrada (sem deformá-lo) e envia um dos pulsos duplicados para o circuito 5, enquanto o outro continua no circuito 4. A etapa seguinte para os dez pulsos que continuam no circuito de detecção de energia dos cintiladores é sofrerem um atraso em um conjunto de cabos coaxiais de impedância de $50\ \Omega$ (sem sofrerem uma deformação significativa). Esse atraso é necessário para permitir que os sinais de tempo dos

detectores do SACI sejam processados no circuito 5, visto que são esses sinais de tempo que irão determinar qual parte (E ou ΔE) do pulso de energia será processado.

Após ser atrasado o sinal segue para os módulos CAMAC QDCA (*Charge Analogic to Digital Converter*) e QDCW (*Charge ADC with Wide Gates*). O papel desses módulos é similar ao do ADC, no entanto, em vez de converter a altura dos pulsos em uma informação digital (tal qual no ADC), eles convertem a carga dos mesmos, integrando-a no intervalo de tempo definido. O fato dos QDCs converterem a carga ao invés da altura do pulso é o que explica o seu uso ao invés de um ADC. Conforme explicado anteriormente, a informação de E e ΔE de um detector cintilador é proporcional à carga acumulada em diferentes regiões de um mesmo pulso, grandeza que pode ser interpretada corretamente por um módulo QDC. Os dois QDCs apresentam a entrada analógica padrão para o pulso, uma entrada de janela (delimita o intervalo de tempo em que o sinal será integrado) e uma entrada de *clear* (interrompe a conversão e limpa o módulo para que este possa receber um novo sinal). Outro fato relevante sobre esses módulos é que ambos não possuem um controle de ganho. Como não são usados amplificadores para o controle da amplificação dos pulsos dos detectores de partícula, optou-se por utilizar atenuadores ($1/2$ e $1/4$) no circuito, a fim de evitar que os pulsos gerados fossem maiores do que a escala dos módulos. A principal diferença entre ambos é que o QDCW permite janelas muito mais largas que o QDCA. O primeiro permite janelas de até $10\ \mu s$ enquanto que o segundo de até $200\ ns$. Por conta disso o QDCA é usado para converter o sinal de ΔE enquanto que o QDCW converte o sinal de E . Modificando as janelas de integração cada

módulo fica então responsável por integrar as diferentes partes do pulso. Os sinais de janelas e suas larguras são gerados no circuito 5.

Circuito 5: Circuito de Tempo dos Detectores de Partículas do SACI

O circuito em questão tem duas funções primordiais. Primeiramente ele gera um pulso lógico que indica que há a detecção de uma partícula carregada em algum dos detectores do SACI. Esta informação é usada para que seja possível fazer a coincidência $\gamma - p$ (realizada no circuito 6). Uma segunda função do circuito em questão é comandar as janelas dos QDCs do circuito 4. O esquema deste circuito pode ser observado na figura 3.17.

Figura 3.17: *Circuito 5-Tempo dos detectores de partículas do SACI.*

No circuito 4, o módulo Lin FI/FO é responsável por duplicar o sinal provindo do SACI; como dito anteriormente, um dos pulsos é usado para a medida de energia neste dado circuito. Agora será explicado o que ocorre com o outro pulso provindo do módulo LIN FI/FO. Primeiramente o pulso passa

por um TFD² (*Timing Discriminator*) modelo 715 da *Phillips*, no qual um pulso analógico é convertido em um pulso lógico, contendo a informação do instante de tempo de chegada de uma partícula do SACI. Observa-se que este módulo tem funcionamento idêntico ao CFD, inclusive na forma de se encontrar a marca temporal da partícula. A diferença é que o TFD trabalha com marcas temporais mais rápidas que as do CFD, além de ser necessário atrasar externamente (via cabo) no TFD uma das componentes do sinal de entrada, enquanto que no CFD este atraso é feito internamente no módulo.

O módulo seguinte é um LOG FI/FO (*Logic Fan – In/Fan – Out*), que transforma qualquer um dos dez sinais lógicos vindos do CFD em um único sinal de saída. Este módulo realiza uma operação lógica *OR* entre os vários pulsos lógicos de entrada e fornece este resultado para todas suas saídas. Conclui-se então que a saída deste módulo é referente ao instante de tempo da primeira partícula detectada por qualquer um dos dez detectores, logo, a partir deste ponto todos os detectores do SACI são tratados como um só.

Em seguida o pulso passa por um módulo de *Quad Coincidence*. Este módulo realiza a coincidência entre este pulso de entrada e um pulso originado no circuito 7 com a função de veto. O circuito 7 será explicado posteriormente em detalhes, por enquanto basta saber que ele gera um sinal de *busy* da eletrônica de aquisição de partículas, ou seja, enquanto os QDCs estiverem ocupados convertendo um evento válido, a eletrônica do circuito 7 irá vetar a entrada de qualquer outro evento no módulo *Quad Coincidence* do circuito 5. Esse módulo apresenta cinco pulsos de saída, no entanto apenas dois são

²Assim como o CFD esse módulo também apresenta um controle de *threshold* para evitar que ruídos da eletrônica sejam adquiridos.

relevantes neste momento, um dos pulsos será encaminhado para o circuito 6 (responsável pela coincidência $\gamma - p$), enquanto que dois desses pulsos serão usados no circuito 7. Os dois pulsos relevantes (momentaneamente) irão funcionar como comandos das janelas dos QDCs.

Um dos pulsos (com cerca de 30 ns de largura) é usado diretamente como uma *janela rápida* no módulo QDCA (mesmo módulo do circuito 4), controlando o intervalo do pulso de energia dos detectores de partículas que será integrado para formar a informação do ΔE . O tamanho dessa janela é maior do que a largura necessária para se integrar o pulso, no entanto, isso faz-se necessário visto que há um pequeno atraso entre o início da conversão e o momento de abertura da janela. Logo, uma janela mais curta poderia causar a não integração de todo o sinal ΔE . O segundo pulso funciona como o *janela lenta* do módulo QDCW (novamente o mesmo módulo do circuito 4). No entanto, para desempenhar tal função ele primeiramente passa por um GG, onde é alargado para 380 ns e atrasado em 80 ns em relação ao primeiro. O atraso e largura deste sinal lógico são determinados a partir das características analógicas do sinal de energia. Sabe-se que este sinal se encontra após o sinal de ΔE (o que explica o atraso em relação ao primeiro) e apresenta uma queda lenta (justificando a sua maior largura). Após sofrer o atraso e alargamento, este pulso lógico está apto para controlar o intervalo do pulso de energia dos detectores de partículas que será integrado para formar a informação de E .

Circuito 6: Sistema de Coincidência $\gamma - p$

A principal função deste circuito é realizar a coincidência entre partículas carregadas e raios- γ . Talvez este seja o circuito mais complexo de toda a eletrônica e, sem dúvida, um dos mais importantes, pois a base da experiência é justamente medir a coincidência realizada em tal circuito. O esquema do circuito de coincidência $\gamma - p$ pode ser visto na figura 3.18.

Figura 3.18: Circuito 6-Sistema de coincidência $\gamma - p$.

O circuito 3 de cada um dos detectores semicondutores de HPGe envia dois pulsos ao circuito 6. Um dos pulsos será usado para averiguar se há a coincidência $\gamma - p$ e, posteriormente, ser o sinal de *common start* do módulo TDC (*Time to Digital Converter*), enquanto que o outro pulso (atrasado num GG por tempo suficiente até que a coincidência $\gamma - p$ seja feita nos demais módulos) será o sinal de *stop* neste mesmo TDC.

O TDC, citado anteriormente, é um módulo *CAMAC* que converte a diferença de tempo entre a entrada lógica de *start* e a de *stop* (podendo esta diferença ser no máximo de 500 ns) em um número digital de onze bits. Este módulo possui uma entrada de *start* e até oito entradas de *stop* além de uma entrada *clear* que interrompe a conversão atual do módulo e o prepara para uma nova conversão.

O sinal provindo do circuito 3 usado para averiguar se há a coincidência $\gamma - p$ primeiramente irá passar por um *Quad 4 - Fold Logic Unit*, onde funcionará como um indicador de evento γ . Dois pulsos lógicos são gerados nesse módulo, um que irá seguir para o circuito 7, indicando que a eletrônica de aquisição está ocupada convertendo os sinais, e o outro seguirá para o módulo de *Quad Coincidence $\gamma - p$* .

No módulo de *Quad Coincidence $\gamma - p$* será verificado se há a coincidência (utilizando uma lógica AND entre os sinais de entrada) entre o evento de γ provindo do módulo *Quad 4 - Fold Logic Unit* anterior e o sinal (previamente atrasado num GG) de que há um evento de partícula vindo do circuito 5. Caso haja a coincidência, quatro pulsos lógicos são gerados, um deles é enviado à entrada de *common start* do módulo TDC, um será enviado ao circuito 7 (o que ocorrerá com esse pulso será explicado em breve) e os outros dois serão enviados para o mesmo ADC presente no circuito 1, funcionando como indicadores de partícula que mostram ao ADC que este deve terminar de realizar a conversão dos eventos γ .

Circuito 7: Sistema de Veto e Limpeza de Módulos

O circuito 7 é o responsável por não permitir a entrada de um novo pulso nos módulos de conversão (ADC e QDCs) enquanto estes não terminarem de converter os eventos anteriores. Sem esse sistema um evento considerado válido seria limpo dos módulos por um evento posterior antes que sua total conversão fosse terminada. Este sistema é fundamental visto que a taxa de eventos (válidos ou não) é muito superior à velocidade de conversão dos módulos, e portanto, sem esta parte da eletrônica nada poderia ser medido, pois sempre que um evento estivesse sendo convertido seria limpo dos módulos pela entrada de um novo evento. A figura a seguir mostra a eletrônica do circuito 7.

Figura 3.19: Circuito 7-Sistema de veto e limpeza de módulos.

O pulso vindo da *Quad4 – Fold Logic Unit* do circuito 6 segue para um circuito de *Busy* cujo pulso gerado indica que a eletrônica está ocupada convertendo um evento, vetando assim a entrada de novos sinais nesta eletrônica. Este *Busy* apresenta dois sinais de saída, um que retorna ao mesmo módulo

da eletrônica 6, vetando a entrada de novos eventos de γ na mesma, e outro que segue para um módulo *Log FI/FO* localizado nesse circuito, cuja função será explicada posteriormente.

O módulo de *Quad Coincidence* do circuito 5 gera dois pulsos, que são utilizados no circuito 7, sendo que ambos os pulsos seguem para o mesmo módulo *Log FI/FO* citado anteriormente.

A outra parte do circuito é formada por dois pulsos que têm como função limpar os módulos QDC e prepará-los para uma nova aquisição. Essa função cabe aos pulsos vindos do circuito 6, sendo que ambos são encaminhados para um módulo de *Quad Coincidence* posteriormente. Um dos pulsos que provém do módulo de *Quad Coincidence* $\gamma - p$ de 6 indica que, caso tenha havido uma coincidência $\gamma - p$, os módulos QDCA e QDCW não devem ser limpos, ou seja, funciona como uma anti-coincidência. Caso este pulso chegue ao módulo de *Quad Coincidence* do circuito 7, ele faz com que o módulo não encaminhe nenhum sinal de *clear* aos QDCs. O outro pulso provindo do módulo de *Quad Coincidence* $\gamma - p$ (circuito 6) tem a função contrária ao pulso descrito anteriormente, ou seja, tem uma função de limpar os módulos QDCs.

Este módulo de *Quad Coincidence* também encaminha um pulso lógico ao módulo *Log FI/FO* descrito anteriormente, mas, primeiramente, este pulso é alargado em um GG. Tal pulso tem a função de evitar que um novo evento seja adquirido enquanto o anterior não esteja completamente apagado dos módulos QDCs.

O módulo *Log FI/FO* realiza uma operação lógica *OR* com todos esses sinais descritos até então. A chegada de qualquer um dos sinais anteriores

indica que um evento está sendo convertido nos módulos, por conta disso, um pulso lógico invertido é gerado no *Log FI/FO* e dirige-se ao módulo de *Quad Coincidence* do circuito 5, sendo interpretado como um veto à entrada de novos eventos de partícula na eletrônica.

3.2.3 Controle e Aquisição de Dados

O sistema SPM-Linux do Laboratório *Pelletron* é o responsável por controlar a aquisição de dados do CAMAC, além de armazenar os eventos considerados válidos no disco rígido do computador de aquisição. As informações de controle do CAMAC utilizadas pelo sistema estão escritas em um arquivo que contém informações tais como as posições dos módulos que fornecerão as informações de interesse (ADC, QDCA, QDCW e TDC), a ordem de aquisição destas informações e quais as condições para sua aquisição. Os dados são armazenados no formato fila e podem ser analisados posteriormente, no entanto, o sistema de aquisição de dados permite também o acompanhamento do experimento por meio dos espectros de energia e tempo dos detectores, que podem ser visualizados na forma de histogramas durante a própria aquisição de dados.

No sistema SPM-Linux o processamento é distribuído em quatro processos, comandados por um pequeno programa que recebe os comandos do usuário e controla a distribuição de comandos para os outros três módulos. O módulo de aquisição SPM-Linux é responsável pelo controle do CAMAC, gravação de dados em disco e colocar os *buffers* de dados para outro processo, o SCANAQ-Linux, que faz a análise em linha. Em princípio nem todos os

buffers adquiridos são processados pelo SCANAQ-Linux, pois caso este tenha uma carga muito grande uma fração dos *buffers* não será processada.

O SCANAQ-Linux constrói os histogramas num espaço de memória RAM que pode ser compartilhado com outros processos na mesma CPU (*shared memory*). O terceiro processo utilizado no sistema é o DAMM. Este processo é, entretanto, independente dos outros, podendo ser cancelado ou iniciado a qualquer momento. Vários processos DAMM podem estar ativos simultaneamente, permitindo que os dados de aquisição sejam visualizados em vários terminais.

A análise em linha é feita com utilização de um processador de linguagem CHIL que constrói os histogramas diretamente na memória (memória compartilhada). O histogramador de aquisição SCANAQ é capaz de construir até 8 MB canais de histogramas, em até 16 MB de memória RAM.

3.2.4 Procedimentos Experimentais

Para finalizar esta seção basta falar sobre os métodos experimentais utilizados durante a realização das experiências propostas. Com o arranjo experimental descrito anteriormente realizou-se a reação ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ para energias de feixe abaixo e acima da barreira Coulombiana ($E_{barr} = 20$). Foram realizadas medidas com energias de 18, 21, 24 e 27 MeV. As energias de 18 e 24 MeV foram medidas por cerca de 28 horas cada, a energia de 21 MeV foi medida por cerca de 21 horas e a energia de 27 MeV foi medida por cerca de 7 horas, para as coincidências γ -partícula. Há, além disso, medidas de γ -simples e de partículas-simples, adquiridas por um período de cerca de trinta minutos

para cada energia. Vale ressaltar que as medidas não eram tomadas de forma direta, mas sim divididas em medições menores, de cerca de quatro horas, a fim de se evitar que eventuais mudanças no ganho dos detectores interfiram nas medições.

O alvo utilizado nas experiências consistia de uma folha de Sn de espessura de cerca de $1,66 \text{ mg/cm}^2$, adquirida do laboratório nacional de *Oak Ridge*, com pureza de aproximadamente 99% (sendo o principal contaminante o isótopo ^{121}Sn). Devido ao contato com ar e impurezas presentes na canalização, há a presença também dos núcleos de ^{12}C , ^{14}N e ^{16}O .

Capítulo 4

Cálculos com o Programa FRESCO

As seções de choque diferenciais obtidas nesse trabalho foram todas calculadas com o programa FRESCO [40]. Tal programa é uma poderosa ferramenta que resolve equações de canais acoplados de reações nucleares para diferentes processos, tais como *break-up*, excitações inelásticas, transferências, etc. No caso da reação estudada neste trabalho (${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$), optou-se por realizar os cálculos em duas partes separadas. Isto foi necessário pois, caso todos os canais possíveis fossem acoplados em um único arquivo de *input*, os computadores utilizados para realizar tais cálculos não teriam memória suficiente para executar essa tarefa. Por conta disso realizou-se primeiramente cálculos de CDCC que tinham por finalidade obter um potencial de polarização que descrevesse o efeito de quebra nuclear do projétil ${}^7\text{Li}$. Com esse potencial em mãos foi possível realizar a segunda parte dos cálculos que consistia em acoplar os canais inelásticos e de transferência a esses cálculos, simulando o

efeito de *break-up* embutindo nos cálculos o potencial de polarização anteriormente calculado. Esta seção está dividida em três subseções. Primeiramente tratar-se-á sobre o *input* de CDCC, explicando um pouco acerca dos potenciais escolhidos, os valores dos parâmetros, estados acoplados, etc. A segunda subseção tratará sobre o *input* que contém os canais de transferências e excitações inelásticas, discutindo sobre os canais incluídos nos cálculos, potenciais utilizados, etc. Por fim, a última subseção trará alguns testes realizados com a finalidade de verificar se a metodologia utilizada (quebra do *input* em duas partes ligadas entre si pelo potencial de polarização) é ou não consistente, além de verificar o quanto a inclusão do efeito de *break-up* afeta a distribuição angular.

4.1 *Input* de CDCC

Os cálculos de CDCC aqui efetuados dão conta do processo de quebra nuclear do projétil ${}^7\text{Li}$ em duas partículas, o ${}^4\text{He}$ e o ${}^3\text{H}$ (trítio). Outros processos de quebra (tanto do ${}^7\text{Li}$ em outros fragmentos quanto a quebra posterior desses fragmentos) foram desconsiderados.

No que tange a reações nucleares, um item muito importante nos cálculos são os potenciais escolhidos para realizar tais simulações. No caso de CDCC, o potencial utilizado para dar conta da interação entre o fragmento ${}^3\text{H}$ com o núcleo alvo de ${}^{120}\text{Sn}$ apresentava uma parte imaginária de curto alcance. O intuito de se adicionar tal parte ao potencial era de incluir nos cálculos o processo de fusão incompleta. O mesmo potencial imaginário de curto alcance foi utilizado na interação do ${}^4\text{He}$ com o alvo. A forma do potencial escolhida

foi de um potencial do tipo *Woods-Saxon* (dado pela equação 4.1), com profundidade igual a $W_0 = -50$ MeV, difusividade $a = 0.2$ fm e parâmetro de raio nuclear de $r_0 = 1.06$ fm. A referência [41] mostra que a seção de choque de fusão total obtida não depende fortemente dos parâmetros desse potencial. Cálculos realizados, variando a profundidade do poço com valores de amplitude entre 10 e 50 MeV, indicam mudanças da ordem de 1% na seção de choque de fusão total. A explicação física para esse fato se dá pois o fragmento já se encontra muito dentro da barreira Coulombiana, região na qual o livre caminho médio do mesmo é muito menor que o valor desse parâmetro, sendo portanto fortemente absorvido para qualquer profundidade do poço. O potencial total de interação ainda é acrescido da sua parte Coulombiana, que dá conta da interação elétrica entre projétil e alvo, além de um potencial nuclear real, cuja forma escolhida para interação foi a do potencial de São Paulo.

$$W_{WS} = \frac{W_0}{1 + e^{\frac{(r-r_0A^{1/3})}{a}}} \quad (4.1)$$

Nos cálculos considerou-se o *break-up* do projétil causado por excitações inelásticas do mesmo, expressas como função de diferentes ondas parciais do contínuo tanto para casos ressonantes como não ressonantes. Os acoplamentos utilizados foram do tipo contínuo-contínuo, contínuo- estado ligado e entre estados ligados. Além disso incluíram-se os efeitos devido ao processo de reorientação. Efeitos de reorientação estão ligados à possível mudança da projeção do momento angular de um determinado estado nuclear para outro, ou seja, um determinado nível de energia (no presente caso pode ser tanto um

estado do núcleo quanto um nível de energia do contínuo) pode se reorientar, indo de um determinado subestado magnético para outro. Os efeitos de reorientação foram calculados apenas para o termo de quadrupolo dos potenciais existentes entre o fragmento e o alvo, considerando sempre o projétil estando em seu estado fundamental. A fim de evitar que a memória do computador fosse insuficiente para realizar os cálculos optou-se por não incluir os canais de transferência de partículas no cálculo de canais acoplados. A excitação do alvo não foi incluída nessa primeira parte dos cálculos pois desejava-se conhecer a sua seção de choque resultante de cálculos de CRC que incluíssem as reações diretas. Com isso, optou-se por adicioná-las apenas na segunda etapa. O primeiro estado excitado do ${}^7\text{Li}$ estava, obviamente, incluído nos acoplamentos.

O potencial para acoplamentos não diagonais (um estado com outro que não ele mesmo) não incluía a parte imaginária. Tal termo descreve a absorção que ocorre durante as transições. A inclusão desses termos pode gerar dificuldades de convergência. Fisicamente este fluxo que seria perdido se redistribuiria entre os canais elásticos e não elásticos, no entanto, a não inclusão desse termo imaginário faz com que a seção de choque de fusão total não se modifique, conforme demonstrado na referência [42].

Os cálculos foram feitos utilizando-se um raio de integração de 400 fm entre o projétil e o alvo, considerando até $l = 200$ ondas parciais relativas entre eles. Estes valores foram encontrados após se testar a convergência dos valores das seções de choque. A convergência dos parâmetros era obtida quando estes eram variados e a seção de choque não mais variava.

Antes de se iniciar os acoplamentos foi necessário gerar as funções de

onda dos estados do ${}^7\text{Li}$ a serem utilizados nos cálculos. Além do primeiro estado excitado foram obtidos os estados do contínuo e as ressonâncias não ligadas. Para realizar essa tarefa, resolveu-se a equação de Schroedinger entre o ${}^3\text{H}$ e o ${}^4\text{He}$, utilizando um potencial de *Woods-Saxon* dependente do momento angular relativo entre esses núcleos. Primeramente encontraram-se os potenciais que geram o estado ligado e as ressonâncias. Tais potenciais foram utilizados para gerarem também os estados do contínuo que apresentassem os mesmos momentos angulares relativos. Os cálculos que geraram os estados do contínuo do ${}^7\text{Li}$ que serão acoplados aos cálculos de CDCC foram realizados na referência [41]. Para isto os pesquisadores desenvolveram um programa próprio que permite encontrar as funções de onda do contínuo. Conforme será demonstrado em breve, tais cálculos descrevem de maneira satisfatória os estados do ${}^7\text{Li}$, logo, decidiu-se utilizar as funções de onda já conhecidas e testadas para descrever os estados do contínuo no cálculo de CDCC desenvolvido nesta tese.

O estado fundamental do ${}^7\text{Li}$ ($3/2^-$) e seu primeiro estado excitado ($1/2^-$) (com energias de ligação de -2.47 e -1.99 MeV, respectivamente) foram gerados com um potencial composto por um termo Coulombiano, um potencial do tipo *Woods-Saxon* real e um termo de interação spin-órbita. As ressonâncias não ligadas, $7/2^-$ e $5/2^-$, foram obtidas com potenciais compostos da mesma maneira (interações Coulombianas, termo de *Woods-Saxon* e termo spin-órbita), mas com valores diferentes para os respectivos parâmetros dos mesmos. Foram utilizados dois potenciais, um para gerar os estados ligados do ${}^7\text{Li}$ e outro para gerar as ressonâncias não ligadas. A interação spin-órbita é usualmente obtida através da derivada logarítmica do potencial. No pre-

sente caso, utilizou-se a derivada de um potencial do tipo *Woods-Saxon*. A expressão para o potencial spin-órbita utilizado é da forma

$$W_{so} = \left(\frac{\hbar}{m_{\pi}c} \right)^2 \vec{l} \cdot \vec{s} \frac{1}{r} \left(\frac{dW_{WS}}{dr} \right), \quad (4.2)$$

na qual aparecem o produto escalar do momento angular $\vec{l}$ com o *spin* $\vec{s}$, o comprimento de onda do pión $\left(\frac{\hbar}{m_{\pi}c} \right)^2$ e a derivada logarítmica do potencial de *Woods-Saxon*. Os valores para os parâmetros do potencial de *Woods-Saxon* (equação 4.1) e para a interação spin-órbita que geraram as funções de onda dos estados ligados e ressonâncias do ${}^7\text{Li}$ são dados na tabela 4.1.

