

Universidade Federal Fluminense
Instituto de Física

**Distribuição de Barreira dos sistemas
 ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$ em energias próximas à da
barreira Coulombiana**

DENILSON RAMOS OTOMAR

Tese apresentada como requisito
parcial para a obtenção do título
de Doutor em Física.

Orientador:

Dr.: **Jesús Lubián Ríos**

Co-orientador:

Dr.: **Paulo Roberto Silveira Gomes**

NITERÓI - RJ

2009

Ao *Deus* todo poderoso que criou tudo neste mundo o qual sem ele não subsiste por si só. Para sempre seja louvado o vosso nome. Amém.

Agradecimentos

Em primeiro lugar, quero agradecer ao **Deus Todo-Poderoso**, pois se não fosse **Ele** esta tese de doutorado não seria possível. Muito obrigado Senhor **Deus**, vós estais me dando muito mais do que eu mereço.

Ao meu pai, Francisco da Silva Otomar e à minha mãe, Maria Dionísia Ramos Otomar, que sempre se empenharam ao máximo para que eu chegasse aonde estou hoje. Sempre tive apoio deles para empreender qualquer empreitada. Pai e mãe, o meu muito obrigado. Eu os amo. E a todos da minha cidade natal (Viçosa) que mesmo estando longe, corroboraram direta ou indiretamente para o sucesso deste trabalho. A todos vós o meu muito obrigado.

Ao meu Orientador Prof. Dr. Jesús Lubian que me auxiliou para que esta tese fosse concluída com êxito. Sem sua prestimosa ajuda, a aprendizagem do programa FRESCO seria muito mais árdua. Com sua exigência ao extremo e com seu estilo “russo” de ensinar pude aprender bastante. Lubian, valeu pelas explicações teóricas sem as quais a minha formação deixaria a desejar. Aqui o meu gosto por Física Nuclear teve um “*enhancement*”.

Ao meu Co-orientador Prof. Dr. Paulo Roberto Silveira Gomes que me assistiu na confecção desta tese. Se eu o meu gosto por Física Nuclear já tinha um “*enhancement*”, agora tem mais um, “*a double-enhancement*”. Obrigado por todas as explicações e por viabilizar o quanto antes e de maneira extremamente competente a minha ida ao TANDAR, onde pude fazer as medidas experimentais vitais para a minha tese. Valeu cumpade!

Ao Dr. Davi Monteiro agradeço pelas sugestões e críticas a minha tese e também por corrigí-la. Os seus esclarecimentos mostraram-se sobremaneira importantes para a minha formação. Agradeço também de igual valor pelos

valerosos passos na área experimental seja no PELLETRON seja no TANDAR. No TANDAR foi muito especial, pois além da ajuda na parte experimental e econômica (dividimos o aluguel) mostrou-se ser uma excelente companhia e, sendo assim, a minha estada em Buenos Aires fora a mais agradável possível. No entanto, devo salientar que o Davi tem um probleminha: é *são paulino*. Davi, valeu por tudo, principalmente pela amizade.

A todos do TANDAR agradeço pelos dados experimentais. Aprendi muito nos períodos de máquina em que aí estive e vi, por exemplo, a seriedade e dedicação com que fazem as medidas. Se hoje tenho bons dados experimentais, é graças a esses físicos experimentais competentes. Ressalto também a atenção para com a minha pessoa quando lhes fazia perguntas. Sempre respondiam às minhas indagações bem dispostos e com muita educação. Quando não respondiam é porque queriam que eu aprendesse “fazendo”. A todos vocês aí do TANDAR, Oscar Capurro, Alberto Pacheco, Guillermo Martí, Andrez Arazi, Jorge Niello, Agustín Negri, Juan Manuel, “Muchas gracias por todo y que Dios los tenga”.

Ao Wantelfo, ao Thiago correa, ao Thiago Lacerda, obrigado pelos esclarecimentos do programa FRESCO e por todos os esclarecimentos em Física Nuclear. Valeu, cumpades!

Ao pessoal do LARA, Newton, Bernardo, Carla, Roberto Meigikos, obrigado pelos programas e esclarecimentos de como utilizar o VAXPAK. Obrigado também pelos esclarecimentos sobre medidas nucleares, funcionamento e aplicação dos mais diversos detectores.

Aos professores do Departamento de Física da UFF que, direta ou indiretamente, contribuíram para a minha formação, sem a qual esta tese de doutorado perderia um pouco de sua significância. Ao professor Antonio Carlos

da UFRJ onde tive a oportunidade de cursar uma cadeira na área experimental. A todos vós, o meu muito obrigado.

Gostaria de agradecer ao Luiz Carlos Chamom do Departamento de Física da USP por ter-nos enviado as densidades de matérias de núcleos leves. Sem essas densidades, não seria possível obter os potenciais double-folding (de dupla convolução) para fazer os cálculos de CDCC das reações em questão. Muito obrigado por tais densidades.

Ao CNPQ, pela ajuda financeira.

À Universidade Federal Fluminense por ter-me dado a oportunidade e toda a infra-estrutura na consolidação desta tese de doutorado. O meu muito obrigado, UFF.

Quero agradecer de maneira muito especial a minha esposa, Karla Aparecida Sant'Ana Portes Otomar. Ela mais do que ninguém sabe exatamente o valor desta nova conquista, pois sempre esteve ao meu lado o tempo todo. E para ela não foi fácil, pois abriu mão de tudo que tinha lá em Viçosa, para me seguir. Sem mencionar o fato de que tinha um recém-nascido para cuidar. E ela fez tudo isso porque quis. Meu amor, **eu te amo!**

Conteúdo

Resumo	viii
Abstract	x
Índice de figuras	xii
Capítulo 1 - Introdução	1
Capítulo 2 - Formalismo teórico	9
2.1 Modelo de penetração de barreiras	9
2.2 Descrição do formalismo de canais acoplados em reações nucleares	13
2.3 Formalismo teórico do processo de quebra do núcleo (break-up)	20
2.4 Formalismo teórico para o cálculo de distribuição de barreira	33
2.5 A questão do potencial nuclear.....	39
2.6 O potencial de São Paulo	41
Capítulo 3 - Arranjos e procedimentos experimentais	44
3.1 Introdução	44
3.2 Seções de choque quase-elásticas experimentais e normalização.....	51
3.3 Distribuição de barreira quase-elástica	

experimental	56
Capítulo 4 – Resultados e análise teórica dos dados experimentais	62
4.1 Análise da reação ${}^7\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$	62
4.1.a) Cálculos sem levar em conta o canal de break-up	64
4.1.b) Cálculos de CDCC	68
4.2 Análise da reação ${}^6\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$	74
4.2.a) Cálculos sem levar em conta o canal de break-up	75
4.2.b) Cálculos de CDCC	78
Capítulo 5 – Conclusões e perspectivas	83
5.1 Conclusões	83
5.2 Perspectivas	88
Referências bibliográficas	89

Resumo

Otomar, Denilson Ramos, D. S. Universidade Federal Fluminense, 10 de agosto, 2009. **Distribuição de Barreiras dos sistemas ${}^6,7\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$ em energias próximas à da barreira Coulombiana.** Orientador: Prof. Dr. Jesús Lubian. Co-orientador: Prof. Dr. Paulo Roberto Silveira Gomes.

