UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
Instituto de Física

*Identificação de mecanismos em reações induzidas
por núcleos fracamente ligados*

Francisco de Assis Souza

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

Orientador:

Prof. Dr. Nelson Carlin Filho

Comissão Examinadora:

Prof. Dr. Luis Carlos Chamon - IFUSP

Prof. Dr. Roberto Vicençotto Ribas - IFUSP

Prof. Dr. Hugo Reuters Schelin - UTFPR

Prof. Dr. Brett Vern Carlson - ITA

São Paulo
2006

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Souza, Francisco de Assis

Identificação de mecanismos em reações induzidas por
núcleos fracamente ligados. São Paulo, 2006.

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

Orientador: Prof. Dr. Nelson Carlin Filho

Área de Concentração: Reações Nucleares e
Espalhamento Geral.

Unitermos:

1. Reações nucleares;
2. Mecanismos de reação;
3. Núcleos fracamente ligados;
4. Quebra nuclear.

USP/IF/SBI-065/2006

À Minha Amada Mãe

Agradecimentos

Ao Nelson, por sua orientação sempre presente desde minha Iniciação Científica, pelas valiosas discussões e pela amizade, o meu sincero agradecimento.

Ao Alex, por seu entusiasmo e dedicação em nos motivar mostrando a beleza da Física por nós desenvolvida, pelas valiosas discussões e pela amizade.

A todos os atuais e antigos companheiros do grupo de pesquisa, em especial ao Nelson, Alex, Eloisa, Raphael, Marcelo, Alexandre, Marcia, Jun, Edison e Fujii, pela participação em várias etapas deste trabalho, discussões, incentivo e amizade; e ao Leandro Leal pela ajuda na análise dos dados de espalhamento elástico.

Ao Raphael, Nourredine e Alexandre, pela grande ajuda na análise dos dados com o método de espectroscopia γ .

Ao C. Beck, A. Moro e N. Keeley, pelas valiosas discussões, em especial a este último, pelos cálculos com CDCC.

À Ana Paula, Edivaldo e Marcia, pela leitura e correção deste trabalho, incentivo e amizade; em especial à Ana Paula pelas considerações gramaticais realizadas e pelo apoio na etapa de conclusão deste trabalho.

A todo pessoal da Eletrônica, do Laboratório de Alvos, da Fonte de Íons, das Oficinas Mecânicas, da Manutenção do Acelerador e Administrativo do Laboratório Aberto de Física Nuclear, pela amizade, paciência e boa vontade demonstradas.

Aos meus pais, que sempre estiveram presentes com o seu amor, incentivo e fornecendo todo o suporte necessário para o meu desenvolvimento pessoal e profissional.

À minha família, pelo carinho e incentivo.

À Paula Marcelle e família, pelo carinho, amizade e todos os momentos compartilhados ao longo do meu doutoramento.

Aos meus amigos, que sempre me incentivaram e estiveram presentes em todos os momentos, sendo que alguns foram de fundamental importância nos últimos meses deste trabalho. A todos, os meus sinceros agradecimentos.

À FAPESP, pelo apoio financeiro.

Finalmente, a todos que contribuíram direta ou indiretamente para realização deste trabalho.

Resumo

Neste trabalho, a significativa importância dos processos de *breakup*, fusão incompleta e transferência para o sistema de massa intermediária ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$, envolvendo o núcleo estável e fracamente ligado ${}^6\text{Li}$, é investigada em energias próximas à barreira Coulombiana. Foram realizadas medidas das distribuições angulares das partículas leves nas energias $E_{lab} = 18, 22, 26$ e 30 MeV, espalhamento elástico nas energias $E_{lab} = 12, 18, 22, 26$ e 30 MeV e medidas de fusão total (completa+incompleta), por meio do método de espectroscopia γ , nas energias $12 \text{ MeV} < E_{lab} < 26 \text{ MeV}$. As previsões para evaporação do núcleo composto por partículas leves foram baseadas no modelo estatístico, e uma descrição simultânea dos processos de espalhamento elástico, fusão e *breakup* foi obtida por meio de cálculos de canais acoplados com discretização do contínuo (CDCC). Com base nestes resultados, realizamos a separação das contribuições dos processos de *breakup*, fusão incompleta e transferência. Por meio de medidas de coincidência entre d e α , obtivemos as distribuições angulares para o *breakup* sequencial do ${}^6\text{Li}$. Os processos de espalhamento elástico e fusão total do sistema ${}^7\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$, e suas descrições sob o formalismo de CDCC também foram estudadas.

Abstract

In the present work, the relative importance of breakup, incomplete fusion and transfer processes is investigated in the vicinity of the Coulomb barrier for the intermediate mass target ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ reaction involving the weakly bound ${}^6\text{Li}$. Measurements for light particle angular distributions were performed at energies $E_{lab} = 18, 22, 26$ e 30 MeV, elastic scattering at energies $E_{lab} = 12, 18, 22, 26$ e 30 MeV and total fusion (complete+incomplete), by the γ -ray spectroscopy method, at energies $12 \text{ MeV} < E_{lab} < 26 \text{ MeV}$. The compound nucleus decay by light particles was predicted using the statistical model, and a simultaneous description of scattering, fusion and breakup was obtained by means of continuum discretized coupled-channels calculations (CDCC). Based on these results, the contribution of non-capture breakup, incomplete fusion and transfer were disentangled. The ${}^6\text{Li}$ sequential breakup cross sections were obtained by means of α - d coincidence measurements. The CDCC descriptions of ${}^7\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ elastic scattering and fusion processes were also subject of study.

Sumário

Lista de Figuras	xiii
Lista de Tabelas	xvii
Introdução	1
1 Parte experimental	5
1.1 Medidas de partículas carregadas	5
1.1.1 Os feixes	5
1.1.2 Os alvos	6
1.1.3 O sistema de detecção	6
1.1.4 A eletrônica de aquisição	8
1.2 Medidas de fusão com o método de espectroscopia γ em linha	11
1.2.1 Os feixes	11
1.2.2 Os alvos	11
1.2.3 O sistema de detecção	11
2 Redução dos dados	13
2.1 Partículas carregadas	13
2.1.1 Medidas realizadas	13
2.1.2 Processamento dos dados brutos	14
2.1.3 Calibração	16
2.1.4 Determinação das seções de choque diferenciais	24
2.1.5 Espectros e distribuições angulares das partículas leves	27
2.1.6 Espectros de coincidência	31
2.1.7 Correlações angulares	33

2.2	Espectroscopia γ em linha	36
2.2.1	Medidas realizadas	36
2.2.2	Calibração e eficiência de detecção	38
2.2.3	Análise dos Espectros	40
2.2.4	Determinação das seções de choque de fusão	43
2.2.5	Funções de excitação de fusão	45
3	Análise e discussão dos resultados	49
3.1	Espalhamento elástico	49
3.1.1	Potencial de São Paulo e anomalia de limiar	50
3.1.2	CDCC - Descrição do espalhamento elástico	55
3.2	Fusão	61
3.2.1	Modelo de penetração de barreira e CCFULL	61
3.2.2	CDCC - Descrição da fusão	65
3.3	Identificação dos mecanismos na reação ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$	67
3.3.1	Partículas leves da reação ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$	70
3.3.2	<i>Breakup</i> seqüencial do ${}^6\text{Li}$	82
3.3.3	Funções de excitação	85
4	Conclusões	93
	Referências bibliográficas	97

Lista de Figuras

1.1	Esquema geral do telescópio.	7
1.2	Câmara de espalhamento 15°B do Laboratório Pelletron (esquerda); Telescópios posicionados sobre um prato giratório no interior da câmara de espalhamento.	8
1.3	Esquema da eletrônica de aquisição de dados.	10
1.4	Vista da linha de feixe, câmara de irradiação e da parte interior do arranjo Garel+ (acima); Vista mais abrangente do arranjo experimental (abaixo).	12
2.1	Espectros típicos para o sistema ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ em 29,6 MeV com o telescópio posicionado em $\theta_{lab} = 55^\circ$	15
2.2	Picos de espalhamento elástico no eixo ΔE_{CI} (esquerda); Calibração do eixo ΔE_{CI} para o telescópio posicionado em $\theta_{lab} = 35^\circ$ (direita).	18
2.3	Picos de espalhamento elástico no eixo E_{rBS} (esquerda); Calibração do eixo E_{rBS} para o telescópio posicionado em $\theta_{lab} = 35^\circ$ (direita).	19
2.4	Linearidade entre os ganhos dos eixos ΔE_{BS} e E_{rBS}	20
2.5	Energia residual depositada pela partícula no CsI (E_{rCsI}) em função da energia perdida no BS (ΔE_{BS}).	21
2.6	Calibração do eixo E_{rCsI} para $Z = 1$ e $Z = 2$	22
2.7	Perdas de energia no alvo e na janela em função da energia residual (E_r) após a passagem da partícula por estes absorvedores.	23
2.8	Distribuições angulares para o processo de espalhamento elástico dos projéteis ${}^6,7\text{Li}$ em um alvo de ${}^{59}\text{Co}$. As energias dos projéteis são dadas no referencial do laboratório. Os valores de energia em <i>itálico</i> correspondem aos dados representados por círculos vazios.	26

2.9	Extrapolação da região de baixa energia dos espectros de p , d e t . As setas indicam o corte em energia devido às partículas que param no BS.	28
2.10	Distribuições de energia em $\theta = 45^\circ$ para α , p , d e t produzidos na reação ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ com energia de bombardeio $E_{lab} = 21,5$ MeV.	29
2.11	Distribuições angulares das partículas leves produzidas na reação ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ para as energias de feixe de 17,4, 21,5, 25,5 e 29,6 MeV.	30
2.12	Espectro de valores de Q da reação ${}^{59}\text{Co}({}^6\text{Li}, \alpha d)$ para os pares $(\theta_\alpha, \theta_d) = (45^\circ, 35^\circ)$, $(45^\circ, 25^\circ)$, $(35^\circ, 45^\circ)$ e $(35^\circ, 55^\circ)$, na energia de bombardeio de 29,6 MeV. Somente os eventos entre as duas linhas horizontais tracejadas foram considerados na análise dos dados.	31
2.13	Espectros de coincidência α - d provenientes da reação ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$. (a) e (d) $E_d \times E_\alpha$; (b) e (e) $E_d \times E_{\alpha-d}$; (c) e (f) Espectro de energia do d	32
2.14	Correlações angulares no plano de reação com θ_d fixo em 35° e 45° , e energia de feixe $E_{lab} = 29,6$ MeV. As linhas verticais pontilhadas representam os limites de observação do <i>breakup</i> seqüencial do ${}^6\text{Li}$, referente ao estado não ligado 3^+ (2,186 MeV).	36
2.15	Calibração de um dos detectores do arranjo Garel+.	38
2.16	Eficiência de detecção de fótons em função da energia para os arranjos utilizados nos laboratórios dos aceleradores Pelletron e Vivitron. P_1 , P_2 , P_3 e P_4 são os parâmetros extraídos do ajuste da função 2.20 aos dados experimentais.	39
2.17	Espectro de raios- γ provenientes da reação ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ com energia de bombardeio de 24 MeV.	41
2.18	Parâmetros de forma FWHM, ASLO e ASHI em função da energia (representada em canais) dos raios- γ	42
2.19	Funções de excitação para os resíduos de evaporação e para a fusão total dos sistemas ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$. As setas indicam o valor da barreira Coulombiana.	46
3.1	Distribuições angulares de espalhamento elástico para os sistemas ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ nas energias de 12, 18, 26 e 30 MeV. As linhas contínuas representam os ajustes com modelo óptico, utilizando o potencial de São Paulo, aos dados experimentais.	53
3.2	Dependência em energia dos valores de N_i e N_R para o sistema ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$	54

3.3	Dependência em energia dos valores de N_i e N_R para o sistema ${}^7\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$.	54
3.4	Seções de choque de reação obtida do ajuste com o modelo óptico utilizando o potencial de São Paulo para os sistemas ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$.	55
3.5	Distribuições angulares de espalhamento elástico para os sistemas ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$. As curvas correspondem aos cálculos sem (linhas tracejadas) e com (linhas contínuas) acoplamentos com o contínuo.	60
3.6	Funções de excitação dos sistemas ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$.	63
3.7	Dependência em energia da razão entre as seções de choque de fusão total dos sistemas ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$.	64
3.8	Razão entre as funções de excitação de fusão total na presença (<i>with breakup</i>) e na ausência (<i>without breakup</i>) dos acoplamentos com os canais de <i>breakup</i> para os sistemas ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ (círculos) e ${}^7\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ (triângulos).	65
3.9	Funções de excitação de fusão total para os sistemas ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ calculadas (quadrados vazios) e os dados experimentais (círculos cheios). As linhas que ligam os pontos são somente um guia de referência visual.	66
3.10	Representação esquemática dos processos de fusão, <i>breakup</i> e transferência para a reação ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$, envolvendo o núcleo estável e fracamente ligado ${}^6\text{Li}$.	68
3.11	Comparação entre os espectros de energia experimentais para produção total de prótons (pontos) e obtidos com o programa CACARIZO (linhas), para o decaimento do núcleo composto, utilizando o conjunto de parâmetros da tabela 3.2.	74
3.12	Comparação entre os espectros de energia experimentais para produção total de partículas α (pontos) e obtidos com o programa CACARIZO (linhas), para o decaimento do núcleo composto, utilizando o conjunto de parâmetros da tabela 3.2.	75
3.13	Comparação entre os espectros de energia experimentais para produção total de d (pontos) e obtidos com o programa CACARIZO (linhas), para o decaimento do núcleo composto, utilizando o conjunto de parâmetros da tabela 3.2.	76

3.14	Espectros de energia de partículas α (pontos) após a subtração da componente proveniente do decaimento do núcleo composto (figura 3.12). Ver texto para mais detalhes.	77
3.15	Espectros de energia de d (pontos) após a subtração da componente proveniente do decaimento do núcleo composto (figura 3.13). Ver texto para mais detalhes.	78
3.16	Distribuições angulares para produção total de partículas α e d (símbolos preenchidos e linhas contínuas), para o decaimento do núcleo composto formado na fusão completa (linhas ponto-tracejadas), e para os α -bump e d -bump (símbolos vazios e linhas tracejadas).	81
3.17	Distribuições angulares, no referencial do laboratório, do <i>breakup</i> sequencial do ${}^6\text{Li}$ referente ao primeiro estado excitado 3^+ (2,186) MeV, nas energias de bombardeio de 17,4, 21,5, 25,5 e 29,4 MeV.	84
3.18	Seções de choque de produção de partículas α em reações envolvendo o projétil ${}^6\text{Li}$ sobre vários alvos como função da energia no centro de massa dividida pela barreira Coulombiana. Os dados para ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{118,120}\text{Sn}$ e ${}^{208}\text{Pb}$ (círculo vazio) foram extraídos da referência [102]. Para o sistema ${}^6\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$ (quadrados vazios) os dados foram obtidos da referência [18] , e para o ${}^6\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ da referência [104] . Os resultados obtidos neste trabalho são representados por estrelas.	89
3.19	Energia dos centróides dos α -bump e d -bump para o sistema ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ em função do ângulo de detecção para todas as energias de bombardeio. As linhas representam as energias das partículas α e d para energias fixas de excitação obtidas com cálculos de cinemática de dois corpos. Os valores entre parênteses são as energias de excitação para a ICF, onde α e d tem a velocidade do projétil. Os valores entre colchetes representam as energias de excitação para Q -ótimo na TR.	91
3.20	Funções de excitação para diferentes processos na reação ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$. As linhas que ligam os pontos são somente guias de referência visual.	92

Lista de Tabelas

1.1	Características dos telescópios utilizados.	7
2.1	Medidas realizadas.	14
2.2	Energias dos projéteis ${}^6\text{Li}$ e ${}^7\text{Li}$ utilizadas nas medidas para o processo de fusão.	37
2.3	Canais observados experimentalmente para os sistemas estudados.	43
3.1	Seções de choque de reação e <i>breakup</i> sem captura (NCBU). A energia é dada em MeV e as seções de choque em mb.	61
3.2	Parâmetros utilizados nos cálculos de evaporação do núcleo composto com o programa CACARIZO.	73
3.3	Valores de l_{crit} e σ_{CF} calculados internamente pelo CACARIZO para a fusão completa do sistema ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$	73
3.4	Seções de choque de produção total de partículas α e d , e para os α -bump e α -bump.	80
3.5	Seções de choque do <i>breakup</i> seqüencial do ${}^6\text{Li}$ referentes ao primeiro estado excitado 3^+ (2,186) MeV, nas energias de bombardeio de 17,4, 21,5, 25,5 e 29,4 MeV.	85
3.6	Breve descrição de como as seções de choque foram determinadas neste trabalho.	87
3.7	Seções de choque dos mecanismos estudados para a reação ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$. Os valores das energias são dados em MeV e os das seções de choque em mb.	88

Introdução

A fusão nuclear é um processo que sempre despertou muito interesse da comunidade científica, desde o surgimento da Física Nuclear, quando se procurava reproduzir processos de síntese semelhantes aos que ocorrem em estrelas ou produzir elementos super-pesados. Por meio de estudos intensivos da seção de choque de fusão, verificou-se que a mesma apresentava um comportamento universal em função da energia para os mais diversos sistemas. Muitos modelos surgiram na tentativa de se prever tal comportamento, procurando entender as limitações na seção de choque de fusão em termos do canal de entrada da reação ou das características do núcleo composto formado [1].

O estudo de reações de fusão em energias abaixo da barreira Coulombiana fornece um desafio fascinante para as teorias de tunelamento quântico levando à formação de um núcleo composto por meio da fusão completa dos núcleos interagentes [2, 3, 4, 5]. Estas reações, além da importância fundamental em processos de produção de energia estelar e nucleossíntese, fornecem também novas informações sobre a dinâmica de reações e sobre a estrutura nuclear.

Em reações com íons-pesados leves em baixas energias, a característica mais comum é a emissão de partículas leves, que está associada a vários canais de reação direta e de formação do núcleo composto. Para núcleos estáveis, em energias abaixo e próximas da barreira, o mecanismo de formação do núcleo composto é dominante, ao contrário do que ocorre com núcleos muito fracamente ligados, em que os processos diretos como a transferência de núcleons e o *breakup* do projétil desempenham um papel importante.

Um grande esforço experimental envolvendo núcleos fracamente ligados tanto estáveis quanto instáveis, tem sido empregado para investigar o papel específico do canal de

breakup [4]. A recente disponibilidade de feixes de íons leves radioativos, tais como o ^6He [6, 7, 8, 9], ^{11}Be [10] e ^{17}F [11] e o interesse nas reações envolvidas em processos astrofísicos [12], motivaram a investigação das reações de fusão envolvendo projéteis muito fracamente ligados e/ou do tipo halo, em torno e abaixo da barreira Coulombiana; sendo que a utilização de núcleos estáveis fracamente ligados é ainda mais motivada pela alta intensidade de tais feixes quando comparada à intensidade dos feixes radioativos.

A probabilidade de fusão é sensível à estrutura interna dos íons interagentes, assim como à influência de outros mecanismos, tais como a transferência de núcleons e o *breakup* do projétil. Um favorecimento da seção de choque de fusão observado geralmente em energias abaixo da barreira pode ser compreendido em termos de processos dinâmicos que surgem dos acoplamentos de excitações inelásticas coletivas do alvo e do projétil. Entretanto, em reações nas quais pelo menos um dos íons na colisão tem energia de ligação suficientemente baixa, de modo que o *breakup* se torna um processo competitivo, resultados conflitantes tanto teóricos [13, 14, 15, 16, 17] quanto experimentais [18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25] vêm sendo apresentados na literatura.

Diversas questões permanecem abertas considerando a interação entre o *breakup* e a fusão, sendo o efeito do *breakup* sobre fusão completa um dos assuntos mais discutidos nos últimos anos. A resposta a esta questão requer um conhecimento detalhado da competição entre os mecanismos envolvidos na reação, e a contribuição dos mesmos em função da energia. A separação experimental das contribuições da fusão incompleta e da transferência é atualmente um desafio[22].

Nos últimos anos, nosso grupo de pesquisa tem se dedicado ao estudo da dinâmica de reações nucleares entre íons pesados-leves, mais especificamente ao estudo de mecanismos de reações, no qual existem muitos problemas em aberto, principalmente no que se refere à determinação das escalas temporais [26, 27, 28] e à competição entre diferentes processos e sua dependência com a massa, energia de ligação e estrutura dos núcleos interagentes.

Dentro do contexto apresentado, realizamos o estudo dos sistemas de massa intermediária $^6,7\text{Li} + ^{59}\text{Co}$ em energias próximas e acima da barreira Coulombiana [29, 30, 31, 32, 33]. O processo de *breakup* utilizando projéteis de íons leves como o ^6Li e ^7Li

é de especial interesse, uma vez que a natureza dos respectivos *clusters* α - d e α - t simplificam os cálculos que podem confirmar os resultados experimentais. Em particular, para o sistema ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ foi realizado um estudo mais completo, no qual os principais mecanismos envolvidos nesta reação foram identificados e quantificados, assim como determinamos a seção de choque de breakup sequencial do ${}^6\text{Li}$, referente ao seu primeiro estado excitado 3^+ .

Devido às diferentes definições operacionais dos mecanismos envolvidos em reações, é conveniente uma breve descrição dos processos estudados neste trabalho. No já mencionado *breakup* do projétil ocorre a quebra do mesmo. Quando nenhum dos fragmentos do projétil é capturado pelo alvo, deixando este em um estado de baixa energia de excitação ou no estado fundamental, ocorre o chamado processo de *breakup* sem captura (*non-capture breakup*). A fusão completa requer a possibilidade de fusão por meio da formação de um núcleo composto que contém todos os núcleons do projétil e do alvo. Se somente parte do projétil (um dos fragmentos) puder emergir da região de interação, na qual um sistema composto é formado, então uma fusão incompleta ou uma transferência é definida. A fusão incompleta ocorre como um processo de dois estágios, na qual o *breakup* é seguido pela fusão de um de seus fragmentos com o alvo, diferenciando-se assim do processo de transferência que ocorre em uma única etapa, na qual um dos fragmentos do projétil é diretamente transferido para o alvo. Em particular, para simplificar a análise apresentada neste trabalho, nos restringiremos ao caso no qual o projétil é quebrado em apenas dois fragmentos. O processo de *breakup* pode ainda ser separado em sequencial e direto de acordo com as escalas temporais envolvidas: o *breakup* direto com uma escala de tempo correspondente ao tempo de reação nuclear e o *breakup* sequencial em que o tempo de sobrevivência do sistema instável é característico, sendo as propriedades dos fragmentos determinadas pelo estado no qual o sistema foi excitado.