Tabela 4.1: Tabela contendo os valores para os parâmetros do potencial de *Woods-Saxon* (equação 4.1) e para a interação spin-órbita que geraram as funções de onda dos estados ligados e ressonâncias do ${}^7\text{Li}$. As amplitudes do potencial se encontram em MeV, enquanto os demais parâmetros em fm.

Potencial	W_0	r_0	a	W_0^{so}	r_0^{so}	a^{so}
Ligado	-108.1	1.15	0.7	0.9875	1.15	0.7
Ressonância	-109.9	1.15	0.7	1.6122	1.15	0.7

A máxima energia de excitação do projétil utilizada foi de 6 MeV , aproximadamente. Ondas parciais de até $l = 3$ foram utilizadas para descreverem o movimento relativo entre o ${}^4\text{He}$ e o trítio. Para cada l foram gerados uma média de 2 *bins* para cada MeV de energia de excitação no contínuo. No entanto, a composição de todos esses momentos angulares, ou seja, o total de estados numa dada região de excitação, pode variar conforme a energia. As ressonâncias, muitas vezes, podem ser geradas a partir da composição de diversos estados ressonantes de diferentes momentos angulares relativos.

Uma pergunta que pode ser feita é de como concluiu-se que os estados e, conseqüentemente, os *bins* descreviam a quebra do projétil ${}^7\text{Li}$. A resposta

para isso é simples, os potenciais eram ajustados até conseguirem simular o mais próximo possível os valores experimentais das energias e larguras das ressonâncias. A comparação entre os valores obtidos teoricamente e os experimentais podem ser vistos na tabela 4.2. Esta comparação foi considerada suficiente para descrever o efeito de quebra uma vez que descreve teoricamente as ressonâncias conhecidas experimentalmente do ${}^7\text{Li}$.

Tabela 4.2: Tabela contendo os estados, as energias e as respectivas larguras dos estados ressonantes teóricos e experimentais. Os valores das energias de ressonância, assim como de suas larguras se encontram em MeV.

Ressonância	E_{res}	Γ_{res}	E_{res}^{exp}	Γ_{res}^{exp}
$7/2^-$	2.17	0.071	2.16	0.093
$5/2^-$	4.09	0.6	4.21	0.88

4.2 *Input* de Canais Inelásticos e Transferências

Após obter o potencial de polarização através dos cálculos de CDCC, é possível agora realizar os cálculos de canais de transferência e inelásticos utilizando-se do método de canais acoplados. Para essa finalidade novamente foi utilizado o programa FRESKO.

A primeira pergunta importante a ser respondida é como decidir quais os canais serão acoplados aos cálculos e quais serão deixados de lado. O primeiro passo então foi realizar um estudo dos canais mais prováveis de reação que o sistema ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ pode apresentar. A sistemática consistiu basicamente em observar os valores Q de diferentes reações e selecionar aqueles que tives-

sem Q positivo ou então um Q pouco negativo (até aproximadamente -2.5 MeV). Os canais de fusão não são escritos explicitamente, entretanto, eles estão sendo considerados nos cálculos devido a parte imaginária do potencial nuclear. Mesmo se selecionando apenas os canais com Q positivo (ou pouco negativo) ainda restaram inúmeros canais passíveis de serem acoplados aos cálculos, com isso, fez-se uma nova seleção, agora baseando-se no conceito de Q ótimo de uma reação (denotado a partir daqui por Q_{opt}). Em um canal de transferência, por exemplo, a partícula transferida de um núcleo e que será absorvida pelo outro pode gerar excitações nesse segundo núcleo. Dependendo da energia de excitação do núcleo formado pode ser que esse acesse estados do contínuo, ou seja, a energia de excitação do núcleo gerado é maior que a energia de ligação de partículas, com isso, antes do núcleo emitir radiação γ este irá ejetar hádrons, sendo que este segundo processo ocorre de maneira mais rápida que a emissão de fótons.

A partir da explicação feita no parágrafo anterior a pergunta que emerge é como descobrir se uma dada reação irá ou não evaporar partículas. Em reações de transferência de partículas o valor de Q_{opt} é aquele no qual as seções de choque são mais significativas (dentro de uma dada janela de valores). Há uma expressão aproximada bastante conhecida para se estimar o valor de Q_{opt} , dada nas referências [43, 44], denotada por:

$$Q_{opt} = E_{CM} \left(\frac{Z_p^f Z_t^f}{Z_p^i Z_t^i} - 1 \right) \quad (4.3)$$

Na expressão 4.3, E_{CM} se refere à energia da reação no sistema de centro de massa. O símbolo Z se refere ao número atômico do núcleo em questão,

sendo o índice subscrito pode se referir ao projétil (p) ou ao alvo (t), enquanto que o índice superscrito se refere ou ao canal inicial (i) ou ao canal final (f).

É necessário recordar ainda que o valor Q da reação pode ser escrito como a diferença entre as energias de ligação da partícula transferida entre os estados final e inicial, ou seja, $Q = E_{bf} - E_{bi}$. A energia de ligação do estado final é simplesmente a energia de ligação da partícula transferida para o estado fundamental acrescida da energia de excitação do núcleo. A partir das equações anteriormente descritas e considerando que, dentro da janela de reação de Q , o valor mais provável da reação ocorrer é o de Q_{opt} , ou seja, $Q_{reaction} = Q_{opt}$, pode-se relacionar a equação 4.3 com a energia de excitação do núcleo residual pela expressão $E_{exc} = Q_{opt} - \Delta S$, na qual ΔS é a diferença de energias de ligação da partícula transferida entre o estado final e o estado fundamental do núcleo gerado.

Toda a explicação feita anteriormente serve de base para justificar a segunda etapa de seleção dos canais de reação incluídos nos cálculos teóricos. Nessa etapa, calculou-se os diferentes valores de Q_{opt} , E_{exc} e ΔS dos canais e núcleos previamente selecionados, verificando quais os canais que tinham como resultado núcleos que não evaporariam partículas após o processo de transferência. Os canais que resultassem em núcleos nos quais haveria evaporação de partículas não foram acoplados aos cálculos pois não se sabe como calcular o processo de acoplamento com o contínuo e posterior volta para os estados ligados para um determinado núcleo diferente do primeiro. Este processo de seleção foi feito junto com uma análise experimental prévia dos dados, verificando se mesmo os canais que não possuísem evaporação de

partículas eram intensos o suficiente para serem medidos experimentalmente. Por fim, após se fazer toda essa análise, chegou-se a conclusão de que quatro canais de transferência seriam acoplados aos cálculos. Uma explicação acerca de cada um desses canais incluídos nos cálculos será dada a seguir.

Os cálculos foram feitos utilizando-se uma distância relativa (entre o projétil e o alvo) de integração de no máximo 30 fm. Isso é pouco se comparado com o valor utilizado para o canal de *break up*, no entanto, é necessário lembrar que agora trata-se de reações diretas, nos quais o alvo e projétil têm de estar próximos para que a reação ocorra. No caso do *break up* esta reação pode ser de longo alcance (*break up* Coulombiano) e por isso a necessidade de um raio de integração maior. O número de ondas parciais utilizadas para efetuar os cálculos foi igual a 90. Para se chegar a esses valores de raio de integração e momento angular máximo verificou-se a convergência dos cálculos, ponto no qual cálculos de seção de choque não variassem mais mesmo que os valores destas grandezas fossem aumentados.

No canal inelástico foram acoplados aos cálculos os três primeiros estados do alvo (fundamental e os dois primeiros estados excitados). Embora esse número possa parecer baixo, isso foi corroborado pelos dados experimentais, nos quais apenas o primeiro estado excitado foi observado. O estado excitado ligado do projétil ${}^7\text{Li}$ não foi incorporado aos cálculos uma vez que este já havia sido incorporado nos cálculos de CDCC, pois com isso evita-se o *double counting* desse canal.

A transferência de um nêutron apresenta um valor de valor Q de aproximadamente -1 MeV e $Q_{opt} = 0$ MeV, resultando portanto em uma energia de excitação de $E_{exc} = -1$ MeV. Conclui-se então que muito provavelmente

apenas os primeiros estados excitados deverão ser excitados. Isso se deve à dispersão do valor de Q_{opt} . Por conta desses valores informados previamente e somando-se a observação experimental de alguns estados excitados do ^{121}Sn , foram acoplados a esses cálculos os seis primeiros estados desse núcleo, o que equivale a uma excitação de até aproximadamente 900 keV.

A transferência de dois nêutrons apresenta um $Q = 2.07$ MeV e foi acoplada aos cálculos em onze estados, dando conta de uma excitação do núcleo de ^{122}Sn de aproximadamente 2.5 MeV. O canal que resulta no núcleo ^{122}Sn foi observado experimentalmente. Por fim, o último canal a ser acoplado aos cálculos foi a transferência de um próton do alvo para o projétil, processo conhecido como *pick up*. Esse canal apresenta um Q de reação relativamente alto ($Q = 6.57$ MeV), no entanto acoplaram-se apenas três estados do ^{119}In resultante (Energia de excitação do ^{119}In de 0.6 MeV), pois os estados excitados superiores desse núcleo não foram observados experimentalmente. Esses dois últimos canais (^{122}Sn e ^{119}In) foram aqueles que consistiram nos maiores desafios para escrever as funções de ondas dos estados. No caso do ^{119}In imagina-se a partícula transferida como uma vacância existente no núcleo ^{120}Sn , cujas excitações seriam equivalentes a esse buraco penetrando cada vez mais nas camadas nucleares do ^{120}Sn . O caso do ^{122}Sn é ainda mais desafiador pois além de ser necessário acoplar um grande número de estados aos cálculos, há uma ambiguidade de como se pode descrever a partícula de valência e o caroço ao qual essa está acoplado. Uma das formas seria imaginar o projétil ^7Li como um caroço de ^5Li (instável) com um di-nêutron de valência. Uma segunda forma seria considerar que o ^{122}Sn é gerado a partir do ^{121}Sn , implicando que essa transferência de dois nêutrons do ^7Li para o

^{120}Sn se dá de maneira sequencial, no qual um nêutron é transferido de cada vez em um processo de *two-step*. A fim de estudar qual dos processos é o correto foram feitos *inputs* considerando as duas maneiras.

Há ainda mais um canal que não foi acoplado aos cálculos mas que poderia estar presente visto que satisfaz todos os critérios apresentados previamente, no entanto, este acabou sendo descartado, que é a transferência de ^6He . Este canal apresenta um alto Q de reação ($Q = 6.6$ MeV) e portanto seria plausível estar presente nos cálculos finais. Originalmente este canal foi acoplado aos cálculos, no entanto, os resultados para as seções de choque de reação desse canal foram muito pequenos (da ordem de 10^{-5} mb), sendo assim, optou-se por excluí-lo dos cálculos para obter uma maior eficiência computacional. Mesmo sendo excluído dos cálculos ainda resta o fato de que tal canal foi observado experimentalmente, o que significa que há algum outro processo que gera o ^{121}Sb observado. No próximo capítulo serão descritos alguns núcleos observados experimentalmente e os possíveis processos que os geraram, dentre eles o ^{121}Sb resultante da transferência de um próton.

O potencial do canal de entrada foi constituído pela interação Coulombiana acrescida de um potencial nuclear real gerado pela sistemática do potencial de São Paulo. A parte imaginária do potencial nuclear foi escolhido como da forma de PSS com parâmetro de normalização de 0.8. As deformações dos potenciais Coulombiano e nucleares [45] foram realizadas e incluídas no potencial do canal de entrada. Além dessas deformações, o efeito de reorientação nuclear do termo de quadrupolo para o primeiro estado excitado do ^{120}Sn (2^+ com $E_{exc} = 1.171$ MeV) também foi levado em conta. As deformações Coulombiana e nuclear foram calculadas utilizando-se as equações de

deformação 2.38 e 2.41, respectivamente, sendo que a probabilidade de transição reduzida $B(E2)$ experimental pode ser consultada na referência [46]. Por fim, incluiu-se o potencial de polarização nos cálculos a fim de considerar o efeito de *break up*.

Para todas partições de transferência, o potencial de espalhamento era sempre composto pelo respectivo potencial Coulombiano acrescido de um potencial nuclear com parte real e imaginária da forma de *Woods-Saxon*, cujos parâmetros das partes real e imaginárias eram iguais (profundidade de 200 MeV, parâmetro de raio de 1.2 fm e difusividade de 0.75 fm). A profundidade do poço ser a mesma em todas as partições não representa um problema, uma vez que esta era apenas um valor inicial para a mesma. No programa FRESCO pode-se considerar tal parâmetro como sendo livre, ajustando-o de forma que este reproduza a energia de ligação da partícula transferida com o seu *core* inicial. O valor de tal energia de ligação é fornecida no *input* do programa.

Quando se está tratando de transferências ainda faz-se necessário fornecer mais três potenciais para cada partição além daquele que descreve o espalhamento dos núcleos formados após a transferência (descrito no parágrafo anterior). Esses potenciais são referentes às interações do *core* (caroço ao qual a partícula de valência transferida está ligada inicialmente) com o alvo e às interações dessa partícula de valência hora com o alvo, hora com o seu próprio *core*. A identificação das partículas de valência, de *core* e do alvo para cada partição pode ser visualizado na tabela 4.3. O potencial de interação entre o *core* do projétil e o alvo foi formado pelas mesmas formas e valores de parâmetros que foram descritos no parágrafo anterior.

Tabela 4.3: Identificação das partículas de valência, *core* e alvo para as diferentes partições de transferência da reação ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$.

Canal de Saída	Valência	<i>core</i>	Alvo
${}^8\text{Be}+{}^{119}\text{In}$	próton	${}^{119}\text{In}$	${}^7\text{Li}$
${}^6\text{Li}+{}^{121}\text{Sn}$	Nêutron	${}^6\text{Li}$	${}^{120}\text{Sn}$
${}^5\text{Li}+{}^{122}\text{Sn}$	2 Nêutrons	${}^5\text{Li}$	${}^{120}\text{Sn}$

Os potenciais de interação da partícula de valência transferida tanto com o alvo quanto com o *core* foram compostos da seguinte maneira: O potencial Coulombiano acrescido de um potencial nuclear real do tipo *Woods-Saxon* e, por fim, um termo de interação *spin* órbita. Nesse caso optou-se por um potencial nuclear real simplesmente porque nestas interações a partícula de valência já está ligada ou ao *core* ou alvo, não tendo significado físico incluir um termo de perda de fluxo no potencial (parte imaginária). O potencial spin-órbita utilizado foi novamente aquele proposto pela equação 4.2 com parâmetros $W_0 = 50$ MeV, difusividade $a = 0.6$ fm e parâmetro de raio nuclear de $r_0 = 1.2$ fm. O termo de interação *spin* órbita não foi incluído apenas no canal de transferência de dois nêutrons quando esta ocorre de maneira direta, ou seja, para quando se descreve o ${}^7\text{Li}$ como um *core* de ${}^5\text{Li}$ com um di-nêutron de valência. Optou-se por não incluir esse potencial de interação spin-órbita nesse caso pois os dois nêutrons não são uma partícula real propriamente formada, mas apenas um modelo criado com a finalidade de descrever as funções de onda dos estados do ${}^{122}\text{Sn}$.

Nos casos das transferências é necessário fornecer ainda o valor do fator espectroscópico de cada canal. Como esse é um dos valores que se desejam encontrar neste trabalho, optou-se por deixar todos esses valores iguais a 1 para todas as partições e ajustá-los, posteriormente, utilizando os dados

experimentais. Aqui será demonstrado que isto não representa um empecilho para a análise de dados.

4.3 Estudos dos *Inputs*

Forma do Potencial de Polarização

Uma vez realizados os cálculos de CDCC para o *break-up* e de canais acoplados de reação para as reações diretas, resta saber se tais cálculos são consistentes. Para essa finalidade verificou-se, primeiramente, a forma das partes real e imaginária do potencial de polarização, tanto abaixo quanto acima da barreira Coulombiana da reação ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$, situada a aproximadamente 21.4 MeV. O passo seguinte consistiu em verificar se tal potencial de polarização estava efetivamente simulando o efeito de *break-up* do projétil e o quanto este potencial interfere nos cálculos. Por fim, há de se estudar se algum dos *inputs* de CRC descreve melhor como ocorre o processo de transferência de dois nêutrons. Para isso, serão comparados como ambos os resultados desses acoplamentos (transferência direta de di-nêutron ou processo sequencial) interferem na distribuição angular elástica e, em seguida, fazer a comparação de ambos com os dados experimentais provindos da referência [11].

A primeira parte da análise consiste em comparar as partes reais e imaginárias do potencial de polarização para diferentes energias. Isto é feito para duas energias (18 e 24 MeV), uma abaixo e a outra acima da barreira Coulombiana, conforme pode ser visto na figura 4.1.

Primeiramente será discutido acerca do potencial de polarização real, em

Figura 4.1: Figura comparando os potenciais de polarização, partes real e imaginária, para energias de 18 e 24 MeV.

seguida se discutirá sobre a sua parte imaginária e como ambas variam conforme a energia de reação aumenta. Segundo a figura 4.1, pode-se perceber que o potencial de polarização real para as energias de 18 e 24 MeV são muito parecidos até um raio de aproximadamente 5.6 fm, mas, conforme esse raio cresce, o potencial relacionado à maior energia adquire uma profundidade um pouco maior e o seu mínimo desloca-se para raios maiores. Já para o potencial de polarização imaginário a forma do potencial é muito similar entre as diferentes energias até um raio de reação de 6.2 fm, no entanto, mesmo dentro desse raio a amplitude do potencial de menor energia (18 MeV) é maior que a de 24 MeV. Novamente repete-se o fato de quanto maior a energia de reação maior o valor da profundidade e da posição de mínimo do potencial.

Ainda relacionado à figura 4.1, é notório como tanto o potencial real quanto o imaginário não apresentam formas suaves, mas sim regiões com bruscas mudanças de derivadas. Isso se deve ao fato de, conforme explicado

anteriormente, o potencial de polarização em questão ser uma média de diferentes potenciais que dependem do momento angular associado ao mesmo. Tais formas indicam que os diferentes potenciais devem variar fortemente com o momento angular, indicando que a média dos potenciais de diferentes momentos angulares não representa de maneira satisfatória o comportamento real desses potenciais. Ainda sobre essa região com forma não suave, há de se notar que a mesma ocorre dentro do raio de ação do potencial nuclear, que é fortemente influenciado pelo momento angular l , com isso, há de se esperar que essas formas irão influir principalmente no *break-up* nuclear.

Nota-se ainda que ambos os potenciais de polarização são muito próximo de zero a partir da região de raio maior que 10.2 fm. Entretanto, isso não implica em dizer que necessariamente pode-se desprezar as iterações que se dão daí para frente. Ocorre que a ação de um potencial é dada pelo acoplamento do mesmo com as funções de onda relacionadas ao espalhamento. Em uma linguagem matemática isso quer dizer que a ação do potencial é dada por $\langle \phi(r) | V_{PP}(r) | \phi(r) \rangle$. Embora sabe-se que o valor do potencial seja muito pequeno para a região $r > 10.2$ fm, não se pode dizer o mesmo acerca das amplitudes das funções de onda envolvidas e por conta disso, pode ocorrer que estas sejam muito grandes e resultem em efeitos mensuráveis mesmo para essa região.

Pode-se ainda estudar como se comporta o potencial de polarização desde energias muito abaixo até algumas muito acima da barreira Coulombiana, mostrando como se dá a evolução do mesmo conforme a energia aumenta. Um estudo foi feito separando as partes real e imaginárias do potencial para energias abaixo e acima da barreira, comparando o potencial a cada variação

de 1 MeV da energia de reação. Tal estudo pode ser observado na figura 4.2.

Figura 4.2: Figura comparando os potenciais de polarização, partes real e imaginária, para diversas energias, tanto abaixo quanto acima da barreira Coulombiana. Os gráficos da parte esquerda se referem ao potencial de polarização real, enquanto que da parte direita ao potencial de polarização imaginário. Os dois gráficos da parte de cima mostram o potencial para energias abaixo da barreira Coulombiana, enquanto os dois de baixo para energias acima da mesma.

Nota-se que para as energias abaixo da barreira o comportamento do potencial pode tornar-se muito diferente mesmo para pequenos passos de energia. Nos casos de energias de 18 e 19 MeV o potencial de polarização tanto para sua parte real quanto para sua parte imaginária são muito similares, no entanto, há uma enorme diferença ao comparar esses potenciais com aquele obtido para uma energia de 20 MeV. A principal diferença para essa energia é a existência de regiões nas quais existem cortes abruptos no potencial, na quais o potencial era nulo até um determinado raio e posteri-

ormente sofre um processo de rápido decrescimento até um dado valor. Não se sabe ao certo o porque desse comportamento nessa região, mas novamente isto pode ocorrer devido ao fato desse potencial ser obtido através de uma média dos potenciais de diferentes momentos angulares, com isso, conclui-se que esse potencial médio não é um bom representante do potencial de interação para essa energia. Para energias acima da barreira o comportamento dos potenciais real e imaginário em função da energia são muito parecidos entre si, apresentando apenas uma amplitude maior conforme a energia cresce. Mais informações acerca do potencial de polarização em função do momento angular e alguns cálculos que usualmente são empregados para se obter um potencial médio podem ser encontrados na referência [47].

O Potencial de Polarização e a Correlação Angular de Anisotropia de Raios- γ

Para gerar a correlação angular da anisotropia de raios- γ é necessária a amplitude de espalhamento fornecida pelo programa FRESCO. O cálculo dessas amplitudes de espalhamento envolve uma etapa de integração em função da energia, uma vez que o projétil perde energia conforme trespassa o alvo, e com isso, ao gerar as amplitudes de espalhamento é necessário fazê-lo em um dado intervalo de energia. Ao se calcular as amplitudes de espalhamento deve-se usar apenas um potencial. No entanto, o potencial de polarização é dependente da energia e com isso é necessário criar uma sistemática que permita obter resultados confiáveis.

A sistemática adotada foi a de gerar amplitudes de espalhamento para

pequenos intervalos de energia (cerca de 1 ou 2 MeV), condizentes ainda com a energia perdida pelo projétil no alvo (cerca de 1 MeV, em média). Nesses pequenos intervalos de energia utilizou-se um potencial de polarização médio condizente com os limites de energia do intervalo. Para energias acima da barreira isso não foi problemático, visto que o potencial de polarização é bem comportado para quaisquer regiões. Para a energia abaixo da barreira obteve-se a média entre os limites de integração. Esse procedimento para se encontrar o potencial de polarização da melhor maneira possível para energias de reação abaixo da barreira é importante pois, para se encontrar as seções de choque diferenciais experimentais, é necessário antes utilizar as contagens de uma determinada energia como normalização dos dados. A energia de normalização desse trabalho é a medida efetuada a 18 MeV.

Embora, conforme explicado no parágrafo anterior, o potencial de polarização pode apresentar comportamentos completamente diferentes para energias distintas (mas próximas) abaixo da barreira, optou-se adotar a metodologia de obter uma média entre os potenciais dos limites de integração pois, para o caso da medida de normalização abaixo da barreira de 18 MeV, esta é uma região distante da energia de 20 MeV, que apresenta um problema em seu potencial de polarização.