Foram medidas funções de excitação elástica e quase-elástica para os sistemas ${}^6,7\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$ para ângulos muito traseiros num intervalo de energia bem abaixo da barreira Coulombiana até energias um pouco acima da mesma. Empregando-se um método de diferença de pontos, foram extraídas distribuição de barreira a partir da derivada primeira dessas funções de excitação com relação à energia. A análise dos dados experimentais foi feita utilizando-se o código FRESCO e tendo o potencial de São Paulo como potencial base. A partir, então, da análise com o FRESCO, pudemos observar que as excitações inelásticas (multipolar) do ${}^{144}\text{Sm}$ são extremamente relevantes nesta reação quando o canal de break-up (quebra) não é incluído explicitamente. Além disso, para a reação ${}^7\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$ o canal de transferência de nucleons fora incluído nos cálculos. Um ponto importante a ser salientado é que nenhum parâmetro do potencial de São Paulo foi mudado a fim de se ajustar os dados experimentais. Ao contrário, foram feitas comparações da função de excitação experimental e a sua correspondente distribuição de barreira com as previsões teóricas usando-se um esquema de acoplamento de canais que levou em conta os canais inelásticos e de transferências mencionados acima. A comparação da função de excitação teórica com a experimental fornece uma concordância muito boa, exceto na região de alta energia. Para a distribuição de barreiras, pode-se notar mais claramente, que

mesmo na região da barreira não há concordância entre os dados experimentais com as previsões teóricas. Essa discrepância não é uma surpresa, pois, como se trata de uma reação onde os $^{6,7}\text{Li}$ são projéteis fracamente ligados, deveríamos, então, incluir mais um canal no esquema de acoplamentos: o canal de break-up. Sendo assim, com o objetivo de verificar a influência desse canal no processo quase-elástico, realizamos cálculos usando o método de **CDCC**. Tal método faz-se necessário, pois o canal de break-up popula estados no contínuo. Em nossos cálculos nós assumimos o modelo de clusters, isto é, o ^7Li quebra-se em duas partículas, trítio e alfa, enquanto o ^6Li quebra-se em deuteron e alfa. Estes clusters interagem com o alvo separadamente antes e depois da quebra. Somando-se, então, o canal de break-up ao esquema de acoplamento descrito acima, excetuando-se o canal de transferência no caso do ^7Li , a comparação dos cálculos teóricos com os dados experimentais fornece uma concordância excelente em todo intervalo de energia tanto para a função de excitação quanto para distribuição de barreira. Deve-se salientar que em nossos cálculos não existiu nenhum parâmetro ajustável.

Abstract

Otomar, Denilson Ramos, D. S. Fluminense Federal University, on August 10, 2009. **Barrier Distributions of $^{6,7}\text{Li} + ^{144}\text{Sm}$ Systems at Energies around the Coulomb Barrier**. Supervisor: Prof. Dr. Jesús Lubian. Co-Supervisor: Prof. Dr. Paulo Roberto Silveira Gomes .

Elastic and quasi-elastic excitation functions for the $^{6,7}\text{Li} + ^{144}\text{Sm}$ systems were measured at backward angles for a range of energies from well below the barrier to above it. Moreover, barrier distributions were extracted from these excitation functions by a point difference method, using the first derivative of the excitation function. The analysis of the data was performed by using the code FRESCO, and the São Paulo potential as a parameter free bare one. From the analysis, one concluded that the inelastic excitations of ^{144}Sm are extremely relevant for these reactions in the absence of break-up channel. Furthermore, for the $^7\text{Li} + ^{144}\text{Sm}$ reaction the nucleon transfer channel was included in the coupled scheme. An important point that must be taken into account is that, as no parameter of the São Paulo potential was changed, no attempt was made to fit the data, but rather, to compare the experimental excitation function and its corresponding barrier distribution with the theoretical predictions by using a coupling scheme that takes into account the above mentioned inelastic and transfer channels. This comparison for the excitation function gives reasonable good agreement, except at the higher energies. For the barrier distributions, one can notice more clearly that even at the barrier energy there is some disagreement between the experimental results and theoretical calculation. This discrepancy is not unexpected, since as $^{6,7}\text{Li}$ are weakly bound projectile, one

additional channel should also be included in the coupling scheme: the break-up channel. In order to verify the influence of the break-up channel in the quasi-elastic process, we performed calculations using the **CDCC** (Continuum Discretized Coupled Channels) method, since the break-up process feeds states in the continuum. In our calculations we assume the cluster model, which means that the ${}^7\text{Li}$ breaks-up into two fragments, tritium and alpha particles, while ${}^6\text{Li}$ breaks-up into deuteron and alpha particles. These clusters interact separately with the target before and after the occurrence of the break-up. So, by adding this channel into the previously mentioned couple scheme, and excluding the transfer channel from the coupling scheme of ${}^7\text{Li}$, the comparison the theoretical calculation with the experimental data gives rise to an excellent accuracy in the whole energy range for both the excitation function and the barrier distribution. It is important to mention that there were no fittings parameters in our calculation.

Índice de figuras

[2.1]	Funções de excitação de fusão completa experimental para os sistemas $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$, $^{58}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ e $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ [12]. Como se pode ver inspecionando-se a figura acima, há um “enhancement” considerável na seção de choque quando comparada com o modelo unidimensional de penetração de barreiras de Wong (linha sólida) em energias subcoulombianas [13]	11
[2.2]	Representação esquemática dos processos de quebra do núcleo (“break-up”). Por simplicidade assumimos que o processo de “break-up” produz apenas dois fragmentos. A generalização para três ou mais fragmentos é direta	22
[2.3]	Ilustração de um sistema de três corpos (A+b+c). A representa o alvo e B (b+c) representa o projétil que sofrerá “break-up”. R é a distância do alvo ao centro de massa do dois fragmentos	26
[2.4]	Tipo de discretização (espaço modelado) usado para os sistemas com ^6Li e ^7Li . As energias de excitação dos respectivos bins são dadas com relação às energias de “break-up” dos respectivos sistemas, 1.47 MeV e 2.47 para ^6Li e para o ^7Li , respectivamente [46]	31
[2.5]	Probabilidades de transmissão clássica e quântica sem canais (gráfico superior) e com dois canais (gráfico inferior). V_0 é a altura da barreira do potencial unidimensional acoplado a esses canais [37].....	38
[3.1]	Vista do acelerador	45
[3.2]	Corte transversal da câmara de espalhamento mostrando as respectivas posições dos detectores. Os monitores estão posicionados em ângulos dianteiros e os telescópios estão posicionados em ângulos traseiros	46

[3.3]	Corte transversal de um dos telescópios usado nos experimentos	47
[3.4]	Diagrama esquemático da eletrônica utilizada nos experimentos	49
[3.5]	Espectro bidimensional $E_{\text{res}} \times \Delta E$ obtido na reação ${}^7\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$. Pode-se ver claramente os espectros para $Z = 3$, $Z = 2$ e $Z = 1$. Os dados experimentais foram medidos pelo telescópio posicionado em $\theta = -155^\circ$ para uma energia de bombardeio de $E_{\text{lab}} = 27 \text{ MeV}$	53
[3.6]	Espectro tridimensional $E_{\text{res}} \times \Delta E$ obtido na reação ${}^7\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$. Pode-se ver claramente os espectros para $Z = 3$, $Z = 2$ e $Z = 1$. Os dados experimentais foram medidos pelo telescópio posicionado em $\theta = -155^\circ$ para uma energia de bombardeio de $E_{\text{lab}} = 27 \text{ MeV}$	53
[3.7]	Espectro tridimensional $E_{\text{res}} \times \Delta E$ obtido na reação ${}^6\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$. Novamente, podemos ver a separação entre os respectivos números atômicos. Os dados experimentais foram medidos pelo telescópio posicionado em $\theta = 170^\circ$ para uma energia de bombardeio de $E_{\text{Lab}} = 24.5 \text{ MeV}$	55
[3.8]	Distribuição de barreira quase-elástica experimental. Os quadrados pretos e círculos vermelhos referem-se ao cálculo numérico da derivada considerando-se uma diferença de três e cinco pontos, respectivamente. (a) ${}^7\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$ e (b) ${}^6\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$	58
[3.9]	Regressão linear. As linhas tracejadas referem-se às retas com maior inclinação (vermelha) e menor inclinação (preta). A linha sólida azul representa a reta desejada	59
[3.10]	Distribuição de barreira quase-elástica experimental. Os quadrados pretos e círculos vermelhos, referem-se, respectivamente, ao cálculo numérico da derivada primeira considerando-se uma diferença de três e cinco pontos. Os triângulos azuis referem-se ao método de regressão linear em intervalos de energia de 2 MeV. Os dados experimentais são da reação ${}^6\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$	60