Com a finalidade de facilitar o entendimento pelo leitor da nomenclatura por nós adotada, mantivemos o uso de alguns termos em inglês que são utilizados com frequência na literatura. Na maioria das vezes apresentamos tais termos em português e inglês, se for o caso, acompanhados de suas respectivas siglas em inglês.

O estudo dos mecanismos em reações induzidas por núcleos fracamente ligados apresentado neste trabalho encontra-se dividido em quatro capítulos descrito resumidamente nos parágrafos seguintes. Com a finalidade de tornar a leitura deste trabalho a mais linear possível, as considerações teóricas são apresentadas ao longo dos capítulos 2 e 3 no momento em que se fazem necessárias para a compreensão dos assuntos abordados.

No capítulo 1 descrevemos o arranjo experimental utilizado para medidas de partículas carregadas, com as quais serão estudadas as distribuições angulares de espalhamento elástico para os feixes de ${}^6\text{Li}$ e ${}^7\text{Li}$, distribuições angulares das partículas leves e coincidências entre partículas α e d (deuterons) para o sistema ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$. Uma descrição do arranjo experimental utilizado nas medidas de fusão dos sistemas ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ com o método de espectroscopia γ , também é apresentada.

No capítulo 2 discutimos em detalhes todo o procedimento realizado na redução dos dados obtidos. As medidas realizadas e os resultados obtidos da redução dos dados são apresentados neste capítulo.

No capítulo 3 apresentamos a análise dos dados e a discussão dos resultados obtidos. Uma descrição detalhada dos dados de espalhamento elástico e fusão sob o formalismo de canais acoplados com discretização do contínuo foi realizada para os sistemas ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$. Com base nos resultados desta descrição e em uma análise utilizando o modelo estatístico e a cinemática de uma reação de dois corpos, apresentamos um estudo dos mecanismos envolvidos na reação ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$. Ainda para esta reação, apresentamos como foi determinada a seção de choque do *breakup* seqüencial referente ao primeiro estado excitado e não ligado 3^+ (2,186 MeV) do ${}^6\text{Li}$.

No quarto e último capítulo, são apresentadas as conclusões do presente estudo.

Capítulo 1

Parte experimental

Neste capítulo descreveremos os arranjos experimentais utilizados para o estudo dos sistemas ${}^6,{}^7\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$. O capítulo encontra-se dividido em duas seções. Na primeira, por se tratar do objetivo principal deste trabalho, o arranjo para medidas de partículas carregadas no laboratório Pelletron será discutido com maiores detalhes. Na segunda, os arranjos experimentais para medidas do processo de fusão por meio do método de espectroscopia γ em linha são apresentados de uma forma menos detalhada, porém, levando em consideração todos os aspectos necessários para o entendimento dos experimentos realizados.

1.1 Medidas de partículas carregadas

1.1.1 Os feixes

Os experimentos foram realizados junto ao Departamento de Física Nuclear do Instituto de Física da Universidade de São Paulo (DFN-IFUSP). Uma fonte de íons do tipo MC-SNICS [34] (*Multicathode Source of Negative Ions by Cesium Sputtering*) foi utilizada para extração dos feixes de ${}^6,{}^7\text{Li}$, que em seguida eram acelerados pelo acelerador eletrostático Pelletron, do tipo Tandem 8UD, fabricado pela NEC (*National Electrostatics Corp.*). As energias dos feixes de ${}^6,{}^7\text{Li}$ – no referencial do laboratório – foram de 12, 18, 22, 26 e 30 MeV. Não discutiremos aqui as características de produção e transporte

de feixe no laboratório do acelerador Pelletron, uma vez que estas podem ser encontradas em vários trabalhos [35, 36]. Porém, é conveniente citar que entre as principais características estão a excelente precisão em energia (melhor que 0,05 %) e a boa estabilidade da corrente de feixe, com variações entre 10% e 15% durante os tempos de irradiação para todas as energias medidas.

1.1.2 Os alvos

Nos experimentos em que foram realizadas apenas medidas de espalhamento elástico, foram utilizados alvos de ^{59}Co ($\sim 80 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) sobre um substrato de ^{12}C ($\sim 20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) confeccionados, no laboratório de alvos do DFN-IFUSP, utilizando o método de evaporação por bombardeamento eletrônico.

Para as medidas de partículas em coincidência, foram importados alvos de ^{59}Co auto-suportáveis, com 99,6% de pureza e espessura de $2,16(10) \text{ mg}/\text{cm}^2$. Em parte das medidas, foi evaporada uma pequena quantidade de ^{197}Au ($\sim 10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) sobre estes alvos, para fins de calibração e normalização dos dados experimentais. A espessura do alvo foi determinada por meio do método de RBS [37] (*Rutherford Back Scattering*) no Laboratório de Análise de Materiais por Feixes Iônicos (LAMFI) do IFUSP. Alvos desta espessura são necessários devido à baixa estatística dos processos estudados. Como a corrente de feixe não poderia ser muito alta, já que isso acarretaria uma alta taxa de contagens de eventos referentes ao espalhamento elástico do feixe pelo alvo em ângulos dianteiros, a solução encontrada para melhorar a estatística, sem a necessidade de tempos maiores na aquisição foi a utilização de alvos de maior espessura.

Medidas de espalhamento elástico mostraram que a presença de contaminantes como carbono e oxigênio no alvo não eram significativas, não sendo maiores que 5%.

1.1.3 O sistema de detecção

Na câmara de espalhamento 15°B do Laboratório Pelletron, que consiste basicamente de um cilindro de aproximadamente 3,0 m de comprimento por 1,5 m de diâmetro, foram montados até 12 telescópios triplos [38], os quais foram posicionados no plano de reação

Figura 1.1: *Esquema geral do telescópio.*

Tabela 1.1: *Características dos telescópios utilizados.*

Câmara de ionização	Espaçamento entre os anéis: 1 cm
	Tensão aplicada: +100 V
	Gás: isobutano
	Pressão do gás: 20 torr
Detectores BS de silício	Espessura: $\sim 150 \mu\text{m}$
	Área útil: 300 mm^2
	Tensão aplicada: +50 V a +120 V
	Fabricante: EG&G ORTEC
Detectores de CsI	Espessura: $\sim 4 \text{ cm}$
	Área útil: 177 mm^2
	Comprimento total: $\sim 12 \text{ cm}$
	Alimentação do pré-amplificador: +12 V, -12 V, +24 V
	Fabricante: BICRON coop.

e separados por um intervalo angular de 10° . Cada telescópio triplo é composto por uma câmara de ionização (CI) para a medida de perda de energia ΔE_{CI} das partículas, constituída de três anéis, sendo que em dois deles é aplicada uma tensão, os quais são responsáveis pela coleção do sinal. As câmaras de ionização operam com isobutano a uma pressão de 20 torr e tensão de 100 V. Na segunda parte, atrás dos anéis, acopla-se um detector barreira de superfície de Si (BS) com $\sim 150 \mu\text{m}$ de espessura que fornece a energia residual E_{rBS} das partículas pesadas e a perda de energia das partículas leves ΔE_{BS} . Por último, temos atrás do detector barreira de superfície um cristal cintilador de Iodeto de Césio (CsI), acoplado a um fotodiodo e um pré-amplificador, que nos fornece a energia residual das partículas leves E_{rCsI} . O cristal de CsI é coberto por uma fina

camada de alumínio para evitar a perda da luz produzida no processo de cintilação. A entrada da CI é vedada por janelas de mylar de $150 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Um esquema do telescópio triplo é mostrado na figura 1.1, e suas características são descritas mais detalhadamente na tabela 1.1.

Para evitar a alta taxa de contagem proveniente dos eventos de espalhamento elástico, e conseqüentemente um elevado tempo morto no sistema de aquisição de dados, na entrada de cada telescópio triplo foram colocados colimadores. Desta forma os ângulos sólidos dos detectores variavam, dos ângulos dianteiros para os mais traseiros, de 0,143 a 1,96 msr e suas respectivas aberturas angulares variavam de 0,8 a 2,9 graus, com incertezas variando entre 8% e 3% do menor para o maior ângulo sólido.

A figura 1.2 mostra a câmara de espalhamento 15°B e o conjunto de telescópios montados em um prato giratório em seu interior.

Figura 1.2: *Câmara de espalhamento 15°B do Laboratório Pelletron (esquerda); Telescópios posicionados sobre um prato giratório no interior da câmara de espalhamento.*

1.1.4 A eletrônica de aquisição

Um diagrama esquemático da eletrônica de aquisição de dados é mostrado na figura 1.3. Os sinais de cada um dos três detectores no telescópio eram pré-amplificados no interior da câmara de espalhamento, sendo posteriormente conduzidos para amplificadores no exterior da mesma. O sinal do BS era dividido antes da passagem pelos amplificadores, sendo então amplificado com dois ganhos diferentes. O sinal amplificado com ganho

mais baixo foi utilizado principalmente na detecção de partículas mais pesadas ($Z \geq 2$), enquanto o outro, com ganho mais alto, na detecção de partículas leves ($Z \leq 2$). Como o nosso maior interesse era detectar partículas leves, o ganho da CI foi ajustado de modo a dar ênfase à observação de partículas com $Z \leq 3$.

Nas saídas lentas dos amplificadores os sinais têm a amplitude proporcional à energia depositada em cada detector. Estes sinais eram enviados diretamente para conversores analógico-digitais (ADC) no sistema CAMAC (*Computer Automated Measurement and Control*). Cada módulo CAMAC (por exemplo os ADCs) ocupa uma posição no *crate* e são controlados por um módulo especial, o *Crate Controller*. O *crate* era controlado por um computador ao qual o sistema CAMAC estava ligado.

Os sinais nas saídas rápidas dos amplificadores, correspondentes aos BS, passavam por um CFD (*Constant Fraction Discriminator*). O CFD foi utilizado para ajustar o nível de ruído permitido e converter sinais de diferentes amplitudes para uma amplitude fixa com largura ajustável. Quando qualquer um dos detectores produzia um sinal, através de uma saída lógica do tipo OR no CFD, era também gerado outro sinal que seguia para o GDG (*Gate and Delay Generator*), no qual a largura do sinal foi ajustada para $5 \mu\text{s}$. O GDG era o módulo responsável pelo sinal de existência de um evento enviado ao sistema CAMAC.

De modo geral, a eletrônica de aquisição utilizada agrupava, para até 12 telescópios utilizados, um conjunto de 4 parâmetros por telescópio. No total, até 48 parâmetros por evento eram armazenados.

Para evitar possíveis danos aos detectores BS a taxa de contagens observada no mesmo foi limitada em ~ 2000 contagens por segundo. Conseqüentemente, como o tempo de conversão dos ADC's é da ordem de $10 \mu\text{s}$, o tempo morto da eletrônica de aquisição foi considerado desprezível, não havendo necessidade de futuras correções na análise dos dados.

Figura 1.3: Esquema da eletrônica de aquisição de dados.

1.2 Medidas de fusão com o método de espectroscopia γ em linha

1.2.1 Os feixes

Os experimentos para medidas de seção de choque de fusão, utilizando o método de espectroscopia γ [39], foram realizados junto aos laboratórios do acelerador Pelletron do DFN-IFUSP em São Paulo e do acelerador eletrostático do tipo tandem Vivitron do IReS em Strasbourg na França. Em ambos experimentos foram utilizados feixes de ^6Li e ^7Li , com energias entre 12 e 26 MeV no referencial do laboratório. As características do sistema de produção e transporte de feixe [35, 36] em ambos aceleradores, permitem obter uma excelente precisão em energia e boa estabilidade na corrente do feixe durante a irradiação, sendo esta última uma característica importante na aplicação do método de espectroscopia γ .

1.2.2 Os alvos

Os alvos consistiam de folhas de ^{59}Co com espessura de $600(10) \mu\text{g}/\text{cm}^2$ sobre um substrato de Pb com $48 \text{ mg}/\text{cm}^2$ (Strasbourg) e $480(10) \mu\text{g}/\text{cm}^2$ sobre um substrato Ta com 0,1 mm (São Paulo). Para evitar a difusão do Co para os materiais utilizados como substrato foi utilizada uma fina camada de Al ($\sim 65 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) entre ambos. Os substratos foram utilizados para evitar o deslocamento das linhas γ devido ao efeito Doppler.

1.2.3 O sistema de detecção

Nas medidas realizadas em Strasbourg, os raios- γ foram detectados utilizando-se parte do arranjo Garel+ [40] (Figura 1.4), com 14 detectores Hp Ge (*High-purity Germanium*) de alta eficiência e supressão Compton [41] em conjunto com um detector LEPS (*Low-Energy Photon Spectrometer*). O LEPS foi utilizado para aumentar a eficiência de detecção e resolução das transições de baixa energia. A eficiência absoluta (intrínseca e geométrica) do arranjo de detectores de Ge era $(1,20 \pm 0,16)\%$ para uma fonte

calibrada de ^{60}Co .

Figura 1.4: *Vista da linha de feixe, câmara de irradiação e da parte interior do arranjo Garel+ (acima); Vista mais abrangente do arranjo experimental (abaixo).*

Em São Paulo, a câmara de irradiação foi montada na canalização 30°A do acelerador Pelletron. Para a detecção dos raios- γ emitidos foram utilizados 2 detectores Hp Ge com supressão Compton, sendo estes posicionados de modo que o ângulo formado com relação à linha de feixe fosse de 55° . Para este ângulo, como explicaremos adiante (ver seção 2.2.4), o efeito da distribuição angular dos raios- γ é eliminado. A eficiência absoluta, também para um fonte calibrada de ^{60}Co , neste caso era de $(0,48 \pm 0,04)\%$.

Capítulo 2

Redução dos dados

Apresentamos na primeira seção deste capítulo as medidas realizadas com partículas carregadas para obter as distribuições angulares das partículas leves (p , d , t e α) e do processo de espalhamento elástico, assim como as correlações angulares para coincidências entre d e partículas α provenientes da reação ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$.

Na segunda seção são apresentadas as medidas para o estudo do processo de fusão dos sistemas ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$, por meio do método de espectroscopia γ [39].

Em ambos os casos, o procedimento utilizado na redução dos dados obtidos e os resultados experimentais são apresentados.

2.1 Partículas carregadas

2.1.1 Medidas realizadas

Um dos objetivos deste trabalho foi obter as funções de correlação angular entre partículas leves, as quais foram utilizadas para obter as funções de excitação para o processo de *breakup* do projétil ${}^6\text{Li}$. Para isto, foram realizadas medidas para o sistema ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ nas energias de 18, 22, 26 e 30 MeV (referencial do laboratório), e medidas complementares de espalhamento elástico nas energias de 12, 18, 26 e 30 MeV. Medidas para o processo de espalhamento elástico referentes ao sistema ${}^7\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$, nas energias de 12, 18, 22, 26 e 30 MeV, também foram realizadas.

Devido à baixa estatística das medidas em coincidência para o sistema ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$, o que implicava em longos tempos de aquisição, os telescópios foram mantidos em ângulos fixos, cobrindo os intervalos angulares de -45° a -15° e 15° a 75° em passos de 10° . Esta configuração também foi utilizada nas medidas de espalhamento elástico para os sistemas ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$. Em outro experimento, dedicado somente ao estudo do espalhamento elástico para os sistemas ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$, os telescópios varreram um intervalo angular de 10° a 130° em passos de $2,5^\circ$. A corrente de feixe era limitada em até 15 nA, para que a alta taxa de contagens provenientes do processo de espalhamento elástico não danificasse os detectores; e também para evitar um aumento do tempo morto no sistema de aquisição de dados, o que levaria à necessidade de futuras correções nas taxas de contagens.

O tempo total de aquisição de dados foi de aproximadamente 18 dias e um resumo das medidas realizadas neste trabalho é apresentado na Tabela 2.1.

Tabela 2.1: *Medidas realizadas.*

Feixes	Alvos	E_{lab} (MeV)	Objetivos
${}^6\text{Li}$	${}^{59}\text{Co}$ (2,16 mg/cm ²)	18, 22, 26 e 30	<i>a</i>
${}^7\text{Li}$	${}^{59}\text{Co}$ (2,16 mg/cm ²)	18	<i>b</i>
${}^7\text{Li}$	${}^{59}\text{Co}$ (2,16 mg/cm ²) + ${}^{197}\text{Au}$ (10 µg/cm ²)	22, 26 e 30	<i>b</i>
${}^{6,7}\text{Li}$	${}^{59}\text{Co}$ (80 µg/cm ²) + ${}^{12}\text{C}$ (20 µg/cm ²)	12, 18, 26 e 30	<i>b</i>

a: Medidas de coincidência e espalhamento elástico

b: Medidas de espalhamento elástico

2.1.2 Processamento dos dados brutos

A redução dos dados brutos foi realizada com um pacote de programas denominado VAXPAK [42], ao qual pertecem os programas CHIL, SCANLNK, STOPX, KINEQ e DAMM. Este pacote de programas era utilizado sob o Vax-VMS, mas foi convertido para uso no sistema Linux, pois este apresenta uma maior estabilidade, maior segurança na manutenção de arquivos e um melhor gerenciamento de processos, proporcionando maior agilidade na análise dos dados.

Figura 2.1: Espectros típicos para o sistema ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ em 29,6 MeV com o telescópio posicionado em $\theta_{\text{lab}} = 55^\circ$.

Na montagem dos histogramas foi utilizada uma linguagem de programação interpretada pelo programa CHIL, sendo possível criar desde simples histogramas multicanal até histogramas compostos por dois parâmetros simultâneos (espectros bi-paramétricos).

Esta linguagem permite operações condicionais e de vínculos entre os parâmetros e entre estes e traçados de contorno em espectros bi-paramétricos, além do uso de sub-rotinas escritas em Fortran77 para realizar cálculos mais avançados e criar novos parâmetros. O programa SCANLNK compila a sub-rotina e gera um arquivo executável que é utilizado na etapa de preenchimento dos histogramas. Posteriormente os histogramas podem ser visualizados e analisados com o programa DAMM.

Utilizando os programas descritos nos parágrafos anteriores, os dados brutos foram inicialmente organizados em espectros bi-paramétricos do tipo $E \times \Delta E$. Para cada telescópio foram construídos dois destes espectros. Chamaremos o espectro formado pelos eixos ΔE_{CI} e E_{rBS} de espectro das pesadas ($Z \geq 2$) e o espectro formado pelos eixos ΔE_{BS} e E_{rCsI} de espectro das leves ($Z \leq 2$). Usaremos estes nomes somente para simplificar a nomenclatura utilizada neste trabalho, pois partículas leves com $Z \leq 2$ também são observadas nos espectros das pesadas. No entanto, partículas com $Z > 2$, nas energias medidas, não podem ser observadas nos espectros das leves pois não possuem a energia necessária para atravessar o BS.

Na figura 2.1 são apresentados dois espectros típicos, para o sistema ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$. Podemos observar que em ambos os espectros há uma boa separação em Z e no espectro das leves há também uma boa separação em massa para $Z = 1$. As faixas para $Z = 1$ e $Z = 2$ também são observadas no espectro das pesadas, não sendo possível a separação em massa para a faixa de $Z = 1$ devido à resolução da CI.

2.1.3 Calibração

A energia das partículas detectadas é um parâmetro de grande importância para a análise desenvolvida neste trabalho, principalmente na identificação e separação dos diferentes processos que podem estar presentes quando duas partículas são detectadas em coincidência. Sendo assim, a calibração em energia dos espectros bi-paramétricos $E \times \Delta E$ e a determinação da energia total das partículas formam uma etapa importante da redução dos dados.

Na calibração em energia foram utilizados os programas KINEQ para cálculos envol-

vendo cinemática de uma reação de dois corpos, e STOPX para cálculos de perda de energia de uma partícula em diferentes tipos de absorvedores (no nosso caso o alvo, a janela do telescópio, a CI, o BS e a fina camada de alumínio sobre o cristal de CsI). No entanto, as fórmulas e parâmetros de Ziegler [43] para perda de energia, utilizadas no programa STOPX, foram substituídas por uma equação analítica sem parâmetros ajustáveis obtida semi-fenomenologicamente [44].

Devido à espessura de 2,16(10) mg/cm² do alvo de ⁵⁹Co, as energias dos projéteis ⁶Li e ⁷Li foram corrigidas levando em consideração a perda de energia dos mesmos até o centro do alvo, sabendo que o alvo possuía uma inclinação de $17,5^\circ \pm 2,5^\circ$ em relação à linha do feixe. As energias corrigidas são 17,4, 21,5, 25,5 e 29,6 MeV para o sistema ⁶Li + ⁵⁹Co e 17,3, 21,4, 25,5 e 29,5 MeV para o sistema ⁷Li + ⁵⁹Co, sendo o erro nestes valores menor que 150 keV. A energia perdida pelos projéteis em alvos com espessura de apenas algumas dezenas de $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ é desprezível no intervalo de energia de bombardeio por nós utilizado.

Nos itens adiante apresentaremos o procedimento de calibração para um dos telescópios, sendo que este foi utilizado em um experimento no qual foram realizadas medidas para o sistema ⁶Li + ⁵⁹Co nas mesmas energias citadas no parágrafo anterior, e para o sistema ⁷Li + ⁵⁹Co na energia de 17,3 MeV. O mesmo procedimento foi utilizado para todos os telescópios, sendo importante destacar que cada telescópio possui uma calibração diferente para cada um dos eixos utilizados na construção dos espectros bi-paramétricos.

Calibração dos eixos ΔE_{CI} e E_{rBS}

A calibração dos eixos ΔE_{CI} e E_{rBS} foi determinada utilizando as posições dos picos de espalhamento elástico, localizados na faixa de $Z = 3$ nos espectros $E_{rBS} \times \Delta E_{CI}$ (figura 2.1). A projeção do número de contagens deste pico, selecionado por meio de um traçado de contorno no espectro bi-paramétrico, resulta em espectros multicanais dos eixos ΔE_{CI} e E_{rBS} que são apresentados no lado esquerdo das figuras 2.2 e 2.3 respectivamente. Sabendo-se a energia da partícula incidente e o ângulo de espalhamento da mesma pelo alvo, podemos determinar a sua energia após o espalhamento com o programa KINEQ.

Figura 2.2: Picos de espalhamento elástico no eixo ΔE_{CI} (esquerda); Calibração do eixo ΔE_{CI} para o telescópio posicionado em $\theta_{\text{lab}} = 35^\circ$ (direita).