Efeito do Potencial de Polarização

A próxima parte dos estudos consistiu em verificar se o potencial de polarização efetivamente desempenha o papel ao qual ele é designado, ou seja, simular o efeito de *break-up* nos cálculos. Para realizar tal estudo fez-se um

input composto apenas pelo canal elástico da reação ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$, cujos potenciais de espalhamento eram compostos pelos mesmos potenciais do *input* de CDCC, acrescidos agora do potencial de polarização para dar conta do efeito de *break-up*. Caso os resultados desse novo *input* fossem consistentes com o espalhamento elástico resultante do cálculo de CDCC, isso acarretaria que o potencial de polarização está efetivamente simulando o efeito do canal de *break-up* nos cálculos. A fim de verificar ainda o quanto o efeito de *break-up* influencia nos cálculos também se compararam os cálculos descritos anteriormente com um cálculo de canais acoplados sem o efeito da quebra do projétil, composto exclusivamente do canal elástico e da excitação do ${}^7\text{Li}$. Nos cálculos de canais acoplados utilizaram-se os mesmos potenciais de espalhamento que foram utilizados nos cálculos de CDCC. Por conta das diferenças previamente explicitadas no potencial de polarização para energias abaixo e acima da barreira, optou-se por comparar separadamente as distribuições angulares para duas energias diferentes. A figura 4.3 mostra a distribuição angular elástica sobre a seção de choque *Rutherford* para a energia de 18 MeV, ou seja, para uma energia abaixo da barreira.

A figura 4.3 mostra que há uma leve discrepância entre os cálculos de CC com potencial de polarização e de CDCC. Diz-se leve pois embora essa diferença possa parecer grande em uma primeira observação, há de se observar que a escala utilizada considera passos de 0.01, e que a diferença máxima entre essas seções de choque diferenciais se dá para ângulos traseiros e ela é de 0.03. Vê-se que o potencial de polarização pouco influi nos cálculos se comparados com o cálculo de canais acoplados sem tal potencial. Pode-se considerar então que para essa energia muito abaixo da barreira o potencial

Figura 4.3: Comparação entre as distribuições angulares elásticas de ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ sobre a seção de choque de Rutherford entre um cálculo de CDCC (linha sólida) preta, um cálculo de canais acoplados com potencial de polarização (tracejado vermelho) e um cálculo de canais acoplados sem o potencial (traço-ponto verde) para uma energia de 18 MeV.

de polarização não simula de maneira exata o acoplamento com o contínuo provocado pelo efeito de *break-up*, no entanto, essa diferença não é muito grande.

Pode-se ainda fazer a comparação entre os cálculos de canais acoplados sem o potencial de polarização com os cálculos de CDCC, observando-se que há o aumento da seção de choque diferencial elástica devido ao acoplamento com o contínuo. Esse é um efeito esperado pois o acoplamento do contínuo provoca o aumento da barreira Coulombiana, causando também um aumento do processo de reflexão da função de onda na barreira Coulombiana e, conseqüentemente, o aumento da seção de choque da distribuição elástica para grandes ângulos. Esse processo é melhor discutido nas referências [48, 49, 50].

Pode-se realizar o mesmo procedimento de comparação entre os cálculos para uma energia de reação de 24 MeV, ou seja, acima da barreira Coulom-

biana da reação. Os resultados são mostrados na figura 4.4.

Figura 4.4: Comparação entre as distribuições angulares elásticas de ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ entre um cálculo de CDCC (linha sólida preta), um cálculo de CC com potencial de polarização (tracejado vermelho) e um cálculo de CC sem tal potencial (traço-ponto verde) para uma energia de 24 MeV.

Uma primeira análise da figura 4.4 pode indicar que os cálculos não são condizentes entre si, no entanto, deve-se notar que a escala da figura amplifica pequenas diferenças. De fato, a diferença entre os cálculos varia em torno 0.02. Percebe-se que o potencial de polarização não descreve de maneira exata o efeito de quebra nuclear descrito pelos cálculos de CDCC, no entanto ele é mais compatível com os cálculos de CDCC do que os cálculos realizados apenas com o método de canais acoplados. Novamente nota-se o efeito do aumento da barreira Coulombiana devido ao acoplamento do contínuo em comparação com os cálculos de canais acoplados.

Tais estudos indicam que o método escolhido de levar em conta nos cálculos de canais acoplados os cálculos de CDCC via potencial de polarização não simula de maneira satisfatória os cálculos de CDCC, no entanto, o acopla-

mento desse potencial ainda é melhor do que o não acoplamento do mesmo, visto que, mesmo de maneira sutil, ele torna os cálculos de CC e CDCC mais condizentes entre si.

O teste final consiste em estudar o processo de transferência de dois nêutrons e tentar distinguir, através de medidas experimentais, se o processo se dá de maneira direta (pela transferência de um di-nêutron) ou sequencial, formando antes o ^{121}Sn e posteriormente o ^{122}Sn pelas transferências seguidas de nêutrons.

Os cálculos descritos anteriormente acerca dos canais de transferência foram feitos de maneira sistemática para uma energia de 25 MeV, pois existem dados experimentais da referência [11] que podem auxiliar nesses estudos. A fim de verificar se um dos métodos de acoplamento do canal de transferência de dois nêutrons é mais correto que o outro resolveu-se compará-los. A comparação dos resultados dos cálculos teóricos com os dados experimentais para uma energia de 25 MeV pode ser vista na figura 4.5

A análise da figura 4.5 mostra que a transferência de dois nêutrons de maneira sequencial é muito mais fiel aos dados experimentais do que aquela calculada com a transferência direta. Há de se considerar que os cálculos realizados utilizando-se o método de DWBA e o de CRC são condizentes entre si apenas para a transferência *two-step*, o que implica em dizer uma transferência sequencial.

Conclui-se que a transferência de dois nêutrons de forma sequencial descreve de maneira mais fidedigna o processo que ocorre no espalhamento $^7\text{Li} + ^{120}\text{Sn}$, uma vez que descreve melhor os dados experimentais. Já se imaginava que a transferência se dava de maneira sequencial pois a descrição do

Figura 4.5: Comparação entre as distribuições angulares elásticas sobre seção de choque *Rutherford* de ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ entre cálculos de CRC e DWBA para uma energia de 25 MeV. Os cálculos são feitos tanto para a transferência de dois nêutrons sequencial quanto para a direta.

${}^7\text{Li}$ como um *core* de ${}^5\text{Li}$ com um di-nêutron de valência representa a descrição de núcleo estável gerado a partir de um caroço formado de um núcleo instável.

É importante ressaltar que esse tipo de análise (que permitiu diferenciar entre um processo sequencial e direto) só poderia ser notado para o caso da análise da distribuição angular elástica. Um estudo acerca da evolução da seção de choque de reação em função do acoplamento de diferentes canais de transferência foi realizado.

Primeiramente fez-se o cálculo mais simples, ou seja, apenas acoplando o potencial de polarização e os canais inelásticos para depois acoplar cada um dos canais de transferência. Por simplicidade, primeiramente acoplou-se o canal de *pick-up* de próton, pois este era o canal que apresentava o menor número de canais a serem incluídos nas contas. A sistemática prosseguiu

acoplando o canal de transferência *stripping* de um nêutron aos cálculos. A variação da seção de choque de reação do primeiro canal inelástico para uma energia de reação de 25 MeV conforme se acoplam mais canais aos cálculos pode ser observada na tabela 4.4.

Tabela 4.4: Variação da seção de choque de reação do primeiro canal excitado em função do acoplamento dos diferentes canais de transferência aos cálculos. A energia do canal de entrada ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ é de 25 MeV. Os canais de transferência acoplados aos cálculos foram o *pick-up* de um próton (*p-pick-up*), transferência *stripping* de um nêutron (*n-stripping*) e a transferência *stripping* de dois nêutrons, sendo que esta última pode acontecer de maneira direta (*2n-stripping-dir*) ou sequencial (*2n-stripping-seq*).

Saída do Canal Acoplado	Seção de Choque (mb)
Apenas Inelástico	3.028
<i>p-pick-up</i>	3.106
<i>p-pick-up</i> + n-stripping	3.019
<i>p-pick-up</i> + n-stripping + 2n-stripping -seq	3.019
<i>p-pick-up</i> + n-stripping + 2n-stripping -dir	2.986

A análise da tabela 4.4 mostra que a seção de choque de reação do ${}^{120}\text{Sn}^*$ não varia de maneira significativa conforme se acoplam mais ou menos canais aos cálculos. Em especial, nota-se que não poderia se diferenciar se o *stripping* de dois nêutrons se dá de maneira sequencial ou direta pela análise do canal inelástico. Todos os cálculos prévios foram feitos usando-se o método de CRC.

Capítulo 5

Análise e Discussão

Esta seção discorrerá principalmente sobre as técnicas de análise utilizadas até aqui que visam obter as seções de choque diferenciais a partir das contagens referentes aos eventos de coincidências de raios- γ com partículas espalhadas, possibilitando assim a obtenção de distribuições angulares. Antes de realizar esse procedimento é necessário ter em mente que os eventos obtidos apresentam coincidências de partículas com seus respectivos raios- γ gerados pela excitação de um dos núcleos participantes do processo, sendo assim, torna-se impossível saber sem nenhuma redução de dados prévia, quais as correlações existentes entre as partículas e os raios- γ de interesse. Como os arquivos foram salvos em modo fila, é possível fazer uma seleção para se visualizar apenas os eventos de interesse, selecionando-se as partículas que estejam em coincidência com uma determinada transição γ do núcleo. A primeira seção deste capítulo visa explicar esse procedimento em detalhes. Conforme foi dito anteriormente, os fatores espectroscópicos das reações de transferência são, a princípio, desconhecidos, entretanto não se sabe se uma

alteração de tais fatores pode interferir no cálculo da correlação angular existente entre partículas e raios- γ e, conseqüentemente, interferir no valor obtido para a seção de choque. Por conta disso, a próxima seção trará o estudo realizado acerca da influência do fator espectroscópico na anisotropia angular de raios- γ . Uma vez que os eventos de interesse estejam selecionados, pode-se utilizar as contagens extraídas da coincidência para a obtenção de seções de choque diferenciais. O processo de obtenção da distribuição angular será feito na terceira sessão para o decaimento inelástico $2^+ \rightarrow 0^+$ do ^{120}Sn para diferentes energias de reação. Com a distribuição inelástica encontrada pode-se utilizá-la como normalização para se obter os dados referentes aos processos de transferência de partículas, logo, a seção seguinte busca deduzir a equação da seção de choque de transferência a partir do processo de espalhamento inelástico, além de obter a distribuição angular da transferência de um nêutron para diferentes estados excitados do ^{121}Sn . O caso de transferência de um nêutron pode ser considerado uma excessão no que tange aos processos estudados nesta tese, pois este é o único processo de transferência estudado cujo projétil residual não é um núcleo instável. No processo de *pick-up* é gerado o núcleo ^8Be que decai em duas partículas α , enquanto na transferência sequencial de dois nêutrons é gerado o ^5Li que decai em uma partícula α e um próton espontaneamente. Esses dois casos serão estudados nas quinta e sexta sessões da análise, sendo que primeiramente será explicado todo o processo necessário para reduzir os dados e correlacionar os raios- γ com as partículas provindas da quebra com o auxílio de um cálculo de Monte Carlo, para, em seguida, serem apresentadas as distribuições angulares desses processos propriamente ditas, assim como os fatores espectroscópicos encontrados. Por

fim, a última seção irá trazer outros possíveis canais de reação encontrados mas que, infelizmente, não puderam ter suas respectivas distribuições angulares deduzidas.

5.1 Correlação dos Eventos γ -Partícula

A correlação dos raios- γ de uma determinada transição nuclear com a correta partícula espalhada é fundamental para a posterior análise de dados, que, por sua vez, possibilitará obter a seção de choque diferencial em função dos ângulos de espalhamento das partículas, ou seja, a distribuição angular de um dado canal de saída.

O método utilizado para correlacionar as transições de raios- γ com as partículas espalhadas será demonstrado utilizando-se apenas um espectro de uma dada energia, no entanto, é importante ressaltar que o procedimento adotado foi o mesmo para todos os espectros analisados. Enfatiza-se ainda que às energias expressas nos gráficos e no texto se referem as energias de entrada do feixe no alvo. Entretanto, nas análises considerou-se a perda de energia do feixe no alvo de 1.66 mg/cm^2 de ^{120}Sn . Os dados experimentais são posteriormente comparados com a teoria, e como há a perda de energia no alvo surge a necessidade de se escolher uma energia teórica que será comparada com os dados experimentais. A energia teórica para comparação da reação escolhida foi a energia do feixe quando este se encontra na metade do alvo, com isso, as energias prévias de 21, 24 e 27 MeV são consideradas nos cálculos teóricos como 20.6, 23.7 e 26.7 MeV, respectivamente.

A primeira etapa da redução de dados consistiu em montar os histogramas

dos espectros obtidos em laboratório. Conforme dito anteriormente estes dados não sofreram qualquer tipo de análise prévia e portanto não estavam precisamente calibrados, logo, estes simplesmente se relacionam aos ganhos ajustados nos amplificadores e demais módulos utilizados na experiência. Tais ganhos foram ajustados de forma a priorizar as medidas dos raios- γ na região de 0 a 2300 keV, região na qual estavam concentrados os raios- γ de interesse para o estudo que foram definidos previamente.

A etapa seguinte consistiu em calibrar os espectros de radiação γ de forma que cada canal do espectro tornava-se equivalente a 1 keV, facilitando assim a visualização e interpretação dos dados. Esta calibração foi feita de maneira *offline*, utilizando-se os dados medidos em modo fila. O método utilizado para a calibração dos espectros consistiu em identificar dois picos intensos e distantes entre si nos espectros não calibrados e, a partir deles, obter a reta de calibração. Um dos picos escolhidos era o primeiro estado excitado do ^{120}Sn , cujo raio- γ apresenta uma energia $E_\gamma = 1171$ keV da transição $2^+ \rightarrow 0^+$. O segundo raio- γ escolhido para a calibração provém do decaimento $9/2^+ \rightarrow 7/2^+$ ($E_\gamma = 136.3$ keV) do ^{181}Ta . O colimador de Al possui um *stopper* localizado a 0° para frear o feixe de ^7Li que adentra na câmara experimental. Tal *stopper* é constituído de ^{181}Ta . Optou-se por utilizar esse pico por ele ser facilmente distinguível na região de baixas energias, já que este é muito intenso. O feixe que não interagir com o alvo irá certamente chegar até o *stopper*, provocando excitações no ^{181}Ta que irão decair e gerar esses raios- γ . Eventuais partículas de ^7Li irão ser espalhadas pelo *stopper* e serão medidas em coincidência com esses raios- γ previamente citados, explicando a medição do ^{181}Ta pelo sistema de aquisição.

Nota-se que as transições γ escolhidas para se fazer a calibração dos espectros tiveram que atender uma série de requisitos desejáveis para que pudessem ser utilizadas para essa finalidade. Primeiramente, ambas necessitam que a partícula espalhada possa ser medida pelo sistema de aquisição. Um segundo aspecto interessante é que as duas energias de decaimento encontram-se bastante afastadas uma da outra, garantindo assim um melhor ajuste da reta de calibração. Um típico espectro de raios- γ obtido pode ser visto na figura 5.1, medido com o detector *C1* e uma energia de reação de $E = 24$ MeV. Vale ressaltar que todos os espectros de radiação γ mostrados nesta redução de dados são referentes a esse mesmo detector e a essa mesma energia.

Figura 5.1: Espectro de raios- γ obtido com o detector de HPGe *C1* e uma energia de reação de $E = 24$ MeV. O ganho foi ajustado para manter a relação de 1 keV por canal. Em destaque o pico relacionado ao raio- γ de 1171 keV da transição $2^+ \rightarrow 0^+$ do ^{120}Sn .

O passo seguinte da análise baseia-se em correlacionar as partículas medidas nos detectores de partícula $E - \Delta E$ (cujo espectro pode ser visto na figura 5.2) com aqueles medidos nos detectores de radiação γ , buscando selecionar

as coincidências γ -partícula de interesse dentre todas aquelas ocorridas durante o processo de medição das radiações. Em um típico espectro de raios- γ , não é possível visualizar de maneira direta qual o detector $E - \Delta E$ que mediu a partícula correspondente, decorrente do fato que um espectro de raios- γ (tal qual da figura 5.1) é composto pelos raios- γ provindos da coincidência com todos os detectores de partículas, fazendo com que a informação acerca da distribuição angular γ não seja observada.

Todos os espectros de partículas mostrados nesta seção são referentes ao detector $E - \Delta E$ situado a 54.5° em relação à direção do feixe, cuja energia de entrada no alvo era de $E = 24$ MeV.

Figura 5.2: Espectro de partículas referente ao detector $E - \Delta E$ situado a 54.5° em relação à direção do feixe e energia de $E = 24$ MeV. As regiões relacionadas aos diferentes Z de partículas espalhadas estão assinaladas na figura.

Para correlacionar os dados do espectro γ com os dados do espectro de partículas fizeram-se cortes (ou bananas) no espectro de partículas e escolheram-se janelas de tempo e de energia no espectro de raios- γ que selecionassem as regiões de interesse em cada caso. Nos espectros de partículas

pode-se distinguir os diferentes números atômicos das partículas ejetadas mas não os seus números de massa. Apenas para ilustração do funcionamento do método, pode-se estudar o canal de excitação inelástica do alvo ^{120}Sn , com isso, no que se refere aos espectros $E - \Delta E$, selecionava-se a região do espectro no qual os núcleos de ^7Li se encontravam. Por ser um núcleo mais pesado que aqueles que usualmente são medidos nos detectores de partículas (nêutrons, prótons, deutérios, trítios e partículas α), conclui-se que o ^7Li deve se localizar numa região do espectro diferente das partículas previamente citadas, como observado na figura 5.2. Esse processo de realizar cortes no espectro foi utilizado para cada um dos dez detectores de partícula, sempre selecionando a região condizente com o Z da partícula ejetada da reação. As regiões de Z diferentes também estão assinaladas na figura 5.3.

Figura 5.3: Seleção das partículas participantes da reação $^{120}\text{Sn} + ^7\text{Li}$ que emitem uma radiação γ em coincidência.

Quanto aos espectros de radiação γ selecionou-se a região que continha o decaimento de interesse. A fim de manter o exemplo da excitação inelástica do alvo, a transição $2^+ \rightarrow 0^+$ do ^{120}Sn , cuja localização no espectro é próxima

ao canal de número 1171, devido à relação $1 \text{ keV}/\text{canal}$ citada anteriormente, será a utilizada na continuação do texto para demonstrar os procedimentos de redução de dados. Nesses espectros selecionavam-se três janelas de energia distintas, a primeira contendo o fundo *Compton* para energias menores que o pico desejado, a segunda o pico relacionado à transição que se deseja analisar e a última novamente o fundo *Compton*, mas agora para energias maiores que o pico de transição. Cada detector de HPGe tinha o seu próprio conjunto de três janelas selecionadas individualmente. Selecionavam-se duas janelas de fundo a fim de se fazer a posterior extração do fundo, conforme será explicado em breve. A figura 5.4 ilustra esse espectro contendo as três janelas de energia.

Figura 5.4: Janelas de energia no canal 1171 do espectro de radiação γ do detector de HPGe C1 e uma energia de reação de $E = 24 \text{ MeV}$.

O procedimento para a seleção das janelas contendo o pico de transição e as regiões de fundo pode ser feita não com o espectro de raios- γ total, mas sim com um espectro de radiação γ que é obtido projetando apenas os eventos que estão em coincidência com as bananas dos espectros de partículas (como

o da figura 5.3). O produto deste processo é um espectro de raios- γ com menos radiação de fundo indesejada devido à melhora da razão pico-fundo se comparada com aquela da figura 5.4. Esse espectro pode ser visto na figura 5.5.

Figura 5.5: Espectro de radiação γ detector de HPGe C1 em coincidência com o detector de partículas localizado a 54.5° em relação ao feixe e energia de reação de $E = 24\text{MeV}$. Nota-se que o espectro contém muito menos contagens de fundo do que aquele presente na figura 5.4.

Além do processo descrito anteriormente verifica-se (simultaneamente) se cada um desses eventos também encontra-se em coincidência com as janelas marcadas no espectro de tempo (figura 5.6) medido no módulo de TDC. Esse espectro provém do módulo TDC e é explicado em detalhes no capítulo 3.2. Conforme pode ser visto, esse módulo está presente no circuito 6 e dá a diferença de tempo de chegada entre a partícula que inicia a conversão dos pulsos e o módulo de coincidência γ -partícula.

Conforme dito anteriormente, todo esse processo visa selecionar apenas os eventos de interesse. Tais eventos são considerados verdadeiros apenas se estiverem dentro da banana de partículas e das janelas de raios- γ e do TDC.

Figura 5.6: Espectro de tempo do HPGe C1 e uma energia de reação de $E = 24$ MeV.

Mesmo fazendo essa criteriosa seleção, ainda é necessário subtrair os eventos de fundo vindos de possíveis espalhamentos Compton ou coincidências casuais existentes nos espectros de raios- γ e do TDC. Em ambos espectros foram escolhidas três regiões, uma que continha o pico de interesse e duas que eram regiões de fundo. A fim de facilitar o entendimento do processo de extração do fundo é necessário desenvolver uma nomenclatura que permita entender a fórmula utilizada para tal. Primeiramente falar-se-á sobre o espectro de raios- γ e posteriormente da nomenclatura do espectro de TDC. O pico de raios- γ (P) é composto por dois tipos de eventos, os verdadeiros (denotados agora por p) e os provindos do espalhamento Compton (chamados agora de b). Como a janela que contém o fotopico é a soma desses dois tipos de eventos tem-se que $P = p + b$. Já as regiões de fundo do espectro de raios- γ são compostas apenas por eventos vindos do espalhamento Compton, e serão chamadas de B. O espectro de tempo, por sua vez, apresenta uma estrutura similar àquela descrita para um espectro de raios- γ , sendo composto por duas

regiões de fundo de eventos casuais (C) e um pico (T), que é composto tanto por eventos verdadeiros (t) como por eventos casuais (c). Em analogia ao espectro de raios- γ tem-se que $T = t + c$.

Já foi dito anteriormente que faz-se uma coincidência das janelas dos picos de TDC e do fotopico, ou seja, utilizando a nomenclatura recentemente desenvolvida pode-se escrever que se obtém a coincidência de P com T, que pode ser escrita como $PT = (p + b) \cdot (t + c) = pt + bt + pc + bc$. Os eventos de interesse são apenas os eventos verdadeiros do fotopico com os eventos verdadeiros do TDC, ou seja, o produto pt . Antes de seguir adiante é preciso considerar ainda o efeito devido aos diferentes tamanhos das janelas, que no fundo representa a consideração de diferentes áreas tanto das janelas dos picos quanto dos fundos. Duas janelas de tamanho diferentes podem ser correlacionadas multiplicando-se uma delas por um fator numérico de normalização que represente essas diferenças. Para o espectro de raios- γ o fator numérico será $\alpha = N_b/N_B$ e para o espectro de TDC $\beta = N_c/N_C$. Considerando-se ainda que os eventos de fundo B e C são estatisticamente similares aos eventos de fundo b e c existentes dentro das janelas dos picos, a única diferença entre esses eventos é justamente o fato numérico mencionado anteriormente. Com isso pode-se escrever as expressões $b \approx \alpha B$ e $c \approx \beta C$. Utilizando estas últimas equações na equação de coincidência e realizando algumas substituições matemáticas pode-se deduzir a expressão aproximada para a subtração do fundo escrita na forma $pt \approx PT - \alpha BT - \beta PC + \alpha\beta BC$.