[4.1]	Função de excitação quase-elástica experimental para a reação ${}^7\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$. Os quadrados azuis e círculos vermelhos correspondem, respectivamente aos telescópios posicionados em $\theta = -155^\circ$ e 165°	63
[4.2]	Função de excitação quase-elástica experimental comparada com as previsões teóricas que levam em conta somente os canais inelásticos. O ângulo em questão é $\theta = -155^\circ$	64
[4.3]	Comparação entre a função de excitação quase-elástica experimental com as previsões teóricas que levam em conta, além dos canais inelásticos, o canal de transferência	66
[4.4]	Distribuição de barreira quase-elástica: a) levando-se em conta 3 pontos e b) levando-se em conta 5 pontos no cálculo da derivada primeira	67
[4.5]	Função de excitação quase-elástica. As linhas sólidas levam em conta o canal de break-up	71
[4.6]	Distribuição de barreira quase-elástica: a) levando-se em conta 3 pontos e b) levando-se em conta 5 pontos no cálculo da derivada primeira	72
[4.7]	Distribuição de barreira quase-elástica teórica levando-se em conta 3 pontos no cálculo da derivada primeira	73
[4.8]	Função de excitação quase-elástica experimental para o sistema ${}^6\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$ [47]. Os dados foram medidos pelo telescópio posicionado em $\theta = 170^\circ$	75
[4.9]	Função de excitação quase-elástica. As linhas cheias representam o cálculo teórico realizado com o programa FRESCO [47]	76
[4.10]	Distribuição de barreira quase-elástica calculada usando-se a regressão linear em intervalos de energia de 2 MeV. Os cálculos não levam em conta o canal de break-up [47]	77
[4.11]	Função de excitação quase-elástica. As linhas cheias representam os cálculos teóricos levando-se em conta	

o canal de break-up	80
[4.12] Distribuição de barreira quase-elástica: a) levando-se em conta 3 pontos e b) levando-se em conta 5 pontos no cálculo da derivada primeira	81
[4.13] Distribuição de barreira quase-elástica teórica levando-se em conta 3 pontos no cálculo da derivada primeira	82

Capítulo 1

Introdução

A Física Nuclear constitui-se em um importante e fundamental ramo da Física tanto com grande número de aplicações de conceitos da mecânica quântica quanto por oferecer inúmeros e interessantes fenômenos a serem investigados a nível microscópico envolvendo estrutura nuclear e suas interações. Os primeiros estudos da Física Nuclear remontam ao trabalho de Ernest Rutheford, em 1911 [1], quando foi demonstrado que para haver espalhamentos muito traseiros de partículas- α pela matéria, seria necessário haver um caroço bem duro e localizado dentro do átomo cognominado, então, de núcleo. Esse fato revolucionou profundamente a visão sobre a matéria, sendo que, a partir de então, a Física passou por profundas e importantes mudanças, dentre as quais cita-se:

- o fato de o núcleo ser composto por prótons e nêutrons, e mais tarde verificado que estes são formados por outras partículas mais elementares, os quarks;
- o núcleo apresenta momentos de multipolo (dipolo, quadrupolo, octupolo, hexadecapolo, etc.);
- pode sofrer processos de fissão e fusão. A fissão é caracterizada pela quebra do núcleo em dois ou mais fragmentos, ao passo que a fusão é caracterizada quando dois núcleos fundem-se para formar um núcleo composto. Este processo é particularmente interessante, uma vez que

constitui um importante mecanismo no entendimento a respeito da formação de núcleos pesados e superpesados, e especialmente na nucleossíntese estelar.

Dado o grande avanço na Física Nuclear contemporânea, muitos experimentos têm sido cuidadosamente realizados com o intuito de se observar novos e interessantes fenômenos como, por exemplo, o que acontece quantitativamente numa reação nuclear se um dos núcleos é fracamente ligado num intervalo de energia em torno da barreira Coulombiana. Por outro lado, qual seria a dinâmica de reação quando se substitui esse núcleo fracamente ligado por um fortemente ligado? Devido a essa diferença a dinâmica de reação é completamente alterada. Para o caso do fortemente ligado, os canais mais importantes são os inelásticos (alvo e/ou projétil) e/ou transferências. No caso do fracamente ligado, para o qual a energia de ligação é baixa, o canal mais importante é o canal de “break-up”.

No caso de reações envolvendo somente núcleos pesados é bem conhecido que a seção de choque de fusão a energias abaixo da barreira Coulombiana [2] pode ser várias ordens de grandezas maior do que a seção de choque de fusão calculada a partir do Modelo Unidimensional de penetração de barreiras de Wong [3]. Este favorecimento da seção de choque ou “enhancement” abaixo da barreira Coulombiana deve-se a um dos aspectos mais interessantes e peculiares da mecânica quântica: o tunelamento quântico ou efeito túnel. Dito de outra maneira, uma partícula com energia menor do que a barreira Coulombiana pode entrar ou trespassar a região classicamente proibida. A primeira vez que se verificara esse fenômeno foi no decaimento alfa [30]. Tal fenômeno também é encontrado em outros processos, tais como: catálise de

reações químicas, dinâmica de enzimas [31], comportamento de junções em dispositivos de estado sólido, colisões atômicas e nucleares [32], emissão de elétrons de campo ou simplesmente elétron de campo [33], etc. Além disso, os astrofísicos usam essa propriedade para explicar a síntese de núcleos em estrelas.

O fato de a seção de choque de fusão ser bem diferente daquela calculada pelo Modelo Unidimensional de Wong sugere que há outros mecanismos muito importantes que afetam enormemente a dinâmica de reação. Para tentar explicar esses mecanismos foi lançada mão da teoria de *Canais Acoplados* que consiste em somar ao Modelo Unidimensional de Wong outras importantes contribuições para a dinâmica de reação, sejam elas: transferências projétil-alvo (stripping) ou alvo-projétil (pick-up), excitações inelásticas tanto do alvo quanto do projétil e “break-up” (quebra do projétil). Esse formalismo de Canais Acoplados mostrou ser uma ferramenta muito poderosa e conseguiu prever o aumento necessário (enhancement) nas seções de choque de fusão de modo que elas se aproximassem dos dados experimentais. Paralelamente a esse formalismo de canais acoplados, Rowley *et al.* [4], no início dos anos 90, lançaram mão de um outro formalismo para tentar explicar de maneira independente os canais envolvidos na dinâmica de reação. Tal procedimento foi chamado de *Distribuição de Barreiras* e consiste em extrair a segunda derivada com relação à energia da seção de choque de fusão experimental multiplicada pela energia do centro de massa. Este método de Distribuição de Barreiras mostrou-se ser mais adequado em evidenciar os canais presentes na reação, pois, diferentemente das funções de excitação de fusão, que são praticamente lisas, essa técnica é muito mais sensível às estruturas do que a função de excitação o é. Desse modo, essas estruturas podem ser relacionadas mais facilmente com os canais presentes na reação. Tem-se, então, um formalismo teórico e um procedimento experimental

como ferramentas de compreensão a respeito da dinâmica de reação. Sendo assim, ambos podem ser usados concomitantemente para se tentar dar uma explicação mais acurada a respeito da dinâmica de reação.