Depois, utilizando o programa STOPX, determinamos a perda de energia da partícula do centro do alvo até a saída do mesmo, a perda de energia na janela do telescópio e finalmente a energia perdida na CI (ΔE_{CI}) e a energia residual no BS (E_{rBS}). Deste modo, a calibração em energia pode ser determinada por meio das equações:

$$\Delta E_{CI}(\text{Energia}) = a_{CI} + b_{CI}\Delta E_{CI}(\text{Canal}) \quad (2.1)$$

$$E_{rBS}(\text{Energia}) = a_{BS} + b_{BS}E_{rBS}(\text{Canal}) \quad (2.2)$$

Na figura 2.2 apresentamos os espectros da energia perdida na CI após um processo de espalhamento elástico; e o gráfico de calibração obtido neste caso. De modo análogo, os espectros da energia residual deixada pelas mesmas partículas ao serem totalmente absorvidas pelo BS são apresentados na figura 2.3, acompanhados da sua respectiva curva de calibração.

Figura 2.3: Picos de espalhamento elástico no eixo E_{rBS} (esquerda); Calibração do eixo E_{rBS} para o telescópio posicionado em $\theta_{lab} = 35^\circ$ (direita).

Calibração do eixo ΔE_{BS}

Como mencionado anteriormente (ver seção 1.1.4), o sinal do BS foi dividido e cada uma das duas partes amplificadas com ganhos diferentes. Como os amplificadores são lineares é possível se obter a relação entre os dois ganhos por meio de um gráfico de $\Delta E_{BS} \times E_{rBS}$ (figura 2.4), com ambos os eixos em canais. Observando a figura 2.4 podemos verificar que a relação entre os ganhos é de fato linear e a mesma pode ser obtida utilizando a equação:

$$E_{rBS}(Canal) = k\Delta E_{BS}(Canal) \quad (2.3)$$

Na calibração do eixo E_{rBS} utilizamos o coeficiente linear $a_{BS} = 0$ sem diferenças significativas nos ajustes. O mesmo foi feito para o eixo ΔE_{BS} de forma que a equação utilizada para calibração deste eixo é dada por:

$$\Delta E_{BS}(Energia) = c\Delta E_{BS}(Canal) \quad (2.4)$$

Figura 2.4: Linearidade entre os ganhos dos eixos ΔE_{BS} e E_{rBS} .

Podemos obter o valor do parâmetro c substituindo a equação 2.2 em 2.3 e o resultado desta substituição na equação 2.4.

$$\Delta E_{BS}(Energia) = \frac{c}{kb_{BS}} E_{rBS}(Energia) \quad (2.5)$$

Como a energia tem que ser a mesma para um sinal gerado pelo BS, esta igualdade só é satisfeita quando $c = kb_{BS}$. Logo, temos para a calibração do eixo ΔE_{BS} a seguinte equação:

$$\Delta E_{BS}(Energia) = kb_{BS} \Delta E_{BS}(Canal) \quad (2.6)$$

Resumindo, o coeficiente angular da calibração do eixo ΔE_{BS} foi obtido multiplicando-se o parâmetro de proporcionalidade entre os ganhos (k) pelo coeficiente angular da curva de calibração do eixo E_{rBS} (b_{BS}).

Calibração do eixo E_{rCsI}

Na maioria das vezes, os espectros bi-paramétricos para partículas leves não apresentavam picos, ou estes não podiam ser identificados sem ambiguidades quando presentes. A calibração do eixo E_{rCsI} depende de Z [45], sendo necessário realizar duas calibrações, uma para $Z = 1$ e outra para $Z = 2$. Além disso, a calibração deste eixo não é linear.

Adotamos o mesmo procedimento para os dois casos, o qual consiste em obter a calibração do eixo E_{rCsI} por meio da calibração do eixo ΔE_{BS} utilizando a curva da energia residual depositada no CsI em função da perda de energia no BS. Estas curvas de perda de energia para partículas α , t (trítion), d (dêuteron) e p (próton) foram obtidas com o programa STOPX e são apresentadas na Figura 2.5. Deste modo, conhecendo-se o valor da energia perdida pela partícula no BS é possível determinar a energia residual depositada no CsI.

Figura 2.5: Energia residual depositada pela partícula no CsI (E_{rCsI}) em função da energia perdida no BS (ΔE_{BS}).

Para cada uma das quatro faixas observadas no espectro experimental das partículas leves ($A = 1, 2, 3$ e 4) foi associado um valor médio em canais para ambos os eixos. O valor médio do canal no eixo ΔE_{BS} foi utilizado para determinar a energia perdida pela

partícula no BS e conseqüentemente a energia residual no CsI, a qual foi associada ao valor médio do canal no eixo E_{rCsI} . Assim, para a calibração deste eixo foram utilizados ajustes polinomiais de grau 3 para $Z = 1$ ($A = 1, 2$ e 3) e grau 4 para $Z = 2$ ($A = 4$) como mostra a Figura 2.6.

Figura 2.6: Calibração do eixo E_{rCsI} para $Z = 1$ e $Z = 2$.

Na Figura 2.6 podemos notar que para energias residuais acima de 20 MeV os pontos referentes aos prótons apresentam uma pequena mudança de comportamento quando comparado aos deutérios. Isto se deve ao fato de que na região de altas energias residuais, devido à forma da curva de perda de energia (Figura 2.5), uma pequena variação em ΔE_{BS} pode causar grandes variações em E_{rCsI} .

De modo geral o comportamento da calibração do eixo E_{rCsI} observado em todos os detectores utilizados nos mostra que a não linearidade é mais proeminente para energias abaixo de 10 MeV, e que acima desta energia a calibração passa a assumir um comportamento linear. Desta forma, os ajustes polinomiais citados anteriormente foram extrapolados de modo que mantivessem o comportamento linear nas regiões de energias residuais mais altas.

Energia Total

Com todos os eixos calibrados podemos obter a energia total das partículas por meio das equações

$$E_T = \Delta E_{alvo}(\theta) + \Delta E_{janela} + \Delta E_{CI} + E_{rBS} \quad (2.7)$$

ou

$$E_T = \Delta E_{alvo}(\theta) + \Delta E_{janela} + \Delta E_{CI} + \Delta E_{BS} + E_{rCsI} \quad (2.8)$$

sendo ΔE_{janela} a energia perdida na janela do telescópio e $\Delta E_{alvo}(\theta)$ é a energia perdida pela partícula a partir do centro do alvo até a saída do mesmo. Por este motivo, esta perda de energia, depende do ângulo θ de cada telescópio.

A equação 2.7 fornece a energia total das partículas que são totalmente freadas no BS e a equação 2.8 das partículas que atravessavam o BS sendo em seguida absorvidas pelo CsI.

Figura 2.7: Perdas de energia no alvo e na janela em função da energia residual (E_r) após a passagem da partícula por estes absorvedores.

Como as perdas de energia no alvo e na janela do telescópio não podiam ser medidas diretamente, as mesmas foram determinadas utilizando a curva de perda de energia da partícula ao passar pelos dois absorvedores como função da sua energia residual (E_r),

novamente com o uso do programa STOPX. A figura 2.7 mostra um exemplo das curvas obtidas para o telescópio 7 que estava posicionado em $\theta = 35^\circ$. Nas posições angulares em que o caminho percorrido pela partícula até a sua saída do alvo é maior, as perdas de energia ($\Delta E_{alvo}(\theta) + \Delta E_{janela}$) são menores que 2 MeV para partículas α e menores que 1 MeV para p , d e t .

2.1.4 Determinação das seções de choque diferenciais

Experimentalmente o número de eventos (Y) detectados em uma reação é dado por:

$$Y = \frac{d\sigma}{d\Omega_{lab}} N_a N_f \Delta\Omega \quad (2.9)$$

onde:

$\frac{d\sigma}{d\Omega_{lab}}$ é a seção de choque diferencial para o processo observado no referencial do laboratório,

N_a é o número de partículas presente no alvo por unidade de área,

N_f é o número de partículas que incidem sobre o alvo durante o tempo de irradiação,

$\Delta\Omega$ é o ângulo sólido subtendido pelo detector.

No caso em que duas partículas i e j são observadas simultaneamente, isto é, em coincidência, temos que o número de eventos observados (Y_{ij}) é dado por:

$$Y_{ij} = \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega_i d\Omega_j} \right)_{lab} N_a N_f \Delta\Omega_i \Delta\Omega_j \quad (2.10)$$

onde

$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega_i d\Omega_j} \right)_{lab}$ é a seção de choque duplamente diferencial no referencial do laboratório,

$\Delta\Omega_i$ é o ângulo sólido subtendido pelo detector da partícula i ,

$\Delta\Omega_j$ é o ângulo sólido subtendido pelo detector da partícula j .

Logo, para obter os valores de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ e $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_i d\Omega_j}$ é necessário conhecer os valores de N_a , N_f e $\Delta\Omega$.

Nos experimentos dedicados principalmente à detecção de partículas em coincidência, os diferentes ângulos sólidos foram determinados pela expressão geométrica $\Delta\Omega = A/D^2$, onde A é a área do orifício do colimador colocado na entrada do telescópio, e D é a distância do colimador até o alvo. Uma vez que os ângulos sólidos foram determinados, é possível obter a seção de choque de espalhamento elástico ($\frac{d\sigma}{d\Omega_{elas}}$) a menos de uma constante dada pelo produto $N_a N_f$. Esta constante foi determinada por meio de uma normalização, sabendo-se que em ângulos dianteiros a seção de choque é igual à seção de choque de Rutherford ($\frac{d\sigma}{d\Omega_{Ruth}}$), pela expressão

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{elas}} = \frac{Y_{elas}}{N_a N_f \Delta\Omega} = \frac{d\sigma}{d\Omega_{Ruth}} \quad (2.11)$$

onde Y_{elas} é o número de contagens obtido da integração da área do pico de espalhamento elástico.

As incertezas em $\Delta\Omega$ variam entre 3% e 8% para ângulos sólidos variando de 1,96 msr até 0,143 msr, respectivamente. Para o produto $N_a N_f$ a incerteza é cerca de 1,5%, em todas as energias de bombardeio. Assim, as incertezas em $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ e $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_i d\Omega_j}$ são obtidas considerando-se as incertezas nos valores de $\Delta\Omega$, do produto $N_a N_f$ e nos números de contagens Y e Y_{ij} .

Os valores de $\Delta\Omega$ para cada detector, e os valores de $N_a N_f$ para cada energia do projétil, serão utilizados para obter as distribuições angulares de espalhamento elástico e das partículas leves p , d , t e α , assim como as correlações angulares $\alpha - d$.

No caso particular do experimento realizado com a finalidade de medir exclusivamente as distribuições angulares de espalhamento elástico, um procedimento diferente foi adotado. Utilizando medidas de espalhamento elástico dos projéteis ${}^6,{}^7\text{Li}$ por um alvo de ${}^{197}\text{Au}$, com energia de bombardeio $E_{lab} = 12$ MeV, e o fato de que a seção de choque é Rutherford em todo o intervalo angular no qual foram feitas as medidas, determinamos

a razão entre os ângulos sólidos conforme a equação:

$$\frac{\Delta\Omega_i}{\Delta\Omega_X} = \frac{Y_i^{Au}}{Y_X^{Au}} \frac{d\sigma^{Au}}{d\Omega_X^{Ruth}} \left(\frac{d\sigma^{Au}}{d\Omega_i^{Ruth}} \right)^{-1} \quad (2.12)$$

onde, por exemplo, $\Delta\Omega_X$ é tomado como referência.

Figura 2.8: Distribuições angulares para o processo de espalhamento elástico dos projéteis ${}^6,{}^7\text{Li}$ em um alvo de ${}^{59}\text{Co}$. As energias dos projéteis são dadas no referencial do laboratório. Os valores de energia em *itálico* correspondem aos dados representados por círculos vazios.

Utilizando a razão entre ângulos sólidos (equação 2.12), a seção de choque de espalhamento elástico pode ser obtida a menos de uma constante dada pelo produto $N_a N_f \Delta\Omega_X$, pois temos que

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{elas}} = \frac{Y_{elas}}{N_a N_f \Delta\Omega_i} \frac{\Delta\Omega_X}{\Delta\Omega_X} = \frac{Y_{elas}}{N_a N_f \Delta\Omega_X} \frac{\Delta\Omega_X}{\Delta\Omega_i} \quad (2.13)$$

e novamente, podemos determinar o valor de $N_a N_f \Delta\Omega_X$, para cada energia de bombardeio, realizando uma normalização conforme a equação 2.11. As incertezas, neste caso, são em média menores que 7% para as razões entre ângulos sólidos e cerca de 1% na constante $N_a N_f \Delta\Omega_X$.

As distribuições angulares de espalhamento elástico para os sistemas ${}^6,7\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$, obtidas com base nas considerações acima, para todas as energias medidas, são apresentadas na figura 2.8. As distribuições representadas por círculos cheios são referentes ao experimento dedicado exclusivamente à medida das mesmas [33]. As representadas por círculos vazios, são referentes ao experimento dedicado à medida de coincidência entre partículas leves, no qual a energia foi corrigida¹ descontando a perda de energia do projétil até o centro do alvo. A análise das distribuições angulares do espalhamento elástico, apresentada adiante na seção 3.1.1, mostra uma boa concordância entre as seções de choque experimentais e teóricas, o que assegura uma boa confiabilidade nos valores das constantes aqui determinadas.

2.1.5 Espectros e distribuições angulares das partículas leves

Nesta seção, discutiremos o procedimento realizado para obter os espectros e as distribuições angulares, para partículas leves (p , d , t e α) provenientes da reação ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ nas energias de 17,4, 21,5, 25,5 e 29,6 MeV. Os dados do experimento dedicado ao estudo do processo de espalhamento elástico não podem ser utilizados devido à baixa estatística, e por não ser possível separar os eventos provenientes da reação com o ${}^{12}\text{C}$ presente no alvo.

As partículas leves como p , d , t e α aparecem em ambos espectros bi-paramétricos apresentados anteriormente na figura 2.1. Para obter separadamente o espectro de

¹Devido à espessura de 2,16(10)mg/cm² do alvo de ${}^{59}\text{Co}$.

Figura 2.9: *Extrapolação da região de baixa energia dos espectros de p, d e t. As setas indicam o corte em energia devido às partículas que param no BS.*

cada uma dessas partículas, é necessário juntar a parte de baixa energia no espectro $E_{rBS} \times \Delta E_{CI}$ com a parte de alta energia no espectro $E_{rCsI} \times \Delta E_{BS}$. Este procedimento é realizado utilizando a energia total da partícula dada pelas equações 2.7 e 2.8 e selecionando a partícula de interesse por meio de traçados de contorno em ambos os espectros bi-paramétricos. Neste processo, as partículas que atravessam o BS e que são contabilizadas no espectro $E_{rCsI} \times \Delta E_{BS}$, foram subtraídas do espectro $E_{rBS} \times \Delta E_{CI}$, evitando assim uma dupla contagem. Existem também as partículas que atravessam o BS mas não possuem energia suficiente para produzir um sinal acima do limiar de detecção do CsI, ou ainda, não possuem energia para atravessar a fina camada de alumínio sobre o detector. Este efeito é mais evidente para as partículas α . Neste caso não é possível determinar qual seria o valor da energia residual desta partícula e a mesma tem sua energia total determinada pela equação 2.7 gerando um pico na energia de aproximadamente 16,8 MeV para os espectros $E_{rBS} \times \Delta E_{CI}$. A largura desse pico reflete a resolução em energia do sistema CI+BS. Um detalhe importante é que o número de contagens neste pico deve ser considerado nos cálculos de seção de choque. Entretanto, as possíveis deformações na forma dos espectros devido à presença deste pico devem ser desconsideradas. Outro

possível efeito que pode ser observado quando unimos as partes de baixa e alta energia nos espectros de energia total é o aparecimento de um vale no ponto de junção devido às incertezas na calibração em energia.

Figura 2.10: Distribuições de energia em $\theta = 45^\circ$ para α , p , d e t produzidos na reação ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ com energia de bombardeio $E_{lab} = 21,5 \text{ MeV}$.

Para partículas com $Z = 1$ o processo é um pouco mais complicado, uma vez que a resolução da CI não é suficiente para permitir a separação de diferentes isótopos. Após a subtração das partículas com $Z = 1$ que atravessam o BS do espectro $E_{rBS} \times \Delta E_{CI}$ notamos que o mesmo apresenta uma estrutura, devido ao corte em energia no BS, que permite uma extrapolação da parte de baixa energia nos espectros individuais dos p , d e t como é possível ver na área hachurada da figura 2.9. As incertezas estimadas devido ao processo de extrapolação variam de 3% a 15%. Na mesma figura, as setas indicam a posição do corte em energia, devido às partículas que atravessam o BS. As curvas em energias maiores que o corte representam as partículas com $Z = 1$ nas faixas de diferentes

massas do espectro $E_{rCsI} \times \Delta E_{BS}$.

A figura 2.10 mostra exemplos de espectros resultantes para p , d , t e α , de um detector posicionado em $\theta = 45^\circ$ e energia de bombardeio de $E_{lab} = 21,5$ MeV. A energia total E_T da partícula é representada no eixo horizontal em intervalos de $\Delta E = 0,1$ MeV; e no eixo vertical, a respectiva seção de choque diferencial para cada intervalo é dada por

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \frac{Y_c}{N_a N_f \Delta\Omega \Delta E} \quad (2.14)$$

onde Y_c é o número de contagens no intervalo ΔE . Este tipo de espectro é chamado de distribuição de energia da partícula. Uma média ponderada dos espectros em ângulos simétricos $+\theta$ e $-\theta$ foi realizada para obter uma única distribuição de energia atribuída ao ângulo $|\theta|$.

Figura 2.11: Distribuições angulares das partículas leves produzidas na reação ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ para as energias de feixe de 17,4, 21,5, 25,5 e 29,6 MeV.

A distribuições angulares são obtidas facilmente, integrando em dE as distribuições

de energia das partículas para cada ângulo. As distribuições angulares das partículas leves em estudo são apresentadas na figura 2.11. As distribuições angulares e de energia, obtidas e apresentadas nesta seção, representam a produção total de p , d , t e partículas α na reação ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$.

2.1.6 Espectros de coincidência

Figura 2.12: Espectro de valores de Q da reação ${}^{59}\text{Co}({}^6\text{Li}, \alpha d)$ para os pares $(\theta_\alpha, \theta_d) = (45^\circ, 35^\circ)$, $(45^\circ, 25^\circ)$, $(35^\circ, 45^\circ)$ e $(35^\circ, 55^\circ)$, na energia de bombardeio de 29,6 MeV. Somente os eventos entre as duas linhas horizontais tracejadas foram considerados na análise dos dados.

Para dois telescópios em coincidência, posicionados em um par determinado de ângulos, é possível determinar completamente a energia das partículas detectadas utilizando a calibração em energia descrita anteriormente. Com as energias e os ângulos das duas partículas podemos obter, utilizando a teoria para cinemática de uma reação de três corpos [46, 47], o valor da energia relativa entre estas partículas, o ângulo e a energia da

partícula não detectada, e finalmente o valor do Q da reação. Os espectros experimentais para as grandezas citadas no parágrafo anterior foram obtidos com os programas CHIL e SCANLNK em conjunto com sub-rotinas desenvolvidas para os cálculos de cinemática de três corpos e calibração. Para cada par de telescópios selecionamos, por meio de traçados de contorno nos espectros bi-paramétricos para partículas leves e pesadas, os tipos de partículas com as quais se desejava verificar a coincidência dentro de um evento. Neste trabalho, nos concentramos nas coincidências α - d provenientes da reação ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$.

Figura 2.13: Espectros de coincidência α - d provenientes da reação ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$. (a) e (d) $E_d \times E_\alpha$; (b) e (e) $E_d \times E_{\alpha-d}$; (c) e (f) Espectro de energia do d .

Na figura 2.12 mostramos alguns exemplos de espectros de valores de Q da reação ${}^{59}\text{Co}({}^6\text{Li}, \alpha d)$ para os pares $(\theta_\alpha, \theta_d) = (45^\circ, 35^\circ)$, $(45^\circ, 25^\circ)$, $(35^\circ, 45^\circ)$ e $(35^\circ, 55^\circ)$, na

energia de bombardeio de 29,6 MeV. Os espectros apresentam um pico em $Q = -1,475$ MeV. Este pico corresponde aos eventos nos quais as três partículas do estado final são observadas no estado fundamental. Na análise realizada, somente os eventos referentes a este valor de Q (dentro do intervalo delimitado pelas linhas tracejadas) serão levados em consideração. Assim, apresentamos na figura 2.13 espectros de energia da partícula α (E_α) em função da energia do d (E_d), energia relativa entre α e d ($E_{\alpha-d}$) em função de E_d e os respectivos espectros de energia dos d . Os picos observados nos espectros são devidos ao *breakup* seqüencial do ${}^6\text{Li}$, referente ao seu estado não ligado 3^+ (2,186 MeV) o que implica em uma energia relativa $E_{\alpha-d} = 0,71$ MeV (linha tracejada em (b) e (e)). Como podemos notar na figura 2.13 (e), detectores separados por um intervalo angular de $\Delta\theta = 20^\circ$ estão muito próximos do limite de observação do *breakup* para o estado 3^+ do ${}^6\text{Li}$ (cone de *breakup*). Os outros estados excitados do ${}^6\text{Li}$, correspondentes às energias relativas maiores que 2 MeV, não foram observados.

2.1.7 Correlações angulares

As correlações angulares para coincidências α - d foram obtidas mantendo o ângulo de detecção de uma das partículas fixo e variando o ângulo de detecção da outra partícula observada em coincidência. O número de eventos observados em coincidência $Y_{\alpha d}$, para cada par de detectores, foi obtido diretamente dos espectros $E_d \times E_\alpha$, nos quais os eventos observados estão vinculados a $Q = -1,475$ MeV. Desta forma, as correlações obtidas correspondem aos processos com este mesmo valor de Q e representados por:

onde os produtos desta reação são observados no estado fundamental.

Devido a algumas limitações experimentais, o vínculo imposto em Q não é suficiente para que o número de coincidências $Y_{\alpha d}$ extraídas diretamente nos espectros $E_d \times E_\alpha$ seja

igual ao número de coincidências reais ($Y_{\alpha d}^r$) ocorridas. Assim $Y_{\alpha d}$ é dado por:

$$Y_{\alpha d} = Y_{\alpha d}^r + Y_{\alpha d}^c \quad (2.16)$$

onde $Y_{\alpha d}^c$ é o número de coincidências casuais. Neste caso, a coincidência casual é definida pela detecção de uma partícula α e um d provenientes de dois eventos físicos diferentes que ocorreram dentro de um intervalo de tempo menor que o intervalo de tempo definido na eletrônica ($5 \mu s$) para aquisição de um único evento. Um exemplo simples de coincidência casual é o espalhamento elástico do ^6Li pelo alvo de ^{59}Co , no qual o ^6Li é observado em mais de um detector em um único evento definido pelo sistema de aquisição de dados.