Com todas as coincidências efetuadas anteriormente e extraindo-se o fundo da maneira judiciosa é possível obter um novo espectro de partículas que contenha apenas as partículas espalhadas que estão em coincidência com

os raios- γ de interesse e ainda dentro da janela de TDC, indicando que esta contagem não vem de um evento casual ou se relaciona a um raio- γ que sofreu efeito Compton. Conclui-se então que este espectro de partículas possui apenas os eventos de interesse, restando apenas uma etapa de redução de dados, projetá-lo no seu eixo y e extrair a sua área. Um exemplo desse espectro obtido pode ser visto na figura 5.7 (excitação inelástica do alvo em coincidência com o projétil, em um ângulo de espalhamento de 42.7°), no qual nota-se claramente que o procedimento é bastante efetivo e reduz drasticamente o fundo estatístico dos espectros. Todo esse procedimento, de seleção dos eventos de interesse, descrito anteriormente, foi realizado utilizando-se um programa de computador que realizava cada etapa levando em conta todas as bananas e janelas (de tempo e energia) fornecidas pelo usuário ao mesmo. Essa seleção era realizada entre cada um dos dez detectores de partículas com cada um dos três detectores de radiação γ .

Figura 5.7: *Projeção no eixo y do espectro de partículas em coincidência com os raios- γ do pico de energia $E_\gamma = 1171$ keV. Este processo reduz o fundo a um valor praticamente nulo.*

5.2 Variação da Correlação γ -partícula em Função do Fator Espectroscópico

Quando se fez o input do programa FRESCO [40] era necessário fornecer ao *input* o valor do fator espectroscópico para cada canal de transferência, no entanto, estes valores nunca haviam sido medidos previamente para a reação ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$. Por conta dessa ausência de resultados experimentais optou-se por considerar todos os canais com fator espectroscópico unitário numa primeira aproximação. Entretanto, no cálculo da seção de choque provindo de medidas que utilizam coincidência γ -partícula é natural que esta dependa da correlação angular existente entre as posições do raio- γ medido no detector HPGe e uma partícula medida num detector *phoswich*. Uma pergunta que pode surgir é se a variação desse fator espectroscópico pode interferir no cálculo da correlação angular, ou seja, se para uma variação do fator espectroscópico, a correlação assumiria valores diferentes. A resposta dessa pergunta é de fundamental importância pois utilizam-se as amplitudes de espalhamento providas do código FRESCO para o cálculo posterior da seção de choque diferencial de cada canal. Uma escolha errada desse fator poderia então induzir a cálculos errôneos das distribuições angulares.

O efeito da anisotropia (ou correlação γ -partícula) da emissão de raios- γ pode ser levado em conta definindo-se uma função chamada de *Probabilidade de Emissão Direcional* (PED), denotada pelo símbolo $W(\theta_\gamma, \phi_\gamma, \theta_p, \phi_p)$, que representa a densidade de probabilidade (por unidade de angulo sólido $d\Omega_\gamma$) de que, uma vez ocorrido o decaimento γ em coincidência com a partícula (esta detectada na direção θ_p, ϕ_p), a direção de emissão γ seja $\theta_\gamma, \phi_\gamma$. O

valor desta função depende da diferença de ângulos polares $(\phi_p - \phi_\gamma)$, e, por simplicidade, escreve-se $W(\theta_\gamma, \theta_p)$ para poupar notação. A integral na superfície da esfera ($\Delta\Omega_\gamma(\theta_\gamma) = 4\pi$) da função $W(\theta_\gamma, \theta_p)$ é normalizada a 1.

5.2.1 Cálculo da Correlação γ -partícula

Antes de se realizar o estudo propriamente dito de como o fator espectroscópico pode influenciar no PED é necessário que se explique o procedimento utilizado para se calcular a anisotropia de radiação γ . Logicamente isto foi feito utilizando-se um programa de computador cujo funcionamento será descrito a seguir. Tal programa foi escrito em linguagem de programação *C++* e foi desenvolvido tanto pelo aluno quanto pelo professor José Roberto Brandão de Oliveira (orientador). A importância de se encontrar o valor do PED se dá pois uma dada combinação dos ângulos de localização dos detectores HPGe e *phoswich* podem apresentar mais ou menos contagens experimentais dependendo que a probabilidade de emissão dos raios- γ seja máxima ou mínima, logo, é necessário corrigir tais contagens antes que se faça a comparação entre detectores distintos.

O parâmetro $W(\theta_\gamma, \theta_p)$ foi calculado a partir da saída obtida com o auxílio do programa FRESKO. A grande vantagem de utilizar tal programa é poder considerar nos cálculos a interação Coulombiana, a nuclear e ainda o efeito de *break-up*. A saída *fort.37* do programa FRESKO fornece as amplitudes de espalhamento utilizadas na equação 2.65 e a partir de tais amplitudes foi possível calcular a matriz densidade e todos os demais termos a fim de se obter finalmente um valor para a distribuição angular da radiação γ .

O programa realiza o cálculo dos tensores estatísticos a partir da saída *fort.37* do programa FRESCO. Além disso também são levados em conta no cálculo as correções devido ao efeito de de-orientação nuclear e ao tamanho finito do detector de radiação γ , descritos na introdução teórica. As posições dos detectores (tanto de radiação γ e de partículas) eram consideradas dados de entrada do programa, assim como a energia do feixe e seus respectivos poderes de freamento da partícula que recua nas diferentes camadas do alvo. Como o ângulo de localização de cada detector, assim como a sua distância até o alvo, eram dados de entrada do programa, foi possível obter-se a integração angular do parâmetro $W(\theta_\gamma, \theta_p)$ para cada detector. Como o poder de freamento também era um dado de entrada, foi possível obter a integração em energia da amplitude de espalhamento. Para isso era dada a energia de entrada do feixe no alvo e integrava-se entre tal energia e a energia de saída do mesmo (calculado a partir do poder de freamento e da espessura do alvo). A finalidade de realizar a integração em energia é levar em consideração a variação da energia do projétil no alvo.

O primeiro passo realizado pelo programa é a conversão dos ângulos e energias do sistema de laboratório para o sistema de centro de massa. Essa etapa faz-se necessária pois as amplitudes de espalhamento fornecidas pelo programa FRESCO são calculadas no sistema de centro de massa da reação. Tais amplitudes foram calculadas num dado intervalo angular entre 0° e 180° com passo angular de 0.5° . Usualmente, ao converter o valor de um dado ângulo do sistema de laboratório para o sistema de centro de massa, não se obtém um valor exato previamente calculado com o FRESCO. Por conta disso o que se faz é uma interpolação entre os pontos vizinhos mais próxi-

mos (considerando a variação das amplitudes de espalhamento em função da energia e ângulo).

O cálculo do efeito devido ao decaimento em vácuo foi realizado utilizando a equação 2.79, no entanto os parâmetros A_1 e A_2 (fundamentais na equação referida) foram obtidas utilizando o programa GOSIA. A saída deste programa, contendo os valores ajustados de A_1 e A_2 , eram dados de entrada do outro programa para o cálculo da distribuição angular da radiação γ .

Outro parâmetro de entrada do programa era um arquivo contendo os estados do alvo e do projétil que foram utilizados nos cálculos de acoplamento. Tais estados devem ser os mesmos que foram previamente utilizados nos cálculos realizados com o programa FRESCO. Esse documento continha tanto os estados fundamentais quanto os excitados do alvo e do projétil. Além do arquivo contendo os estados dos núcleos participantes da reação também havia um outro arquivo que continha a relação das transições permitidas para cada núcleo envolvido, além de sua respectiva intensidade da transição. O principal uso desses arquivos é considerar o efeito de alimentação indireta de estados de menor energia por aqueles de energia superior, que altera as componentes do tensor estatístico.

Os dados de saída do programa são vários, entre eles há a distribuição angular $W(\theta_\gamma, \theta_p)$ e a componente escalar ($\lambda = 0$) do tensor estatístico, ρ_{00} . O valor dessa componente do tensor estatístico é diretamente proporcional ao valor da seção de choque integrada em ângulo e média em energia, logo, este passa a ser mais um valor teórico ao qual os dados experimentais podem ser comparados. O valor de $W(\theta_\gamma, \theta_p)$ é então uma média considerando as várias energias e ângulos possíveis da partícula a ser detectada. Seu valor

poderá ser agora utilizado na correção dos dados experimentais.

5.2.2 Variação do PED com o Fator Espectroscópico

Uma vez que se explicou como se obteve o PED, pode-se agora retornar ao objetivo principal desta seção, que é o estudo da variação do mesmo em função do fator espectroscópico. O procedimento utilizado para esse estudo foi bastante simples. Realizaram-se cálculos com o programa FRESCO para se obter os valores das amplitudes de espalhamento para diferentes valores de fator espectroscópico, em um intervalo de $S_{lsj}^{jJ_cJ} = 0.05$ até $S_{lsj}^{jJ_cJ} = 1.0$ para os diferentes canais. Os cálculos foram realizados apenas para a energia de 24 MeV e o estudo foi feito para detectores de partículas localizados tanto a ângulos dianteiros (42.7° e 54.4°) quanto traseiros (78.6° , 120.8° e 138.6°), em coincidência com o detector de raios- γ C1. É importante ressaltar que o estudo foi feito para todo o conjunto de dez detectores de partícula em conjunto com os três detectores de radiação γ , no entanto, serão apresentados os resultados referentes a apenas um dos detectores de HPGe e a cinco detectores de partícula pois isto facilitará a visualização do leitor. Os resultados discutidos para este conjunto específico são mais gerais, sendo válido para todos os ângulos de espalhamento em conjunto com todos os detectores γ .

O estudo da variação do fator espectroscópico foi feito visando verificar seus possíveis efeitos em três mecanismos distintos de reação. Primeiramente verificou-se se a variação dos fatores espectroscópicos das reações de transferência podem afetar os valores de PED para a excitação inelástica do ^{120}Sn (transição $2^+ \rightarrow 0^+$). Para isso, variou-se os valores dos fatores espectros-

cópicos de todas as partições de transferência conjuntamente e obtinha-se o valor do PED do canal inelástico. Espera-se que a variação dos fatores espectroscópicos não altere os PEDs desse mecanismo de reação, uma vez que este não depende diretamente de tais fatores. Os resultados deste estudo podem ser visualizados na figura 5.8.

Figura 5.8: Variação da Probabilidade de Emissão Direcional (PED) em função da variação dos fatores espectroscópicos para o primeiro estado excitado do ^{120}Sn . Os PEDs obtidos se referem à correlação entre o detector de HPGe C1 com os detectores de partícula localizados a 42.7° (preto), 54.4° (vermelho), 78.6° (verde), 120.8° (azul marinho) e 138.6° (azul claro). A energia de reação é de 24 MeV e a transição analisada foi $2^+ \rightarrow 0^+$.

O segundo mecanismo analisado foi a transferência *stripping* de um nêutron, resultando no núcleo ^{121}Sn . A transição analisada desse processo foi $5/2(2)^+ \rightarrow 3/2^+$, cujo estudo do valor do PED em função do valor do fator espectroscópico para esta partição pode ser visto em 5.9.

O terceiro e último mecanismo analisado foi o *pick-up* de um próton. Esse mecanismo foi estudado a partir da transição $3/2^- \rightarrow 1/2^-$ do ^{119}In e pode

Figura 5.9: Variação da Probabilidade de Emissão Direcional (PED) em função da variação do fator espectroscópico. Os PEDs obtidos se referem à correlação entre o detector de HPGe C1 com os detectores de partícula localizados a 42.7° (preto), 54.4° (vermelho), 78.6° (verde), 120.8° (azul marinho) e 138.6° (azul claro). A energia de reação é de 24 MeV e a transição analisada foi $5/2(2)^+ \rightarrow 3/2^+$.

ser visto na figura 5.10.

No caso dos mecanismos de transferência verifica-se que, com excessão do ângulo de 42.7°, a variação do PED é desprezível ao longo de todo o intervalo, não sendo de fácil percepção quando se olha as figuras 5.9 e 5.10. Mesmo para o ângulo anteriormente citado ela é pequena, pois embora seja perceptível visualmente essa variação, deve-se atentar para o fato de que a escala vertical está muito expandida em ambos os casos. De fato, essa variação é sempre inferior 3% para esse ângulo e, portanto, apresenta um valor praticamente constante. Espera-se que essas análises sejam expansíveis para o caso de transferência de dois nêutrons, uma vez que o mecanismo de reação envolvido é o mesmo e a única diferença é que ela ocorre em duas etapas no último caso. Já no caso da excitação inelástica, as variações tanto para ângulos

Figura 5.10: Variação da Probabilidade de Emissão Direcional (PED) em função da variação do fator espectroscópico. Os PEDs obtidos se referem à correlação entre o detector de HPGe C1 com os detectores de partícula localizados a 42.7° (preto), 54.4° (vermelho), 78.6° (verde), 120.8° (azul marinho) e 138.6° (azul claro). A energia de reação é de 24 MeV e a transição analisada foi $3/2^- \rightarrow 1/2^-$.

dianteiros quanto traseiros praticamente inexistem, confirmando aquilo que já era esperado de que o PED desse mecanismo de reação é independente do fator espectroscópico das demais partições.

A explicação para essa baixa correlação entre o PED e os fatores espectroscópicos é que esses fatores não modificam a forma das distribuições angulares, mas sim a intensidade total das mesmas. Sendo assim, poderiam ser interpretados como um valor constante que irão multiplicar todos os pontos da distribuição. Há de se lembrar ainda que o PED é normalizado ao valor unitário, com isso, não há como um fator constante modificar a distribuição angular da radiação γ , visto que a única diferença seria na renormalização da mesma. Esta explicação também permite supor que este resultado (baixa correlação do PED com o fator espectroscópico) também será observado para

energias de reação diferentes das daqui estudadas, uma vez que variações dos fatores espectroscópicos nessas energias continuarão a não variar a forma das distribuições angulares mas sim apenas as suas intensidades totais. Embora não se mostre este estudo aqui, ele já foi realizado para diferentes energias na referência [51]. Mesmo sendo uma reação diferente da daqui estudada ($^{18}\text{O} + ^{110}\text{Pd}$), acredita-se que as conclusões aqui obtidas possam ser estendidas para outras energias.

A variação do PED para outros mecanismos de reação não foram estudados pois ou estes não são de interesse desta tese, ou não se sabe como calculá-los, como por exemplo nos casos nos quais o núcleo é gerado, por uma transferência, em um estado altamente excitado e sofre o processo de evaporação de partículas antes da emissão de raios- γ .

5.3 Distribuições Angulares do Decaimento Inelástico $2^+ \rightarrow 0^+$ do ^{120}Sn

Uma vez que já se fez a redução de dados experimentais e já se sabe como corrigi-los pelo cálculo da anisotropia de decaimento γ , tem-se agora todo o ferramental necessário para se transformar as contagens obtidas experimentalmente em uma seção de choque diferencial. Primeiramente será deduzida a equação que transforma as áreas experimentais em seções de choque diferenciais, discutindo-se entre outras coisas as normalizações utilizadas nesses cálculos. A seguir serão apresentadas as distribuições angulares do estado 2^+ do ^{120}Sn para diferentes energias de reação em regiões que vão desde pouco

abaixo até muito acima da barreira Coulombiana. Por fim os dados experimentais serão comparados com os cálculos teóricos realizados por diferentes métodos.

5.3.1 Definição de *Yield*

Daqui em diante define-se que intensidade é o número de contagens em uma dada energia do espectro dividido pela eficiência γ de detecção do respectivo HPGe nesta mesma energia. Tal intensidade (denotada por Y) pode ser descrita teoricamente por:

$$Y = I(E)N\Delta t \left[\int_{\Delta\Omega_{p,\gamma}} \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_\gamma} \right) d\Omega_p d\Omega_\gamma \right], \quad (5.1)$$

no qual $I(E)$ é a corrente de feixe para uma dada energia que atinge o alvo num dado tempo Δt , N é a densidade de núcleos por unidade de área no alvo e $d\Omega_i$ são os diferenciais dos ângulos sólidos dos detectores de partículas e raios- γ . O procedimento de redução de dados adotado visa extrair a seção de choque diferencial independentemente de alguns parâmetros, tais quais a corrente de feixe, a duração da medida e a densidade de núcleos no alvo, pois alguns deles podem variar dentro de uma mesma medida ($I(E)$), enquanto outros (Δt e N), podem inserir nas medidas eventuais erros sistemáticos. Nota-se ainda da expressão 5.1 que a seção de choque duplo diferencial $\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_\gamma} \right)$ é dependente tanto do ângulo sólido de espalhamento da partícula quanto do raio- γ a ela associado. A integral dessa expressão se dá nos ângulos sólidos dos detectores tanto de partículas quanto de raios- γ .

Sabe-se que no canal inelástico as escalas de tempo que envolvem a par-

tícula espalhada e a posterior emissão do raio- γ são muito diferentes (sendo a primeira muito menor que a segunda), com isso é possível separar a contribuição da seção de choque duplo diferencial da equação 5.1 em uma parte ligada ao espalhamento da partícula e outra ligada à seção de choque do raio- γ . Admite-se então que a aproximação $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_\gamma} \approx \frac{d\sigma}{d\Omega_p}(E, \theta_p)W(\theta_\gamma, \theta_p)$ é válida e, com isso, pode-se reescrever a equação 5.1 como:

$$Y = I(E)N\Delta t \left[\int_{\Delta\Omega_{p,\gamma}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_p}(E, \theta_p)W(E, \theta_\gamma, \theta_p, \phi_{\gamma p}) \right) d\Omega_p d\Omega_\gamma \right] = \int_{\Delta\Omega_{p,\gamma}} y d\Omega_p d\Omega_\gamma \quad (5.2)$$

Na equação 5.2, o termo y é a contração $I(E) N \Delta t \frac{d\sigma}{d\Omega_p}(E, \theta_p)W(\theta_\gamma, \theta_p)$. É importante notar que Y é um valor integrado e é medido experimentalmente, enquanto y é uma função que está ligada aos valores do *yield* para cada ponto com coordenadas $(\theta_\gamma, \theta_p)$. A vantagem da função y em relação ao valor integrado Y , é que o primeiro é expresso por valores pontuais de $\frac{d\sigma}{d\Omega_p}(E, \theta_p)$ e $W(E, \theta_\gamma, \theta_p, \phi_{\gamma p})$, obtidos teoricamente para cada ponto.

O cálculo da seção de choque diferencial envolve, usualmente, a normalização da distribuição angular por uma seção de choque conhecida. A referência [51] mostra que para energias próximas à barreira, a distribuição angular de raios- γ $W(E, \theta_\gamma, \theta_p, \phi_{\gamma p})$ pode ser aproximada a partir da excitação puramente Coulombiana e que pode-se relacionar as intensidades obtidas experimentalmente com a seção de choque diferencial, utilizando uma medida realizada em uma energia de referência (E_{ref}) que seja abaixo ou muito próxima da barreira Coulombiana, para normalizar os dados para cada ângulo. Além disso, um ângulo baixo de espalhamento de referência (θ_p^{ref}) também

deve ser utilizado, para o qual há a garantia de que a seção de choque diferencial teórica para normalização é confiável para todas energias. Por fim, apenas para poupar notação, escreve-se $W(E, \theta_\gamma, \theta_p, \phi_{\gamma p})$ como $W(\theta_\gamma, \theta_p)$.

5.3.2 Normalização da Distribuição Angular

Para energias de espalhamento abaixo da barreira Coulombiana é de se imaginar que, em medidas que envolvam raios- γ , a excitação Coulombiana deva representar um bom cálculo para a normalização dos dados. No entanto, como a reação realizada nesta tese envolve o projétil fracamente ligado ${}^7\text{Li}$, é de se esperar que caso se acople o efeito de CDCC à excitação Coulombiana este cálculo mais completo forneça uma descrição mais verídica dos dados experimentais. A fim de se obter as seções de choque de uma excitação Coulombiana, fizeram-se cálculos de canais acoplados com o programa FRESCO para a reação ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ a uma energia de 20.5 MeV, considerando-se apenas os estados fundamental, primeiro e segundo estados excitados do alvo e primeiro estado excitado do projétil. Essa energia foi a escolhida para se realizarem os cálculos pois existem dados experimentais da distribuição angular elástica dessa reação para tal energia, sendo que estes dados podem ser consultados na referência [11]. Comparou-se os dados experimentais com cálculos de canais acoplados e cálculos de canais acoplados acrescidos do potencial de polarização (acrécimo do efeito de *break-up*). Os resultados podem ser vistos na figura 5.11.

A análise da figura 5.11 mostra que os cálculos de CC acrescidos de um potencial de polarização, que simula o efeito do *break-up*, representam de

Figura 5.11: Distribuição angular elástica para a reação $^7\text{Li}+^{120}\text{Sn}$ a uma energia de 20.5 MeV. Em preto os pontos experimentais, em vermelho (linha tracejada) a previsão teórica de cálculo de canais acoplados e em verde (linha contínua) os cálculos de canais acoplados com o acréscimo do potencial de polarização.

maneira mais fidedigna os dados experimentais. Portanto optou-se por usar como normalização cálculos de excitação Coulombiana acrescidos do efeito de quebra do projétil via potencial de polarização.

5.3.3 Cálculo da Seção de Choque Diferencial

Como se deseja obter uma equação de seção de choque diferencial que seja independente de parâmetros tais quais a corrente de feixe ou o tempo de medida, nada mais natural do que se realizar cálculos de razões de intensidades, visto que estes parâmetros irão se cancelar. Experimentalmente são observados *yields* que representam uma medida de um dado ângulo sólido, e por consequência obtém-se Y . No entanto, tanto os cálculos teóricos de seção de choque de normalização quanto os valores de PED são obtidos para

valores pontuais. Derivando em ambos os lados a equação 5.2 pode-se obter $y = \frac{d^2Y}{d\Omega_p d\Omega_\gamma} \simeq \frac{Y}{\Delta\Omega_p \Delta\Omega_\gamma}$. A segunda parte da relação prévia é uma aproximação para ângulos pequenos. A aproximação pode ser melhorada quando um fator ξ (obtido teoricamente) é inserido: $y = \xi \frac{Y}{\Delta\Omega_p \Delta\Omega_\gamma}$. O fator ξ correlaciona a seção de choque integrada num intervalo com o valor da mesma no ponto central, permitindo assim comparar dados experimentais (pequena integração num ângulo sólido de seção de choque) com as curvas teóricas contínuas. Este fator é obtido ao se comparar a seção de choque diferencial teórica integrada de cada detector com a seção de choque diferencial no ponto central calculada pelo programa FRESCO.

Definindo um conjunto de três razões, uma escrita em função dos *yields* (R_Y), uma escrita em função das seções de choque (R_σ) e a última escrita em função dos PEDs (R_W), dadas explicitamente por

$$\begin{aligned}
 R_Y &= \frac{Y(E, \theta_p)}{Y(E_{ref}, \theta_p)} \div \frac{Y(E, \theta_p^{ref})}{Y(E_{ref}, \theta_p^{ref})}, \\
 R_\sigma &= \left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega_p}(E, \theta_p^{ref}) \right\rangle \frac{\left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega_p}(E_{ref}, \theta_p) \right\rangle}{\left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega_p}(E_{ref}, \theta_p^{ref}) \right\rangle} \text{ e} \\
 R_W &= \frac{W^{eff}(E, \theta_p^{ref})}{W^{eff}(E_{ref}, \theta_p^{ref})} \div \frac{W^{eff}(E, \theta_p)}{W^{eff}(E_{ref}, \theta_p)} \tag{5.3}
 \end{aligned}$$

O uso de $W^{eff}(E, \theta_p)$ ao invés de $W(E, \theta_p)$ visa somente evidenciar que a grandeza utilizada na expressão 5.3 não é puntual, mas sim o valor integrado para a perda de energia no alvo. Pode-se escrever a seção de choque

diferencial a partir destas razões e da equação 5.2 como

$$\left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega_p}(E, \theta_p) \right\rangle = R_Y R_\sigma R_W \quad (5.4)$$

É importante notar que na equação 5.3 o termo R_Y depende exclusivamente das medidas experimentais, enquanto R_σ e R_W dependem apenas de fatores obtidos teoricamente. É importante notar que R_σ e R_W são obtidos a partir de seções de choque médias no intervalos dos ângulos sólidos dos detectores, portanto, representam grandezas não pontuais. Conclui-se então que a seção de choque obtida pela equação 5.4 é também uma média (da integração em ângulo sólido), mostrando a necessidade de se usar o já discutido parâmetro ξ quando se deseja comparar essas distribuições angulares com com curvas teóricas pontuais.