Com o intuito de investigar em detalhes a dinâmica de reação entre núcleos pesados, pesquisadores têm concentrado grandes esforços e novos procedimentos foram propostos para tal fim. Um desses procedimentos é medir seções de choque quase-elásticas a ângulos bem traseiros. A seção de choque do processo quase-elástico para sistemas fortemente ligado é definida como:

$$\sigma^{qe} = \sigma^{el} + \sigma^{inel} + \sigma^{transfer}, \quad (1.1)$$

onde:

σ^{el} representa a seção de choque do espalhamento elástico;

σ^{inel} representa as seções de choque das oscilações/rotações tanto do projétil quanto do alvo (os quais representam os modos mais importantes de excitações inelásticas);

$\sigma^{transfer}$ representa as seções de choque de transferências seja na direção projétil-alvo quanto na direção alvo-projétil.

Como a fusão ocorre para ângulos dianteiros, a medida de espalhamento quase-elástico em ângulos bem traseiros consiste em todos aqueles produtos de reação que não passaram a barreira de fusão e, conseqüentemente, fundiram-se. Essa é a principal característica do espalhamento quase-elástico. Infere-se, então, como consequência imediata, uma outra propriedade do espalhamento quase-elástico: a sua complementaridade ao processo de fusão. Essa complementaridade vem da conservação do fluxo, ou seja, todas as partículas chegando na barreira e que não vão para o canal de fusão são refletidas pela mesma e vão para o canal quase-elástico. A primeira e a segunda situação estão

relacionadas pelos coeficientes de transmissão T (fusão), e de reflexão R (quase-elástico), respectivamente (em que $T + R = 1$).

Do ponto de vista experimental, a grande vantagem de se investigar espalhamento quase-elástico, quando comparado com a fusão, é sua seção de choque ser muito maior que a de fusão. Além disso, a medida da seção de choque de fusão costuma ser bem difícil, pois, para detectar os raios- γ e/ou partículas provenientes da evaporação do núcleo composto, ou os próprios núcleos residuais, é necessário um conjunto de defletores eletrostáticos. Diferentemente, no espalhamento quase-elástico, são necessários apenas telescópios a ângulos bem traseiros e o registro das contagens correspondentes à soma dos processos de espalhamento elástico, inelásticos e transferências de nucleons.

Outra grande vantagem do espalhamento quase-elástico sobre a fusão está na própria determinação da distribuição de barreiras. A distribuição de barreiras quase-elástica é calculada como a primeira derivada da seção de choque quase-elástica, ao passo que a distribuição de barreiras de fusão é calculada como a segunda derivada da seção de choque de fusão.

Em suma, devido às muitas vantagens em se medir processos quase-elásticos, nos últimos anos muitos pesquisadores têm se dedicado em analisar muitos sistemas empregando essa nova técnica.

Em reações envolvendo núcleos fracamente ligados, geralmente, o projétil é quem carrega o caráter de fracamente ligado ao passo que o alvo é um núcleo fortemente ligado. A fusão de um núcleo fracamente ligado difere significativamente daqueles fortemente ligados por meio do canal de break-up. Dessa maneira, dado a relevância desse novo canal de reação, faz-se, então, necessário redefinir a seção de choque quase-elástica como:

$$\sigma^{qel} = \sigma^{el} + \sigma^{inel} + \sigma^{transfer} + \sigma^{non-capture\ break-up}, \quad (1.2)$$

onde “non-capture break-up” significa break-up em que nenhum dos fragmentos do projétil é capturado pelo alvo.

Em conseqüência, a nova distribuição de barreiras quase-elástica poderá ter diferente estrutura dependendo da existência ou não do break-up.

Como se conhece ainda muito pouco sobre a influência do canal de break-up na dinâmica de reação, um dos grandes objetivos deste trabalho é investigar sua influência na seção de choque quase-elástica para sistemas fracamente ligados [5].

No presente trabalho foram feitas medidas experimentais de espalhamento quase-elástico das reações ${}^6,7\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$ e, em seguida, foram extraídas suas respectivas distribuições de barreira. De posse, então, desses dados experimentais, foi feita uma comparação com as previsões teóricas. Do ponto de vista experimental, a escolha do alvo em questão levou em conta dois aspectos básicos: nuclídeo com grande massa e com características esféricas. O ${}^{144}\text{Sm}$ é um núcleo quase esférico e com camada fechada em nêutrons ($N = 82$), ou seja, é um número mágico de nêutrons, para o qual os canais de reação mais importantes são as oscilações de multipolo [24,25]. Já com relação aos projéteis, ${}^6,7\text{Li}$, foram escolhidos por serem núcleos fracamente ligados, quebrando-se, por hipótese, em dois fragmentos. Tais características dos projéteis, aliadas a um alvo pesado devem favorecer o processo de break-up, com grande contribuição do break-up Coulombiano. Comparações entre o comportamento do espalhamento quase-elástico para cada um dos projéteis devem dar informação sobre o papel da energia de limiar de break-up na dinâmica de reação, pois o ${}^6\text{Li}$

possui energia de limiar de quebra de 1.47 MeV e não possui estado ligado, enquanto o ${}^7\text{Li}$ possui um estado ligado e seu limiar de break-up é de 2.47 MeV.

Do ponto de vista teórico, o potencial “bare” de interação usado para descrever os canais de reação foi o potencial de São Paulo. Este é um potencial double-folding, sem parâmetros livres. Sendo assim, não foi feito nenhum tipo de ajuste de dados, mas sim uma comparação dos dados experimentais com as previsões teóricas.

Este trabalho está organizado da seguinte maneira: o Capítulo 1 descreve de maneira geral o que será abordado no decorrer de todo o trabalho começando desde os conceitos mais básicos em Física Nuclear passando pelo formalismo de canais acoplados, as principais diferenças entre reações envolvendo núcleos fortemente ligados e núcleos fracamente ligados e chegando, finalmente, ao canal de break-up. No Capítulo 2 será apresentado o formalismo de canais acoplados bem como de todo o instrumentário matemático necessário para se obter as seções de choque. Serão mencionados também diversos potenciais de interação nuclear, assim como suas pertinências para reações envolvendo núcleos fracamente ligados. No Capítulo 3 será feita uma descrição do arranjo experimental utilizado. Será descrito também o tipo de procedimento experimental adotado para se fazer tais medidas de espalhamento quase-elástico. No Capítulo 4 serão mostradas as funções de excitação quase-elástica experimentais, bem como das suas respectivas distribuição de barreira. Em primeira análise, o cálculo teórico que melhor tenta descrever os dados experimentais não levará em conta o processo de quebra do núcleo que no nosso caso é o projétil. Numa segunda análise, usar-se-á o método de **CDCC** para descrever somente o complexo e intrincado processo de quebra. Finalmente, nesta última análise, juntar-se-á os cálculos da primeira com os da segunda

análises. Finda, então, essa terceira análise, teremos, de fato, um cálculo teórico completo, pois todos os canais relevantes para a reação foram levados em consideração, exceto o canal de transferência na presença de break-up na reação ${}^7\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$. No Capítulo 5 mostraremos as conclusões a respeito das reações ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$ e apresentaremos algumas perspectivas que tentem indicar, quando as conclusões não forem suficientes, um caminho alternativo que ajude a compreender melhor a dinâmica de reação com núcleos fracamente ligados.