O número de coincidências casuais poderia ser reduzido fazendo a coincidência em tempo das partículas por meio de módulos eletrônicos para medidas de tempo (TAC-*Time to Amplitude Converter* ou TDC-*Time to Digital Converter*). No experimento para medidas de coincidência foram utilizados módulos TDC's. Entretanto, um problema não identificado na eletrônica de aquisição inutilizou os dados obtidos com estes módulos. Portanto, não foi possível realizar nenhuma análise baseada em medidas de tempo, e devido a este fato, julgamos desnecessário apresentar explicações sobre a utilização destes módulos na eletrônica de aquisição de dados descrita no arranjo experimental.

Uma solução encontrada para determinar e subtrair o fundo devido às coincidências casuais foi a utilização do método de mistura de eventos (*event-mixing*), por meio do qual determinamos a forma e a magnitude do fundo nas correlações angulares α - d .

O método de mistura de eventos consiste em obter as coincidências casuais de forma artificial por meio da mistura de eventos não correlacionados, como por exemplo, a coincidência entre um d detectado em θ_d no evento e_i e uma partícula α detectada em todos os ângulos $\theta_\alpha \neq \theta_d$ no evento consecutivo e_{i+1} , considerando os mesmos vínculos utilizados para quando as coincidências são verificadas dentro do mesmo evento. Os d do evento e_i e as partículas α do evento e_{i+1} não são correlacionados. Portanto, a ocorrência de uma coincidência neste caso só pode ser casual. Este processo é repetido para um grande número de eventos para obter uma melhor estatística na forma do fundo gerado. Chamaremos de $Y_{\alpha d}^{mix}$ o número de coincidências α - d observadas na mistura de eventos para

um par de detectores qualquer.

O procedimento descrito no parágrafo anterior determina a forma do fundo devido às coincidências casuais – havendo ainda a necessidade de se determinar a magnitude do mesmo. Para isso, utilizamos o exemplo citado no começo desta seção, no qual o ${}^6\text{Li}$ proveniente do espalhamento elástico é observado simultaneamente em mais de um detector no mesmo evento, o que com certeza é uma coincidência casual. Então determinamos as coincidências $Y_{\text{Li-Li}}$ ocorridas dentro do mesmo evento e_i , e as coincidências $Y_{\text{Li-Li}}^{\text{mix}}$ ocorridas com a mistura dos eventos e_i e e_{i+1} , utilizando em ambos os casos o mesmo número de eventos. Desta forma, determinamos a magnitude das coincidências casuais por meio da expressão:

$$Y_{\alpha d}^c = Y_{\alpha d}^{\text{mix}} \frac{Y_{\text{Li-Li}}}{Y_{\text{Li-Li}}^{\text{mix}}} \quad (2.17)$$

Logo, utilizando as expressões 2.16 e 2.17, temos que o número de coincidências reais é dado por:

$$Y_{\alpha d}^r = Y_{\alpha d} - Y_{\alpha d}^{\text{mix}} \frac{Y_{\text{Li-Li}}}{Y_{\text{Li-Li}}^{\text{mix}}} \quad (2.18)$$

Nas correlações angulares, o valor da seção de choque duplamente diferencial foi determinado por meio da equação 2.10 utilizando o número de coincidências reais dado pela equação 2.18. As incertezas foram calculadas por propagação dos erros estatísticos nos números de contagens $Y_{\alpha d}$, $Y_{\alpha d}^{\text{mix}}$, $Y_{\text{Li-Li}}$ e $Y_{\text{Li-Li}}^{\text{mix}}$, e considerando também os erros sistemáticos na determinação do produto $N_a N_f$ e dos ângulos sólidos $\Delta\Omega$.

Neste trabalho, todas as correlações são referentes às distribuições angulares no plano de reação ($\phi = 0$), pois não foram realizadas medidas com detectores posicionados fora deste plano. Dois exemplos das correlações angulares para coincidências α - d , com energia de feixe de 29,6 MeV no referencial do laboratório, são apresentados na figura 2.14. Na figura, os ângulos dos d (θ_d) foram mantidos em 35° e 45° , para diferentes ângulos de detecção da partícula α (θ_α). Os círculos vazios representam os dados com contribuição das coincidências reais e casuais (equação 2.16). A linha tracejada representa as coincidências casuais geradas pela mistura de eventos (equação 2.17). As correlações finais, referentes às coincidências reais (equação 2.18), são representadas por círculos preenchidos. Em

média, após a subtração das coincidências casuais, as magnitudes das correlações são reduzidas por um fator próximo de 10, mostrando a importância da correção realizada.

As linhas verticais pontilhadas na figura 2.14 representam os limites cinemáticos para a observação do *breakup* seqüencial do ${}^6\text{Li}$, referente ao estado não ligado 3^+ (2,186 MeV). Em particular, neste trabalho estudamos apenas as distribuições angulares do *breakup* seqüencial do ${}^6\text{Li}$.

Figura 2.14: Correlações angulares no plano de reação com θ_d fixo em 35° e 45° , e energia de feixe $E_{lab} = 29,6$ MeV. As linhas verticais pontilhadas representam os limites de observação do *breakup* seqüencial do ${}^6\text{Li}$, referente ao estado não ligado 3^+ (2,186 MeV).

2.2 Espectroscopia γ em linha

2.2.1 Medidas realizadas

Com o objetivo de obter as funções de excitação para a fusão total (completa + incompleta) dos sistemas ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ foram realizadas medidas utilizando o método de espectroscopia γ . Este método fornece a seção de choque de fusão de forma quase direta, enquanto os métodos diretos (tempo de voo ou $E - \Delta E$) exigem medidas de distribui-

ção angular dos resíduos de evaporação, sendo que estes são emitidos em ângulos bem dianteiros, o que torna as medidas bastante delicadas pois o processo de espalhamento elástico é intenso nesses ângulos. A técnica de $E - \Delta E$ bastante utilizada para sistemas leves é inviável para sistemas de massa intermediária devido à baixa energia de recuo dos resíduos de evaporação, para energias de bombardeio próximas a barreira Coulombiana.

As medidas foram realizadas com energias de bombardeio entre 12 e 26 MeV. A tabela 2.2 apresenta os valores de energias dos projéteis, no referencial do laboratório, para as medidas realizadas no Laboratório do acelerador Pelletron em São Paulo e no Laboratório do acelerador Vivitron em Strasbourg.

Tabela 2.2: *Energias dos projéteis ${}^6\text{Li}$ e ${}^7\text{Li}$ utilizadas nas medidas para o processo de fusão.*

$E_{lab}({}^6\text{Li})$ (MeV)		$E_{lab}({}^7\text{Li})$ (MeV)	
São Paulo	Strasbourg	São Paulo	Strasbourg
	12,0		12,3
	13,0		13,0
	14,0		14,0
		14,5	
15,0	15,0		15,0
16,0	16,0	16,0	16,0
17,0	17,0	17,0	17,0
18,0	18,0		18,0
		18,5	
19,0		19,0	19,0
20,0		20,0	20,0
		21,0	21,0
		22,0	22,0
			23,0
24,0	24,0		24,0
	25,0		25,0
	26,0		26,0

A carga total integrada (Q_T) durante o tempo de irradiação foi determinada de dois modos distintos. Para os dados de Strasbourg, a carga foi medida diretamente utilizando um copo de Faraday. Em São Paulo, a carga foi determinada de maneira indireta por meio

da excitação Coulombiana do estado $11/2^+$ (301 keV) do substrato de ^{181}Ta . Na determinação da carga total, as incertezas obtidas estão em torno de 2% e 5% para Strasbourg e São Paulo respectivamente, sendo um pouco maior em São Paulo, devido aos erros nos cálculos de perda de energia considerados no método de excitação Coulombiana [48, 49].

2.2.2 Calibração e eficiência de detecção

A Calibração dos detectores e eficiência de detecção do arranjo em função da energia dos raios- γ emitidos foi determinada utilizando-se fontes radioativas calibradas de ^{60}Co e ^{152}Eu , as quais foram colocadas na posição do alvo, obedecendo a mesma geometria em que foram realizados os experimentos. A figura 2.15 mostra a calibração realizada para um dos detectores HpGe do arranjo Garel+ utilizando uma fonte de ^{152}Eu . Para se determinar corretamente as linhas de interesse no espectro é fundamental uma boa precisão na calibração em energia, sendo que na presente análise a incerteza média em todo espectro foi estimada em 0,20 keV.

Figura 2.15: Calibração de um dos detectores do arranjo Garel+.

O valor experimental da eficiência foi calculado a partir da expressão [50]:

$$\epsilon_{E_\gamma} = A_{E_\gamma} \left\{ f_{E_\gamma} \left[\frac{I}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) \right] \right\}^{-1} \quad (2.19)$$

onde:

A_{E_γ} é o número de fótons de energia E_γ observados experimentalmente;

I é a atividade do início da medida;

λ é constante de desintegração;

f_{E_γ} é a porcentagem de decaimento da transição E_γ ; e

t é o tempo de medida.

Figura 2.16: Eficiência de detecção de fótons em função da energia para os arranjos utilizados nos laboratórios dos aceleradores Pelletron e Vivitron. P_1 , P_2 , P_3 e P_4 são os parâmetros extraídos do ajuste da função 2.20 aos dados experimentais.

O valor de I na equação 2.19 é facilmente determinado sabendo-se a atividade da fonte na data de preparação ou em uma data de referência.

Na figura 2.16, mostramos as curvas de eficiência dos sistemas de detecção dos laboratórios Pelletron e Vivitron, em função da energia dos raios γ . Os ajustes destas curvas aos pontos experimentais foram obtidos com o auxílio da função abaixo:

$$\epsilon(E_\gamma) = P_1 E_\gamma^{P_2} + P_3 e^{P_4 E_\gamma} \quad (2.20)$$

onde: P_1 , P_2 , P_3 e P_4 são os parâmetros ajustados.

2.2.3 Análise dos Espectros

A análise dos espectros de raios- γ produzidos na reação ${}^6,7\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ é basicamente composta pela identificação das linhas provenientes da reação e da possível contaminação destas por linhas provenientes da radiação de fundo. Outro aspecto importante da análise diz respeito à característica das linhas a serem identificadas como a forma, largura e intensidade do fotopico. Na figura 2.17 apresentamos um espectro de raios- γ no qual algumas linhas estão identificadas pela energia e pelo núcleo residual do qual o raio- γ foi emitido.

Inicialmente, estudamos a variação dos parâmetros de forma FWHM, ASLO e ASHI (largura à meia altura de uma gaussiana, assimetria inferior e assimetria superior) em função da energia do raio- γ . Para isso utilizamos a parametrização de forma proposta por Routti e Prussin [51] que acresce à forma gaussiana caudas exponenciais no lado esquerdo e direito (baixa e alta energia) do fotopico, mantendo o fundo como uma função polinomial. A principal característica desta parametrização é que os parâmetros ,que definem a forma descrita acima variam suavemente com a energia do raio- γ , podendo-se assim obter os valores de qualquer linha por interpolação dos parâmetros de linhas vizinhas. Para a calibração dos parâmetros de forma, utilizamos as linhas mais intensas e isoladas de uma fonte de ${}^{152}\text{Eu}$, aproximando o fundo por uma função linear. Na figura 2.18 podemos observar que os parâmetros FWHM, ASLO e ASHI variam linearmente em

função dos canais, isto é, em função da energia, apesar das flutuações em ASLO e ASHL.

Figura 2.17: Espectro de raios- γ provenientes da reação ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ com energia de bombardeio de 24 MeV.

O comportamento dos parâmetros de forma foi levado em consideração com o auxílio de um programa, que realiza ajustes de até 10 picos em intervalos de no máximo 300 keV, por meio do método de mínimos quadrados, de modo que para o intervalo ajustado fosse fornecido o melhor valor possível de χ^2 . A forma do fundo foi ajustada por polinômio de grau 1 ou 2. As grandezas mais importantes retiradas do ajuste foram: a posição em energia do fotopico, utilizada na identificação das linhas; e a área (número de contagens) do mesmo, utilizada no cálculo da correspondente seção de choque.

A identificação das linhas foi baseada nos esquemas de níveis fornecidos por Lederer [52]. Várias linhas provenientes da radiação de fundo foram identificadas. Entretanto, não foi necessário realizar nenhuma correção pois as mesmas não coincidiam com a energia dos raios γ de interesse para a determinação da seção de choque.

Figura 2.18: Parâmetros de forma $FWHM$, $ASLO$ e $ASHI$ em função da energia (representada em canais) dos raios- γ .

Na tabela 2.3 são apresentados os raios γ utilizados na determinação da seção de choque. Os valores entre parênteses são referentes às transições entre estados excitados, e não para o estado fundamental, que também foram utilizadas para obter a seção de choque do canal. Outras linhas de transições entre estados excitados que não constam na tabela 2.3 foram observadas e utilizadas com o objetivo de identificar de maneira precisa os núclídeos formados no decaimento do núcleo composto.

Grande parte dos núclídeos observados são estáveis ou possuem meias-vidas muito longas ou muito curtas, com relação aos tempos de irradiação por nós utilizados. Desta forma, não houve a necessidade de aplicação do método de espectroscopia γ fora de linha e o mesmo não será discutido nesta tese, na qual trataremos apenas do método de

Tabela 2.3: Canais observados experimentalmente para os sistemas estudados.

Sistema	Canal	Núcleo Residual	$T_{1/2}$	$E\gamma$ (KeV)
${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$	αn	${}^{60}\text{Ni}$	estável	1332
	pn	${}^{63}\text{Cu}$	estável	669, 962, 1326, 1412, 1861
	2n	${}^{63}\text{Zn}$	38,1 m	(669)
	p2n	${}^{62}\text{Cu}$	9,74 m	243, (349), (385)
	p	${}^{64}\text{Cu}$	12,70 h	(203), 278
	αp	${}^{60}\text{Co}$	5,27 a	(229), 277, (680), 786
	3n	${}^{62}\text{Zn}$	9,87 h	954
	2p	${}^{63}\text{Ni}$	100,1 a	(1205)
	2pn	${}^{62}\text{Ni}$	estável	(1163)
${}^7\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$	2n	${}^{64}\text{Zn}$	estável	992, 1800
	αn	${}^{61}\text{Ni}$	estável	283, 908, (948), 1015, 1099
	pn	${}^{64}\text{Cu}$	12,70 h	(203), 278
	αpn	${}^{60}\text{Co}$	5,27 a	(229), 277, (680), 786
	p2n	${}^{63}\text{Cu}$	estável	669, 962, 1326, 1412, 1861
	3n	${}^{63}\text{Zn}$	38,1 m	(669)
	$\alpha 2n$	${}^{60}\text{Ni}$	estável	1332
	p3n	${}^{62}\text{Cu}$	9,74 m	243, (349), (385)
	2pn	${}^{63}\text{Ni}$	100,1 a	(1205)
	α	${}^{62}\text{Ni}$	estável	(1163)
	$\alpha 3n$	${}^{59}\text{Ni}$	$7,6 \times 10^6$ a	339, 465, 878, 1189, 1338, 1949

espectroscopia γ em linha.

2.2.4 Determinação das seções de choque de fusão

Consideremos um núcleo composto B^* altamente excitado, formado pela colisão de um feixe de núcleos a sobre um alvo de núcleos A , e seu decaimento via canal c_1 ($xn, yp, z\alpha$) para o nuclídeo C^* , sendo que este se desexcita por emissão de raios γ até atingir o seu estado fundamental. Este processo é ilustrado pela expressão 2.21.

$$a + A \longrightarrow B^* \xrightarrow{\overbrace{(xn, yp, z\alpha)}^{c_1}} C^* \xrightarrow{\gamma} C \quad (2.21)$$

Inicialmente, faremos a suposição de que o nuclídeo C é estável. A seção de choque de decaimento do núcleo B via canal c_1 é determinada por meio da contagem de todas as transições γ_i que populam o estado fundamental deste nuclídeo. As transições entre estados excitados do nuclídeo C são importantes para uma precisa identificação do mesmo. Desta forma, podemos determinar a seção de choque de fusão para o sistema $a + A$, ou seja a seção de choque de formação do núcleo composto B , por meio da observação de todos os possíveis canais de decaimento do núcleo composto B .

Assumindo que o canal de fissão é desprezível e que o decaimento do núcleo composto B não produza o nuclídeo C diretamente em seu estado fundamental, temos que o número total destes nuclídeos formados durante a irradiação é dado por:

$$N_c = \sum_i N_{c,i}^{E_\gamma} \quad (2.22)$$

onde $N_{c,i}^{E_\gamma}$ é o número de raios γ , com energia E_γ , correspondente a uma transição do estado excitado i para o estado fundamental de C .

Experimentalmente, devido à anisotropia da emissão dos raios γ [53] e à eficiência de detecção, o número de raios γ observados no ângulo θ é dado por:

$$A_{E_\gamma}^i = N_{c,i}^{E_\gamma} \epsilon_{E_\gamma} \omega_{E_\gamma}(\theta) \quad (2.23)$$

onde ϵ_{E_γ} é a eficiência de detecção para raios γ emitidos com energia E_γ , e $\omega_{E_\gamma}(\theta)$ é a amplitude da distribuição angular dos raios γ emitidos no ângulo θ dada por [53]:

$$\omega_{E_\gamma}(\theta) = 1 + a_2(E_\gamma)P_2(\cos \theta) + a_4(E_\gamma)P_4(\cos \theta) + \dots \quad (2.24)$$

Os coeficientes $a_2, a_4, \dots$ são grandezas que dependem da reação em estudo e os termos $P_2, P_4, \dots$ são polinômios de Legendre de ordem 2, 4, $\dots$, respectivamente. Se a_2 for o termo dominante, de modo que $a_4 \ll 1$ e $a_4 \gg a_6 \gg \dots$, temos que para $\theta = 55^\circ$ $P_2(\cos 55^\circ) = 0$, e conseqüentemente $\omega_{E_\gamma}(55^\circ) \cong 1$, independente do valor de a_2 , eliminando desta forma os efeitos da distribuição angular.

Dentro das aproximações descritas, a seção de choque de decaimento do núcleo composto B formando o núclídeo C , via canal c_1 , em uma energia de feixe E é obtida pela expressão:

$$\sigma_c(E) = \frac{Ze}{Q_T N_a} \sum_i \frac{A_{E\gamma}^i}{\epsilon_{E\gamma}} \quad (2.25)$$

onde:

N_a é o número de partículas presente no alvo por unidade de área;

Q_T é a carga total integrada durante o tempo de irradiação;

Z é o estado de carga do íon a ; e

e é a carga do elétron.

Finalmente, a seção de choque de fusão para o sistema $a + A$ é obtida pela soma sobre todos os possíveis canais de decaimento, ou seja,

$$\sigma_{fus}(E) = \sum_c \sigma_c(E) \quad (2.26)$$

As expressões 2.25 e 2.26 constituem a forma operacional do método de espectroscopia γ em linha, e foram utilizadas para obter as funções de excitação dos sistemas ${}^6,{}^7\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$, como será discutido na próxima seção.

2.2.5 Funções de excitação de fusão

A figura 2.19 mostra as funções de excitação experimentais para os resíduos de evaporação (tabela 2.3) e para fusão total (completa+incompleta) dos sistemas ${}^6,{}^7\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$, obtidas por meio do método de espectroscopia γ , conforme as considerações descritas nas seções anteriores. Não foi possível separar os processos de fusão completa e incompleta pois alguns resíduos de evaporação são provenientes dos decaimentos dos núcleos compostos formados em ambos os processos. Conseqüentemente, as discussões realizadas no decorrer desta tese referentes aos dados obtidos com o método de espectroscopia γ , serão feitas sobre a seção de choque de fusão total.

Figura 2.19: Funções de excitação para os resíduos de evaporação e para a fusão total dos sistemas ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$. As setas indicam o valor da barreira Coulombiana.

O problema da produção dos resíduos de evaporação diretamente em seu estado funda-

mental não é significativo na região de massa estudada neste trabalho, como demonstrado em [54, 55, 56]. O processo de fusão-fissão também não é importante para os sistemas em estudo [57].

A maior parcela da seção de choque de fusão está concentrada em poucos canais de evaporação dominantes. Entretanto, existem algumas ambiguidades na identificação destes canais. Transições dos núclídeos ^{63}Zn e ^{63}Cu (correspondentes aos canais $2n$ e pn para o ^{65}Zn e canais $3n$ e $p2n$ para o ^{66}Zn) são identificadas pelos mesmos raios γ (699 keV e 962 keV) que populam o estado fundamental do ^{63}Cu diretamente ou via decaimento β do ^{63}Zn . Uma situação similar ocorre para o ^{64}Cu e ^{60}Cu (correspondentes aos canais p e αp para o ^{65}Zn e canais pn e αpn para o ^{66}Zn) uma vez que o raio γ de 278 keV está presente em ambos os resíduos de evaporação. Então, nas duas situações, as seções de choque são representadas na figura pela soma das duas contribuições. Na mesma figura, os canais nos quais as seções de choque são muito baixas são representados pela soma dos mesmos em uma única função de excitação. As incertezas nos valores de seção de choque são resultantes dos erros no número de contagens dos raios γ , subtração do fundo, eficiência dos detectores, e erros sistemáticos na medida de espessura dos alvos e carga integrada do feixe. Para a seção de choque de fusão total as incertezas são aproximadamente 5% estatística e 20% sistemática.

Capítulo 3

Análise e discussão dos resultados

Neste capítulo, abordamos a análise dos resultados experimentais obtidos para o sistema ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$, discutindo os principais processos envolvidos nesta reação (espalhamento elástico, *breakup*, transferência e fusão). No caso dos processos de espalhamento elástico e fusão total (completa + incompleta), são também discutidos os resultados obtidos para o sistema ${}^7\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$. Para as distribuições angulares do processo de espalhamento elástico, análises baseadas no potencial de São Paulo [58, 59, 60, 61] e no método de canais acoplados com discretização do contínuo (CDCC) [62, 63] foram aplicadas, sendo esta última, com o objetivo de obter uma descrição simultânea dos processos de espalhamento elástico, fusão e *breakup*. Na análise dos espectros de energia e distribuições angulares das partículas leves (p , d e α), foram realizados cálculos com o programa CACARIZO [64, 65], uma versão Monte Carlo do programa CASCADE [66].

Discutiremos também a análise do *breakup* sequencial referente ao primeiro estado excitado do ${}^6\text{Li}$ (3^+ 2,186 MeV), o qual foi obtido por meio de medidas de coincidências entre partículas α e d nas energias de bombardeio de 17,4, 21,5, 25,5 e 29,6 MeV.