Os termos das equações 5.3 e 5.4 são dependentes da energia E , do ângulo de espalhamento de partícula θ_p , da energia de referência E_{ref} e do ângulo de referência θ_p^{ref} . A primeira etapa de uma medida é normalizá-las para uma energia e um ângulo de referência cuja seção de choque diferencial seja conhecida, para isto existem os termos dependentes de $(E_{ref}, \theta_p^{ref})$. O passo seguinte é normalizar os pontos referentes a outros ângulos de espalhamento para essa energia de normalização, daí a necessidade de se escrever os termos em função de (E_{ref}, θ_p) . Por fim, para se obter as seções de choque diferenciais para diversos ângulos e energias que não os de normalização, é preciso correlacionar as seções de choques de uma energia qualquer com um valor conhecido em um ângulo de normalização, por isso a necessidade de termos escritos em função de (E, θ_p^{ref}) .

Pode-se então utilizar a expressão 5.4 para obter as distribuições angulares do canal inelástico. Utilizou-se uma energia de referência $E_{ref} = 18$ MeV e um ângulo de referência de $\theta_p^{ref} = 54.4^\circ$. Tanto para essa energia quanto para esse ângulo considerou-se que o espalhamento provinha de uma excitação Coulombiana acrescida do acoplamento com o contínuo para levar em conta o efeito de *break-up* Coulombiano do projétil. A energia de normalização escolhida se encontra muito abaixo da barreira Coulombiana e o ângulo de normalização é frontal, com isso, é válido normalizá-los por uma excitação Coulombiana, e, já que o o projétil do experimento é reconhecidamente um núcleo estável fracamente ligado, também é natural que se considere o efeito do acoplamento com o contínuo na normalização. Embora houvessem medidas experimentais em dois ângulos mais frontais (28.4° e 42.7°), estes não foram utilizados como ângulos de normalização. No primeiro caso, o detector apresentava uma fotomultiplicadora que não amplificava de maneira adequada o sinal, fazendo com que todo o espectro de partículas ficasse comprimido a uma pequena região, dificultando a identificação das partículas. Optou-se pelo terceiro ângulo de espalhamento mais dianteiro, uma vez que este se encontra numa região na qual os critérios para normalização ainda são válidos e porque este detector apresentava mais contagens que o conjunto de detectores que formavam o segundo ângulo de espalhamento.

Pode-se obter a distribuição angular medida em coincidência com cada um dos três detectores de HPGe. É necessário comparar se os valores das seções de choque obtidas com cada um dos três detectores de raios- γ é compatível com aqueles obtidos pelos demais, visto que os três estão efetuando a medida da mesma grandeza. Esta comparação pode ser vista na figura 5.12 para

uma energia de reação de 24 MeV para o estado 2^+ do ^{120}Sn .

Figura 5.12: Distribuição angular para a transição $2^+ \rightarrow 0^+$ do ^{120}Sn a 24 MeV, encontradas com os detectores de raios- γ C1 (preto), C2 (vermelho) e Ewa (verde).

A figura 5.12 mostra que as seções de choque obtidas com os detectores C1, C2 e Ewa são sempre compatíveis entre si, no entanto, os pontos relacionados ao detector Ewa ficam sistematicamente abaixo dos demais. Tal detector é aquele que usualmente apresenta menos contagens relacionados à distribuição angular. Com excessão de alguns ângulos, este é também o detector que apresenta maior incerteza relativa para cada ponto. O valor da seção de choque diferencial pode ser então obtido a partir da média ponderada das três seções de choque obtidas com cada detector de HPGe. Este procedimento acaba por reduzir tanto os erros sistemáticos quanto estatísticos. É importante ressaltar que estas medidas ainda não foram corrigidas pelo fator ϵ de correção que permite comparar medidas experimentais (detectores extensos) a cálculos teóricos (puntiformes).

5.3.4 Discussão das Distribuições Angulares Obtidas

Pode-se finalmente fazer a média ponderada pela incerteza para se obter as distribuições angulares para diferentes energias de espalhamento. Os dados obtidos e as comparações com diferentes modelos teóricos para energias de reação de 21, 24 e 27 MeV podem ser visualizados nas figuras 5.13, 5.14 e 5.15, respectivamente.

Figura 5.13: Distribuição angular para a transição $2^+ \rightarrow 0^+$ do ^{120}Sn a 21 MeV. Os dados (preto) são comparados com diferentes modelos teóricos: CRC com transferência de dois nêutrons sequencial (vermelho), DWBA com transferência de dois nêutrons sequencial (verde), CRC com transferência de di-nêutron direta (azul marinho), CC para excitação inelástica (azul claro) e CC sem o potencial nuclear (rosa).

Em todas as distribuições angulares há uma concordância boa dos dados com os modelos teóricos de CRC e DWBA com transferência de dois nêutrons sequencial, que são muito semelhantes entre si. O modelo de CRC com transferência de di-nêutron direta é também compatível com os dados de maneira satisfatória, sendo que para a distribuição angular de energia abaixo

Figura 5.14: Distribuição angular para a transição $2^+ \rightarrow 0^+$ do ^{120}Sn a 24 MeV. Os dados (preto) são comparados com diferentes modelos teóricos: CRC com transferência de dois nêutrons sequencial (vermelho), DWBA com transferência de dois nêutrons sequencial (verde), CRC com transferência de di-nêutron direta (azul marinho), CC para excitação inelástica (azul claro) e CC sem o potencial nuclear (rosa).

da barreira Coulombiana (21 MeV), ela se aproxima mais dos dados experimentais do que os cálculos de transferência sequencial. Entretanto, há de se lembrar que ela não descreve de maneira satisfatória a distribuição angular elástica da reação. O que se pode concluir disso é que o canal de transferência de dois nêutrons influencia fracamente a distribuição angular inelástica, tanto que tal distribuição é praticamente insensível ao mecanismo de reação associado a esse canal. Há ainda diferenças significativas entre os cálculos de CC com os cálculos de CRC (ou DWBA) sequenciais, especialmente para as energias mais baixas (21 e 24 MeV). Há também uma grande diferença para cálculos de CC com os cálculos de CC sem o potencial nuclear, especialmente para ângulos traseiros. Conclui-se que como há diferenças entre os cálculos

Figura 5.15: Distribuição angular para a transição $2^+ \rightarrow 0^+$ do ^{120}Sn a 27 MeV. Os dados (preto) são comparados com diferentes modelos teóricos: CRC com transferência de dois nêutrons sequencial (vermelho), DWBA com transferência de dois nêutrons sequencial (verde), CRC com transferência de di-nêutron direta (azul marinho), CC para excitação inelástica (azul claro) e CC sem o potencial nuclear (rosa).

de CC e CRC sequencial (sendo que o segundo é mais compatível com os dados) estas vem do acoplamento dos canais de transferência e, como tais diferenças são maiores conforme a energia decresce (região na qual o efeito de *break-up* é maior) isto provavelmente se relaciona ao potencial de polarização e, conseqüentemente, aos cálculos de CDCC. Já as diferenças existentes entre os cálculos de CC sem potencial nuclear com os cálculos de DWBA e CRC sequencial são, logicamente, devidas à falta de um potencial que descreva a interação nuclear para esses cálculos de CC. É notório como os dados experimentais de ângulos traseiros são melhor descritos pelo cálculo sem potencial nuclear para energias mais baixas, próximas da barreira (vide a distribuição angular de 21 MeV). Isso é esperado pois para essa energias espera-se que

a interação nuclear seja muito baixa. Quando a energia de reação cresce (24 e 27 MeV) nota-se como a não inclusão do potencial nuclear aumenta a discrepância entre teoria e dados experimentais.

A maior discrepância entre os dados e os cálculos sequenciais ocorre na região de espalhamento traseiro. Foi demonstrado no capítulo anterior (tabela 4.4) que a seção de choque de reação dessa excitação pouco varia conforme se acoplam transferências para núcleos ligados, indicando que caso algum canal de transferência não tenha sido acoplado aos cálculos, este dificilmente contribuiria para que o ajuste da teoria com os dados melhorasse. Por se tratar de uma região de ângulos traseiros, sabe-se que o espalhamento aí é determinado pelo termo nuclear do potencial, com isso, essa discrepância deve-se, principalmente, ao potencial escolhido. É normal que haja essas discrepâncias, uma vez que o Potencial de São Paulo dá uma interação média entre os nucleons e não a interação descrita em todos os seus detalhes. A energia de 27 MeV apresenta uma seção de choque da distribuição inelástica muito pequena para ângulos traseiros se comparada com os dados de energia de 24 MeV. Pode-se concluir que isto torna a distribuição angular de 24 MeV um caso mais interessante para o estudo dos efeitos do potencial nuclear, uma vez que os efeitos da sua interação serão maiores para esta energia.

5.3.5 Detector a 78.6°

Sabe-se que haviam dez detectores de partícula nessa medida e que estes se relacionavam a oito diferentes ângulos de medição, no entanto, conforme pode ser observado nas figuras 5.13, 5.14 e 5.15, existem apenas sete pontos

diferentes. Isto ocorre pois os dados referentes ao detector localizado em 78.6° não puderam ser utilizados pois esse ângulo se encontra próximo a 90° de espalhamento, posição na qual o feixe percorre uma longa distância dentro do alvo e acaba perdendo muita energia no mesmo, fazendo com que o pico se desloque para a esquerda e seja medido apenas em parte. No presente caso, o pico se deslocou tanto que sequer é possível identificá-lo em seu espectro de partículas projetado em ΔE . Isto pode ser visto na figura 5.16. Este fato é agravado neste detector pela grande abertura angular em θ do mesmo, que faz com que este se torne muito extenso e que a aproximação para o seu ângulo médio já não seja mais válida.

Figura 5.16: *Projeção no eixo ΔE do detector localizado em 78.6° , em coincidência com o detector de HPGe C1.*

5.4 Distribuições Angulares Para Transferência de Um Nêutron

5.4.1 Equação para Seção de Choque Diferencial de Transferência

A equação 5.4 foi deduzida levando-se em conta que o mecanismo de reação analisado tanto para o canal da energia de referência quanto para o canal estudado é o mesmo. Para excitações inelásticas tal equação é suficiente pois pode-se calcular facilmente as seções de choque de referência utilizando-se a excitação Coulombiana. No caso dessa tese incorporou-se aos cálculos de referência não só a excitação Coulombiana como também o efeito de *break-up* Coulombiano via potencial de polarização. Ocorre agora que há um novo mecanismo de reação envolvido cuja normalização não pode ser calculada da maneira como vinha sendo. Por conta disso é necessário encontrar um procedimento alternativo que permita transformar as contagens de cada detector de partícula em coincidência com um dado detector de raios- γ em uma seção de choque diferencial. Embora a equação 5.4 não possa ser usada nesse caso, a validade da equação 5.2 é mais ampla e pode-se usá-la para encontrar as seções de choque diferenciais de reação. Já que se obtiveram os valores experimentais das seções de choque do espalhamento inelástico pode-se usá-los como valores de normalização para a obtenção das seções de choque de transferência.

Pode-se escrever a equação 5.2 tanto para o canal inelástico quanto para o de transferência e então realizar a razão entre ambos. O resultado dessa

razão resulta na seguinte equação, que permite encontrar a seção de choque diferencial para a transferência inelástica

$$\frac{d\sigma^{trans}}{d\Omega_p}(E, \theta_p) = \frac{d\sigma^{ine}}{d\Omega_p} \frac{Y^{trans}}{Y^{ine}} \frac{W^{ine}(E, \theta_\gamma, \theta_p)}{W^{trans}(E, \theta_\gamma, \theta_p)} \quad (5.5)$$

Nota-se que para obter a seção de choque de transferência é necessário encontrar as intensidades relativas de detecção, além de, novamente, calcular-se os novos valores de PED. O PED novamente será calculado a partir de cálculos do programa FRESCO. Como se deseja obter os fatores espectroscópicos dos canais inelásticos da transferência de um nêutron opta-se por utilizar os cálculos de DWBA da transferência sequencial para obter os valores do PED que foram utilizados nos cálculos das seções de choque. Conforme foi citado anteriormente, os dados do espalhamento inelástico da transição $2^+ \rightarrow 0^+$ do ^{120}Sn foram utilizados para normalização dos dados. Por fim, há ainda na expressão apresentada previamente a razão entre os *yields* do processo inelástico e do processo de transferência.

5.4.2 Eficiência de Detecção

No caso do processo inelástico a razão de *yields* podia ser vista como a razão do número de contagens diretamente, no entanto isto não é mais possível no caso da transferência. Relembrando que a definição de *yield* é a razão entre o número de contagens de um dado detector sobre a eficiência de detecção de raios- γ para uma dada transição. Como a eficiência de detecção depende da energia do raio- γ medido, a razão de *yields* no caso de espalhamento inelástico se reduz simplesmente à razão de áreas, uma vez que tanto para a energia

5.4 Distribuições Angulares Para Transferência de Um Nêutron

171

de referência quanto para a energia de espalhamento estudada, a energia da transição e, conseqüentemente, do raio- γ a ela associada, é a mesma. Como se faz a redução de dados para um mesmo detector de HPGe não há o cancelamento dos termos de eficiência dos *yields*. Já no caso de uma reação de transferência isso não mais será verdade, devendo-se fazer a correção pela eficiência de detecção associada ao respectivo HPGe. O processo de obtenção dessa eficiência de detecção será discutido a seguir.

Medidas de eficiência foram realizadas em *singles* de radiação γ utilizando fontes radioativas de ^{152}Eu e ^{133}Ba , sendo assim possível obter a curva de eficiência dependente da energia da radiação incidente.

Para se obter as eficiências de detecção será necessário identificar os picos de transição e relacioná-los com suas respectivas intensidades relativas de transição, denotada pela letra I . Tanto os valores de I quanto da energia dos raios- γ foram obtidos da referência [52].

Após identificar esses picos de energia no espectro do ^{152}Eu pôde-se extrair suas respectivas áreas seguindo o mesmo procedimento adotado para os espectros de raios γ do ^{120}Sn . O passo seguinte consistiu em obter a calibração em eficiência de cada detector de HPGe. Para isso dividiu-se a área de cada pico referente a uma transição pela sua respectiva intensidade de transição, obtendo-se assim medidas experimentais da eficiência. Por fim, obteve-se uma curva de calibração para cada um dos detectores. A eficiência aqui encontrada será designada ϵ daqui para frente.

A forma do ajuste escolhido é de fundamental importância para se encontrar as curvas de eficiência de cada detector de HPGe. Existem várias formas diferentes de descrever as curvas de eficiência que variam desde a sua

forma de ajuste até as regiões de energia no qual estas podem ser aplicadas. Existem artigos que trazem uma coletânea de formas de ajuste para detectores de HPGe, além de compararem a eficiência dos diferentes tipos de ajuste. Um exemplo desse tipo de artigo é [53]. Analisando os diferentes ajustes propostos nesta referência levando-se em conta a região de energia nos quais os raios- γ de interesse estão localizados, além, claro, do tipo de detector utilizado na experiência, concluiu-se que o ajuste mais adequado seria aquele proposto por [54].

Neste trabalho, realizou-se o ajuste do logaritmo natural da eficiência ϵ . O ajuste de $\ln\epsilon$ é feito em função do logaritmo da energia, seguindo a proposta da referência [54]. A forma proposta do ajuste propõe que $\ln\epsilon$ possa ser escrito como uma série polinomial de $\ln[E]$ até quinta ordem, ou seja, $\ln[\epsilon] = \sum_i a_i (\ln[E_\gamma])^i$ com $i = 0 - 5$. Os parâmetros ajustados com essa equação para cada um dos detectores podem ser vistos na tabela 5.1.

Tabela 5.1: Parâmetros obtidos para a curva de calibração de cada um dos três detectores de HPGe seguindo a equação $\ln[\epsilon] = \sum_i a_i (\ln[E])^i$ com $i = 0 - 5$.

Detector	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5
<i>C1</i>	-451(14)	357(29)	-111(46)	17.1(8)	-1.31(69)	$3.99(23) \cdot 10^{-2}$
<i>C2</i>	-383(14)	304(29)	-94(46)	14.4(8)	-1.10(69)	$3.35(23) \cdot 10^{-2}$
<i>Ewa</i>	-261(12)	169(9)	-39(2)	3.89(28)	$-1.42(12) \cdot 10^{-1}$	0

Com esses parâmetros ajustados pode-se então obter a eficiência de detecção para várias energias de decaimento de raios- γ . A comparação entre os pontos experimentais de eficiência e a equação $\ln[\epsilon] = \sum_i a_i (\ln[E])^i$ ($i = 0 - 5$) com os parâmetros dados pelos valores que se encontram na tabela 5.1 podem ser visualizados na figura 5.17.

Na figura 5.17 pode-se notar que os ajustes são compatíveis com os dados

Figura 5.17: Curvas de calibração obtidas para cada um dos três detectores de HPGe a partir dos espectros de raios γ do ^{152}Eu e ^{133}Ba .

para os detectores C1 e C2. O ajuste do detector Ewa não necessitou do termo de quinta ordem, sendo suficiente o ajuste por um polinômio de ordem 4.

É importante ressaltar que a eficiência encontrada não é absoluta, no entanto, isto não será um problema pois, na equação 5.5, utiliza-se razões de eficiências, fazendo com que o uso da eficiência absoluta de medição seja desnecessário.

5.4.3 Distribuições Angulares do ^{121}Sn

Todos os dados de transferências a serem mostrados daqui por diante se referem a energias de reação de 24 MeV, visto que esta é a única energia acima da barreira que possui uma estatística suficiente e que permite uma boa análise. Os dados abaixo da barreira (21 MeV), mesmo tendo sido medidos por muitas horas, possuem seções de choque muito pequenas e não foram

observadas experimentalmente.

Com o cálculo da eficiência em mãos pode-se agora obter a seção de choque diferencial para as transições do ^{121}Sn através da equação 5.5, obtendo assim a distribuição angular de alguns dos estados desse núcleo. Foram observadas as transições $9/2^- \rightarrow 11/2^-$, $5/2^+ \rightarrow 3/2^+$ e $5/2(2)^+ \rightarrow 3/2^+$, que permitem estudar os estados excitados $9/2^-$ ($E^{exc} = 663.6$ keV), $5/2^+$ ($E^{exc} = 869.3$ keV) e $5/2(2)^+$ ($E^{exc} = 908.8$ keV), respectivamente. Tais estados foram descritos como excitações de partículas únicas junto com um *core* inerte de ^{120}Sn . Considerou-se que o estado $9/2^-$ era uma excitação com um nêutron localizado na camada $1h_{9/2}$, enquanto os estados $5/2^+$ e $5/2(2)^+$ eram excitações localizadas nas camadas $2f_{1/2}$ e $2f_{5/2}$, respectivamente.

Experimentalmente estas transições foram obtidas a partir da coincidência de partículas de $Z = 3$ com os respectivos raios- γ destes estados, ou seja, mediu-se exclusivamente as excitações no ^{121}Sn que estavam em coincidência com um ^6Li . Há um problema na análise do ^{121}Sn no que se refere à obtenção do PED pois tal núcleo apresenta uma série de dificuldades em seu estudo. Não há na literatura informações sobre a maioria dos estados excitados desse núcleo, sejam elas de tempo de meia-vida até polaridade da transição, com isto, para que se pudesse obter um valor de PED (nos quais tais informações são necessárias) teve-se de utilizar dados de algum núcleo semelhante a este. Observou-se uma certa semelhança entre esse núcleo e o seu isótopo ^{119}Sn , tais como uma estrutura similar de estados (estado fundamental com primeiro estado excitado de baixa energia), um nêutron de valência no seu modelo de camadas, *spins* similares, etc. Utilizou-se então as multipolaridades de decaimento e tempos de meia-vida dos estados do ^{119}Sn para estimar

5.4 Distribuições Angulares Para Transferência de Um Nêutron 175

estas mesmas grandezas para estados do ^{121}Sn e, com isso, calcular os PEDs dos mesmos.

As seções de choque diferenciais dos estados excitados $9/2^-$, $5/2^+$ e $5/2(2)^+$ do ^{121}Sn foram encontradas para uma energia de reação de 24 MeV. Ainda é importante ressaltar que as transições utilizadas para estudar os estados $5/2^+$ e $5/2(2)^+$ não eram as únicas dos mesmos, e com isso tais transições não representavam a seção de choque total destes estados, sendo necessário corrigir esse fato a fim de se obter a seção de choque efetiva do mesmo. A transição $5/2^+ \rightarrow 3/2^+$ é responsável por 83.3% da seção de choque deste estado, enquanto a transição $5/2(2)^+ \rightarrow 3/2^+$ representa 59.8% da seção de choque total de seu respectivo estado. Os cálculos teóricos obtidos para um modelo de DWBA com transferência sequencial de dois nêutrons e os dados experimentais podem ser vistos a seguir para os três estados em questão nas figuras 5.18, 5.19 e 5.20.

5.4.4 Discussão das Distribuições Angulares do ^{121}Sn

A figura 5.18 mostra a distribuição angular para o estado $9/2^-$ do ^{121}Sn , enquanto as figuras 5.19 e 5.20 trazem tais distribuições para os estados $5/2^+$ e $5/2(2)^+$ desse mesmo núcleo, respectivamente. Por exceção da primeira figura, nota-se uma concordância muito boa entre os dados experimentais e o modelo teórico. No caso dos estados $5/2^+$ e $5/2(2)^+$, a distribuição angular teórica encontrada reproduz a posição do pico, assim como o padrão de subida e descida dos dados. Esse padrão também é observado no caso do estado $9/2^-$, no entanto, a posição do pico de máximo teórico parece estar

Figura 5.18: Distribuição angular para a transferência de um nêutron, resultando no núcleo excitado ^{121}Sn cuja energia de excitação era 663.6 keV. Os dados experimentais (obtidos a uma energia de reação de 24 MeV) estão em preto e os cálculos teóricos (modelo de DWBA que inclui a transferência sequencial de dois nêutrons) em vermelho.

deslocado para a direita em relação aos dados experimentais. Há de se notar que esta é a medida mais difícil de se fazer dentre os três estados pois possui a menor seção de choque.

Os cálculos de DWBA foram realizados utilizando-se o programa SFRESCO [40]. Nesse programa é possível efetuar os cálculos utilizando o mesmo *input* descrito anteriormente, no entanto, pode-se fornecer ao mesmo os valores experimentais das seções de choque. O programa então varia o valor da amplitude espectroscópica de cada um dos estados, ajustando-as de forma a minimizar o χ^2 e obter o cálculo mais compatível possível com os dados. Pôde-se então obter os valores das amplitudes espectroscópicas $A_{lsj}^{jJ_cJ}$ via SFRESCO e dos fatores espectroscópicos $S_{lsj}^{jJ_cJ}$ via equação 2.28. Os resulta-

5.4 Distribuições Angulares Para Transferência de Um Nêutron177

Figura 5.19: Distribuição angular para a transferência de um nêutron, resultando no núcleo excitado ^{121}Sn cuja energia de excitação era 869.3 keV. Os dados experimentais (obtidos a uma energia de reação de 24 MeV) estão em preto e os cálculos teóricos (modelo de DWBA que inclui a transferência sequencial de dois nêutrons) em vermelho.

dos obtidos podem ser vistos na tabela 5.2, cuja incerteza de $A_{lsj}^{jJ_cJ}$ foi dada pelo ajuste de χ^2 pelo programa SFRESCO e a incerteza de $S_{lsj}^{jJ_cJ}$ é dada pela propagação usual de incertezas da equação 2.28.