Capítulo 2

Formalismo teórico

2.1 Modelo de Penetração de Barreiras

Em uma reação nuclear o núcleo acelerado é chamado de projétil, enquanto que o núcleo em repouso é chamado de alvo. Se o projétil for acelerado com energia suficiente para conseguir excitar algum canal de reação, temos, então, uma reação nuclear. Dependendo da energia de aceleração, certos canais de reação podem ser mais prováveis de acontecer que outros. Por essa razão, é de grande interesse em se determinar a seção de choque dos diferentes possíveis canais de reação. Um dos processos mais interessantes de ser investigado é a fusão, mecanismo pelo qual dois núclídeos juntam-se para formar um núcleo composto equilibrado termicamente. Em 1973, C. Y. Wong [3] deduziu uma expressão para a seção de choque de fusão a qual é dada abaixo

$$\sigma_{\text{fusão}} = \frac{\pi}{\kappa^2} \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1)(1-|S_L|^2), \quad (2.1)$$

onde: κ representa o número de onda assintótico no canal de entrada;

L é a L -ésima onda parcial;

S_L é o elemento de matriz de espalhamento o qual carrega a informação

devido à interação.

Ao deduzir a expressão acima, Wong supôs que os núclídeos envolvidos na reação nuclear fossem esféricos e, além disso, toda a onda parcial que chegava contribuía para a seção de choque de fusão. Está implícito na aproximação de Wong que a fusão só acontece depois de ultrapassar a barreira Coulombiana. Há uma outra maneira alternativa de se escrever a Eq. (2.1) a qual é dada a seguir

$$\sigma_{\text{fusão}} = \frac{\pi}{K^2} \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) T_L = \frac{\pi}{K^2} \sum_{L=0}^{\infty} \sigma_L, \quad (2.2)$$

onde a nova quantidade T_L representa o coeficiente de transmissão através da barreira.

Mesmo para energias de bombardeio menores do que a altura da barreira, existe uma probabilidade não-nula, dada pelo coeficiente de transmissão T_L , de haver fusão. Este é um efeito puramente quântico chamado tunelamento ou efeito túnel. Este efeito é a base para explicar muitos fenômenos, como por exemplo, a fusão de núcleos superpesados em estrelas em energias bem abaixo da barreira Coulombiana. A Eq. (2.2) pode ser colocada numa forma mais apropriada para um potencial de interação simples cuja forma possa ser aproximada por uma parábola de concavidade negativa. Neste caso o coeficiente de transmissão é dado pela fórmula de Hill-Wheeler [11], e a expressão para a seção de choque de fusão pode ser escrita como

$$\sigma_{\text{fusão}} = \frac{\pi}{\kappa^2} \sum_{L=0}^{\infty} \frac{2L+1}{1 + e^{2\pi(V_0 - E)/\hbar\omega}}, \quad (2.3)$$

onde V_0 é a altura da barreira e E é a energia de bombardeio do projétil.

A expressão acima, quando comparada com os dados experimentais, conforme é mostrado na Fig. (2.1), não explica os dados a energias subcoulombianas.

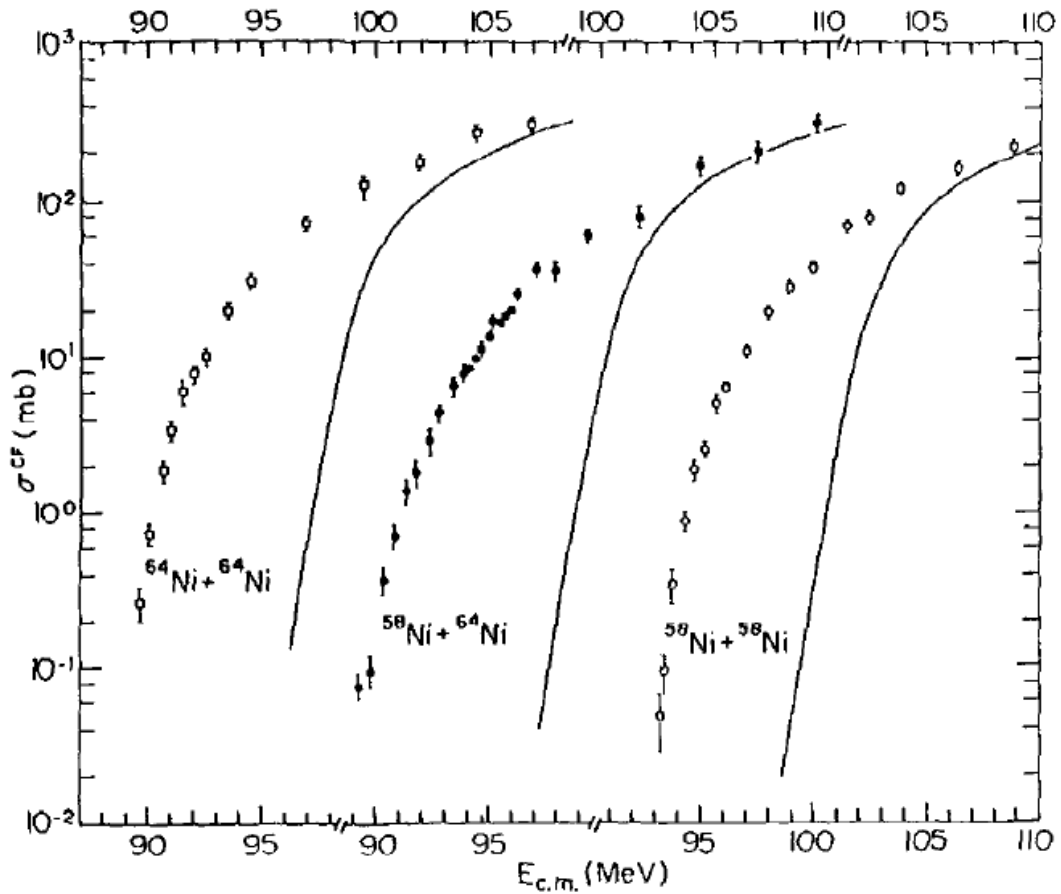


Figura 2.1: Funções de excitação de fusão completa experimental para os sistemas $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$, $^{58}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ e $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ [12]. Como se pode ver, inspecionando-se a figura acima, há um “enhancement” considerável na seção de choque quando comparada com o modelo unidimensional de penetração de barreiras de Wong (linha sólida) em energias subcoulombianas [13].

O problema não é limitação do potencial de interação, e sim, a suposição de que a interação é unidimensional, isto é, dada simplesmente em função da distância dos centros de massa dos respectivos núclídeos. Outros mecanismos devem ser considerados na interação. Esses mecanismos são conhecidos como **Canais de Reação**.

A maneira mais direta de se resolver o problema de espalhamento em reações nucleares seria descrever por completo a estática e toda a dinâmica dos núclídeos envolvidos na reação, assim como incluir todos os outros graus de liberdade, em adição ao modelo unidimensional de Wong. Sendo assim, fazendo-se um tratamento quântico, inserindo-se todas essas novas mudanças na Eq. de Schrödinger, resolver-se-ia em minúcias o problema do espalhamento. Infelizmente, não existe uma solução analítica para tal problema. Uma das técnicas usadas, então, para superar esse problema consiste em usar a Teoria de Perturbação. No regime de energias subcoulombianas até a energia da barreira, o canal de reação predominante é o canal elástico. Todos os outros são tratados como perturbação. Dessa forma, consegue-se resolver o problema. No entanto, à medida que o número de canais aumenta o problema começa a tornar-se mais complexo e a solução fica cada vez mais difícil de ser obtida. Por exemplo, quando se tem, além do canal elástico, o canal inelástico, a solução numérica das equações acopladas, mesmo quando truncadas, são de uma complexidade muito grande. Com o objetivo de se obter uma solução mais elegante e menos sofisticada para esse problema, foi necessário, em muitos casos, usar expressões para o elemento de matriz de espalhamento que reproduzisse de maneira exata a solução no limite de acoplamento fraco entre os canais elástico e inelástico. De maneira a se obter tal expressão foi lançada mão do DWBA, “Distorted-Wave Born Approximation” (Aproximação de Born de Onda Distorcida) a qual

consiste na aproximação de que o acoplamento do canal inelástico ao canal elástico é fraco. À medida que se introduzem mais canais de reação (transferências, break-up, etc) mais termos perturbativos, além daqueles já incorporados no DWBA, têm que ser levados em consideração.