3.1 Espalhamento elástico

Os dados referentes ao processo de espalhamento elástico dos projéteis ${}^{6,7}\text{Li}$ sobre um alvo de ${}^{59}\text{Co}$ foram analisados sob duas diferentes abordagens. Na primeira, o potencial

óptico utilizado para ajustar os dados experimentais, foi baseado no uso potencial de São Paulo. Desta análise obtivemos os valores das seções de choque de reação, sendo também realizado um estudo do fenômeno de anomalia de limiar [67]. A segunda foi baseada em cálculos de CDCC, dos quais extraímos os valores das seções de choque de reação e *breakup* dos projéteis ${}^6,{}^7\text{Li}$.

3.1.1 Potencial de São Paulo e anomalia de limiar

A análise apresentada nesta seção é realizada com o uso do modelo óptico; e para tal adotamos o potencial óptico de São Paulo [58, 59, 60, 61]. As principais características desse potencial são apresentadas a seguir.

A conexão entre o potencial *bare* $F(R, E)$ e o potencial *folding* $V_F(R)$ é dada por [60, 61]:

$$F(R, E) \approx V_F(R) \exp\left(-\frac{4v^2}{c^2}\right), \quad (3.1)$$

em que c é a velocidade da luz e v é a velocidade relativa local entre os dois núcleos,

$$v^2(R, E) = \frac{2}{\mu} [E - V_C(R) - F(R, E)]. \quad (3.2)$$

O potencial *folding* é obtido por meio da distribuição de matéria dos núcleos, na qual o tamanho finito do núcleon é considerado com uma abordagem de alcance nulo para $v(R)$. Para a interação Coulombiana é utilizado um potencial Coulombiano V_C do tipo *double sharp cutoff* [68]. A dependência em energia do potencial *bare* é levada em conta por um modelo baseado na natureza não local da interação.

Para obter uma descrição global livre de parâmetros, uma sistematização das densidades nucleares foi desenvolvida [60], as quais foram descritas utilizando a distribuição bi-paramétrica de Fermi. Dentro desta sistematização, o valor médio da difusividade da densidade de matéria é de 0,56 fm; e para um núcleo com A núcleons o raio da distribuição é bem descrito por $R_0 = 1,31A^{1/3} - 0,84$ fm.

Para a parte imaginária foi assumida a mesma forma da parte real do potencial, sendo a intensidade da parte imaginária ajustada pelo parâmetro N_i . Desta forma, o potencial

de São Paulo é dado pela expressão:

$$V_{SP}(R, E) = (1 + iN_i)F(R, E); \quad N_i = 0,78. \quad (3.3)$$

Distribuições angulares de espalhamento elástico, para mais de 30 sistemas em amplos intervalos de energia, foram bem ajustadas com $N_i = 0,78$ [61].

Na presente análise, vamos assumir para o potencial óptico uma versão normalizada do potencial de São Paulo dada pela expressão:

$$V_{SP}(R, E) = [N_R(E) + iN_i(E)]F(R, E) \quad (3.4)$$

Os parâmetros $N_R(E)$ e $N_i(E)$ são dependentes da energia e foram obtidos por meio de ajuste do modelo óptico aos dados experimentais de espalhamento elástico. A figura 3.1 mostra a comparação entre os ajustes, representados por linhas contínuas, e as distribuições angulares medidas para as energias de 12, 18, 26 e 30 MeV. As curvas que representam os cálculos com os valores padrão $N_R = 1$ e $N_i = 0,78$, pouco diferem das apresentadas na figura 3.1, sendo difícil uma distinção visual entre as mesmas, e por isso não foram incluídas na figura.

Antes de prosseguir com os resultados da dependência em energia de $N_R(E)$ e $N_i(E)$, convém apresentar uma breve descrição do fenômeno de anomalia de limiar [67]. A anomalia consiste em uma rápida variação do potencial óptico $U(E) = V(E) + iW(E)$ em função da energia, para energias muito próximas a barreira Coulombiana. As duas principais características da anomalia de limiar são: a intensidade da parte imaginária do potencial óptico aumenta rapidamente com a energia e tende a saturar quando o valor de energia ultrapassa a barreira Coulombiana; e ao mesmo tempo, a intensidade do potencial real apresenta um forma de “sino”, com intensidade máxima nas proximidades da barreira. O comportamento da parte imaginária pode ser explicado de forma qualitativa pela repulsão Coulombiana que efetivamente fecha os canais de reação para energias abaixo da barreira, por isso o termo limiar é empregado. O termo anomalia corresponde ao comportamento, aparentemente inesperado, da parte real do potencial. No entanto,

uma vez definido o comportamento da parte imaginária, a parte real deve obedecer a relação de dispersão

$$\begin{aligned} V(E) &= V_0 + \Delta V(E) \\ \Delta V(E) &= \frac{P}{\pi} \int \frac{W(E')}{E' - E} dE', \end{aligned} \quad (3.5)$$

em que V_0 não depende de E , $\Delta V(E)$ é o potencial dinâmico de polarização e P é o valor principal da integral.

A dependência de $N_R(E)$ e $N_i(E)$ em função da energia é mostrada na figura 3.2 para o ${}^6\text{Li}$ e na figura 3.3 para o ${}^7\text{Li}$; em ambas, a linha pontilhada corresponde aos valores de $N_R = 1$ e $N_i = 0,78$; e as setas, aos valores de barreira. As barras de erro foram obtidas diretamente da incerteza padrão do código MINUIT [69]. Os quatro pontos adicionais que aparecem nos gráficos correspondem aos ajustes realizados para as distribuições angulares representadas por símbolos vazios e valores de energia em itálico na figura 2.8 (ver seção 2.1.4).

Os resultados apresentados nas figuras 3.2 e 3.3 sugerem um leve aumento da parte real e uma leve diminuição da parte imaginária do potencial óptico para energias mais baixas, o que poderia estar associado a uma anomalia de limiar. É possível que esta tendência seja seguida para energias menores que as apresentadas nesta tese. Entretanto, com base nas flutuações e incertezas apresentadas não é possível afirmar a existência de tal anomalia para os sistemas estudados. Por outro lado, uma não-observação da anomalia de limiar usual, poderia estar associada ao fenômeno conhecido como anomalia de limiar para *breakup* (*Breakup Threshold Anomaly*) [70, 71]. Para reações com núcleos fracamente ligados os acomplamentos com o canal de *breakup* continuam sendo importantes em energias abaixo da barreira, de modo que a mesma deixa de ser considerada como o limiar. Assim, a intensidade da parte imaginária do potencial poderia aumentar em baixas energias, e como uma consequência da relação de dispersão a parte real do potencial óptico que ajusta o espalhamento elástico deveria diminuir.

Figura 3.1: Distribuições angulares de espalhamento elástico para os sistemas ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ nas energias de 12, 18, 26 e 30 MeV. As linhas contínuas representam os ajustes com modelo óptico, utilizando o potencial de São Paulo, aos dados experimentais.

Figura 3.2: Dependência em energia dos valores de N_i e N_R para o sistema ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$.

Figura 3.3: Dependência em energia dos valores de N_i e N_R para o sistema ${}^7\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$.

A figura 3.4 mostra as seções de choque de reação para os sistemas ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$, extraídas dos cálculos e ajustes às distribuições angulares experimentais de espalhamento elástico. Podemos notar que a variação nos valores de N_R e N_i observada nos gráficos

das figuras 3.2 e 3.3, em relação aos valores padrão $N_R = 1$ e $N_i = 0,78$, não introduzem grandes mudanças nos valores das seções de choque de reação.

Figura 3.4: Seções de choque de reação obtida do ajuste com o modelo óptico utilizando o potencial de São Paulo para os sistemas ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$.

3.1.2 CDCC - Descrição do espalhamento elástico

O método de canais acoplados

Apresentaremos aqui uma breve descrição do método de canais acoplados utilizando como exemplo um sistema simples com o acoplamento de apenas dois canais. Várias considerações sobre o método, além de detalhes para cálculos envolvendo um grande número de canais são encontrados nas referências [72, 73, 74, 75].

Consideremos o espalhamento de um projétil a por um alvo A , em que $\alpha = a + A$. A Hamiltoniana deste sistema é dada por:

$$H = H_\alpha + K_\alpha + V_\alpha \quad (3.6)$$

onde K_α é a energia cinética total, V_α é o potencial de interação entre o projétil e o alvo e $H_\alpha = H_a + H_A$, é a soma das Hamiltonianas internas de a e A .

Para simplificar, vamos assumir que apenas o núcleo a é excitado durante a colisão e este possui apenas um estado excitado. Então, sejam $\phi_\alpha(\mathbf{r})$ e $\phi_{\alpha'}(\mathbf{r})$ as funções de onda do estado fundamental e do estado excitado do núcleo a , estas funções são soluções da equação de Schrödinger com Hamiltoniana H_α :

$$\begin{aligned} H_\alpha \phi_\alpha(\mathbf{r}) &= \epsilon_\alpha \phi_\alpha(\mathbf{r}) \\ H_\alpha \phi_{\alpha'}(\mathbf{r}) &= \epsilon_{\alpha'} \phi_{\alpha'}(\mathbf{r}). \end{aligned} \quad (3.7)$$

Sejam $\chi_\alpha(\mathbf{R})$ e $\chi_{\alpha'}(\mathbf{R})$ as funções que descrevem o movimento relativo entre o projétil e o alvo em diferentes estados internos. Logo, a função de onda com componentes elásticas e inelásticas pode ser expressa por [73]:

$$\Psi = \phi_\alpha(\mathbf{r})\chi_\alpha(\mathbf{R}) + \phi_{\alpha'}(\mathbf{r})\chi_{\alpha'}(\mathbf{R}), \quad (3.8)$$

satisfazendo a equação de Schrödinger

$$H\Psi = E\Psi, \quad (3.9)$$

em que E é a energia total do sistema. Projetando esta equação para os diferentes estados internos obtemos um conjunto de duas equações:

$$\begin{aligned} (E - \epsilon_\alpha - K_\alpha - U_{\alpha\alpha})\chi_\alpha(\mathbf{R}) &= U_{\alpha\alpha'}\chi_{\alpha'}(\mathbf{R}) \\ (E - \epsilon_{\alpha'} - K_{\alpha'} - U_{\alpha'\alpha'})\chi_{\alpha'}(\mathbf{R}) &= U_{\alpha'\alpha}\chi_\alpha(\mathbf{R}), \end{aligned} \quad (3.10)$$

sendo que $U_{\alpha\alpha}$ e $U_{\alpha\alpha'}$ são chamados de potenciais de acoplamento. O potencial $U_{\alpha\alpha'}$, por exemplo, é responsável pela excitação do estado inicial α para o estado final α' . Estes potenciais são construídos dentro de um determinado modelo. Na abordagem de canais acoplados (CC), as equações acopladas 3.10 são resolvidas exatamente para obter

as funções $\chi_\alpha(\mathbf{R})$ e $\chi_{\alpha'}(\mathbf{R})$.

Para um grande número de estados excitados a solução das equações acopladas pode ser uma tarefa muito demorada. Entretanto, em muitos casos alguns estados excitados possuem um acoplamento muito fraco com o estado fundamental. Para o nosso exemplo de apenas dois canais, isto sugere que a componente inelástica da função de onda total pode ser apenas uma pequena fração da componente elástica. Isto permite uma solução aproximada das equações acopladas fazendo $\chi_{\alpha'}(\mathbf{R}) = 0$ na primeira equação:

$$\begin{aligned} (E - \epsilon_\alpha - K_\alpha - U_{\alpha\alpha})\chi_\alpha(\mathbf{R}) &\approx 0 \\ (E - \epsilon_{\alpha'} - K_{\alpha'} - U_{\alpha'\alpha'})\chi_{\alpha'}(\mathbf{R}) &= U_{\alpha'\alpha}\chi_\alpha(\mathbf{R}). \end{aligned} \quad (3.11)$$

Assim a primeira equação é facilmente resolvida e a função $\chi_\alpha(\mathbf{R})$ obtida é então inserida na segunda equação, permitindo o cálculo de $\chi_{\alpha'}(\mathbf{R})$. Este procedimento é conhecido como aproximação de Born para ondas distorcidas em 1-passo (*1-step Distorted Wave Born Approximation*). Um procedimento iterativo pode ser aplicado substituindo $\chi_{\alpha'}(\mathbf{R})$ na primeira equação para obter uma melhor função $\chi_\alpha(\mathbf{R})$. Para n iterações temos o chamado DWBA em n -passos.

A resolução das equações 3.10 é significativamente simplificada se as funções de ondas distorcidas são separadas em suas partes radial ($f_\alpha(R)$) e angular. Isto requer a expansão em multipolos dos potenciais $U_{\alpha\alpha}$ e $U_{\alpha\alpha'}$. Substituindo as expansões nas equações acopladas 3.10 temos [76]:

$$\begin{aligned} [E_\alpha - T_{\alpha L}(R) - U_\alpha(R)] f_\alpha(\mathbf{R}) &= \sum_\lambda U_{\alpha\alpha'}^\lambda f_{\alpha'}(R) \\ [E_{\alpha'} - T_{\alpha' L}(R) - U_{\alpha'}(R)] f_{\alpha'}(\mathbf{R}) &= \sum_\lambda U_{\alpha'\alpha}^\lambda f_\alpha(R) \end{aligned} \quad (3.12)$$

onde

$$T_{\alpha L}(R) = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \left(\frac{d^2}{dR^2} - \frac{L(L+1)}{R^2} \right) \quad (3.13)$$

e λ é a multipolaridade. O somatório se estende de $\lambda = 0$ até $\lambda = \infty$, mas na prática somente os primeiros multipolos tem um papel significativo no espalhamento.

O processo de *breakup* do projétil a ($a = b + c$) é considerado dentro formalismo de canais acoplados com discretização do contínuo (CDCC – *Continuum Discretized Coupled Channels*), como excitações inelásticas do projétil a no contínuo $b + c$ devido às interações com o alvo A . No método de CDCC é definida a Hamiltoniana para o sistema de três corpos [77]:

$$\begin{aligned} H_{3B} &= K_{rel} + H_{int} + U_b + U_c \\ H_{int} &= K_{int} + V_{bc} \end{aligned} \quad (3.14)$$

onde: K_{rel} é a energia cinética do movimento relativo entre a e A ; K_{int} é energia cinética interna de a ; U_b e U_c são os potenciais de interação $b - A$ e $c - A$; e V_{bc} é o potencial de ligação $b - c$.

No método padrão de CDCC somente o estado fundamental do alvo é considerado explicitamente para os graus de liberdade internos do mesmo. Conseqüentemente, não é permitido nenhum processo arbitrário de interação dos fragmentos com o alvo. Sendo permitido apenas o cálculo do *breakup* sem a posterior captura dos fragmentos e deixando de fora os processos em que um dos fragmentos é capturado pelo alvo ou processos nos quais os graus de liberdade internos do alvo são excitados. Para que o efeito dos canais que foram excluídos seja levado em consideração, as interações U_b e U_c são usualmente descritas por potenciais ópticos fenomenológicos obtidos de ajustes de dados de espalhamento elástico com mesma energia por núcleon. O potencial V_{bc} é escolhido para reproduzir bem as energias de separação dos estados ligado e/ou excitados ou as ressonâncias de energia.

O espaço do sistema de três corpos é truncado pela escolha da energia máxima de excitação do projétil. Além disso, o momento angular relativo de $b - c$ é também restrito quando somente um número limitado de ondas parciais é considerado. Para se obter um conjunto finito de equações acopladas, os estados do contínuo são discretizados em intervalos de energia. Este procedimento é considerado com um método prático de tornar o problema numericamente solucionável. De fato, tem sido mostrado que o cálculo dos observáveis é essencialmente independente do método de discretização [78]. Dentro desse

espaço restrito, a função de onda de três corpos é expandida nos autoestados da Hamiltoniana interna H_{int} e substituída na equação de Schrödinger que quando projetada nos estados internos considerados fornecem o conjunto de equações acopladas.

A análise do espalhamento elástico

Um cálculo detalhado de CDCC [62, 63] para os sistemas ${}^6,{}^7\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ foi realizado com o objetivo de obter uma descrição simultânea dos processos de espalhamento elástico, fusão total (completa+incompleta) e *breakup*. Descrições detalhadas dos cenários utilizados nos cálculos podem ser encontradas nas referências [29, 79].

O processo de *breakup* seguido pela transferência de um dos fragmentos para o alvo foi considerado dentro do cenário de CCBA (*Coupled Channel Born Approximation*), isto é, CDCC no canal de entrada e DWBA (*Distorted Wave Born Approximation*) para a etapa de transferência no canal de saída. Os cálculos foram realizados com o programa FRESKO [75] e baseados em um modelo de *cluster folding* para o ${}^6\text{Li}({}^7\text{Li})$, em que este é descrito por uma estrutura de *cluster* α - $d(\alpha$ - $t)$ de maneira similar à utilizada nas publicações [80, 81]. Além da interação Coulombiana, a parametrização global da forma Woods-Saxon dada na referência [82] para o potencial de Christensen e Winther [83] foi usada para a parte real do potencial óptico entre os fragmentos do projétil e o alvo. O potencial de ligação entre α - $d(\alpha$ - $t)$ foi obtido de [84], sendo o espaço de *breakup* no contínuo (ressonante e não ressonante) discretizado em intervalos de momento igualmente espaçados de largura $\Delta k = 0,2 \text{ fm}^{-1}$ até $k = 0,8 \text{ fm}^{-1}$, com relação ao momento $\hbar k$ do movimento relativo do *cluster* α - $d(\alpha$ - $t)$. Na presença de estados ressonantes, a largura dos intervalos foi adequadamente modificada para evitar uma dupla contagem. Para o ${}^6\text{Li}$ foram considerados acoplamentos para as ressonâncias 1^+ , 2^+ e 3^+ , e para $L = 0, 1, 2$ no contínuo α - d . Para o ${}^7\text{Li}$ foram considerados acoplamentos para o primeiro estado excitado $1/2^-$, para as ressonâncias $7/2^-$ e $5/2^-$, e para $L = 0, 1, 2, 3$ no contínuo α - t . Em ambos os casos todos os acoplamentos, incluindo acoplamentos contínuo-contínuo, com multipolaridade até $\lambda = 2$ para o ${}^6\text{Li}$ e $\lambda = 3$ para o ${}^7\text{Li}$, foram levados em consideração. Estimativas sobre o um possível efeito devido às excitações do alvo, incluindo

acoplamentos dos três primeiro níveis ($7/2^-$, $9/2^-$ e $9/2^-$) do ^{59}Co , mostraram que o mesmo é muito fraco para ambos os sistemas estudados [79].

A figura 3.5 mostra a comparação entre os resultados obtidos dos cálculos de CDCC e os dados experimentais de espalhamento elástico nas energias de 18, 26 e 30 MeV para os sistemas $^{6,7}\text{Li} + ^{59}\text{Co}$ [33]. A linha tracejada corresponde aos cálculos realizados sem acoplamentos (1 canal) e a linha contínua aos cálculos considerando todos os acoplamentos referentes ao canal de *breakup* (*full* CDCC). Os resultados de *full* CDCC apresentam uma concordância muito boa quando comparados com as distribuições angulares experimentais. Um efeito maior do *breakup* do ^6Li sobre o espalhamento elástico é ilustrado na figura pela diferença entre os cálculos de *full* CDCC e 1 canal.

Figura 3.5: Distribuições angulares de espalhamento elástico para os sistemas $^{6,7}\text{Li} + ^{59}\text{Co}$. As curvas correspondem aos cálculos sem (linhas tracejadas) e com (linhas contínuas) acoplamentos com o contínuo.

As seções de choque de reação e *breakup* sem captura dos fragmentos (NCBU – *non-capture breakup*) extraídas dos cálculos são apresentadas na tabela 3.1. Particularmente, no caso do sistema ${}^7\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ não foi possível obter uma descrição do espalhamento elástico com qualidade similar à obtida com ajustes de modelo óptico para a energia de 12 MeV, por isso as correspondentes seções de choque não foram calculadas.

Tabela 3.1: *Seções de choque de reação e breakup sem captura (NCBU). A energia é dada em MeV e as seções de choque em mb.*

E_{lab}	${}^6\text{Li}$			${}^7\text{Li}$		
	σ_{reac}^{CDCC}	$\sigma_{reac}^{1\ canal}$	σ_{NCBU}^{CDCC}	σ_{reac}^{CDCC}	$\sigma_{reac}^{1\ canal}$	σ_{NCBU}^{CDCC}
12	98,8	103,2	2,4			
18	912,4	1004	28,6	881,4	882,0	5,4
26	1422	1470	47,8	1594	1619	12,8
30	1526	1547	54,9	1608	1614	16,8

3.2 Fusão

As seções de choque de fusão para os sistemas ${}^6,{}^7\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ foram obtidas pelo método de espectroscopia γ . As correspondentes funções de excitação já foram apresentadas anteriormente nas referências [29, 30, 31, 32, 33]. Nesta seção, discutiremos a análise das funções de excitação medidas utilizando o modelo de penetração barreira desenvolvido por Wong [85], e com cálculos de canais acoplados por meio de duas diferentes abordagens. Em uma delas, os cálculos foram realizados com o CCFULL [86], na outra, com o programa FRESKO [75] sob o formalismo de CDCC [62, 63].

3.2.1 Modelo de penetração de barreira e CCFULL

A função de excitação média para os sistemas ${}^6,{}^7\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ foi obtida ajustando-se os dados experimentais, obtidos com o método de espectroscopia γ , com o modelo unidimensional de penetração de barreira desenvolvido por Wong [85], que permite calcular a

secção de choque de fusão através da expressão:

$$\sigma_{fus} = \frac{R_0^2 \hbar \omega_0}{2E} \ln\{1 + \exp[\frac{2\pi}{\hbar \omega_0}(E - V_B)]\} \quad (3.15)$$

onde os parâmetros R_0 , $\hbar \omega_0$ e V_B são respectivamente o raio, a "curvatura" e a altura da barreira para uma onda parcial com momento angular $l = 0$.

Os dados obtidos com o método de espectroscopia γ não permitiam uma separação entre os processos de fusão completa e incompleta de uma maneira clara e sem ambiguidades. Portanto, na discussão que segue adiante consideraremos a secção de choque de fusão total (completa + incompleta).

Na figura 3.6 mostramos as curvas que representam os ajustes da expressão 3.15 aos dados experimentais e os valores dos parâmetros obtidos. Os valores destes parâmetros apresentam um bom acordo com valores extraídos de ajustes similares aos dados de fusão para os sistemas ${}^6,7\text{Li} + {}^{64}\text{Zn}$ [87], os quais foram obtidos com técnicas de partículas carregadas. Entretanto, em ambos os casos os raios da barreira são levemente menores que os extraídos da barreira de fusão semi-empírica de Vaz e Alexander [88] ou da sistemática estabelecida por Kovar e colaboradores [89], recentemente estendida e revisada [90, 91]. Isto pode ser considerado como uma indicação do impacto do processo de *breakup* sobre a secção de choque de fusão. Entretanto, estes valores obtidos por meio do ajuste, não podem ser interpretados de modo direto, e devem ser vistos simplesmente como uma parametrização dos dados experimentais, uma vez que eles não levam em consideração efeitos de acoplamento ou a dependência do momento angular nos parâmetros da barreira. Como podemos notar na figura 3.6, as parametrizações descrevem bem o comportamento das duas funções de excitação. Elas também servem para mostrar que, como esperado, os dados para o ${}^7\text{Li}$ exigem um valor de barreira mais baixo, embora a secção de choque de fusão para o ${}^6\text{Li}$ seja mais alta para as energias mais baixas. Isto pode indicar que algum tipo de acoplamento é mais importante para o projétil mais leve do que para o mais pesado.