Tabela 5.2: Amplitudes e fatores espectroscópicos, com suas respectivas incertezas, obtidos para o canal de transferência de um nêutron a uma energia de reação de 24 MeV.

Estado	$A_{lsj}^{jJ_cJ}$	σ_A	$S_{lsj}^{jJ_cJ}$	σ_S
9/2 ⁻	0.238	0.008	0.057	0.004
5/2 ⁺	0.183	0.010	0.033	0.003
5/2(2) ⁺	0.142	0.004	0.020	0.001

Os três estados possuem valores de fatores espectroscópicos muito pequenos, da ordem de 10^{-2} . Valores pequenos de fatores espectroscópicos estão associados a cálculos nos quais nem todos os canais de reação foram acoplados

Figura 5.20: Distribuição angular para a transferência de um nêutron, resultando no núcleo excitado ^{121}Sn cuja energia de excitação era 908.8 keV. Os dados experimentais (obtidos a uma energia de reação de 24 MeV) estão em preto e os cálculos teóricos (modelo de DWBA que inclui a transferência sequencial de dois nêutrons) em vermelho.

aos mesmos. No caso da transferência de um nêutron, sabe-se das referências [4, 5, 7] que o processo de transferência de um nêutron seguido do *break-up* do projétil resultante ^6Li é mais intenso que o *break-up* direto. Isso já mostra que nos cálculos um dos canais sequenciais à transferência de um nêutron não está incluído. Talvez haja ainda outros canais cuja transferência de um nêutron seja um passo intermediário de transição, e por conta disso, tais canais deveriam ser incluídos sequencialmente aos cálculos. O que se quer dizer dessa discussão é que não há qualquer problema com os dados, mas sim os cálculos que não levam em conta outros canais sequenciais à transferência de um nêutron. Ocorre então que uma grande parte do fluxo inicial recai nesse canal. No entanto, ele não é transferido aos canais posteriores, ficando

5.4 Distribuições Angulares Para Transferência de Um Nêutron179

retido no canal intermediário ${}^6\text{Li}+{}^{121}\text{Sn}$. Um outro exemplo de canal que possui a transferência de um nêutron como um processo intermediário é a transferência de dois nêutrons sequencial. Conclui-se então que o valor da seção de choque diferencial para o canal ${}^6\text{Li}+{}^{121}\text{Sn}$ é calculada de maneira superestimada, o que faz com que o valor do fator espectroscópico seja subestimado. Todo o processo descrito anteriormente não decorre da falta de acoplamentos de mais níveis excitados do ${}^{121}\text{Sn}$ pois verificou-se que o acoplamento de um nível de cada vez pouco influi na seção de choque de reação dos níveis anteriores.

Para não ficar apenas no campo especulativo resolveu-se averiguar se o canal de transferência seguida de quebra do ${}^6\text{Li}$ também estaria presente neste trabalho. Este dado reforçaria a tese de que nem todos os canais foram acoplados aos cálculos descritos anteriormente. Para se realizar esse estudo fizeram-se bananas selecionando apenas as partículas de $Z = 2$ nos detectores de partículas $\Delta E - E$, em seguida, projetaram-se os espectros de raios- γ de cada detector HPGe que estava em coincidência com essas bananas. Esse espectro γ traria informação acerca de todos os núcleos gerados em coincidência com qualquer detector cuja partícula emitida tivesse carga $Z = 2$. Verificou-se então se os estados do ${}^{121}\text{Sn}$ estavam presentes em tal espectro, pois, em caso afirmativo, essa coincidência só poderia existir caso os raios- γ do ${}^{121}\text{Sn}$ estivessem em coincidência com partículas α provindas da quebra do ${}^6\text{Li}$ posterior ao processo de transferência. O espectro de raios- γ (para o detector HPGe C1) em coincidência com todos os detectores *phoswich* selecionando partículas de $Z = 2$ a uma energia de 24 MeV pode ser visto na figura 5.21.

Figura 5.21: Espectro de raios- γ (para o detector HPGe C1) em coincidência com todos detectores phoswich para partículas de $Z = 2$ a uma energia de 24 MeV. As transições $9/2^- \rightarrow 11/2^-$, $5/2^+ \rightarrow 3/2^+$ e $5/2(2)^+ \rightarrow 3/2^+$ do ^{121}Sn estão assinaladas em vermelho na figura.

Nota-se na figura 5.21 que toda a cascata de raios- γ do núcleo ^{121}Sn está presente na referida coincidência, indicando que este canal está novamente presente nos dados, em consonância com as referências [4, 5, 7].

5.5 Transferências Seguidas de Quebra do Projétil e Cálculos de Monte Carlo

5.5.1 Introdução ao Problema da Quebra do Projétil

No caso dos processos de transferência *stripping* de dois nêutrons e do *pick-up* de um próton há uma grande dificuldade associada à análise desses processos. Em ambos os projéteis gerados pelas transferências são instáveis e apresentam curtíssimas meias-vida, decaindo antes que possam chegar aos detectores de

partícula. No caso do processo de *stripping* é gerado o núcleo instável de ${}^5\text{Li}$ que se particiona em uma partícula α e um próton. Já no processo de *pick-up* de um próton é gerado o ${}^8\text{Be}$ que decai gerando duas partículas α . A presente seção tem como objetivo explicar todo o processo de redução de dados utilizado na obtenção das distribuições angulares para que estas possam ser apresentadas e discutidas em breve.

O primeiro passo é estudar as posições nas quais ocorrem os processos de decaimento do ${}^5\text{Li}$ e ${}^8\text{Be}$ gerados. Sabe-se que o núcleo de ${}^8\text{Be}$ tem meia-vida de 5.57 eV, que em segundos equivalem a aproximadamente $1.2 \cdot 10^{-16}$ s. Utilizando-se o programa Kineq calculou-se as velocidades de emissão do ${}^8\text{Be}$ em função do ângulo de espalhamento. Em posse desse valor foi possível calcular o máximo espaço percorrido pelo ${}^8\text{Be}$ antes que este decaia em duas partículas α . O valor do espaço máximo percorrido é cerca de $3.4 \cdot 10^{-9}$ m, ou seja, considerando que o alvo de ${}^{120}\text{Sn}$ apresenta uma espessura de 1.66 mg/cm², conclui-se que o projétil decai ainda dentro do alvo. O ${}^5\text{Li}$ apresenta uma meia vida ainda mais curta, pois seus 1.2 MeV de meia-vida são equivalentes a $5.4 \cdot 10^{-19}$ s de tempo de vida. Como o ${}^5\text{Li}$ tem meia-vida ainda mais curta que o ${}^8\text{Be}$, espera-se que este percorra uma distância ainda menor dentro do alvo antes de decair, mesmo que este venha a ser espalhado com uma maior energia. De fato, fazendo um procedimento de análise semelhante àquele utilizado para o ${}^8\text{Be}$, descobre-se que máxima distância percorrida no alvo de ${}^{120}\text{Sn}$ pelo ${}^5\text{Li}$ é de $6.4 \cdot 10^{-11}$ m, ou seja, menos de uma camada atômica e, conseqüentemente, ainda dentro do alvo. Devido às pequenas distâncias que ambos os núcleos percorrem antes de decaírem e as suas pequenas meia-vida, pode-se adotar a aproximação de que, em ambos

os casos, o processo de quebra do núcleo é instantâneo.

A dificuldade envolvida em analisar corretamente este canal vem do fato de ser possível obter teoricamente, com o auxílio do programa FRESCO, apenas as distribuições angulares referente ao ^8Be e ^5Li em seus estados ligados. Experimentalmente, no entanto, obteve-se a distribuição angular das partículas α ou prótons geradas a partir dos decaimentos do ^8Be e ^5Li . Com isso há uma clara dificuldade em se fazer a conexão dos valores obtidos experimentalmente com as previsões teóricas. Para que tal comparação seja possível é necessário realizar uma série de estudos e correções que permitam que uma comparação segura seja feita.

A dificuldade presente consiste em relacionar distribuições angulares de partículas α e prótons em distribuições angulares dos projéteis instáveis ^5Li e ^8Be que, através de seus decaimentos, geraram estas partículas. Para isso há de se correlacionar a seção de choque diferencial dos núcleos iniciais em cada ponto da distribuição, com o ângulo de ejeção das partículas ejetadas nesse mesmo ponto. A segunda parte já foi obtida teoricamente com o código FRESCO, conforme dito anteriormente, com isto, basta agora reduzir o problema da ejeção das partículas secundárias a um problema de mecânica básica que leva em conta a conservação de energia da reação e do momento linear dos núcleos espalhados. Entretanto, não se conhece exatamente o ângulo relativo entre as partículas do sistema secundário (posterior a quebra) no sistema de laboratório. De fato, devido à conservação de energia e momento, há mais de um ângulo relativo possível com que essas partículas podem ser geradas. É de se esperar que se obtenha não um valor para o ângulo relativo entre as partículas α para cada ângulo de emissão, mas sim diversos valores

de ângulos relativos.

Conforme dito no parágrafo anterior, não se sabe o ângulo relativo das partículas no sistema de laboratório. Entretanto, isto não é verdade quando se trata do sistema de centro de massa do ^8Be e ^5Li , no qual as partículas devem ser ejetadas em direções contrárias devido à conservação de momento. A partir desse fato, fez-se um programa que utiliza o método de Monte Carlo para simular o ângulo relativo dos decaimentos entre as partículas ejetadas, em função do ângulo de espalhamento do ^8Be e do ^5Li . O funcionamento desse programa será explicado a seguir.

5.5.2 Programa com Método de Monte Carlo

O primeiro passo do programa é calcular a energia do projétil composto formado. Para isso, é necessário fornecer o valor da energia da reação e o Q da reação. O estudo realizado aqui foi feito para uma energia de reação de 24 MeV. A partir daí é possível obter a magnitude do momento do núcleo ejetado, tanto no sistema de centro de massa quanto no de laboratório. Em seguida sorteia-se a direção de ejeção do projétil composto utilizando-se o método de Monte Carlo, no entanto, não considerou-se a probabilidade de ejeção equiprovável para ângulos de espalhamento entre 0° e 180° , mas sim, ponderou-se a probabilidade de emissão do ^8Be e do ^5Li pelas suas respectivas distribuições angulares teóricas obtidas com o programa FRESCO. Dessa maneira, ângulos com maiores seções de choque serão mais provavelmente sorteados, simulando-se assim de maneira mais fidedigna o processo que ocorre experimentalmente.

Realizados os cálculos precedentes, sorteia-se a direção de ejeção das duas partículas α do decaimento do ^8Be e da partícula α e do próton no caso do ^5Li . O sorteio desse ângulo de ejeção se dá nos sistemas de centro de massa do ^8Be e do ^5Li utilizando-se novamente o método de Monte Carlo. A diferença desse novo sorteio do ângulo de ejeção em relação ao sorteio anterior é de que agora a ejeção se dá de maneira isotrópica em função do ângulo sólido nos sistemas de centro de massa dos dois núcleos. Com a direção do sorteio feita pode-se obter então os vetores de velocidade das duas partículas ejetadas no sistema de centro de massa.

O passo final consiste em transformar os vetores velocidade do sistema de centro de massa para o sistema de laboratório, para isto, basta somar aos vetores velocidade das partículas o vetor de velocidade do núcleo original (^8Be ou ^5Li) no sistema de laboratório. O procedimento anterior é repetido por 10000 vezes a fim de se obter uma simulação do espalhamento das partículas ejetadas.

5.5.3 O caso do ^8Be

No caso do ^8Be pode-se verificar qual é o ângulo relativo de abertura entre as partículas α ejetadas e como este ângulo varia em função do ângulo de espalhamento do ^8Be originalmente espalhado. Isto pode ser verificado na figura 5.22.

Na figura 5.22 pode-se verificar que o ângulo relativo do espalhamento entre as partículas α cresce em função do ângulo de espalhamento do ^8Be original, além disso, percebe-se que a maior parte dos decaimentos ocorre para

Figura 5.22: *Ângulo relativo do espalhamento das partículas α em função do ângulo de espalhamento do ^8Be original para um sistema de laboratório.*

o máximo valor possível de ângulo de espalhamento relativo. Basta observar que nesta mesma figura a maior parte das contagens se localiza no máximo ângulo relativo para um dado ângulo de laboratório. Por fim, percebe-se ainda do gráfico citado anteriormente que as contagens se concentram ao redor de uma dada região, que está diretamente ligada ao ponto de máximo na seção de choque da distribuição angular.

Nota-se que o ângulo de espalhamento relativo das partículas α do decaimento do ^8Be é de no máximo 7° . Isto implica em dizer que espera-se que uma partícula α medida em um dos detectores de partícula do sistema irá estar deslocada da metade desta distância do ^8Be original. Devido a este processo de quebra é de se esperar que partículas α provindas de ângulos de espalhamento do ^8Be que não seriam medidos originalmente pelos detectores acabam por adentrar nos mesmos devido às aberturas angulares dos orifícios colimadores. Pode-se então ainda fazer um estudo verificando os ângulos do ^8Be que seriam medidos originalmente para cada posição. Tal estudo é feito

na figura 5.23.

Figura 5.23: Ângulos de espalhamento do ^8Be original para cada evento de partícula α adquirido por cada um dos nove ângulos de espalhamento presentes na experiência. O padrão de cores indica os principais focos de origem de contagens para cada orifício.

A figura 5.23 mostra os ângulos de ^8Be espalhado relacionados a cada partícula α que adentrou em um dado detector devido à abertura angular do orifício colimador. A análise da figura mostra que houve o alargamento da área de aceitação de ângulos de espalhamento para alguns detectores, algumas vezes podendo ser superior a 10° . Verifica-se também que para a maior parte dos detectores a principal região de concentração de ^8Be espalhado na qual uma das partículas α passa pelo orifício de detecção se dá para a região central de detecção. Dada a pequena abertura angular sofrida pelas partículas α conclui-se que a coincidência com partículas de $Z = 2$ e raios- γ do ^{119}In pode ser utilizada para estudar o canal de *pick-up* de próton.

5.5.4 O caso do ${}^5\text{Li}$

Deve-se realizar agora estudos similares para o caso do decaimento do ${}^5\text{Li}$. No caso anterior os estudos eram mais simples pois as duas partículas ejetadas eram idênticas. No entanto, o decaimento do ${}^5\text{Li}$ gera uma partícula α e um próton, logo, deve-se estudar ambos os casos separadamente. Para isso, fez-se uma análise que media o ângulo de emissão das duas partículas (separadamente) em relação ao ângulo de espalhamento do ${}^5\text{Li}$ original. Note que este é um estudo diferente daquele da figura 5.22, pois no caso do ${}^8\text{Be}$ verificava-se o ângulo existente entre as duas partículas α ejetadas e agora irá se aferir um valor para o ângulo da α e do próton em relação ao ângulo do ${}^5\text{Li}$ espalhado. O valor do ângulo relativo entre o ${}^5\text{Li}$ e a partícula α ejetada em função do ângulo de espalhamento do ${}^5\text{Li}$ em laboratório pode ser visto na figura 5.24, enquanto o mesmo estudo realizado para o ângulo relativo do próton pode ser visualizado na figura 5.25

Figura 5.24: Ângulo relativo do espalhamento da partícula α com o ${}^5\text{Li}$ original em função do ângulo de espalhamento do ${}^5\text{Li}$ para um sistema de laboratório.

Figura 5.25: Ângulo relativo do espalhamento do próton com o ^5Li original em função do ângulo de espalhamento do ^5Li para um sistema de laboratório.

A análise de ambas as figuras mostra que elas apresentam algumas semelhanças com a figura 5.22, principalmente o fato do ângulo de decaimento relativo ao ^5Li original crescer em função do ângulo de espalhamento do projétil composto. A maior parte dos decaimentos novamente se dá para o máximo valor possível do ângulo relativo e estes se concentram uma vez mais ao redor da região do ponto de máximo na seção de choque da distribuição angular. As principais diferenças vistas na análises dessas figuras ocorre nos valores dos ângulos de espalhamento relativos envolvidos. No caso do ^8Be o ângulo relativo entre uma das partículas α ejetadas e o ângulo do projétil composto é de no máximo 3.5° , enquanto este mesmo ângulo para o ^5Li é de até 8.0° para a partícula α e chega a aproximadamente 34.0° para o próton. No segundo caso os ângulos de espalhamento são bem maiores do que no primeiro, devido à diferença da energia cinética liberada na quebra do projétil composto. No primeiro caso esta energia é de 0.09 MeV enquanto no segundo chega a 1.97 MeV, ou seja, a abertura angular das partículas

ejetadas está ligada diretamente à energia da quebra do núcleo composto, sendo maior para maiores energias cinéticas. Isto é cinematicamente esperado assim como o fato da partícula de menor massa sofrer uma deflexão maior do que aquela de maior massa para o caso do ${}^5\text{Li}$. No caso do ${}^8\text{Be}$ já se discutiu que a pouca abertura angular envolvida permite com que a análise de estados excitados seja feita verificando a coincidência de raios- γ com partículas de $Z = 2$. No entanto, há de se tomar cuidado para os casos do ${}^{122}\text{Sn}$, visto que o próton ejetado do ${}^5\text{Li}$ possui um alto ângulo de espalhamento e, portanto, não seja possível extrair nenhuma informação confiável acerca da coincidência existente entre raios- γ do ${}^{122}\text{Sn}$ e partículas de $Z = 1$. As partículas α ejetadas na transferência de dois nêutrons apresentam ainda assim um ângulo de abertura relativa alto. No entanto, este é um melhor candidato para o estudo dos estados excitados do ${}^{122}\text{Sn}$.

Após realizar todos estes estudos decidiu-se como proceder nas análises das transferências remanescentes, ou seja, com quais partículas se deve realizar as coincidências e quais os raios γ de interesse, no entanto, há ainda uma última questão em aberto: como levar em conta o efeito de quebra do projétil composto gerado? O procedimento adotado visa utilizar ainda a equação 5.5 mas é preciso tomar precauções extras no seu uso, de forma a incorporar à mesma este novo fato. Tal equação não permite que se modifique as grandezas relacionadas ao mecanismo de reação inelástico, logo, podem ser modificadas apenas as grandezas relacionadas aos mecanismos de transferência. O *yield* representa uma medida experimental e, portanto, não pode sofrer qualquer mudança durante a análise. Sabe-se que Y^{trans} (nestes casos supracitados) acaba por medir experimentalmente partículas espalha-

das que não estão relacionadas diretamente apenas aos ângulos delimitados pelo colimador, mas sim a uma abertura angular maior, alargada pelo processo posterior de quebra do projétil formado. Com isto, resta apenas um fator a ser alterado, que é justamente o PED $W^{trans}(E, \theta_\gamma, \theta_p)$. Deve-se alterar este fator não de maneira arbitrária, mas sim de forma que este passe a ficar em conformidade com aquilo que foi medido experimentalmente. Por conta disto deve-se também incorporar ao mesmo o fato de haver a abertura angular devido ao processo de quebra.

Para a incorporação do efeito discutido previamente no valor de PED não se pode fazer o simples alargamento do tamanho do colimador, pois além do efeito de quebra há ainda a ponderação do mesmo devido à seção de choque, fazendo com que as partículas de um dado ângulo possam ser mais medidas do que um outro. Por conta disso a metodologia adotada para incorporar esse processo consistiu em, primeiramente, utilizar as simulações de Monte Carlo descritas previamente para simular quantas partículas α seriam medidas nos detectores para ambos os casos de quebra. Para todos os eventos que fossem ser adquiridos por um detector (nessa simulação), guardou-se a informação dos ângulos de espalhamento do projétil composto espalhado, ou seja, informação angular tanto do ^5Li quanto do ^8Be . Após essas duas etapas, possuía-se a informação do espalhamento já ponderada pela seção de choque, restando agora recalcular o parâmetro $W^{trans}(E, \theta_\gamma, \theta_p)$ de forma que este fosse o mais representativo possível do que se esperaria observar experimentalmente. Para isto, estudou-se quais os ângulos máximo e mínimo dos projéteis compostos que poderiam ser observados para cada um dos detectores. A seguir, calculou-se um novo valor de PED para cada orifício do colimador,

considerando a extensão do ângulo do espalhamento descrita anteriormente. Ainda nestes cálculos de PED também dividiu-se cada orifício em um conjunto de dezesseis seções menores, obtendo assim um conjunto de dezesseis PEDs que descrevem regionalmente o comportamento dessa grandeza para cada orifício de colimação. Por fim, utilizou-se os cálculos de Monte Carlo em conjunto com o PED das dezesseis subdivisões anteriores para se obter uma média ponderada (pelo número de contagens em cada subdivisão do valor de PED) para cada detector. Este novo valor de PED médio leva em conta todo o processo de quebra do ^5Li e do ^8Be e pode então ser utilizado para se obter o valor da seção de choque diferencial da transferência *stripping* de dois nêutrons e do *pick-up* de próton. Tanto as distribuições angulares desses processos, quanto os valores de fatores espectroscópicos e suas respectivas discussões serão apresentadas na seção seguinte.

5.6 Distribuições Angulares do ^{119}In e ^{122}Sn

Nesta seção serão apresentadas as distribuições angulares de alguns estados excitados encontrados nos núcleos gerados nos canais de transferência $^8\text{Be}+^{119}\text{In}$ e $^5\text{Li}+^{122}\text{Sn}$. A partir de tais distribuições angulares serão obtidos os valores das amplitudes espectroscópicas desses estados e, em seguida, os fatores espectroscópicos dos mesmos. Por fim será feita a discussão acerca das distribuições angulares, assim como dos valores de fatores espectroscópicos. A fim de facilitar a compreensão por parte do leitor, cada um dos canais de transferência citados anteriormente serão apresentados separadamente em diferentes subseções. Primeiramente será apresentada toda a discussão acerca

do *pick-up* de próton do canal $^8\text{Be}+^{119}\text{In}$, a seguir serão discutidas as análises da transferência *stripping* sequencial de dois nêutrons do canal $^5\text{Li}+^{122}\text{Sn}$.

5.6.1 *Pick-up* de Próton - Canal $^8\text{Be}+^{119}\text{In}$

O canal de *pick-up* de próton foi analisado em vista da equação 5.5, no qual o valor da anisotropia angular foi obtido através do procedimento descrito no final da seção anterior. A comparação dos dados experimentais com o cálculo de DWBA para transferência sequencial de dois nêutrons é feito na figura 5.26. Nestes cálculos os estados do núcleo ^{119}In são gerados a partir do modelo de camadas do ^{120}Sn , considerando buracos no lugar de nucleons para a descrição dos mesmos. Os estados excitados são descritos como buracos em camadas cada vez mais internas do núcleo de ^{120}Sn . O estado excitado estudado em questão foi o $3/2^-$ com energia de excitação de 604.2 keV. Este é o segundo estado excitado deste núcleo, sendo que o primeiro estado excitado ($1/2^-$ com $E_{EXC} = 311.4$ keV) não pôde ser estudado pois sua meia vida é da ordem de 18 meses, não tendo sido, portanto, observado experimentalmente. Outros estados deste núcleo não foram observados experimentalmente. O estado $3/2^-$ foi construído como um buraco de próton na camada $2p_{3/2}$.