Esses canais de reação são os responsáveis pelo aumento na seção de choque em energias subcoulombianas. E em tal situação, os canais de reação mais prováveis são os: elástico, inelásticos (tanto do projétil quanto do alvo), transferências (de um ou dois nucleons) e a fusão completa. Dessa maneira, o canal de fusão sozinho jamais seria capaz de descrever os dados experimentais com precisão em tal regime de energias. O canal elástico representa a interação dos núclídeos, estando ambos em seus estados fundamentais. O processo conhecido como inelástico é caracterizado quando o projétil ou o alvo são levados a um de seus estados excitados. Nessa situação, a (s) energia (s) de excitação vem às expensas da energia relativa do projétil. Geralmente, a desexcitação do projétil e/ou do alvo para o estado fundamental é feita via fônons. Já o canal de transferência representa a situação física na qual há transferências de nucleons, seja no sentido projétil-alvo (stripping), ou no sentido alvo-projétil (pick-up). E, finalmente, o canal de fusão completa consiste simplesmente na fusão dos núclídeos interagentes, levando à formação de um núcleo composto.

2.2 Descrição do Formalismo de Canais Acoplados em Reações Nucleares

Antes do advento do formalismo de canais acoplados, todos os canais de

reação citados anteriormente eram tratados de certa maneira independentes um do outro. Usando-se por exemplo, um potencial ótico onde a parte imaginária descrevesse todos os outros processos, exceto o elástico, teríamos a descrição do canal elástico. Já a fusão completa, era obtida usando-se o modelo de penetração de barreiras, mas com uma barreira real e não aquela indicada por Wong. Muito embora esses procedimentos dessem bom resultados, eles realmente funcionavam só de maneira independente. Do ponto de vista físico, a situação não deveria ser essa, mas sim uma na qual todos os canais fossem tratados concomitantemente, mesmo que se restringissem a um número de canais bem menores do que aqueles supostamente presentes. Dito de outra maneira, não se pode simplesmente *a priori* eleger alguns canais de reação e usar métodos numéricos distintos para se chegar à solução do problema. Neste caso a interpretação não seria correta. Objetivando-se, então, a análise simultânea dos canais de reação, nos últimos anos muitos pesquisadores têm concentrado grandes esforços em analisar dados experimentais, particularmente, sobre espalhamento elástico e inelástico usando o modelo DWBA. Tal ferramenta matemática alcançou muito sucesso e a razão para esse sucesso advém do fato de que o acoplamento do canal elástico com os canais inelásticos é fraco. Sendo assim, esses canais podem ser tratados como um termo perturbativo de primeira ordem no modelo DWBA. No entanto, quando o acoplamento começa a ficar cada vez mais forte, a correção em primeira ordem mostra-se inadequada para descrever os mecanismos de reações nucleares. Essa situação ocorre quando a natureza do núcleo exibe forte caráter coletivo. Sendo assim, para se obter uma descrição mais realista do processo, é necessário tomar a correção de segunda ordem e de ordens superiores no modelo DWBA. Todavia, dessa forma, os cálculos tornam-se cada vez mais difíceis de serem realizados.

No afã de encontrar uma ferramenta matemática que fosse mais adequada do que o modelo DWBA surgiu, então, a importante e poderosa ferramenta de cálculo em reações nucleares que trata *a priori* todos os canais simultaneamente. Tal ferramenta chama-se **Cálculo de Canais Acoplados (CCA)** [14,17]. O formalismo de canais acoplados de reações diretas [15] consiste em resolver a Eq. de Schrödinger para os muitos graus de liberdade chamados aqui de canais de reação. Dessa forma, para que se possa resolver o problema exatamente deve-se considerar um número infinito de canais. Entretanto, nem todos esses canais contribuem significativamente para a reação nuclear. Por essa razão, restringe-se esse número infinito de canais a um número finito. Essa é uma aproximação razoável, pois consegue explicar satisfatoriamente os mecanismos mais importantes que afetam os dados experimentais envolvendo reações nucleares. Se a solução, entretanto, ainda não é satisfatória, pode-se acrescentar mais canais sem muitas dificuldades. Aqui, está a principal diferença entre o CCA e o modelo DWBA. Neste à medida que a interação fica cada vez mais forte é necessário incluir termos de ordem superior na expansão e, dessa forma, os cálculos ficam cada vez mais difíceis. Ao passo que para CCA, as equações matemáticas continuam praticamente as mesmas independentemente do número de canais que se adicione. Isso representa um grande ganho do ponto de vista de cálculos. Vale ressaltar que não importa a restrição que se faça quanto ao número de canais considerados, os cálculos são sempre exatos para esses conjuntos de canais. O CCA começou a ganhar grande notoriedade a partir de Bohr e Mottelson [17] que salientaram a grande importância de usar tal ferramenta pra se analisar o espalhamento por alvos que tenham forte caráter coletivo. Posteriormente, o CCA foi aplicado por Margollis *et al.* [18] e Chase *et al.* [19] no caso de espalhamento de nêutrons lentos.

O formalismo de canais acoplados tem seu limite de aplicação somente quando os acoplamentos diretos ou indiretos entre os canais excitados e o estado fundamental são fortes. Isso equivale a dizer que os estados de baixa energia do núcleo têm forte caráter coletivo. Sendo assim, o procedimento em CCA consiste em projetar a função de onda total Ψ_{total} no espaço das funções de onda dos núclídeos envolvidos, $\psi_{\alpha}(\xi_{\alpha}) = \phi_{\alpha p} \times \phi_{\alpha a}$, juntamente com a função de onda do movimento relativo entre os núclídeos, $\varphi_{\alpha}(\vec{r}_{\alpha})$, onde:

p representa o projétil;

a o alvo;

ξ_{α} representa as correspondentes coordenadas ou graus de liberdade internos;

\vec{r}_{α} é a distância de separação dos respectivos centros de massa;

α representa uma partição específica, ou seja, no nosso caso, $\alpha = p + a$.

Matematicamente, temos

$$\Psi_{\text{total}} = \sum_{\alpha} \varphi_{\alpha}(\vec{r}_{\alpha}) \times \psi_{\alpha}(\xi_{\alpha}), \quad (2.4)$$

Até aqui nada foi imposto sobre as funções de onda do projétil e do alvo, $\phi_{\alpha p}$ e $\phi_{\alpha a}$ podem representar tanto seus respectivos sistemas ligados como sistemas discretizados num contínuo de energia.

Sendo assim, para uma dada partição κ num sistema onde o projétil e alvo têm, respectivamente, massas $A_{\kappa p}$ e $A_{\kappa a}$, a função de onda total pode ser definida como

$$\Psi_{\kappa J_a}^{M_a} = |(\text{LJ}_p)J, J_a; J_T\rangle, \quad (2.5)$$

onde:

J_p e J_a são o momento angular total do projétil e alvo, respectivamente;

L é momento angular orbital;

J_T é o momento angular total do sistema projétil mais alvo.