Para melhor isolar os efeitos de possíveis acoplamentos, a razão das secções de choque de fusão total $\sigma_F({}^6\text{Li})/\sigma_F({}^7\text{Li})$ é apresentada na figura 3.7 como função da energia no

Figura 3.6: Funções de excitação dos sistemas $^{6,7}\text{Li} + ^{59}\text{Co}$.

centro de massa dos sistemas em estudo. Os dados referentes ao ^6Li foram interpolados para obter pontos correspondentes às mesmas energias do ^7Li . Na figura a curva contínua representa a razão calculada pelo modelo de Wong [85] utilizando as duas parametrizações discutidas nos parágrafos anteriores. Se a única diferença entre os dois isótopos do Li fosse a dependência com $A^{1/3}$ nos raios, deveríamos esperar um deslocamento em energia devido à altura da barreira. O valor deste deslocamento é aproximadamente 0,14 MeV e neste caso a razão é representada por uma linha pontilhada na figura 3.7, indo na direção oposta aos dados experimentais em energias abaixo da barreira. As outras curvas na figura 3.7 representam cálculos de canais acoplados realizados com programa CCFULL [86]. Neste programa, a equação de Schrödinger e as equações acopladas são resolvidas exatamente, fazendo apenas uma aproximação iso-centrífuga. Nos cálculos são considerados casos sem e com efeitos de reorientação devido às diferenças microscópicas na estrutura dos dois isótopos, o que implica em diferentes termos no cálculo de canais acoplados (momento de quadrupolo $Q = -0,082 \text{ fm}^2$ para o núcleo esférico ^6Li e $-4,06 \text{ fm}^2$ para o núcleo mais deformado ^7Li), assim como os acoplamentos de quadrupolo entre o estado fundamental e

o primeiro estado excitado ($B(E2)_{\uparrow} = 21.8 \text{ e}^2\text{fm}^4$ para o ${}^6\text{Li}$ e $8.3 \text{ e}^2\text{fm}^4$ para o ${}^7\text{Li}$). A seção de choque de fusão é calculada usando uma condição de contorno de onda incidente e um potencial nuclear do tipo Woods-Saxon [82]. Os mesmos parâmetros do potencial foram utilizados para ambos os projéteis ($V_0 = 74.0 \text{ MeV}$, $a = 0.63 \text{ fm}$, e $r_0 = 1.05 \text{ fm}$). Sem acoplamento, a razão das seções de choque em energias mais altas é igual a 0,96 desviando de 1, o que se deve à efeitos geométricos, principalmente à diferença de barreira entre os dois sistemas. Entretanto, quando os acoplamentos para o primeiro estado excitado de ambos os projéteis (estado não ligado 3^+ 2,186 MeV do ${}^6\text{Li}$ e estado ligado $1/2^-$ 0,478 MeV do ${}^7\text{Li}$) são incluídos, a razão entre as seções de choque é consistente com os dados experimentais, com seu valor em torno de 1 (linha ponto tracejada). Embora não tenha sido possível obter o valor da seção de choque de fusão completa, todos os detalhes dos dados experimentais, principalmente em energias abaixo da barreira, não são reproduzidos pelos cálculos. Cálculos mais realísticos de canais acoplados, nos quais é levada em consideração a relação entre o breakup do projétil e a fusão, foram realizados e são discutidos adiante.

Figura 3.7: Dependência em energia da razão entre as seções de choque de fusão total dos sistemas ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$.

3.2.2 CDCC - Descrição da fusão

O mesmo cenário de CDCC descrito na seção 3.1.2 para reproduzir as distribuições angulares de espalhamento elástico dos sistemas ${}^6,7\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$, foi antes utilizado por Diaz-Torrez, Thompson e Beck [79] para reproduzir as funções de excitação para o processo de fusão desses sistemas. Como já citado anteriormente, com a finalidade de obter uma descrição simultânea dos processos de espalhamento elástico, fusão total (completa+incompleta) e *breakup*, apresentaremos nesta seção os resultados mais importantes discutidos na referência [79].

Como já citado anteriormente, na análise aqui apresentada consideramos a seção de choque de fusão total (completa + incompleta). Nos cálculos foram simultaneamente incluídos o breakup do projétil com diferentes ondas parciais no contínuo (ressonante e não ressonante) e todos os acoplamentos no contínuo. O acoplamento devido às excitações do alvo foi considerado e mostrou-se muito fraco para ambos os projéteis, somente alterando o valor da seção de choque de fusão em 5% para energias próximas da barreira.

Figura 3.8: Razão entre as funções de excitação de fusão total na presença (*with breakup*) e na ausência (*without breakup*) dos acoplamentos com os canais de *breakup* para os sistemas ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ (círculos) e ${}^7\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ (triângulos).

A figura 3.8 mostra a razão entre a seção de choque de fusão calculada com acoplamen-

tos com os canais de *breakup* ($\sigma_{fus}(\text{with BU})$) e na ausência dos mesmos ($\sigma_{fus}(\text{without BU})$). Podemos facilmente notar que em energias em torno e abaixo da barreira o processo de *breakup* causa um aumento da seção de choque de fusão para ambos os sistemas. Como esperado, o efeito é mais pronunciado para o isótopo mais fracamente ligado, o ${}^6\text{Li}$. Para energias bem acima da barreira a fusão total praticamente não é afetada pelo canal de *breakup*, onde apenas um aumento de aproximadamente 2% é observado.

Figura 3.9: Funções de excitação de fusão total para os sistemas ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ calculadas (quadrados vazios) e os dados experimentais (círculos cheios). As linhas que ligam os pontos são somente um guia de referência visual.

Na figura 3.9 os resultados dos cálculos com os acoplamentos citados (quadrados vazios), isto é, com *breakup*, são comparados com nossos dados experimentais (círculos cheios). O acordo é bom somente em energias em torno da barreira, enquanto em energias bem acima da barreira os cálculos se apresentam levemente superestimados. Entretanto, os dados experimentais também podem estar levemente subestimados. Isto pode ser explicado pela possibilidade de que alguma transição não tenha sido contabilizada no cálculos de seção de choque, sendo esta transição referente a um raio γ emitido na de-

sexcitação de um núclídeo formado nas energias de bombardeio mais altas. Desta forma, podemos dizer que os resultados teóricos, de uma maneira geral, estariam de acordo com os resultados experimentais. Esta afirmação é fortalecida, uma vez que a razão entre as duas funções de excitação teóricas apresentam um acordo muito bom com a razão das seções de choque experimentais da figura 3.7.

Um ponto importante é que os cálculos foram realizados sob a mesma descrição de CDCC, incluindo todos os acoplamentos, para a fusão e o espalhamento elástico, apresentando um bom acordo com dados experimentais em ambos os casos.

3.3 Identificação dos mecanismos na reação ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$

Em reações com o núcleo estável e fracamente ligado ${}^6\text{Li}$ ($Q = -1.475$ MeV para a quebra $\alpha + d$) os espectros de partículas α e d possuem contribuição do *breakup* ($\alpha + d$) e também de outros processos que podem ocorrer com uma significativa seção de choque. Nesta seção, estes processos (mecanismos) são discutidos e identificados com base em resultados experimentais e naqueles obtidos por meio de modelos teóricos. Consideremos portanto, os seguintes processos:

- i)* ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co} \rightarrow {}^6\text{Li}^* + {}^{59}\text{Co} \rightarrow \alpha + d + {}^{59}\text{Co}$
- ii)* ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co} \rightarrow \alpha + {}^{61}\text{Ni}^* \rightarrow \alpha + \text{decaimento do } {}^{61}\text{Ni}$
- iii)* ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co} \rightarrow d + {}^{63}\text{Cu}^* \rightarrow d + \text{decaimento do } {}^{63}\text{Cu}$
- iv)* ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co} \rightarrow {}^{65}\text{Zn}^* \rightarrow \text{decaimento do } {}^{65}\text{Zn}.$

O processo *i)* é identificado como o *breakup* do ${}^6\text{Li}$, o qual pode ser tanto seqüencial quanto direto. Neste caso, não há captura de nenhum dos fragmentos do projétil e chamaremos este processo de *breakup* sem captura (NCBU - *non-capture breakup*). O processo de fusão incompleta (ICF - *incomplete fusion*) é definido quando um dos fragmentos é absorvido pelo alvo após o *breakup* do projétil. Desta forma, identificamos o processo *ii)* como a ICF $d + {}^{59}\text{Co}$ (d -ICF) com o subsequente decaimento do ${}^{61}\text{Ni}$ excitado. Analogamente, o processo *iii)* é identificado como a ICF $\alpha + {}^{59}\text{Co}$ (α -ICF) com o subsequente

No esquema da figura 3.10, além da componente direta (DCF - *direct complete fusion*), a CF possui também uma contribuição do processo de *breakup* seguido pela captura de seus dois fragmentos (SCF - *seqüencial complete fusion*), assim $CF = DCF + SCF$. Experimentalmente, não é possível identificar a diferença entre os processos de DCF e SCF. Em nossas análises a SCF não foi considerada, o que pode refletir em valores subestimados da seção de choque total de *breakup* (TBU).

Cálculos baseados no modelo estatístico, como descrito na seção 3.3.1, mostram que o decaimento por d do ${}^{61}\text{Ni}$ no processo *ii*) não é significativo, e do ${}^{63}\text{Cu}$ no processo *iii*) também pode ser negligenciado. Para o processo *iv*) o decaimento por d do ${}^{65}\text{Zn}$ é significativo e deve ser levando em consideração.

As partículas α provenientes da evaporação do núcleo composto na CF e do decaimento dos núcleos formados nos processos *ii*) e *iii*) contribuem seção de choque de produção total de partículas α (TAP). No caso dos espectros de energia das partículas α observadas experimentalmente, se subtrairmos a contribuição dos decaimentos α da CF, e dos processos *ii*) e *iii*), obtemos um largo pico em energias mais altas do espectro (α -bump). Desta forma, podemos definir a seção de choque $\sigma_{\alpha\text{-bump}}$ como:

$$\sigma_{\alpha\text{-bump}} = \sigma_{d\text{-ICF}} + \sigma_{d\text{-TR}} + \sigma_{NCBU}. \quad (3.16)$$

Analogamente, para os espectros de d , temos:

$$\sigma_{d\text{-bump}} = \sigma_{\alpha\text{-ICF}} + \sigma_{\alpha\text{-TR}} + \sigma_{NCBU}. \quad (3.17)$$

A seção de choque total de ICF e TR são dadas respectivamente por:

$$\sigma_{ICF} = \sigma_{\alpha\text{-ICF}} + \sigma_{d\text{-ICF}} \quad \text{e} \quad (3.18)$$

$$\sigma_{TR} = \sigma_{\alpha\text{-TR}} + \sigma_{d\text{-TR}}. \quad (3.19)$$

Das equações 3.16, 3.17, 3.18 e 3.19 obtemos:

$$\sigma_{\alpha\text{-bump}} + \sigma_{d\text{-bump}} = \sigma_{ICF} + \sigma_{TR} + 2\sigma_{NCBU}. \quad (3.20)$$

Dentro da nossa definição de mecanismos, algumas das partículas α que compõem $\sigma_{\alpha-bump}$ são associadas aos processo de *breakup* sem captura dos fragmentos (NCBU) ou seguido da captura de um d (d -ICF). Esta contribuição é uma parte da seção de choque total de *breakup* (TBU). A parte remanescente desta contribuição vem dos processos de α -ICF e NCBU, os quais são parte da σ_{d-bump} .

Portanto, a seção de choque total de breakup é definida por:

$$\sigma_{TBU} = \sigma_{d-ICF} + \sigma_{\alpha-ICF} + \sigma_{NCBU} = \sigma_{ICF} + \sigma_{NCBU}. \quad (3.21)$$

Dentro do contexto apresentado a seção de choque de reação pode ser representada por:

$$\sigma_{reac} = \sigma_{CF} + \sigma_{ICF} + \sigma_{TR} + \sigma_{NCBU} = \sigma_{CF} + \sigma_{TR} + \sigma_{TBU}. \quad (3.22)$$

Apresentaremos a seguir o procedimento de análise e os resultados para o sistema ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$, incluindo a determinação das seções de choque σ_{TBU} , σ_{ICF} e σ_{TR} .

3.3.1 Partículas leves da reação ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$

Os espectros de energia das partículas leves (p , d e α), assim como as distribuições angulares, foram estudados com o objetivo de separar as partículas α e d provenientes da evaporação do núcleo composto, formado na fusão do sistema ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$, daquelas provenientes de outros processos.

Assumimos que o núcleo composto formado nos processos de fusão completa e incompleta, assim como aquele formado em um processo de transferência de um dos fragmentos do projétil para o alvo, encontra-se em equilíbrio termodinâmico (com energia de excitação e distribuição de momento angular bem definidos) e seu decaimento, por evaporação de partículas leves carregadas e nêutrons, pode se descrito utilizando um modelo estatístico. Os espectros de energia e distribuições angulares foram analisados utilizando um modelo estatístico baseado no formalismo de Hauser-Feshbach por meio do programa CACARIZO [64, 65], uma versão Monte Carlo do programa CASCADE [66]. Com este programa, cada passo do decaimento do núcleo composto é armazenado em um arquivo

de eventos. Os eventos gerados são posteriormente analisados pelo programa ANALYSIS [92], no qual as posições angulares e os ângulos sólidos dos telescópios utilizados no experimento são explicitamente especificados, permitindo assim obter os espectros de energia em diferentes ângulos.

Nos cálculos realizados com o CACARIZO, os coeficientes de transmissão foram obtidos utilizando parâmetros do modelo óptico de núcleos esféricos, sendo que estes parâmetros variam suavemente com a massa. Os potenciais ópticos para n , p e α foram obtidos de Rapaport et al. [93], Perey [94] e Huizenga e Igo [95] respectivamente. A distribuição de momento angular do núcleo composto foi especificada utilizando o parâmetro de difusividade $\Delta l = 1\hbar$ e o momento angular crítico (l_{crit}) foi calculado internamente pelo programa para cada energia de bombardeio, sendo também obtidos os valores de seção de choque de fusão para cada l_{crit} . O programa também possui a opção de usar o valor da seção de choque de fusão, como parâmetro de entrada, para obter o respectivo valor de l_{crit} . Entretanto, como veremos adiante, os valores calculados internamente forneceram bons resultados, sem a necessidade de normalizações dos valores de seção de choque de fusão. Os parâmetros de deformação δ_1 e δ_2 foram calculados internamente, de forma que o momento de inércia efetivo ($\mathfrak{I}$) ajusta as deformações dada por Cohen, Plasil e Swiatecki [96]. De acordo com a análise publicada na referência [97], sob a abordagem de Pühlholfer, o parâmetro de densidade de níveis a_{LDM} deveria estar no interlavo de $A/9$ até $A/9,5$ para núcleos com massa em torno de $A = 60$. No caso da presente análise foi utilizado $A/10$, uma vez que este valor forneceu os melhores resultados para a forma dos espectros de partículas leves. O conjunto de parâmetros utilizados nos cálculos é apresentado na tabela 3.2.

Inicialmente, foram realizados cálculos para o processo de fusão completa do sistema ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ nas energias de 17,4, 21,5, 25,5 e 29,6 MeV; dos quais extraímos os espectros de energia dos p , d e α provenientes da evaporação do núcleo composto ${}^{65}\text{Zn}$, nos ângulos de 15° , 25° , 35° , 45° , 55° , 65° e 75° . As energias e os ângulos correspondem ao referencial do laboratório. Os valores de l_{crit} e seção de choque de fusão completa (σ_{CF}) obtidos são apresentados na tabela 3.3.

A análise descrita a seguir é baseada e semelhante à realizada para o sistema ${}^7\text{Li} + {}^{56}\text{Fe}$ por Badran, Parker e Naqib [101]. O procedimento para verificar os resultados dos cálculos com o CACARIZO consistiu, primeiramente, em uma comparação com os espectros de energia para produção total de p , os quais esperávamos ser provenientes essencialmente do decaimento do ${}^{65}\text{Zn}^*$. A forma dos espectros obtidos dos cálculos foi ajustada para melhor reproduzir os espectros experimentais em ângulos mais traseiros, neste caso 75° . Deste modo, o parâmetro a_{LDM} que forneceu resultados mais compatíveis com os dados experimentais foi $a_{LDM} = A/10$. Na figura 3.11 a comparação entre os resultados teóricos (linhas) e experimentais (pontos) apresentam uma boa concordância no que diz respeito à forma dos espectros e, principalmente com relação a magnitude das seções de choque, sendo importante deixar claro que não houve necessidade de nenhuma normalização dessas magnitudes. A diferença observada em energias de p menores que 4 MeV pode ser atribuída à evaporação dos núcleos de ${}^{61}\text{Ni}^*$ e ${}^{63}\text{Cu}^*$ formados nos processos de fusão incompleta ($d + {}^{59}\text{Co}$ e $\alpha + {}^{59}\text{Co}$) e transferência. Para energias de feixe mais altas podemos notar a presença de uma longa cauda para p de maior energia, acrescida aos resultados obtidos para evaporação do núcleo composto em ângulos mais dianteiros. Isto parece ser devido à emissão de p por uma fonte se movendo com velocidade maior que a do recuo do núcleo composto, e como na referência [101], poderia ser associado a um processo de pré-equilíbrio.

Simultaneamente, os resultados obtidos para as partículas α foram comparados com os espectros experimentais, e apresentaram um bom acordo na região de baixa energia dos mesmos (figura 3.12). A linha vertical pontilhada na figura 3.12 indica o valor médio da energia (~ 17 MeV) na qual ocorre a junção dos espectros das partículas α explicada na seção 2.1.5, assim como a presença de vales e picos estreitos próximos à esta linha. Finalmente, a figura 3.13 mostra a comparação entre os espectros de evaporação do núcleo composto por d e os espectros de produção total dos mesmos (TDP - *total d production*) na reação ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$.

Tabela 3.2: *Parâmetros utilizados nos cálculos de evaporação do núcleo composto com o programa CACARIZO.*

Distribuição de momento angular no núcleo composto		
(1) l_{crit} calculado internamente para cada E_{lab}		
(2) Difusividade $\Delta l = 1\hbar$		
Potencial óptico para partículas emitidas		
(1) Nêutrons (n), Rapaport et al. [93]		
(2) Protons (p), Perey [94]		
(3) Partículas α , Huizenga e Igo [95]		
(4) Deuterons (d), Lohr e Haberli, de Perey e Perey 1954-75		
(5) Fator de multiplicação do raio: RFACT = 1		
Parâmetro de densidade de níveis em baixas energias de excitação ($E^* \leq 10$ MeV)		
(1) Fórmula da densidade de níveis para uma gás de Fermi [98] com parâmetros empíricos de Dilg [99]		
(2) Momento de inércia efetivo $\mathfrak{S} = \text{IFACT } \mathfrak{S}_{rigid}$: IFACT = 1		
Parâmetro de densidade de níveis em altas energias de excitação ($E^* \geq 20$ MeV)		
(1) Fórmula da densidade de níveis para uma gás de Fermi [98] com parâmetros do modelo de gota líquida (LDM) [100]		
(2) Parâmetro de densidade de níveis $a_{LDM} = A/\text{AFACT MeV}^{-1}$: AFACT = 10 [97]		
Linha de Yrast		
(1) Momento de inércia para corpo rígido com parâmetro de raio $r_{0LDM} = 1,25$		
(2) Parâmetros de deformação utilizados no cálculo do momento de inércia efetivo $\mathfrak{S} = \mathfrak{S}_{sphere}(1 + \delta_1 J^2 + \delta_2 J^4)$ como função do momento angular J , com δ_1 e δ_2 calculados internamente		

Tabela 3.3: *Valores de l_{crit} e σ_{CF} calculados internamente pelo CACARIZO para a fusão completa do sistema ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$.*

E_{lab} (MeV)	l_{crit} ($\hbar$)	σ_{CF} (mb)
17,4	7	482
21,5	10	770
25,5	13	953
29,6	15	1085

Figura 3.11: Comparação entre os espectros de energia experimentais para produção total de prótons (pontos) e obtidos com o programa CACARIZO (linhas), para o decaimento do núcleo composto, utilizando o conjunto de parâmetros da tabela 3.2.

Figura 3.12: Comparação entre os espectros de energia experimental para produção total de partículas α (pontos) e obtidos com o programa CACARIZO (linhas), para o decaimento do núcleo composto, utilizando o conjunto de parâmetros da tabela 3.2.

Figura 3.13: Comparação entre os espectros de energia experimentais para produção total de d (pontos) e obtidos com o programa CACARIZO (linhas), para o decaimento do núcleo composto, utilizando o conjunto de parâmetros da tabela 3.2.

Figura 3.14: Espectros de energia de partículas α (pontos) após a subtração da componente proveniente do decaimento do núcleo composto (figura 3.12). Ver texto para mais detalhes.

Figura 3.15: Espectros de energia de d (pontos) após a subtração da componente proveniente do decaimento do núcleo composto (figura 3.13). Ver texto para mais detalhes.

Subtraindo os resultados obtidos para evaporação do núcleo composto ${}^{65}\text{Zn}$ por partículas α e d dos espectros de energia para produção total das respectivas partículas, obtivemos os espectros das figuras 3.14 e 3.15, sendo estes formados basicamente por um “calombo” em altas energias (α -*bump* e d -*bump*) e um pequeno “calombo” na região de baixas energias ao qual são atribuídos os decaimentos da fusão incompleta e transferência. Desta forma, os α -*bump* e d -*bump* não possuem partículas provenientes do decaimento dos núcleos compostos formados nos processos de fusão completa e incompleta. As seções de choque nas duas figuras são representadas em escala linear para uma melhor visualização da forma dos espectros e da variação das amplitudes em função da energia de bombardeio e em função do ângulo de detecção. Picos de pequena largura, na região da linhas verticais pontilhadas, aparecem somados aos α -*bump* na figura 3.14. A formação destes picos já foi discutida na seção 2.1.5, e os mesmos não têm nenhuma associação com algum processo ocorrido na reação estudada. Portanto, não serão considerados nas análises.