A primeira visualização da figura 5.26 destaca-se pelas altas incertezas dos pontos experimentais. Isto decorre devido ao baixo número de contagens de cada pico, reflexo das baixas seções de choque diferenciais medidas, neste caso, da ordem de 10^{-2} mb/sr. Vê-se um padrão da formação do pico de máximo do processo de *pick-up* de próton nos dados experimentais, embora haja um decréscimo (ao invés de acréscimo) da seção de choque diferencial

Figura 5.26: Distribuição angular para o *pick-up* de um próton, resultando no núcleo excitado ^{119}In cuja energia de excitação era 604.2 keV. Os dados experimentais (obtidos a uma energia de reação de 24 MeV) estão em preto e os cálculos teóricos (modelo de DWBA com a inclusão da transferência sequencial de dois nêutrons) em vermelho.

entre os pontos de 42.7° e 54.5° . Mesmo com a grande incerteza experimental envolvida, aparentemente há uma boa concordância entre os pontos experimentais com os cálculos teóricos realizados. Tais cálculos são ajustados com os pontos experimentais segundo a variação da amplitude espectroscópica teórica, de forma que a variação desse parâmetro forneça o melhor ajuste (redução de χ^2) entre dados e teoria. O valor da amplitude espectroscópica encontrado foi de 1.27(9), que resulta num fator espectroscópico de 1.62(22). Embora o valor do fator espectroscópico encontrado seja superior a 1, isto é esperado teoricamente, visto que o próton transferido vem da camada $1g_{9/2}$ do núcleo de ^{120}Sn , camada esta ocupada por 10 nucleons. Há portanto uma indistinguibilidade entre quais dos nucleons foi o transferido, fazendo com que

o fator espectroscópico possa ser efetivamente maior que a unidade. Um fator espectroscópico dessa magnitude em conjunto com um grande número de nucleons indistinguíveis que poderiam ser transferidos do ^{120}Sn , resultando no ^{119}In , indica que há uma baixa probabilidade de se descrever o $^{119}\text{In}^*$ a partir da função de onda do ^{120}Sn no estado fundamental e de um buraco em sua camada $2p_{3/2}$, algo que é esperado, visto que o ^{119}In é um núcleo complexo e dificilmente poderia ser descrito a partir de um modelo de *single-particle* extremo. A próxima subseção irá discorrer acerca das distribuições angulares e ajustes encontrados para quatro estados excitados do ^{122}Sn , resultante da transferência (*stripping*) sequencial de dois nêutrons.

5.6.2 *Stripping* de Dois Nêutrons - Canal $^5\text{Li}+^{122}\text{Sn}$

Novamente trata-se de um caso que resulta num projétil que sofrerá o processo de decaimento após ocorrer a transferência dos dois nêutrons. Com isto, ao se utilizar a equação 5.5 no cálculo da seção de choque de transferência deve-se tomar o cuidado de utilizar o valor de PED provindo da análise descrita na seção anterior.

No caso desse canal pôde-se observar uma série de transições em coincidência com as partículas de $Z = 2$ que são associadas a diversos estados excitados do núcleo ^{122}Sn . Tais transições também puderam ser observadas em coincidência com partículas de $Z = 1$, o que é uma prova de que efetivamente estes decaimentos se relacionam ao núcleo de ^{122}Sn , uma vez que estão em coincidência com as duas partículas provindas do decaimento do ^5Li (próton e partícula α). Conforme já foi dito anteriormente, a análise da seção

de choque diferencial dessa transferência será feita utilizando-se somente os dados providos da coincidência das partículas α com os raio- γ do ^{122}Sn , uma vez que os ângulos de espalhamento dos prótons resultantes do decaimento do projétil composto são muito grandes, fazendo com que a anisotropia de decaimento de raios- γ fosse resultado de um grande espectro de diferentes ângulos de espalhamento, levando a um valor médio que não é necessariamente representativo de uma dada região.

O primeiro estado estudado do núcleo ^{122}Sn foi o $0(2)^+$ com $E_{EXC} = 2087.7$ keV. Esse estado foi descrito como a excitação de um nêutron na camada $3p_{3/2}$ associado a um *core* de ^{121}Sn . Estudou-se este estado e não o primeiro estado excitado (2^+ com $E_{EXC} = 1140.5$ keV) pois, ao contrário do segundo caso, este não é alimentado por nenhuma transição provinda de estados superiores, sendo assim facilmente aferido experimentalmente seu valor sem a necessidade de maiores correções. Outra motivação para se estudar este estado é que pode-se estender seu valor de fator espectroscópico para os dois próximos estados excitados (4^+ e $2(2)^+$), visto que esse tripleto de estados pode ser entendido como provindo do acoplamento de dois fônons de momento angular 2. A comparação entre o valor experimental obtido para uma energia de reação de 24 MeV e a distribuição angular teórica (DWBA sequencial) é vista na figura 5.27.

Novamente há o problema da alta incerteza dos dados devido às baixas seções de choque diferenciais envolvidas (ordem de 10^{-2} mb/sr). No entanto, há uma boa concordância entre tais dados e a teoria, embora possa-se alegar que haja um pequeno deslocamento para a esquerda da teoria em relação aos dados experimentais. Tal deslocamento (ou mesmo a ausência do mesmo) só

Figura 5.27: Distribuição angular para a transferência de dois nêutrons, resultando no núcleo excitado ^{122}Sn cuja energia de excitação era 2087.7 keV. Os dados experimentais (obtidos a uma energia de reação de 24 MeV) estão em preto e os cálculos teóricos (modelo de DWBA com a inclusão da transferência sequencial de dois nêutrons) em vermelho.

poderia ser comprovado caso houvessem mais dados experimentais a disposição, principalmente na região na qual está localizado o pico da transferência.

A segunda transição estudada foi aquela referente ao estado 5^- , localizado imediatamente após o já mencionado tripleto. Este estado foi descrito teoricamente a partir da excitação de um nêutron na camada $2f_{5/2}$ associado a um *core* inerte de ^{121}Sn . Os dados experimentais tiveram de ser corrigidos devido a alimentação do estado superior 3^- ao estado em questão, corrigindo a distribuição angular por um fator provindo da seção de choque de reação teórica que se espera vir dessa alimentação. Entretanto, não se considerou uma nova alimentação da seção de choque devida ao estado 7^- , pois este último estado apresenta tempo de meia-vida de 7.5 μs , superior então à janela de tempo

de coincidência, o que faria com que a parte da seção de choque provinda desse estado não fosse medida experimentalmente pela eletrônica presente. A comparação entre os dados experimentais a 24 MeV e a distribuição angular teórica são vistos na figura 5.28.

Figura 5.28: Distribuição angular para a transferência de dois nêutrons, resultando no núcleo excitado ^{122}Sn cuja energia de excitação era 2245.8 keV. Os dados experimentais (obtidos a uma energia de reação de 24 MeV) estão em preto e os cálculos teóricos (modelo de DWBA com a inclusão da transferência sequencial de dois nêutrons) em vermelho.

Há uma boa concordância entre os dados e a distribuição angular teórica provinda de cálculos de DWBA com transferência sequencial de dois nêutrons. Ao contrário da primeira transição analisada, aparentemente há uma melhor concordância entre a posição do pico de máximo com os dados em questão, no entanto, é desejável que medidas na região central sejam feitas para que haja uma maior certeza acerca desta última afirmação.

Embora os estados $4(2)^+$ e $2(3)^+$ tenham sido observados experimental-

mente, estes não possuem uma intensidade suficiente para que as suas respectivas distribuições angulares experimentais pudessem ter sido obtidas com uma precisão aceitável, e por conta disto tais estados não são apresentados nesta tese.

Os dois estados seguintes que foram observados experimentalmente e cujas respectivas distribuições angulares puderam ser obtidas são o 3^- e $0(3)^+$. Em ambos os casos as excitações são descritas a partir de um nêutron localizado na camada $3d_{5/2}$ associado ao anteriormente citado *core* de ^{121}Sn . Estas são as distribuições angulares (a 24 MeV) que apresentam as maiores incertezas dos seus pontos experimentais, conforme pode ser verificado nas figuras 5.29 e 5.30, principalmente devido às poucas contagens associadas às mesmas. É portanto muito difícil afirmar qualquer coisa acerca da posição do pico ou ainda sobre a amplitude do mesmo.

A partir de todas as distribuições angulares previamente expostas pôde-se obter as amplitudes e fatores espectroscópicos que podem ser vistos na tabela 5.3.

Tabela 5.3: Amplitudes e fatores espectroscópicos, com suas respectivas incertezas, obtidos para o canal de transferência de dois nêutrons a uma energia de reação de 24 MeV.

Estado	$A_{lsj}^{jJ_cJ}$	σ_A	$S_{lsj}^{jJ_cJ}$	σ_S
$0(2)^+$	2.42	0.29	5.86	1.38
5^-	1.67	0.04	2.80	0.20
3^-	1.65	0.10	2.72	0.34
$0(3)^+$	2.28	0.30	5.18	1.36

Antes de se inicializar a análise dos fatores espectroscópicos deve-se ter em mente o que eles significam neste caso específico. Estas amplitudes e fa-

Figura 5.29: Distribuição angular para a transferência de dois nêutrons, resultando no núcleo excitado ^{122}Sn cuja energia de excitação era 2492.7 keV. Os dados experimentais (obtidos a uma energia de reação de 24 MeV) estão em preto e os cálculos teóricos (modelo de DWBA com a inclusão da transferência sequencial de dois nêutrons) em vermelho.

tores são obtidos a partir da transição de dois nêutrons que se dá de maneira sequencial, ou seja, o que se observa experimentalmente não é simplesmente a amplitude espectroscópica da transferência de dois nêutrons, fazendo com que um ^{120}Sn se transforme num ^{122}Sn , mas sim a multiplicação de amplitudes espectroscópicas que se referem as transições do ^{120}Sn para o ^{121}Sn e posteriormente deste último para o já citado ^{122}Sn . Apenas para efeitos de cálculos, ao invés de se realizar um ajuste para cada uma das amplitudes dessas duas transições, considerou-se que a transição do ^{120}Sn para o ^{121}Sn apresentava amplitude espectroscópica 1 e ajustou-se apenas o valor da segunda transição, ou seja, o acréscimo de mais um nêutron resultando no ^{122}Sn . Nesta tese, portanto, obteve-se valores do produto de amplitudes espectroscópicas,

Figura 5.30: Distribuição angular para a transferência de dois nêutrons, resultando no núcleo excitado ^{122}Sn cuja energia de excitação era 2530.3 keV. Os dados experimentais (obtidos a uma energia de reação de 24 MeV) estão em preto e os cálculos teóricos (modelo de DWBA com a inclusão da transferência sequencial de dois nêutrons) em vermelho.

que é equivalente ao produto dos quadrados dos fatores espectroscópicos.

É importante ressaltar que a transição do ^{120}Sn para o ^{122}Sn considera apenas um estado intermediário do ^{121}Sn , que é o *ground state* do mesmo. Foram realizados cálculos que consideravam a alimentação via o primeiro estado excitado do ^{121}Sn , cuja energia de excitação de apenas 60 keV é muito próxima da energia do estado fundamental, no entanto verificou-se que as seções de choque de reação dos estados resultantes do ^{122}Sn eram muito menores daquelas encontradas via transição do estado fundamental, não chegando a 10% do valor se comparados a este mesmo caso.

A análise da tabela 5.3 mostra que novamente os valores das amplitudes e fatores espectroscópicos em questão são superiores aos valores unitários, o

que se deve novamente à indistinguibilidade do nucleon transferido nas duas transições, pois, no caso do ${}^7\text{Li}$ os dois nêutrons transferidos estão localizados inicialmente numa mesma camada, a $1p_{3/2}$. Com isso, os valores encontrados para estes fatores espectroscópicos parecem adequados com o esperado.

5.7 Identificação de Canais Gerados da Reação ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ e Seus Possíveis Mecanismos de Reação

Nas seções anteriores foram apresentadas as distribuições angulares de diversos canais de transferência da reação ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$. O que há em comum entre todos estes canais analisados anteriormente é o fato de todos resultarem em núcleos ligados. Há no entanto uma série de canais de reação que resultam em núcleos compostos que são gerados em estados altamente excitados, acima da energia de ligação de partículas. Com isso, o mecanismo de desexcitação sofrido por tais núcleos é a evaporação de partículas, seguido pela emissão de raios- γ de um núcleo residual já diferente daquele núcleo composto gerado primordialmente. Este mecanismo de reação pode ser entendido sob a visão do Q_{opt} de uma reação já discutido anteriormente. Tais mecanismos usualmente são altamente complexos e sua análise deve ser cuidadosa pois o núcleo gerado por um dado canal de reação não é medido diretamente pelo sistema de aquisição, mas sim os seus produtos de reação ou núcleos residuais já evaporados.

Na referida experiência houve medidas em diferentes energias de reação,

ou seja, inicialmente poderia se pensar que o valor de Q_{opt} deveria ser estudado em cada uma dessas energias. Felizmente há de se lembrar que processos de transferência e fusão (processos diretos) exigem a aproximação entre o projétil e o alvo para que possam ocorrer, isso implica que tais processos apresentarão seções de choque com maior ordem de magnitude para energias de reação acima da barreira Coulombiana. Há de se lembrar ainda que na experiência ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ houver duas energias medidas acima da barreira, $E=24$ e 27 MeV, na qual a primeira apresentou uma estatística muito maior que a segunda, pois foi medida por muito mais tempo (aproximadamente quatro vezes mais). Por conta dos fatos explicitados anteriormente, optou-se por realizar o estudo dos canais e mecanismos envolvidos na reação para os dados de energia $E=24$ MeV.

Pode-se então, a fim de facilitar a visualização pelo leitor, fazer uma tabela composta pelos canais que resultam em núcleos que sofrerão evaporação que podem ser gerados a partir da reação ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$, além do valor Q (estado fundamental para estado fundamental) e da energia de excitação desses canais.

Tabela 5.4: Tabela contendo os possíveis canais de saída da reação ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ cujos núcleos residuais irão sofrer evaporação, com seus respectivos valores Q de reação (estado fundamental para estado fundamental) e energia de excitação.

Reação	$Q_{reac}(MeV)$	$E_{exc}(MeV)$
${}^{127}\text{I}$	12.792	—
${}^4\text{He}+{}^{123}\text{Sb}$	10.608	18.433
$p+{}^{126}\text{Te}$	6.584	22.265
$n+{}^{126}\text{I}$	3.648	27.331
${}^5\text{He}+{}^{122}\text{Sb}$	1.645	8.187
${}^{12}\text{C}+{}^{115}\text{Ag}$	1.516	−28.615
${}^3\text{H}+{}^{124}\text{Te}$	−0.615	14.813

O passo seguinte consiste em, a partir da tabela 5.4, calcular os respectivos valores de Q_{opt} e energias de excitação para cada canal de saída para então identificar a partir dessas informações quais os núcleos residuais finais e possíveis mecanismos de reação que os geraram. Por fim, verificar se os raios- γ dos núcleos residuais se encontram nos espectros dos detectores de HPGe, em coincidência com as respectivas partículas. Toda essa análise será dividida em subseções individuais referentes a cada um dos canais de saída possíveis da tabela 5.4.

5.7.1 Fusão

A fusão completa do projétil ${}^7\text{Li}$ com o alvo ${}^{120}\text{Sn}$, resultando no núcleo composto ${}^{127}\text{I}$, será a primeira a ser tratada pois apresenta o maior valor de Q . Esse núcleo irá sofrer um processo de fusão seguido da posterior evaporação de partículas. Existem diferentes evaporações possíveis que podem gerar diferentes núcleos residuais. A fim de guiar o estudo de quais núcleos poderiam ser gerados a partir do processo de fusão-evaporação, utilizou-se o programa PACE [55], que utiliza uma simulação de Monte Carlo a fim de estimar os canais de saída mais prováveis. O programa em questão estimou que da seção de choque de fusão total, 80% irá decair no canal de evaporação de três nêutrons, resultando no ${}^{124}\text{I}$, 15% irá resultar no ${}^{125}\text{I}$, resultado da fusão seguida da evaporação de dois nêutrons e cerca de 4% irá para a evaporação de um nêutron e um próton, resultando no núcleo residual ${}^{125}\text{Te}$. Da seção de choque de fusão total que não decai por nenhuma via que não esses canais de evaporação, o 1% restante decai em diversos outros canais

que não apresentam uma seção de choque relevante.

Os dados de seção de choque de fusão foram obtidos a partir das medidas realizadas com método de γ simples. Este processo de medida apresenta um espectro com maior proporção de contagens de fundo, o que pode dificultar a medida de processos com seção de choque mais baixas. Primeiramente buscou-se verificar se não havia nos espectros de raios- γ transições referentes à excitação do núcleo composto ^{127}I , o que não ocorreu. Em seguida verificou-se a existência de raios- γ referentes ao processo mais provável, ou seja, a evaporação de três nêutrons. O núcleo de ^{124}I ainda apresenta diversos níveis de excitação que não foram medidos por quaisquer outras medidas, então, tentou-se concentrar na observação das transições das quais se conhecem a energia, o momento angular e a paridade. Algumas transições desse núcleo foram observadas nos espectros de γ simples, dentre as quais a mais importante de todas, a transição do primeiro estado excitado para o estado fundamental ($3^+ \rightarrow 2^-$, $E_\gamma = 55.5$ keV), prova maior de que o núcleo residual decai via decaimentos γ , chegando ao fim da cadeia. Raios- γ das transições superiores também foram observados, fornecendo um forte indício de que exista a cadeia de decaimentos proposta. As transições $3^+ \rightarrow 2^-$ e $4^- \rightarrow 2^-$ podem ser vistas na figura 5.31.

Observou-se a existência dos decaimentos propostos no parágrafo anterior apenas para energias acima da barreira Coulombiana, indicando que este processo é muito fraco para energias abaixo da barreira. As transições referentes aos outros processos de evaporação também foram observados. Um fato importante é que, conforme esperado, os picos das transições do ^{124}I são mais intensos que os do ^{125}I que, por sua vez, são mais intensos que os do ^{125}Te .

Figura 5.31: Espectro de raios- γ do detector de HPGe C1 mostrando transições dos núcleos ${}^{124}\text{I}$, ${}^{125}\text{I}$ e ${}^{125}\text{Te}$ gerados pelo processo de fusão-evaporação da reação ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$.

Isto pode ser visto na figura 5.31 que traz a comparação dos picos referentes às transições (para os respectivos estados fundamentais) $3^+ \rightarrow 2^-$ do ${}^{124}\text{I}$, $7/2^+ \rightarrow 5/2^+$ do ${}^{125}\text{I}$ e $9/2^- \rightarrow 11/2^-$ do ${}^{125}\text{Te}$ medidas com o detector C1.

5.7.2 ${}^4\text{He}+{}^{123}\text{Sb}$

No caso da transferência de um trítio verificou-se que, para uma energia de $E_{\text{LAB}} = 24$ MeV, obtem-se, utilizando a equação 4.3, Q_{opt} de 7.25 MeV. Isso resulta em energias de excitações do núcleo residual ${}^{123}\text{Sb}$ próximas de 18.5 MeV. Tal energia é acima da energia de ligação de dois nêutrons ($E_{\text{lig}} = 15.7$ MeV) e dois prótons ($E_{\text{lig}} = 18.0$ MeV). Há de se estudar cada um dos casos separadamente pois os núcleos resultantes após a evaporação das partículas apresentam energias de excitações diferentes.

No caso da evaporação de dois prótons a energia de excitação do núcleo

resultante (^{121}In) é de aproximadamente $E_{exc} = 0.5$ MeV. É necessário observar os espectros de raios- γ que estão em coincidência com as partículas de $Z = 2$, referentes ao espalhamento inicial do ^4He . Há um problema pois, para uma energia de excitação tão baixa há apenas um estado excitado do ^{121}In que poderia ser observado, a transição $1/2^- \rightarrow 9/2^+$, $E_\gamma = 313.6$ keV. No entanto, tal estado tem um tempo de meia-vida de aproximadamente quatro meses. Isso implica que esse estado não poderia ser medido experimentalmente por esse sistema de medidas. Os demais estados excitados desse núcleo encontram-se em energias de excitação maiores do que $E_{exc} = 0.5$ MeV e não deveriam ser observados experimentalmente, o que se concretizou.

Já o caso da evaporação de dois nêutrons, que resulta no núcleo residual ^{121}Sb , apresenta uma energia de excitação final de $E_{exc} = 2.7$ MeV. Novamente observando o espectro de raios- γ em coincidência com o ^4He pode-se ver transições para energias de excitação acima de 1.1 MeV. As transições superiores apresentam raios- γ que têm energias muito próximas das energias de transição inferiores, tornando-se difícil precisar se elas estão presentes efetivamente nos espectros. Sendo assim não é possível precisar qual a energia de excitação do núcleo residual gerado. As transições $3/2^+ \rightarrow 5/2^+$ e $1/2^+ \rightarrow 5/2^+$ do $+^{121}\text{Sb}$ podem ser vistas na parte (a) da figura 5.32, enquanto as transições $9/2^+ \rightarrow 7/2^+$ e $7/2(2)^+ \rightarrow 5/2^+$ podem ser vistas na parte (b) dessa mesma figura. Ambas são um espectro de raios- γ do detector C1.

O canal $^4\text{He} + ^{123}\text{Sb}$ pode estar presente na reação $^7\text{Li} + ^{120}\text{Sn}$, devido à presença dos raios- γ do ^{121}Sb , produto da evaporação de dois nêutrons do ^{123}Sb formado inicialmente.

Figura 5.32: Espectro de raios- γ do detector C1 em coincidência com partículas de $Z=2$. A parte (a) da figura mostra as transições $3/2^+ \rightarrow 5/2^+$ e $1/2^+ \rightarrow 5/2^+$ do ${}^{121}\text{Sb}$, enquanto a parte (b) mostra as transições $9/2^+ \rightarrow 7/2^+$ e $7/2^+ \rightarrow 5/2^+$ desse mesmo núcleo.

5.7.3 ${}^1\text{H}+{}^{126}\text{Te}$

Este canal implica um mecanismo de reação bastante complexo, usualmente vê-se a transferência da partícula mais leve do projétil para o alvo, restando apenas o assim chamado *core* do projétil inicial, que usualmente pode ser medido pelo sistema de aquisição. O mecanismo de formação do ${}^{126}\text{Te}$ implicaria na transfência da partícula mais pesada, ou o *core* do projétil.

O valor de Q_{opt} de transferência (14.8 MeV) implica em altas energias de excitação do núcleo residual ${}^{126}\text{Te}$, superiores a 22 MeV, o que resulta-

ria na evaporação de mais de uma partícula. A energia de ligação de dois prótons é por volta de 16.4 MeV e resultaria no núcleo de ^{124}Sn com uma energia de excitação da ordem de 5.8 MeV. A análise dos espectros de raios- γ em coincidência com as partículas de número atômico unitário não mostra a existência de qualquer transição do ^{124}Sn (figura 5.33-parte b). Por consequência, este mecanismo de decaimento pela emissão de dois prótons não se mostra compatível com os dados experimentais obtidos.

Há ainda um outro mecanismo de evaporação possível, a evaporação de dois nêutrons, resultante no núcleo residual ^{124}Te , com excitação superior a 6 MeV. A análise desses espectros de raios- γ (em coincidência ainda com partículas de $Z = 1$) revela a existência de diversas transições relacionadas ao ^{124}Te . Uma análise mais superficial poderia então afirmar que este canal fora medido experimentalmente, no entanto há ainda de se levar outros fatos em consideração antes de poder ser feita tal afirmação.

Uma análise mais detalhada mostra que a energia máxima de excitação medida experimentalmente do ^{124}Te é da ordem de 1.9 MeV, muito abaixo dos mais de 6 MeV referentes à excitação devida a transferência de um ^6He e evaporação de dois nêutrons. Não há sinal de qualquer transição superior a essa energia de excitação em nenhum dos espectros (figura 5.33-parte a). Há ainda de se lembrar que os cálculos de canais acoplados revelam que as seções de choque obtidas para esse canal são muito pequenas, não sendo superiores a 10^{-5} mb. Há de se considerar que as energias de excitação do núcleo ^{126}Te acopladas nos cálculos não excede os 1.5 MeV, que é muito distante dos 22 MeV do Q de transferência ótimo, o que pode contribuir para se obter seções de choque tão baixas nos cálculos.