Dessa maneira, a função de onda total pode ser escrita como

$$\begin{aligned} \psi_{\kappa J_T}^{M_T}(\vec{R}_\kappa, \xi_p, \xi_a) = & \sum_{\substack{L J_p J_a \\ M \mu_p M_J \mu_a}} \phi_{J_p}(\xi_p) \phi_{J_a}(\xi_a) i^L Y_L^M(\hat{R}_\kappa) \frac{1}{R_\kappa} f_{(\text{LJ}_p)J, J_a}^{\kappa J_T}(\mathbf{R}_\kappa) \times \\ & \langle L M J_p \mu_p | J M_J \rangle \langle J M_J J_a \mu_a | J_T M_T \rangle, \end{aligned} \quad (2.6)$$

onde: \vec{R}_κ é a coordenada radial entre o alvo e o projétil na partição κ ;

ξ_p e ξ_a são as coordenadas internas do projétil e alvo, respectivamente, e além disso

$$f_{(\text{LJ}_p)J, J_a}^{\kappa J_T}(\mathbf{R}_\kappa) \equiv f_\alpha(\mathbf{R}) \quad (2.7)$$

são as funções de onda radiais.

Inserindo-se a Eq. (2.6) na equação de Schrödinger que tem uma Hamiltoniana com muitos graus de liberdade e integrando-se em todas as coordenadas, exceto nas radiais, a parte radial dessa Hamiltoniana tem a seguinte forma

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dR^2} + \frac{L_\alpha(L_\alpha+1)\hbar^2}{2\mu R^2} + V_{\text{diagonal}}^{\text{Nuclear}}(\mathbf{R}) + \frac{Z_p Z_a e^2}{R} + \varepsilon_p + \varepsilon_a - Q - E \right] f_\alpha(\mathbf{R}) + \sum_j V_{\alpha j}(\mathbf{R}) f_j(\mathbf{R}) = 0 \quad (2.8)$$

onde:

E é a energia de bombardeio do projétil;

ε_p e ε_a são, respectivamente, as energias de excitação do projétil e alvo no i -ésimo canal;

μ é a massa reduzida do sistema projétil mais alvo;

O potencial diagonal, $V_{\text{diagonal}}^{\text{Nuclear}}(\mathbf{R})$, é com relação ao spin total J_T ;

$V_{\alpha j}(\mathbf{R})$ representa o acoplamento entre os diferentes canais, ou seja, ($j = \alpha', \dots, \alpha^{(iv)}, \dots, \beta^{(1)}, \dots, \beta^{(iv)}, \dots$), onde α representa o canal de entrada, $\alpha^{(i)}$ corresponde às excitações inelásticas e $\beta^{(i)}$ corresponde as diferentes partições incluindo as excitações dos núcleos residuais;

Q é o balanço de energia ou mais comumente conhecido como o Q da reação.

Para um certo canal de entrada, digamos $\alpha = \alpha_0$, $f_\alpha(\mathbf{R}_\kappa)$ satisfaz as seguintes condições de contorno

$$f_\alpha(\mathbf{R}_\kappa) = \frac{i}{2} \left[\delta_{\alpha\alpha_0} H_{L\eta_\alpha}^{(-)}(\mathbf{K}_\alpha(\mathbf{R}_\kappa)) - S_{\alpha_0\alpha} H_{L\eta_\alpha}^{(+)}(\mathbf{K}_\alpha(\mathbf{R}_\kappa)) \right]_{R_\kappa > R_m}, \quad (2.9)$$

onde:

$H_{L\eta_\alpha}^{(-)}$ e $H_{L\eta_\alpha}^{(+)}$ são as funções de Coulomb com condições de contorno para as ondas que entram e saem, respectivamente;

$S_L = e^{2i\delta_L}$ é o elemento de matriz de espalhamento para um dado momento angular orbital e δ_L representa a mudança de fase da onda;

η_α cujo valor é dado na Expr. (2.10) é o parâmetro de Sommerfeld para o canal α ;

$$\eta_\alpha = \frac{2\mu_\kappa}{\hbar^2} \frac{Z_{\kappa p} Z_{\kappa a} e^2}{2K_\alpha} \quad (2.10)$$

As respectivas energias assintóticas podem ser dadas como

$$E_{\kappa pa} = E + Q_\kappa - \varepsilon_p - \varepsilon_a, \quad (2.11)$$

onde: Q_κ é o Q da reação na partição κ .

A partir da Expr. (2.11) o valor de K_α pode ser obtido da seguinte forma

$$K_\alpha = \frac{\sqrt{2\mu_\kappa E_{\kappa pa}}}{\hbar}, \quad (2.12)$$

onde μ_κ cujo valor é dado na Expr. (2.13) é a massa reduzida na partição κ

$$\mu_\kappa = \frac{A_{\kappa p} A_{\kappa a}}{A_{\kappa p} + A_{\kappa a}} \quad (2.13)$$

O potencial de acoplamento dado nos elementos de matriz, $V_{\alpha j}(\mathbf{R})$, os quais estão associados com a probabilidade de transição, pode ser decomposto

em dos fatores: (i) um dependente da coordenada radial de separação dos centros de massa dos núcleos interagentes (fatores de forma ou “form-factors”) e (ii) o outro para a parte de spin-angular. Na parte spin-angular, após algumas transformações algébricas, o elemento de matriz ainda pode ser fatorado em duas partes também: (a) uma correspondente ao elemento de matriz reduzido do operador de transição e (b) outra que depende dos momentos angulares dos canais envolvidos (coeficiente geométrico). Considerando transições de primeira ordem, a parte Coulombiana e nuclear do elemento de matriz reduzido são dados nas Exprs. (2.14) e (2.15) abaixo [15]

$$Q_{\lambda}^C = \frac{3Z\beta_{\lambda}R^{\lambda}}{4\pi} \quad (2.14)$$

$$Q_{\lambda}^N = \beta_{\lambda}R \quad (2.15)$$

2.3 O Formalismo Teórico do Processo de Quebra do Núcleo (Break-up)

Reações nucleares envolvendo núcleos fracamente ligados (“weakly bound nuclei”) diferem significativamente daquelas envolvendo reações com núcleos fortemente ligados (“tightly bound nuclei”). Essa grande diferença é devida ao chamado canal de “break-up”. Os núcleos fracamente ligados, geralmente os projéteis numa reação nuclear, podem ser pensados como sendo constituídos de partícula mais caroço (“cluster”) ou caroço mais caroço onde a partícula ou um dos caroços é fracamente ligado (da ordem de 0.1 a 2.5 MeV’s).

Fazendo-se, então, uma reação nuclear com esses núcleos, à medida que a distância entre projétil e alvo vai diminuindo, a energia cinética e também a energia potencial que representa a interação entre eles, vão-se transformando em energia cinética relativa entre os fragmentos. O processo de quebra desse núcleo fracamente ligado ocorre quando essa energia relativa dos respectivos fragmentos excede a altura de sua barreira Coulombiana, ou seja, quando tal núcleo é excitado além de sua energia de quebra.

Enquanto que na fusão de núcleos fortemente ligados o acoplamento é entre estados excitados ligados, diferentemente, no caso de núcleos fracamente ligados, o acoplamento se dá aos estados que estão no contínuo, além das excitações coletivas e transferências de nucleons que também podem acontecer.

Do ponto de vista astrofísico, há um grande interesse nesse tipo de fenômeno, pois as reações que levam à produção de núcleos nas estrelas são induzidas por esses núcleos fracamente ligados e, também, induzidas por núcleos exóticos radioativos para os quais o canal de break-up é essencial [39,40].

O processo de quebra do núcleo ou “break-up” pode ter várias configurações dependendo do número de fragmentos que se considere no momento da quebra e, também, se tais fragmentos são capturados ou não pelo alvo. Considerando-se, por exemplo, um núcleo que seja composto de dois fragmentos antes da quebra, os processos envolvendo colisões de tais núcleos podem ser vistos esquematicamente na Fig. (2.2).