Previsões do modelo estatístico para a evaporação de um núcleo intermediário termicamente equilibrado, formado nos processos de transferência ou fusão incompleta (na qual um dos fragmentos α ou d com velocidade igual a do projétil é capturado pelo alvo), mostram que a evaporação dos núcleos ${}^{61}\text{Ni}^*$ e ${}^{63}\text{Cu}^*$ por emissão de d é desprezível para o intervalo de energias por nós utilizado.

Na figura 3.16, as distribuições angulares de produção total de α e d (círculos e quadrados preenchidos, respectivamente), e dos α -*bump* e d -*bump* (círculos e quadrados vazios, respectivamente) foram obtidas integrando-se os espectros experimentais das figuras 3.12, 3.13, 3.14 e 3.15, para cada energia de bombardeio. As linhas ponto-tracejadas representam as distribuições angulares de partículas α e d provenientes do decaimento do núcleo composto, extraídas dos cálculos realizados com os programas CACARIZO e ANALYSIS.

A forma das distribuições angulares dos α -*bump* são muito bem reproduzidas por ajustes de funções gaussianas (linhas tracejadas), e dos d -*bump* por decaimentos exponenciais de primeira ordem (linhas tracejadas). A forma das distribuições para produção total de partículas α e d (linhas contínuas) foi determinada considerando que para ângulos

mais traseiros o processo de evaporação do núcleo composto é dominante sobre os outros processos. A distribuição para produção total de d é diretamente obtida pela soma das outras duas distribuições (d -bump e decaimento por d na CF), uma vez que o decaimento por d do núcleo intermediário formado nos processos de fusão incompleta é desprezível. Isto não se aplica às distribuições de produção total de α , que foram obtidas por meio de um ajuste aos dados experimentais, de uma função composta por uma função gaussiana somada às outras duas distribuições angulares. Para ângulos maiores que 80° , nos quais não temos dados experimentais, o comportamento das distribuições angulares de produção total de α é muito consistente com os dados publicados para o sistema próximo ${}^6\text{Li} + {}^{58}\text{Ni}$ [102], no qual o intervalo angular medido varia entre 20° e 170° , para energias de bombardeio entre 12 e 20 MeV.

Para cada energia de bombardeio as seções de choque de produção total de partículas α (σ_{TAP}) e d (σ_{TDP}), assim como as seções de choque $\sigma_{\alpha\text{-bump}}$ e $\sigma_{d\text{-bump}}$, foram determinadas por meio da integração

$$\sigma = 2\pi \int_0^\pi \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \sin\theta d\theta \quad (3.23)$$

de suas respectivas distribuições angulares $\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}$.

Tabela 3.4: Seções de choque de produção total de partículas α e d , e para os α -bump e d -bump.

E_{lab}	σ_{TAP}	$\sigma_{\alpha\text{-bump}}$	σ_{TDP}	$\sigma_{d\text{-bump}}$
17,4	404(22)	243(36)	86(8)	72(12)
21,5	560(14)	319(38)	140(10)	107(13)
25,5	715(29)	332(33)	175(15)	126(15)
29,6	843(35)	322(23)	217(15)	150(18)

Os valores obtidos para as seções de choque σ_{TAP} , $\sigma_{\alpha\text{-bump}}$, σ_{TDP} e $\sigma_{d\text{-bump}}$ são apresentados na tabela 3.4. Para as produções totais de α e d , variações na forma das distribuições angulares para ângulos menores que 10° e maiores que 160° não introduzem incertezas maiores que 5% na determinação da seção de choque dada pela equação 3.23, devido à dependência com $\sin\theta$. Esta incerteza é desprezível no caso dos α -bump

e *d-bump*, pois as magnitudes das distribuições angulares diminuem rapidamente com o aumento do ângulo θ , principalmente com o aumento da energia de bombardeio, exceto para $E_{lab} = 17,4$ MeV.

Figura 3.16: Distribuições angulares para produção total de partículas α e d (símbolos preenchidos e linhas contínuas), para o decaimento do núcleo composto formado na fusão completa (linhas ponto-tracejadas), e para os α -bump e d -bump (símbolos vazios e linhas tracejadas).

3.3.2 *Breakup* seqüencial do ${}^6\text{Li}$

O *breakup* do ${}^6\text{Li}$ em uma partícula α e um d pode resultar de transições para estados no contínuo (direto) ou transições via estados ressonantes (seqüencial) acima do limiar de *breakup* ($Q = -1,475$ MeV). A seção de choque de *breakup* sem captura (NCBU) é composta pela soma das componente direta e seqüencial. Neste trabalho nos restringiremos à determinação da seção de choque do *breakup* seqüencial referente ao primeiro estado excitado 3^+ ($E^* = 2,186$ MeV) do ${}^6\text{Li}$, que corresponde a uma energia relativa de $E_{\alpha-d} = 0,71$ MeV entre os fragmentos. Ressonâncias referentes a $E_{\alpha-d} > 2$ MeV (estados 1^+ e 2^+) não foram observadas, sugerindo que a contribuição das mesmas na seção de choque de *breakup* seqüencial não é significativa.

Para os espectros $E_d \times E_\alpha$ nos quais a diferença entre os ângulos das duas partículas detectadas é igual a $\Delta\theta = 10^\circ$, observamos a presença de dois picos na faixa correspondente a eventos com $Q = -1,475$ MeV. Nos espectros $E_d \times E_{\alpha-d}$, estes picos são referentes a $E_{\alpha-d} = 0,71$ MeV (ver figura 2.13a,b na seção 2.1.6). O número de contagens em cada pico e as energias dos mesmos (E_d ou E_α), são os parâmetros necessários para a determinação da distribuição angular do *breakup* seqüencial e conseqüentemente para o valor da respectiva seção de choque (σ_{NCBU}^{3+}).

Para determinar a distribuição angular do *breakup* seqüencial, temos que converter os dados experimentais para um sistema de centro de massa (c.m.) apropriado. Assim, as transformações serão feitas para os sistemas $Co - \alpha d$ e $\alpha - d$. O primeiro corresponde ao c.m. da reação ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co} \rightarrow (\alpha d)^* + {}^{59}\text{Co}$ e o segundo ao c.m. do sistema $\alpha - d$ (sistema do decaimento ${}^6\text{Li}^* \rightarrow \alpha + d$). Em $E_d \times E_\alpha$ somente uma das energias E_i é uma variável independente. Desta forma, toda a informação contida na projeção dos eventos observados no eixo E_d (ver figura 2.13c na seção 2.1.6), por exemplo, é conservada. A seção de choque obtida desta projeção pode ser transformada para o sistema $(Co - \alpha d) - (\alpha - d)$ por [47]

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega_d dE_d} = J \frac{d^3\sigma}{d\Omega_{Co-\alpha d} d\Omega_{\alpha-d} d\varepsilon} , \quad (3.24)$$

onde $d\Omega_{\alpha-d}$ é o ângulo sólido do movimento relativo da α e do d com relação ao centro

de massa do sistema $\alpha - d$ e $d\Omega_{Co-\alpha d}$ o ângulo sólido do centro de massa do sistema $\alpha - d$ com relação ao centro de massa do sistema da reação total. O Jacobiano para esta transformação é dado por [103]

$$J = \frac{\partial(\Omega_{Co-\alpha d}, \Omega_{\alpha-d}, \varepsilon)}{\partial\Omega_{\alpha}, \Omega_d, E_d} = \frac{1}{p_{Co-\alpha d} \mu_{Co-\alpha d} \mu_{\alpha-d} p_{\alpha-d}} \frac{m_d m_{\alpha} m_{Co} p_d p_{\alpha}}{m_{\alpha} + m_{Co} + \frac{m_{\alpha}(\mathbf{p}_d - \mathbf{P}) \cdot \mathbf{p}_{\alpha}}{p_{\alpha}^2}} \quad (3.25)$$

com massas reduzidas $\mu_{\alpha-d} = m_d m_{\alpha} / (m_d + m_{\alpha})$ e $\mu_{Co-\alpha d} = m_{Co} (m_d + m_{\alpha}) / (m_d + m_{\alpha} + m_{Co})$, e $p_{\alpha-d}$, $p_{Co-\alpha d}$ os respectivos momentos. $\mathbf{P}$ é o momento total.

Assumindo que a distribuição angular dos fragmentos do *breakup* é isotrópica no centro de massa do sistema $\alpha - d$, a integração sobre $d\Omega_{\alpha-d}$ é facilmente realizada:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_{Co-\alpha d} d\varepsilon} = \frac{4\pi}{J} \frac{d^3\sigma}{d\Omega_{\alpha} d\Omega_d dE_d} . \quad (3.26)$$

Experimentalmente, somente um limitado¹ intervalo de energia relativa ($\varepsilon_2 - \varepsilon_1$) é observado, levando à seção de choque diferencial

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{Co-\alpha d}} = \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} \frac{4\pi}{J} \frac{d^3\sigma}{d\Omega_{\alpha} d\Omega_d dE_d} d\varepsilon . \quad (3.27)$$

Em particular, os intervalos observados eram menores que 200 keV, viabilizando o uso da aproximação

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{Co-\alpha d}} \simeq \frac{4\pi}{J} \frac{d^2\sigma}{d\Omega_{\alpha} d\Omega_d} \frac{d\varepsilon}{dE_d} , \quad (3.28)$$

onde a energia relativa entre a partícula α e o d é dada por

$$\begin{aligned} \varepsilon = E_{\alpha-d} &= \frac{1}{2} \mu_{\alpha-d} v_{\alpha-d}^2 = \\ &= \frac{1}{m_{\alpha} + m_d} \left[m_d E_{\alpha} + m_{\alpha} E_d - 2 (m_{\alpha} m_d E_{\alpha} E_d)^{1/2} \cos(\theta_{\alpha} - \theta_d) \right] . \end{aligned} \quad (3.29)$$

No espectro de energia do d (em coincidência com a partícula α) os dois picos correspondem à mesma energia relativa $E_{\alpha-d} = 0,71$ MeV (ver figura 2.13 na seção 2.1.6). Entretanto, o ângulo do centro de massa $\alpha - d$ (ângulo de emissão do ${}^6\text{Li}^*$) é diferente

¹Para o caso de *breakup* sequencial do projétil.

para cada pico. Isto é de extrema importância para o cálculo das seções de choque duplamente diferenciais, pois se considerarmos apenas a projeção dos eventos no espectro $E_d \times E_{\alpha-d}$ no eixo $E_{\alpha-d}$ e um ângulo médio para emissão do ${}^6\text{Li}^*$, os valores de seção de choque podem ser até duas vezes maiores.

A magnitude das seções de choque duplamente diferenciais $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega_d}$ obtidas na integração de cada um dos picos foi normalizada considerando o processo de mistura de eventos realizado na determinação das correlações angulares (ver seção 2.1.7). Desta forma, utilizando a equação 3.28, as distribuições angulares do *breakup* sequencial do ${}^6\text{Li}$ para o estado 3^+ (2,186) MeV em função do ângulo de emissão do ${}^6\text{Li}^*$ foram determinadas convertendo $\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega_{Co-\alpha d}}$ para o referencial do laboratório utilizando o Jacobiano para uma reação de dois corpos. Estas distribuições são apresentadas na figura 3.17, para as energias de bombardeio de 17,4, 21,5, 25,5 e 29,6 MeV.

Figura 3.17: Distribuições angulares, no referencial do laboratório, do *breakup* sequencial do ${}^6\text{Li}$ referente ao primeiro estado excitado 3^+ (2,186) MeV, nas energias de bombardeio de 17,4, 21,5, 25,5 e 29,4 MeV.

Com o objetivo de determinar o valor total da seção de choque do *breakup* seqüencial para cada energia de feixe, ajustamos distribuições gaussianas aos dados experimentais (ajuste A na figura 3.17). A largura e a posição do pico das distribuições ajustadas variam linearmente com a energia para 21,5, 25,5 e 29,6 MeV. Para 17,4 MeV, a largura e posição do pico foram extraídos da extrapolação do comportamento linear observado nas outras três energias. As seções de choque do *breakup* seqüencial, apresentadas na tabela 3.5, foram obtidas por meio da integração dos ajustes A (linha contínua). Devido à ausência de pontos em ângulos traseiros, utilizamos os ajustes B (linha tracejada) para estimar o limite superior de erro nos valores encontrados para as seções de choque. O limites inferiores para as incertezas correspondem as incertezas nos ajustes A.

Tabela 3.5: Seções de choque do *breakup* seqüencial do ${}^6\text{Li}$ referentes ao primeiro estado excitado 3^+ (2,186) MeV, nas energias de bombardeio de 17,4, 21,5, 25,5 e 29,4 MeV.

E_{lab} (MeV)	$\sigma_{NCBU}^{3^+}$ (mb)
17,4	$3,2^{+4,6}_{-1,0}$
21,5	$6,8^{+3,0}_{-0,7}$
25,5	$10,4^{+2,4}_{-0,8}$
29,6	$14,4^{+2,2}_{-1,2}$

3.3.3 Funções de excitação

Apresentamos nesta seção os principais resultados obtidos para as seções de choque dos diferentes mecanismos na reação ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ induzida pelo projétil estável fracamente ligado ${}^6\text{Li}$ nas energias de 17,4, 21,5, 25,5 e 29,6 MeV (referencial do laboratório). Baseando-se na nossa descrição de mecanismos, os resultados foram extraídos dos modelos utilizados para descrever os dados experimentais e diretamente dos próprios dados em alguns casos.

Para que o leitor tenha um melhor entendimento das seções de choque determinadas neste trabalho, vamos dividi-las em três categorias, com uma breve descrição de como

foram obtidas. A primeira chamaremos de seções de choque experimentais, pois seus valores foram obtidos dos dados experimentais por meio da integração das distribuições angulares. Para identificar estas grandezas adicionamos ao seu respectivo símbolo o superescrito “*exp*”. Na categoria teórica, aos símbolos correspondentes as seções de choque teóricas foram acrescentados superescritos referentes ao nome do modelo ou programa utilizado nos cálculos. A terceira categoria representa as seções de choque derivadas das outras duas categorias, podendo ou não haver uma mistura entre valores experimentais e teóricos. Para esta última, não adotamos o uso de superescritos aos símbolos que representam as seções de choque. Na tabela 3.6 apresentamos – divididos nas categorias citadas – os símbolos utilizados para representar as seções de choque e uma rápida descrição de como as mesmas foram obtidas, baseando-se na descrição de mecanismos apresentada no início da seção 3.3.

Os valores das seções de choque mencionadas na tabela 3.6 são apresentados na tabela 3.7. Entretanto, para uma melhor comparação dos resultados, a ordem seguida na tabela 3.6 não foi mantida na tabela 3.7. O modo como as incertezas nos valores experimentais foram determinadas, encontra-se descrito nas seções anteriores. Assumindo uma incerteza de 5% nos resultados teóricos (não apresentada na tabela), as incertezas nos valores de seção de choque derivadas foram estimadas por propagação das incertezas dos valores de seção de choque utilizados nos cálculos.

O valor de $\sigma_{CF}^{CACARIZO}$ na energia de 29,6 MeV foi obtido por meio de um ajuste da expressão 3.15 aos resultados teóricos apresentados na seção 3.2.2 e extraídos da referência [79]. Para obter o valor de σ_{NCBU}^{CDCC} na energia de 21,5 MeV, foi realizada uma interpolação polinomial de grau 2 utilizando os valores das referentes às outras três energias medidas.

Como esperado, as seções de choque do *breakup* seqüencial do ${}^6\text{Li}$ (3^+) são menores que os valores obtidos para σ_{NCBU}^{CDCC} . A contribuição de $\sigma_{NCBU}^{3+ \text{ exp}}$ para a σ_{NCBU}^{CDCC} , varia entre 10% e 27%, da mais baixa para a mais alta energia de feixe. Isto sugere que a maior parte de σ_{NCBU}^{CDCC} é composta pela contribuição do *breakup* direto para estados no contínuo, uma vez que não pudemos observar nenhum outro estado que poderia contribuir para um aumento da seção de choque do *breakup* seqüencial.

Tabela 3.6: Breve descrição de como as seções de choque foram determinadas neste trabalho.

Categoria	Símbolo	Como foi obtida
Experimental	σ_{TAP}^{exp}	Dos espectros inclusivos de energia das partículas α .
	σ_{TDP}^{exp}	Dos espectros inclusivos de energia dos d .
	$\sigma_{\alpha-bump}^{exp}$	Mesmo que σ_{TAP}^{exp} subtraindo a contribuição do decaimento das CF, ICF e TR.
	σ_{d-bump}^{exp}	Mesmo que σ_{TDP}^{exp} subtraindo a contribuição do decaimento da CF.
	${}^{3+}_{NCBU}{}^{exp}$	Dos dados experimentais para o <i>breakup</i> sequencial do ${}^6\text{Li}$ (3^+).
Teórica	σ_{TF}^{CDCC}	Descrição da TF por meio de cálculos de CDCC [29, 79].
	σ_{reac}^{CDCC}	Descrição do espalhamento elástico por meio de cálculos de CDCC.
	σ_{NCBU}^{CDCC}	Descrição do espalhamento elástico por meio de cálculos de CDCC.
	σ_{reac}^{OM}	Descrição do espalhamento elástico por meio de cálculos com modelo óptico.
	$\sigma_{CF}^{CACARIZO}$	Descrição da os espectros inclusivos de energia de p e α por meio de cálculos com modelo estatístico.
	σ_{ICF}	Da expressão $\sigma_{ICF} = \sigma_{TF}^{CDCC} - \sigma_{CF}^{CACARIZO}$.
Derivada	σ_{TR}	Da expressão $\sigma_{TR} = \sigma_{\alpha-bump}^{exp} + \sigma_{d-bump}^{exp} - \sigma_{ICF} - 2\sigma_{NCBU}^{CDCC}$ (eq. 3.20).
	σ_{TBU}	Da expressão $\sigma_{TBU} = \sigma_{ICF} + \sigma_{NCBU}^{CDCC}$ (eq. 3.21).
	σ_{reac}	Da expressão $\sigma_{reac} = \sigma_{CF}^{CACARIZO} + \sigma_{TR} + \sigma_{TBU}$ (eq. 3.22).

Tabela 3.7: Seções de choque dos mecanismos estudados para a reação ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$. Os valores das energias são dados em MeV e os das seções de choque em mb.

E_{lab}	σ_{TAP}^{exp}	σ_{TDP}^{exp}	$\sigma_{\alpha-bump}^{exp}$	σ_{d-bump}^{exp}			
17,4	404±22	86±8	243±36	72±12			
21,5	560±14	140±10	319±38	107±13			
25,5	715±29	175±15	332±33	126±15			
29,6	843±35	217±15	322±23	150±18			
E_{lab}	σ_{TF}^{CDCC}	$\sigma_{CF}^{CACARIZO}$	σ_{ICF}	σ_{TR}	σ_{NCBU}^{CDCC}	$\sigma_{NCBU}^{3+ exp}$	σ_{TBU}
17,4	652	482	170±41	88±56	28,6	3,2 ^{+4,6} _{-1,0}	199±41
21,5	939	770	169±61	178±73	39,2	6,8 ^{+3,0} _{-0,7}	207±61
25,5	1131	953	178±74	184±83	47,8	10,4 ^{+2,4} _{-0,8}	226±74
29,6	1273	1085	188±84	174±89	54,9	14,4 ^{+2,2} _{-1,2}	243±84
E_{lab}	σ_{reac}^{CDCC}	σ_{reac}^{OM}	$\sigma_{reac} (\times 10^3)$				
17,4	912,4	780	0,77±0,07				
21,5	1220	1099	1,16±0,10				
25,5	1422	1368	1,36±0,12				
29,6	1526	1540	1,50±0,13				

Na figura 3.18 apresentamos uma sistemática para produção total de partículas α (TAP), para vários sistemas com o ${}^6\text{Li}$ como projétil em energias próximas e acima da barreira (V_B). Esta sistemática exibe um comportamento universal, que é reproduzido pelos nossos resultados para o sistema ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ (estrelas), no qual utilizamos $V_B = 12,0$ MeV (figura 3.6). Os dados para ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{118,120}\text{Sn}$ e ${}^{208}\text{Pb}$ (círculo vazio) foram extraídos da referência [102]. Para o sistema ${}^6\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$ (quadrados vazios) os dados foram obtidos da referência [18], e para o ${}^6\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ da referência [104].

Da tabela 3.7, podemos notar que a contribuição dominante para as seções de choque $\sigma_{\alpha-bump}^{exp}$ e σ_{d-bump}^{exp} , é proveniente dos processos de ICF e TR. (Especialmente para

Figura 3.18: Seções de choque de produção de partículas α em reações envolvendo o projétil ${}^6\text{Li}$ sobre vários alvos como função da energia no centro de massa dividida pela barreira Coulombiana. Os dados para ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{118,120}\text{Sn}$ e ${}^{208}\text{Pb}$ (círculo vazio) foram extraídos da referência [102]. Para o sistema ${}^6\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$ (quadrados vazios) os dados foram obtidos da referência [18], e para o ${}^6\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ da referência [104]. Os resultados obtidos neste trabalho são representados por estrelas.

$\sigma_{\alpha\text{-bump}}^{\text{exp}}$). Neste caso, podemos esperar que a energia correspondente ao centróide do pico dos espectros apresentados nas figuras 3.14 e 3.15 deve refletir a energia de excitação dos núcleos compostos ${}^{61}\text{Ni}$ e ${}^{63}\text{Cu}$ formados no estágio intermediário dos processos *ii*) ($d\text{-ICF}/d\text{-TR}$) e *iii*) ($\alpha\text{-ICF}/\alpha\text{-TR}$), pois estes são processos de dois corpos. Na figura 3.19 mostramos o comportamento da energia associada ao centróide dos $\alpha\text{-bump}$ e $d\text{-bump}$ em função do ângulo de detecção para todas as energias de bombardeio. Também apresentamos os cálculos de cinemática de dois corpos para a energia da α e do d em função do ângulo de detecção, para energias de excitação fixas dos núcleos intermediários ${}^{61}\text{Ni}$ e ${}^{63}\text{Cu}$. As incertezas nas energias das partículas correspondem a incerteza na determinação da energia total das mesmas (aproximadamente 0,5 MeV). Os valores de energia de

excitação apresentados correspondem aos melhores ajustes aos resultados experimentais com incertezas variando dentro de 0,5 MeV. Um bom acordo entre os dados experimentais e o ajuste é observado, sendo que as energias de excitação obtidas são consistentes com a ICF na qual os d e α tem aproximadamente a velocidade do projétil (valores entre parênteses). Por outro lado, se considerarmos o processo de TR, as energias de excitação também são consistentes com as obtidas de cálculos para valores de Q -ótimo [105] (valores entre colchetes).