Figura 5.33: Espectro de raios- γ do detector C1 em coincidência com partículas de $Z=1$. As três primeiras transições ($2^+ \rightarrow 0^+$, $4^+ \rightarrow 2^+$ e $2(2)^+ \rightarrow 2^+$) do ${}^{124}\text{Te}$ encontram-se marcadas.

Experimentalmente observa-se uma grande quantidade de ${}^{124}\text{Te}$. De fato, o pico da primeira transição $2^+ \rightarrow 0^+$ com energia de transição de 602 keV do núcleo ${}^{124}\text{Te}$ mostra-se o mais intenso quando se observa os espectros de raios- γ em coincidência com partículas de $Z=1$, conforme pode ser observado na figura 5.33-(a), que mostra o espectro obtido para o detector de HPGc C1. No entanto ainda não se sabe com certeza qual o processo que gera tal núcleo residual. Pode-se pensar na transferência de partícula α , no entanto este processo também implicará na evaporação de partículas do núcleo residual,

não resultando no ^{124}Te em questão. Há ainda de se considerar que não se está levando em conta o processo de fusão incompleta na formação do ^{124}Te . Dados da reação $^9\text{Be} + ^{120}\text{Sn}$ [56], que apresenta um núcleo estável fracamente ligado que também se particiona dando origem a partículas α ($^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha + n$) também apresentam uma grande quantidade de transições do ^{124}Te . Há de se lembrar que no caso de ocorrer o processo de fusão incompleta da partícula α espera-se que o ^{124}Te também emita partículas (calculos do PACE indicam a formação do ^{123}Te via emissão de um nêutron em 100% dos casos). Com isso, poderia estar aí caracterizado um processo semelhante a uma captura, no qual o núcleo residual gerado não emita quaisquer partículas, ou talvez uma medição de outro processo, tal qual uma ressonância gigante, processo esse no qual o núcleo ^{124}Te é gerado em estados altamente excitados e emite raios- γ de alta energia para se desexcitar. Fato é que deve-se estudar melhor este canal de reação. Entretanto, isto deve ser feito com um *set up* experimental diferente do presente.

5.7.4 $n + ^{126}\text{I}$ e $^3\text{He} + ^{115}\text{Ag}$

Estes dois canais não foram observados experimentalmente, embora já se soubesse que um deles não poderia ser obtido devido a limitações do sistema experimental.

No caso da transferência de ^6Li , o sistema não é sensível à medição de nêutrons. Não se pode, baseado neste experimento, refutar a existência desse canal de reação.

Já no *pick up* de ^5Li , resultando em um ^{12}C e ^{115}Ag , o sistema seria sensível

à sua medição no entanto, não houve qualquer evidência experimental da sua presença. Assim como no *pick up* de próton explicado anteriormente, o ${}^{115}\text{Ag}$ seria formado praticamente no seu estado fundamental. Nos espectros de raios- γ não há qualquer transição referente à formação do núcleo residual. A transição do primeiro estado excitado ($7/2^+$) para o estado fundamental $1/2^-$ não seria observada devido ao longo tempo de meia-vida desse estado, cerca de 18 s. A segunda transição ($9/2^+ \rightarrow 7/2^+$) apresenta uma excitação baixa (por volta de 166 keV) e também não foi observada.

5.7.5 ${}^5\text{He}+{}^{122}\text{Sb}$

Caso ocorra este canal, deve-se observar partículas de $Z = 2$ que estejam em coincidência com estados excitados do ${}^{121}\text{Sb}$. Explica-se: caso haja a transferência do deutério do ${}^7\text{Li}$ para o alvo ${}^{120}\text{Sn}$ (resultando no núcleo residual ${}^{122}\text{Sb}$) este se dá na janela de Q_{opt} de 7.2 MeV, resultando em energias de excitação da ordem de 8.2 MeV, acima da energia de ligação de nêutron, que após ser ejetado forma o ${}^{121}\text{Sb}$ com aproximadamente 1.4 MeV de energia residual. Experimentalmente observam-se transições do ${}^{121}\text{Sb}$ localizadas até aproximadamente essa região (figura 5.32).

Infelizmente há outros processos que podem gerar o ${}^{121}\text{Sb}$ que não a transferência de deutério. Dentre eles destaca-se a fusão incompleta do alvo com a partícula ${}^3\text{H}$ provinda da quebra do ${}^7\text{Li}$. Tal processo formaria o ${}^{123}\text{Sb}$ que pode evaporar dois nêutrons em mais de 90% das vezes, decaindo no mesmo isótopo residual do Sb. Há de se dizer ainda que as transições do ${}^{121}\text{Sb}$ em coincidência com partículas de número atômico igual a 2 são as de maior

intensidade. Esta última constatação pode provir do fato de que este núcleo é obtido a partir de mais de um mecanismo de reação, o que iria explicar o aumento da intensidade dessas transições.

5.7.6 $^3\text{H} + ^{124}\text{Te}$

Embora esse canal tenha um Q de reação negativo ele pode aparecer nas medidas, uma vez que tal valor é de apenas 600 keV negativos. Novamente deve-se avaliar o Q_{opt} da reação a fim de obter a energia de excitação, deduzindo se poderá haver ou não a ejeção de partículas. O Q_{opt} dessa reação é de 14.8 MeV, com isso, a energia de excitação do núcleo ^{124}Te é de quase 15 MeV, acima dos limiares de ejeção de próton (8.6 MeV), que forma o núcleo residual ^{123}Sb , e nêutron (9.5 MeV), que forma o núcleo residual ^{123}Te .

Caso houvesse a ejeção de um próton esperava-se que o núcleo residual ^{123}Sb apresentasse uma excitação superior a 6 MeV. No entanto, as medidas experimentais de raios- γ em coincidência com partículas de $Z = 1$, referentes ao espalhamento do ^3H , demonstram a existência do ^{123}Sb com uma energia de excitação de cerca de 1 MeV. O mesmo ocorre no caso da ejeção de nêutron, no qual esperava-se que o núcleo residual ^{123}Te apresentasse uma excitação por volta de 5 MeV, e no entanto, novamente os dados não demonstram excitações superiores a 1 MeV do núcleo residual.

Na medida de espectros de raios- γ em coincidência com partículas de $Z = 1$, não há outro processo estudado que possa gerar o núcleo ^{123}Sb , indicando que ele pode ter sido gerado através do canal de transferência de partícula α . O mesmo não se pode afirmar acerca do ^{123}Te , que pode também

ser gerado pelo processo de fusão incompleta da partícula α provinda da quebra do projétil ${}^7\text{Li}$. A figura 5.34 traz as duas primeiras transições do ${}^{123}\text{Sb}$ ($5/2^+ \rightarrow 7/2^+$ e $3/2^+ \rightarrow 5/2^+$, respectivamente), assim como as transições $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$ (conforme será discutido em breve esta transição não pertence a este núcleo), $9/2^- \rightarrow 11/2^-$, $3/2(2)^+ \rightarrow 1/2^+$ e $7/2^+ \rightarrow 3/2^+$ do ${}^{123}\text{Te}$. A transição do segundo estado excitado para o primeiro ($11/2^- \rightarrow 3/2^+$) não pôde ser medida pois apresenta meia vida de aproximadamente 119 dias.

Figura 5.34: Espectro de raios- γ do detector C1 em coincidência com partículas de $Z=1$ com as transições $5/2^+ \rightarrow 7/2^+$ e $3/2^+ \rightarrow 5/2^+$ do ${}^{123}\text{Sb}$ e $9/2^- \rightarrow 11/2^-$, $3/2(2)^+ \rightarrow 1/2^+$ e $7/2^+ \rightarrow 3/2^+$ do ${}^{123}\text{Te}$.

Nota-se da figura 5.34 que as primeiras transições do ${}^{123}\text{Sb}$ e do ${}^{123}\text{Te}$ apresentam energias muito parecidas ($E = 160$ e 159 keV, respectivamente). No entanto, devido à meia vida longa do segundo estado excitado do ${}^{123}\text{Te}$ pode-se concluir que o final da cadeia de decaimentos desse núcleo se dará na transição $9/2^- \rightarrow 11/2^-$. Logo, toda a contribuição do pico localizado em 160 keV é devido ao núcleo ${}^{123}\text{Sb}$.

Infelizmente, nem todos os processos descritos anteriormente puderam ser transformados em seções de choque diferencial, ou porque não se sabe qual o mecanismo de reação que gerou o núcleo observado, ou mesmo conhecendo tal mecanismo, não se sabe como descrevê-lo teoricamente, o que impossibilita tanto os cálculos da anisotropia do decaimento de raios- γ quanto os cálculos teóricos que deveriam ser feitos para serem comparados com os dados. Com isso, resolve-se apenas identificar possíveis mecanismos de reação que podem ter sido observados experimentalmente.

Capítulo 6

Conclusões e Atividades Futuras

6.1 Conclusões

A reação ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ foi estudada no presente trabalho e diversos canais de reação foram observados e quantificados para energias de reação que vão desde abaixo até acima da barreira Coulombiana, utilizando um sistema de coincidência entre partículas e raios- γ . Medidas dos canais inelástico, transferências *stripping* de um e dois nêutrons e do *pick-up* de próton foram observadas e suas respectivas distribuições angulares foram obtidas. Foram ainda observados outros canais de reação que resultam de processos de transferências de partículas que geram núcleos compostos em estados altamente excitados, que primeiramente se desexcitará via o processo de ejeção de partículas e posteriormente via a emissão de raios- γ .

Cálculos de CRC e DWBA revelaram que, para o espalhamento ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$

elástico, há uma grande diferença quando se acopla o canal de transferência de dois nêutrons de maneira direta ou sequencial. A comparação desses cálculos com dados de espalhamento elástico obtidos pela referência [11] para uma energia de 25 MeV (acima da barreira Coulombiana) revelam que só há concordância dos dados com os cálculos que consideram que a transferência se dá de maneira sequencial. Com isto, há um forte indicativo de que o mecanismo de reação envolvido é sequencial e não direto. Utilizaram-se também dados para energias de reação abaixo da barreira dessa mesma referência para se decidir qual a melhor seção de choque de referência deveria ser utilizada, verificando-se que neste caso a melhor concordância se dava para cálculos de canais acoplados que considerassem o efeito de *break-up* via o potencial de polarização.

Diversos modelos de cálculos teóricos foram efetuados e comparados com os dados, dentre eles cálculos de CC, CRC e DWBA. Cálculos de CDCC foram realizados a fim de se considerar também qual o efeito do *break-up* nas seções de choque diferenciais. Entretanto, como não era computacionalmente possível acoplar estes cálculos com os demais, optou-se por inserí-los na sistemática via o seu respectivo potencial de polarização. Um estudo comparando cálculos de CDCC puros com cálculos de CC acrescidos do potencial de polarização revela que a reprodução do efeito de *break-up* via este potencial é limitada mas há uma pequena melhora nos cálculos se comparados apenas com cálculos de CC.

A distribuição angular do primeiro estado excitado do ^{120}Sn (2^+ com energia de excitação de 1171 keV) foi obtida para energias de reação de 21, 24 e 27 MeV. A comparação dos dados experimentais obtidos foi realizada com

os modelos teóricos anteriormente citados. Para a energia de espalhamento abaixo da barreira Coulombiana verificou-se que a melhor compatibilidade entre teoria e experimento se dá para cálculos de CC que não consideram nem o potencial nuclear nem o potencial de polarização, o que é esperado. Conforme a energia de reação é aumentada há também um aumento da compatibilidade desses dados com cálculos de CRC e DWBA. Um dos objetivos do presente trabalho consistia em expandir o método de análise desenvolvido pela primeira vez no estudo da reação $^{18}\text{O} + ^{110}\text{Pd}$ [3]. Pode-se considerar que este objetivo foi alcançado, uma vez que no trabalho prévio foram realizadas apenas medidas do canal inelástico, enquanto no presente trabalho não só se mediu o canal inelástico como também se expandiu a comparação dos mesmos com cálculos teóricos, inclusive considerando o efeito de *break-up*, como ainda se obtiveram distribuições angulares de diferentes canais de transferência.

O canal de transferência de um nêutron foi medido experimentalmente e suas amplitude e fator espectroscópicos foram obtidos segundo um ajuste dos dados experimentais com uma distribuição angular teórica dada pelo método de DWBA que considera a transferência de dois nêutrons sequencial. Embora o ajuste entre os dados experimentais e teoria tenha sido bom, observou-se que os fatores espectroscópicos dos seus canais excitados eram muito pequenos, da ordem de 10^{-2} . Isto ocorre pois não foram acoplados aos cálculos todos os canais de saída que têm como canal intermediário a formação do ^{121}Sn , aumentando o fluxo desse canal intermediário. Um exemplo de canal que não foi incorporado aos cálculos foi a transferência de um nêutron seguida do *break-up* do ^6Li , que foi observado experimentalmente nas referências [4, 5, 7]

e também nesta tese.

Os canais $^8\text{Be}+^{119}\text{In}$ e $^5\text{Li}+^{122}\text{Sn}$ têm em comum o fato de apresentarem projéteis instáveis, que irão decair (ainda dentro do alvo) e gerar novas partículas espalhadas. O que mediu-se então é a coincidência dos núcleos dos raios- γ dos núcleos ^{119}In e ^{122}Sn em coincidência com as partículas residuais espalhadas. Logo, foi necessário recalcular a anisotropia do decaimento γ , levando em conta este fato, e para isto utilizou-se cálculos de Monte Carlo que permitiam correlacionar os ângulos das partículas ejetados com o projétil original. Tanto para os estados excitados do ^{119}In quanto do ^{122}Sn os dados experimentais e os ajustes teóricos realizados são compatíveis entre si, assim como os fatores espectroscópicos obtidos. Tais fatores eram, usualmente, maiores que 1. Isto decorre do fato de em todos os casos anteriormente citados há a indistinguibilidade da partícula transferida.

Por fim, também foi possível medir ainda os canais de fusão, $^4\text{He}+^{123}\text{Sb}$, $^1\text{H}+^{126}\text{Te}$, $^5\text{He}+^{122}\text{Sb}$ e $^3\text{H}+^{124}\text{Te}$. Entretanto, nenhuma de suas distribuições angulares foram obtidas. No caso da fusão isso ainda é possível, entretanto nos demais casos não. Um canal que se mostra muito interessante de ser estudado é o $^1\text{H}+^{126}\text{Te}$, visto que os cálculos teóricos indicam que este canal é muito pouco intenso (seção de choque de reação de 10^{-5} mb). No entanto, o ^{124}Te medido (produto da evaporação de dois nêutrons) é a transição experimental mais intensa da coincidência com partículas de $Z = 1$. É necessário então estudar e definir qual o mecanismo de reação envolvido. Há hipóteses de que o ^{124}Te possa ser gerado a partir da transferência de uma partícula α num processo similar a uma captura na qual não há a evaporação de partículas, ou que este núcleo venha de um processo de ressonância

gigante, originando raios- γ de alta energia. Independente do mecanismo de reação envolvido, há uma necessidade de se alterar o aparato experimental existente.

6.2 Atividades Futuras

As principais atividades remanescentes neste trabalho visam alterar o aparato experimental existente para que se possa identificar os mecanismos de reação de outros canais de reação. Um sistema de tempo de voo que poderia auxiliar principalmente na identificação dos mecanismos de reação da formação do ^{124}Te está sendo construído. As peças que compõem este sistema já foram usinadas e testes iniciais foram realizados. Entretanto ainda são necessárias algumas alterações (tais quais um teste do mesmo na eletrônica e o possível alargamento do orifício de entrada) para que este entre em funcionamento pleno.

Uma outra etapa seria obter as seções de choque de fusão. Para isto é necessário calcular novamente a anisotropia de decaimento mas agora por um outro método.

Melhorias nos cálculos teóricos podem ainda ser efetuadas. No entanto isto ainda demandaria muito tempo e estudos acerca dos canais incorporados e quais os mecanismos de reação envolvidos.

Referências Bibliográficas

- [1] J.A. Alcántara-Núñez. *Dissertação de Mestrado, Universidade de São Paulo, IFUSP*, 1999.
- [2] J.A. Alcántara-Núñez; J.R.B. Oliveira et al. *Nucl. Inst. Meth. A* 497, 429, 2003.
- [3] V.A.B. Zagatto. *Dissertação de Mestrado, Universidade de São Paulo, IFUSP*, 2011.
- [4] O. A. Capurro A. Arazi P. F. F. Carnelli et al. D. Martinez Heimann, A. J. Pacheco. *AIP Conf. Proc.* 1423, 109, 2012.
- [5] N. Keeley K. Mahata K. Ramachandran V. Nanal V. V. Parkar A. Chatterjee A. Shrivastava, A. Navin and S. Kailas. *Phys. Lett. B* 633, 463–468, 2006.
- [6] H.J. JANSCH W. KORSCH H. LEUCKER W. LUCK H. REICH H.-G. VOLK K. BECKER, K. BLATT and D. FICK. *Nucl. Phys. A* 535 189-202, 1991.
- [7] A. Diaz-Torres V. Nanal K. Ramachandran M. Rejmund S. Bhattacharyya-A. Chatterjee-S. Kailas A. Lemasson R. Palit V.V. Par-

- kar R.G. Pillay P.C. Rout Y. Sawant A. Shrivastava, A. Navin. *Phys. Lett. B* 718 931, 2013.
- [8] K. Rusek N. M. Clarke G. Tungate J. A. R. Griffith-S. J. Hall O. Karban I. Martel-Bravo J. M. Nelson J. Gómez-Camacho T. Davinson D. G. Ireland K. Livingston E. W. Macdonald R. D. Page P. J. Sellin C. H. Shepherd-Themistocleous A. C. Shotter N. J. Davis, R. P. Ward and P. J. Woods. *Phys. Rev. C* 69 064605, 2004.
- [9] T. Yamagata M. Ohta Y.-W. Lui R. P. Schmitt S. Typel Y. Aoki K. Ieki Y. Tokimoto, H. Utsunomiya and K. Katori. *Phys. Rev. C* 63 035801, 2001.
- [10] J. Lubian L.C. Chamon J.R.B. Oliveira E.S. Rossi Jr. C.P. Silva P.N. de Faria V. Guimarães R. Lichtenthaler M.A.G. Alvarez D.P. Sousa, D. Pereira. *Nucl. Phys. A* 836 1–10, 2010.
- [11] D.P. Sousa. *Dissertação de Mestrado, Universidade de São Paulo, IFUSP*, 2008.
- [12] G. Tungate et al. *J. of Phys. G* 12 1001, 1986.
- [13] M.A. Cândido Ribeiro; L.C. Chamon; D. Pereira; M.S. Hussein; D. Galleti. *Phys. Rev. Lett.* 78 3270, 1997.
- [14] L.C. Chamon; D. Pereira; M.S. Hussein; M.A. Cândido Ribeiro; D. Galleti. *Phys. Rev. Lett.* 5218.
- [15] L.C. Chamon et al. *Phys. Rev. C* 66 014610, 2002.

- [16] J.J.S. Alves; P.R.S. Gomes; J. Lubian; L.C. Chamon; D. Pereira; R.M. Anjos; E.S. Rossi Jr; C.P. Silva; M.A.G. Alvarez; G.P.A. Nobre; L.R. Gasques. *Nucl. Phys. A* 748 p.59, 2005.
- [17] D. Pereira; C.P. Silva; J. Lubian; E.S. Rossi Jr; L.C. Chamon. *Phys. Rev. C* 73 014601, 2006.
- [18] D. Pereira et al. *Phys. Rev. C* 74 034608, 2006.
- [19] G. R. Satchler. *Direct Nuclear Reactions*. Oxford: Clarendon Press.
- [20] P. Frobrich; R. Lipperheide. *Theory of Nuclear Reactions*. Oxford: Clarendon Press.
- [21] A. Messiah. *Quantum Mechanics*. Amsterdam: North-Holland Publishing Co.
- [22] E. Butkov. *Física Matemática*. Rio de Janeiro: Guanabara Dois.
- [23] S. Yoshida. *Proceedings of the Physical Society. Section A* 69(9), 668, 1956.
- [24] B. Margolis e E. S. Troubetzkoy. *Phys. Rev.* 106(1), 105–109, 1957.
- [25] L. Wilets e A. R. Edmonds D. M. Chase. *Phys. Rev.* 110(5), 1080–1092, 1958.
- [26] S.S.M. Wong. *Introductory Nuclear Physics-2.ed.* Weinheim: Wiley-VCH Verlag GmbH and Co. KGaA.
- [27] I.J. Thompson; F.M. Nunes. *Nuclear Reactions for Astrophysics*. Cambridge: Cambridge university Press.

- [28] M. Kamimura Y. Sakuragi, M. Yahiro. *Prog. Theor. Phys. Suppl.* 89, 1986.
- [29] J.J. Sakurai. *Advanced Quantum Mechanics*. Addison-Wesley Pub. Co.
- [30] K. Siegbahn. *Alpha-Beta and Gamma-Ray Spectroscopy*. New York: Elsevier.
- [31] R.D. Gill. *Gamma-Ray Angular Correlations*. New York: Academic Press.
- [32] T. Czosnyka; D. Cline; C.Y. Wu. *Amer. Phys. Soc.* 28, 745, 1983.
- [33] C. Cohen-Tannoudji. *Mecanique Quantique-English*. New York: Wiley.
- [34] K.S. Krane. *Nucl. Inst. Meth.* 98, 205, 1972.
- [35] P.N. de Faria. *Dissertação de Mestrado, Universidade de São Paulo, IFUSP*, 2008.
- [36] M. de Saint Simon C. Thibault G Huber M. Epherre R Klapisch F. Touchard, J. Biderman. *Nucl. Inst. Meth.* 186, 329-334, 1981.
- [37] W.R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag.
- [38] G.F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. Quebecor Printing.
- [39] http://wikienergia.com/~edp/index.php?title=Junç~ao_P-N, Janeiro 2011.
- [40] I.J. Thompson. *Comp. Phys. Rep.*, 7 167, 1988.

- [41] A. Diaz-Torres; I.J. Thompson; C. Beck. *Phys. Rev. C* 68, 044607, 2003.
- [42] G. R. Satchler; M. A. Nagarajan; J. S. Lilley; I. J. Thompson. *Ann. Phys. (N.Y.)* 178, 110, 1987.
- [43] D. M. Brink. *Phys. Lett. B* 40, 37, 1972.
- [44] R. A. Broglia; A. Winther. *Phys. Rep.* 4, 153 (see pg. 191), 1972.
- [45] I.J. Thompson. 2011, *Fresco Manual, Version FRES 2.9*, pp. 14-16.
- [46] http://www.nndc.bnl.gov/useroutput/AR_2261B9DE494815AD0A35B061595CABC5_1.html, Janeiro 2015.
- [47] L.C. Chamon et al. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 41 035101, 2014.
- [48] L.F. Canto et al. *NPA* 821 51, 2009.
- [49] L.F. Canto et al. *JGP* 36, 015109, 2009.
- [50] P.R.S Gomes et al. *PLB* 696 320, 2011.
- [51] V.A.B. Zagatto; J.R.B. de Oliveira et al. *Nucl. Inst. Meth. A* 749 p.19–26, 2014.
- [52] R. B. Firestone. *Table of Isotopes. Office of Energy Research, Office of High Energy and Nuclear Physics, Nuclear Physics Division of the US Department of Energy*, 1996.
- [53] J. Ostor Zs. Révay T. Belgya G.L. Molnár Z. Kis, B. Fazekas and L. Kol-tay. *Nucl. Inst. Meth. A* 418 p.374-386, 1998.

-
- [54] E. Henry et al. J. Lin. *Lawrence Livermore National Laboratory Report UCLR-84539*, 1980.
- [55] A.Gavron. *Phys.Rev. C*, 21 230, 1980.
- [56] A.S. Freitas. *Dissertação de Mestrado, Universidade de São Paulo, IFUSP*, 2013.