As funções de excitação para os processo de fusão total (TF), fusão incompleta (ICF), transferência (TR) e breakup sem captura (NCBU), assim como as três seções de choque de reação são apresentadas na figura 3.20. As linhas que ligam os pontos são somente guias de referência visual. A seção de choque de NCBU representa em média apenas 3,6% da seção de choque de reação. Os processos de ICF e TR competem com magnitudes bastante semelhantes para energias acima de 20 MeV. Enquanto a ICF permanece praticamente constante em todo o intervalo de energia estudado, a TR apresenta uma diminuição de um fator próximo de 2 para energia de 17,4 MeV. Desta forma, em baixas energias o processo de *breakup*/ICF passa a ser dominamente quando comparado ao processo de transferência.

As seções de choque de reação determinadas por meio do modelo óptico (σ_{reac}^{OM}), utilizando o potencial de São Paulo, diferem das obtidas por meio da equação 3.22 (σ_{reac}) em menos de 3%, apresentando assim uma ótima compatibilidade. Os mesmo acontece quando estas são comparadas com os valores obtidos da descrição dos dados de espalhamento elástico por meio de cálculo de CDCC (σ_{reac}^{CDCC}) nas energias de 25,5 e 29,6 MeV. Entretanto, nas energias de 17,4 e 21,5 MeV, o valor de σ_{reac}^{CDCC} é respectivamente 17% e 11% maior que σ_{reac}^{OM} e σ_{reac} .

Com a presente análise, não é possível separar as contribuições da α -ICF/TR e d -ICF/TR. Como $\sigma_{\alpha-bump}^{exp}$ é maior que σ_{d-bump}^{exp} , podemos dizer que a d -ICF/TR ocorre com um probabilidade maior que α -ICF/TR. Isto é o que seria esperado se a barreira Coulombiana para estes processos for considerada. Outra observação relevante neste caso, é que σ_{NCBU}^{CDCC} representa cerca de 38% de σ_{d-bump}^{exp} .

Finalmente, gostaríamos de destacar que embora os resultados obtidos na análise apresentada neste trabalho sejam dependentes de modelo, baseados na concordância entre os dados experimentais e os modelos utilizados, acreditamos que a contribuição dos diferentes mecanismos foi razoavelmente determinada.

Figura 3.19: Energia dos centróides dos α -bump e d -bump para o sistema ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ em função do ângulo de detecção para todas as energias de bombardeio. As linhas representam as energias das partículas α e d para energias fixas de excitação obtidas com cálculos de cinemática de dois corpos. Os valores entre parênteses são as energias de excitação para a ICF, onde α e d tem a velocidade do projétil. Os valores entre colchetes representam as energias de excitação para Q -ótimo na TR.

Figura 3.20: Funções de excitação para diferentes processos na reação ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$. As linhas que ligam os pontos são somente guias de referência visual.

Capítulo 4

Conclusões

Neste trabalho, a reação ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ induzida pelo projétil estável e fracamente ligado ${}^6\text{Li}$ foi estudada em energias próximas e acima da barreira Coulombiana. Os mecanismos envolvidos nesta reação foram identificados e quantificados com base em uma análise dependente de modelo. Em particular, para o sistema ${}^7\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ nos limitamos ao estudo dos processos de espalhamento elástico e fusão total (completa+incompleta).

A análise com o modelo óptico dos dados de espalhamento elástico para os sistemas ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$, em energias entre 12 e 30 MeV, não mostrou diferenças significativas na dependência em energia das partes real e imaginária, extraídas dos melhores ajustes do potencial óptico de São Paulo [61], para os dois isótopos. Em ambos os casos, o comportamento das partes real e imaginária em função do decréscimo de energia, apenas sugere um leve aumento da parte real, acompanhado por uma leve diminuição da parte imaginária em energias próximas à barreira. Poderíamos dizer que isto está associado ao fenômeno de anomalia de limiar [67]. Entretanto, as flutuações e incertezas apresentadas nos parâmetros ajustados e o número insuficiente de dados experimentais em energias abaixo e próximas à barreira não nos permite tal afirmação.

Uma descrição simultânea dos processos de espalhamento elástico e fusão total (completada + incompleta) para a interação entre os projéteis de ${}^{6,7}\text{Li}$ e o alvo de ${}^{59}\text{Co}$, foi realizada sob o formalismo de canais acoplados com discretização do contínuo (CDCC). Desta descrição, também foram extraídos os valores de seção de choque de reação e seção

de choque de *breakup* sem a captura (NCBU) dos fragmentos do projétil pelo alvo.

As distribuições angulares experimentais para o processo de espalhamento elástico foram comparadas com as distribuições obtidas por meio de cálculos de CDCC, levando em consideração o acoplamento do canal de *breakup*. Obtivemos uma ótima concordância entre os cálculos e os dados experimentais, sendo que os resultados de CDCC reproduzem as distribuições angulares experimentais com qualidade similar à obtida por meio de ajustes com o modelo óptico. Observando a diferença entre os cálculos de CDCC incluindo o acoplamento com o canal de *breakup* e sem o efeito desse acoplamento, notamos um efeito maior do *breakup* do ${}^6\text{Li}$ em relação ao ${}^7\text{Li}$ nas distribuições angulares de espalhamento elástico, o que está correlacionado com o limiar de *breakup* mais baixo para o ${}^6\text{Li}$.

Os cálculos de CDCC, realizados por Diaz-Torres, Thompson e Beck [79], também descrevem satisfatoriamente os dados experimentais para as funções de excitação de fusão total [29] em energias em torno e abaixo da barreira. Nesta região os resultados teóricos mostram um aumento da seção de choque de fusão devido ao efeito do *breakup* para ambos os projéteis ${}^6\text{Li}$ e ${}^7\text{Li}$, e como esperado, o efeito é maior para o projétil mais fracamente ligado ${}^6\text{Li}$. Para energias bem acima da barreira a fusão total praticamente não é afetada pelo efeito do *breakup*, sendo que nesta região de energia apenas um aumento de aproximadamente 2% é observado. Para energias acima da barreira, observamos que os valores teóricos estão superestimados quando comparados aos dados experimentais, o que pode ser explicado considerando que os valores experimentais podem estar subestimados devido às limitações no método de espectroscopia γ . Entretanto, os valores teóricos e experimentais para a razão entre as seções de choque de fusão dos dois sistemas apresentam um ótimo acordo.

De modo geral, os resultados obtidos por meio de cálculos de CDCC fornecem uma ótima descrição tanto do processo de espalhamento elástico quanto do processo de fusão total, garantindo a auto-consistência da análise e uma maior confiabilidade nos valores de seções de choque de reação e NCBU extraídos desses cálculos.

As seções de choque de produção de partículas α na reação ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$, obtidas por meio da integração das correspondentes distribuições angulares experimentais, reprodu-

zem bem o comportamento observado para outros sistemas com o ${}^6\text{Li}$ incidindo sobre alvos em diferentes regiões de massa (${}^{28}\text{Si}$ [104], ${}^{58}\text{Ni}$ [102], ${}^{118,120}\text{Sn}$ [102], ${}^{208}\text{Pb}$ [18, 102]), em energias em torno e acima da barreira.

Cálculos baseados no modelo estatístico, realizados com os programa CACARIZO, para a fusão completa do sistema ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$, permitiram que as contribuições provenientes do decaimento do núcleo composto ${}^{65}\text{Zn}$ por partículas α e d fossem subtraídas de seus respectivos espectros inclusivos de energia. As previsões do modelo para o decaimento por d do núcleo composto formado nos processos intermediários de fusão incompleta (ICF) e transferência (TR), mostram que estes decaimentos são desprezíveis. A contribuição das partículas α do decaimento na ICF e TR está distribuída na região de baixas energias do espectro α resultante da subtração, ao contrário daquelas provenientes da d -ICF/TR e do NCBU, que contribuem de forma mais significativa na região de altas energias do espectro. Estas contribuições foram chamadas de α -bump e d -bump, e são formadas pelos fragmentos (α, d) do NCBU, mais as α e d do estágio intermediário da d -ICF/TR e α -ICF/TR, respectivamente.

Considerando os resultados experimentais e teóricos das análises apresentadas, dentro da nossa descrição de mecanismos (figura 3.10), foi possível separar e quantificar a contribuição dos processos de fusão completa e incompleta, transferência e *breakup* total (TBU), na reação ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$, para as energias de $E_{lab} = 17,4, 21,5, 25,5$ e $29,6$ MeV.

Na energia de 17,4 MeV a seção de choque de TR é quase duas vezes menor que a de ICF, sendo que nas energias de 21,5, 25,5 e 29,6 MeV os dois processos ocorrem com probabilidades semelhantes. A análise realizada neste trabalho não permite a quantificação dos processo de α -ICF/TR e d -ICF/TR. No entanto, o processo d -ICF/TR ocorre com uma maior probabilidade que α -ICF/TR, uma vez que a magnitude de $\sigma_{\alpha\text{-bump}}^{exp}$ é maior que $\sigma_{d\text{-bump}}^{exp}$. O que é esperado, se levarmos em consideração a barreira Coulombiana para estes processos.

Os resultados extraídos dos cálculos de CDCC para as seções de choque de NCBU (σ_{NCBU}^{CDCC}) representam em média 3,6% da seção de choque de reação, 38% de $\sigma_{d\text{-bump}}^{exp}$ e 14% de $\sigma_{\alpha\text{-bump}}^{exp}$, sendo que estas porcentagens não apresentam grandes variações em

função da energia de bombardeio. A baixa contribuição de σ_{NCBU}^{CDCC} em $\sigma_{\alpha-bump}^{exp}$ reforça a afirmação de uma maior ocorrência de d -ICF/TR em relação à α -ICF/TR.

A magnitude da ICF é praticamente constante em função da energia. Portanto, o aumento da seção de choque de *breakup* total (σ_{TBU}) com o aumento da energia é uma consequência da contribuição da seção de choque de NCBU no TBU.

As medidas de coincidência realizadas para o sistema ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$, nas energias de $E_{lab} = 17,4, 21,5, 25,5$ e $29,6$ MeV, permitiram obter as distribuições angulares e conseqüentemente as seções de choque para o *breakup* seqüencial, referente ao primeiro estado excitado não ligado 3^+ (2,186 MeV) do ${}^6\text{Li}$ ($\sigma_{NCBU}^{3+ exp}$). Além deste estado, nenhum outro estado ressonante foi observado experimentalmente, sugerindo que as seções de choque correspondentes a estas ressonâncias não são significativas. Nas energias mencionadas, $\sigma_{NCBU}^{3+ exp}$ corresponde no máximo a 27% de σ_{NCBU}^{CDCC} , sugerindo que a maior contribuição no processo de NCBU é devido ao *breakup* direto para estados no contínuo.

As seções de choque de reação determinadas por meio do modelo óptico (σ_{reac}^{OM}), utilizando o potencial de São Paulo, diferem das obtidas por meio da equação 3.22 (σ_{reac}) em menos de 3%, apresentando uma ótima compatibilidade. Assim como quando comparadas aos valores obtidos da descrição dos dados de espalhamento elástico por meio de cálculo de CDCC (σ_{reac}^{CDCC}), sendo que a maior diferença observada é de 17% na energia de 17,4 MeV. Com exceção da energia de 29,6 MeV, o valor σ_{reac}^{CDCC} é maior que os outros dois valores citados, onde uma possível explicação seria o aumento da seção de choque de reação devido ao acoplamento com o canal de *breakup*.

Considerando que os modelos utilizados são muito bem estabelecidos e a consistência dos resultados fornecidos pelos mesmos quando comparado aos dados experimentais, acreditamos que a contribuição dos diferentes processos envolvidos na reação ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ foi determinada de um modo bastante razoável.

Referências Bibliográficas

- [1] J. Gomes del Campo et al., *Phys. Rev. Lett.* **43**, 26 (1979).
- [2] A. B. Balantekin and N. Takigawa, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 77 (1998).
- [3] J. Al-Khalili and F. Nunes, *J. Phys. (London)* **G29**, R89 (2003).
- [4] M. Dasgupta, D. J. Hinde, N. Rowley, and A. M. Stefanini, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **48**, 401 (1998).
- [5] L. F. Canto, P. R. S. Gomes, R. Donangelo and M. S. Hussein, *Phys. Rep.* **424**, 1 (2006).
- [6] J. J. Kolata et al., *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4580 (1998).
- [7] E. F. Aguilera et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5058 (2000).
- [8] M. Trotta et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2342 (2000).
- [9] R. Raabe et al., *Nature* **431**, 823 (2004).
- [10] A. Yoshida et al., *Phys. Lett. B* **389**, 457 (1996).
- [11] K. E. Rehm et al., *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3341 (1998).
- [12] M. S. Smith and K. E. Rehm, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **51**, 91 (2001).
- [13] N. Takigawa and H. Sagawa, *Phys. Lett. B* **265**, 23(1991).
- [14] M. S. Hussein, M. P. Pato, L. F. Canto, and R. Donangelo, *Phys. Rev. C* **46**, 377 (1992).
- [15] C. H. Dasso and A. Vitturi, *Phys. Rev. C* **50**, R12 (1994).
- [16] K. Hagino, A. Vitturi, C.H. Dasso, and S. M. Lenzi, *Phys. Rev. C* **61**, 037602 (2000).

- [17] R. S. Mackintosh and N. Keeley, *Phys. Rev. C* **70**, 024604 (2004).
- [18] C. Signorini et al., *Phys. Rev. C* **67**, 44607 (2003).
- [19] M. Dasgupta et al., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1395 (1999).
- [20] V. Tripathi et al., *Phys. Rev. Lett.* **88**, 172701 (2002).
- [21] G. V. Martí et. al., *Phys. Rev. C* **71**, 027602 (2005).
- [22] V. Tripathi et al., *Phys. Rev. C* **72**, 017601 (2005).
- [23] A. Shrivastava et al., *Phys. Lett. B* **633**, 463 (2006).
- [24] A. Pakou et al., *Phys. Lett. B* **633**, 691 (2006).
- [25] P. R. S. Gomes et al., *Phys. Lett. B* **634**, 356 (2006).
- [26] M. M. de Moura et al., *Nucl. Phys. A* **696**, 64 (2001).
- [27] A. A. P. Suaide et al., *Phys. Rev. C* **66**, 014607 (2002).
- [28] A. A. P. Suaide et al., *Phys. Lett. B* **579**, 271 (2004).
- [29] C. Beck et al., *Phys. Rev. C* **67**, 054602 (2003).
- [30] F. A. Souza et al., *Nucl. Phys. A* **718**, 544c (2003).
- [31] A. Szanto de Toledo et al., *Nucl. Phys. A* **722**, 248c (2003).
- [32] A. Szanto de Toledo et al., *Nucl. Phys. A* **734**, 311 (2004).
- [33] F. A. Souza et al., *Progr. Theor. Phys. (Suppl.)* **154**, 101 (2004).
- [34] R. Middleton, *Nucl. Instr. and Meth.*, **144**, 373 (1977).
- [35] Osca Sala and George Spalek, *Nucl. Instr. and Methods* **122**, 213 (1974).
- [36] A. Szanto de Toledo, *Tese de Doutorado*, IFUSP, (1976).
- [37] W. K. Chu, J. W. Mayer and M. A. Nicolet, *Backscattering Spectrometry*, Ac. Press., NY EUA, 348p. (1978).
- [38] M. M. de Moura et al., *Nucl. Instr. And Methods A* **471**, 368 (2001).
- [39] P. R. S. Gomes et al., *Nucl. Instr. And Methods A* **280**, 395 (1989).
- [40] W. Meczynski et al., *Eur. Phys. J. A* **3**, 311 (1998).

- [41] C. W. Beausang et al., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **313**, 37 (1992).
- [42] W. T. Milner, *Manual do VAXPAK*, Publicação Interna.
- [43] J. F. Ziegler, *The Stopping and Ranges of Ions in Matter*, vol. 3 and 4, Pergamon Press, (1980).
- [44] E. C. Montenegro, S. A. Cruz and C. Vargas-Aburto, *Phys. Lett. A* **92**, 195 (1982).
- [45] S. Keszthelyi-Lándori and G. Hrehuss, *Nucl. Instr. and Methods A* **349**, 618 (1994).
- [46] G. G. Ohlsen, *Nucl. Instr. and Meth.* **37**, 240 (1965).
- [47] R. J. de Meijer and R. Kamermans, *Rev. of Mod. Phys.* **57**, 147 (1985).
- [48] K. Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson and A. Winther, *Rev. Mod. Phys.* **28**, 432 (1956).
- [49] K. Alder and B. Winther, *Electromagnetic Excitation*, North-Holland (1975).
- [50] R. Liguori Neto, *Tese de Doutorado*, IFUSP, (1986).
- [51] J. R. Routti e S. G. Prussin, *Nucl. Instr. and Methods* **72**, 125 (1969).
- [52] C. M. Lederer e V. S. Shirley, *Table of Isotopes*, Ed. Wiley, New York (1978).
- [53] D. Pelte and D. Schwalm, *Heavy Ion Collisions*, vol.3, R. Bock, ed. North-Holland (1982).
- [54] P. R. S. Gomes et al., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **280**, 395 (1989).
- [55] R. Liguori Neto et al., *Nucl. Phys. A* **512**, 333 (1990).
- [56] S. B. Moraes et al., *Phys. Rev. C* **61**, 064608 (2000).
- [57] S. J. Sanders, A. Szanto de Toledo, and C. Beck, *Phys. Rep.* **311**, 487 (1999).
- [58] L. C. Chamon, D. Pereira, M. S. Hussein, M. A. Candido Ribeiro and D. Galetti, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 5218 (1997).
- [59] L. C. Chamon, D. Pereira and M. S. Hussein, *Phys. Rev. C* **58**, 576 (1998).
- [60] L. C. Chamon et al., *Phys. Rev. C* **66**, 014610 (2002).
- [61] M. A. G. Alvarez et al., *Nucl. Phys. A* **723**, 93 (2003).

- [62] N. Austern, Y. Iseri, M. Kamimura, M. Kawai, G. Ramitscher and M. Yahiro, *Phys. Rep.* **154**, 125 (1987).
- [63] A. Diaz-Torres and I. J. Thompson, *Phys. Rev. C* **65**, 024606 (2002).
- [64] G. Viesti et al., *Phys. Rev. C* **38**, 2640 (1988).
- [65] D. Mahboub et. al., *Phys. Rev. C* **69**, 034616 (2004).
- [66] F. Pühlhofer, *Nucl. Phys. A* **280**, 267 (1977).
- [67] G. R. Satchler, *Phys. Rep.* **199**, 147 (1991).
- [68] R. M. Devries and M. R. Clover, *Nucl. Phys. A* **243**, 528 (1975).
- [69] F. James, *MINUIT - Function Minization and Error Analysis*, Computing and Networks Division, CERN.
- [70] A. M. M. Maciel et. al., *Phys. Rev. C* **59**, 2103 (1999).
- [71] W. Y. So, S. W. Hong, B. T. Kim and T. Udagawa, *Phys. Rev. C* **69**, 064606 (2004).
- [72] A. M. Moro, *An introduction to FRESKO with commented examples*, Universidad de Sevilla, Spain (2004).
- [73] G. R. Satchler, *Direct Nuclear Reactions*, Oxford University Press, New York (1972).
- [74] G. R. Satchler, *Introduction to Nuclear Reactions* 2nd Ed., Macmillan Education, London (1990).
- [75] I. J. Thompson, *Comp. Phys. Rep.* **7**, 167 (1988).
- [76] R. lindsay and N. Rowley, *J. Phy. G* **10**, 805 (1984).
- [77] A. M. Moro and F. M. Nunes, *Nucl. Phys. A* **767**, 138 (2006).
- [78] R. A. D. Piyadasa, M. Kaeai, M. Kamimura ada M. Yahiro, *Phys. Rev. C* **60**, 044611 (1999).
- [79] A. Diaz-Torres, I. J. Thompson, and C. Beck, *Phys. Rev. C* **68**, 044607 (2003).
- [80] N. Keeley, K.W. Kemper, and K. Rusek, *Phys. Rev. C* **66**, 044605 (2002).
- [81] N. Keeley et al., *Phys. Rev. C* **68**, 054601 (2003).

- [82] R. A. Broglia and A. Winter, *Heavy-Ion Reactions* Part I and II, Frontiers in Physics Lecture Note Series, Vol 84, Addison-Wesley, New York (1991).
- [83] P. R. Christensen and A. Winther, *Phys. Lett. B* **65**, 19 (1976) .
- [84] K.-I. Kubo and M. Hirata, *Nucl. Phys. A* **187**, 186 (1972).
- [85] C. Y. Wong, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 766 (1973).
- [86] K. Hagino, N. Rowley, and A. T. Kruppa, *Comput. Phys. Commun.* **123**, 143 (1999).
- [87] I. Padron et al., *Phys. Rev. C* **66**, 044608 (2002).
- [88] L. C. Vaz, J. M. Alexander, and G. R. Satchler, *Phys. Rep.* **69**, 373 (1981).
- [89] D. G. Kovar et al., *Phys. Rev. C* **20**, 1305 (1979).
- [90] R. M. Anjos et al., *Phys. Lett. B* **534**, 45 (2002).
- [91] A. Szanto de Toledo et al., *Nucl. Phys. A* **679**, 175 (2000).
- [92] Z. Majka et. al., *Phys. Rev. C* **35**, 2125 (1987).
- [93] J. Rapaport, V. Kulkarni and R. W. Finlay, *Nucl. Phys. A* **330**, 15 (1979).
- [94] F. G. Perey, *Phys. Rev.* **131**, 745 (1963).
- [95] J. R. Huizenga and G. Igo, *Nucl. Phys.* **29**, 462 (1961).
- [96] S. Cohen, F. Plasil and W. J. Swiatecki, *Annals of Physics*, **82**, 557 (1974).
- [97] M. Kicińska-Habior et al., *Phys. Rev. C* **36**, 612 (1987).
- [98] D. W. Lang, *Nucl. Phys.* **77**, 545 (1966).
- [99] W. Dilg, W. Schantl, H. Vonach and M. Uhl, *Nucl. Phys. A* **217**, 269 (1973).
- [100] W. D. Myers and W. J. Swiatecki, *Nucl. Phys.* **81**, 1 (1966).
- [101] R. I. Badran, D. J. Parker, and I. M. Naqib, *Eur. Phys. J. A* **12**, 317 (2001).
- [102] K. O. Pfeiffer, E. Speth and K. Bethge, *Nucl. Phys. A* **206**, 545 (1973).
- [103] H. Fuchs, *Nucl. Instrum. Methods* **200**, 361 (1982).
- [104] A. Pakou et al., *Phys. Rev. Lett.* **90**, 202701 (2003).
- [105] P. J. Siemens et al., *Phys. Lett. B* **36**, 24 (1971).