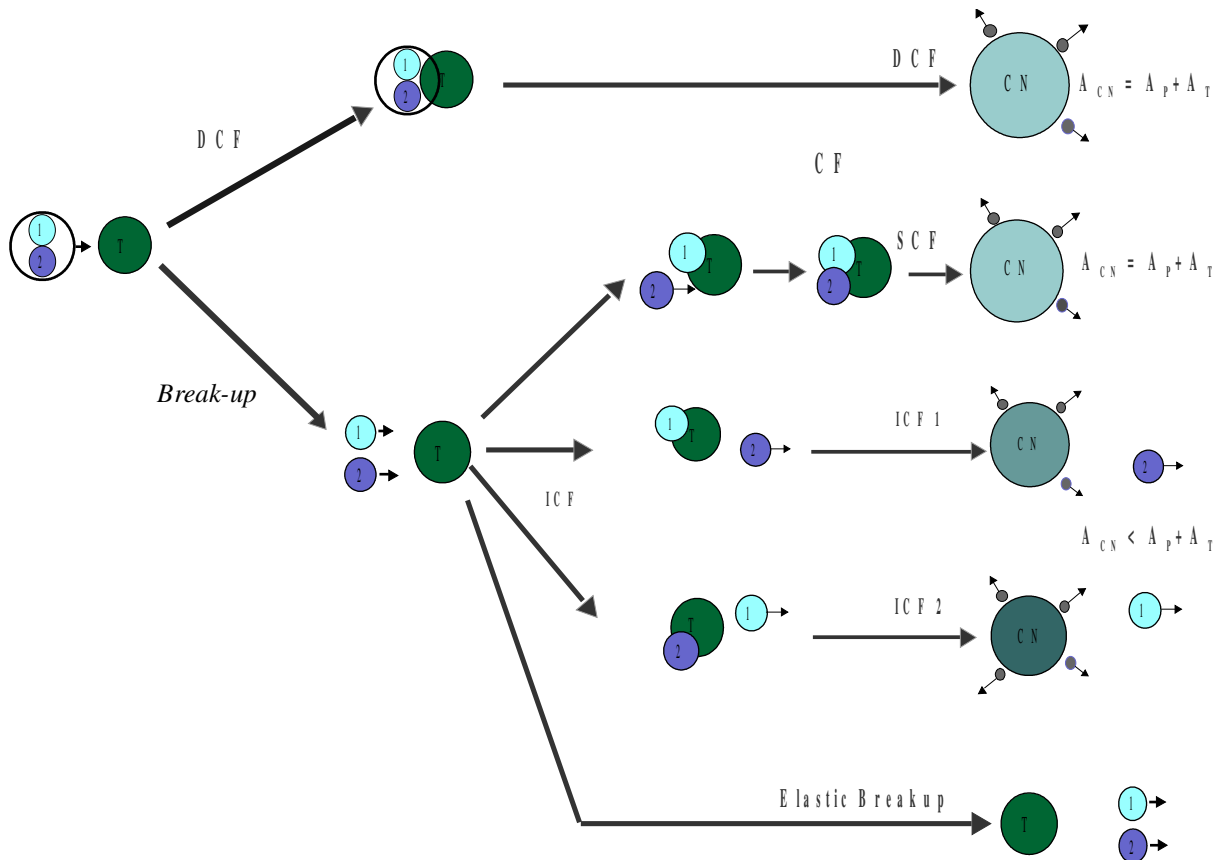


Figura 2.2: Representação esquemática dos processos de quebra do núcleo (“break-up”). Por simplicidade assumimos que o processo de “break-up” produz apenas dois fragmentos. A generalização para três ou mais fragmentos é direta.

De acordo com a Fig. (2.2), os vários mecanismos podem ser divididos em dois grupos: Fusão Completa Direta (DCF, “Direct Complete Fusion”) e Break-up.

Para a Fusão Completa Direta, obviamente, o projétil fracamente ligado funde-se completamente ao alvo sem estágios intermediários.

No caso do break-up, podemos distinguir três (3) mecanismos de reação:

- break-up Elástico (“Elastic Break-up”, conhecido também como “Non-capture Break-up”) que é caracterizado quando nenhum dos dois fragmentos é capturado pelo alvo;
- a Fusão Incompleta (ICF, “Incomplete Fusion) é caracterizada quando um dos dois fragmentos é capturado pelo alvo;
- a Fusão Completa em Sequência (SCF, “Sequential Complete Fusion”) é caracterizada quando ocorre o break-up e, todos os seus fragmentos são capturados pelo alvo, consecutivamente.

Podemos, então, agora, a partir das definições acima, inferir a seção de choque de break-up a qual é dada na Expr. (2.16)

$$\sigma_{\text{break-up}} = \sigma_{\text{break-up elástico}} + \sigma_{\text{ICF}} + \sigma_{\text{SCF}}, \quad (2.16)$$

onde:

$$\sigma_{\text{ICF}} = \sigma_{\text{ICF}_1} + \sigma_{\text{ICF}_2} \quad (2.17)$$

Podemos também inferir algumas seções de choque de fusão as quais são dadas nas Exprs. (2.18) e (2.19)

$$\sigma_{\text{CF}} = \sigma_{\text{DCF}} + \sigma_{\text{SCF}} \quad (2.18)$$

$$\sigma_{TF} = \sigma_{CF} + \sigma_{ICF}, \quad (2.19)$$

onde:

σ_{TF} representa a seção de choque de Fusão Total (TF, “Total Fusion”);

σ_{CF} representa a seção de choque de Fusão Completa (CF, “Complete Fusion”).

Obviamente, o processo de break-up é muito mais complexo do que o descrito acima. Por exemplo, o processo de fragmentação pode levar a formação não somente de dois fragmentos, mas também à formação de três, quatro, etc. Além disso, esses fragmentos podem ter tamanhos diversos, constituindo-se desde partículas simples até verdadeiros “clusters”. Em adição, o “break-up” ainda pode ser classificado de acordo com o papel das forças nucleares e/ou Coulombianas no processo de quebra. Desse modo, há três naturezas distintas para ele: se ele é devido somente às forças nucleares, temos o chamado *break-up nuclear*; Ao contrário, se somente as forças Coulombianas são relevantes, temos o chamado *break-up Coulombiano*; Finalmente, tanto o break-up nuclear quanto o break-up Coulombiano podem estar presentes concomitantemente, podendo haver *interferência* entre as duas formas.

Do ponto de vista experimental, o processo de quebra do núcleo (“break-up”) pode ser verificado usando-se uma eletrônica de “coincidência”. Fisicamente falando, quando um núcleo fragmenta-se, por simplicidade vamos supor que produza apenas dois fragmentos, tais fragmentos são originados “simultaneamente”. Conseqüentemente, se a eletrônica detectar esses fragmentos “em coincidência”, na verdade, estará comprovando o processo de quebra do núcleo. Apesar de a eletrônica parecer simples, as medidas de “break-up”, em geral, possuem contagens baixas, o que dificulta a sua detecção.

Qualquer ruído advindo da eletrônica poderia, então, mascarar tais medidas e inferir conclusões errôneas.

Do ponto de vista teórico, a situação não é diferente e calcular seções de choque de “break-up” constitui-se numa tarefa intrincada. Dentre os motivos, destacam-se:

- conhecer os potenciais de interação entre os fragmentos e o alvo, bem como o potencial de interação entre os fragmentos;
- o processo de quebra leva a estados que não são ligados, conseqüentemente, a energia de excitação está no contínuo. Além disso, no momento da quebra o momento angular orbital relativo entre os fragmentos pode assumir valores que variam desde zero até ao infinito.

Com o objetivo, então, de se estudar o “break-up”, foi desenvolvido um método numérico muito complexo chamado **CDCC** (“Continuum Discretized Coupled Channels”, canais acoplados do contínuo discretizado). Esse método muito complicado mostrou-se ser muito poderoso para se estudar tal mecanismo de reação.

O método de CDCC tem ganhado muita importância nos últimos anos devido ao grande sucesso em descrever reações nucleares envolvendo núcleos fracamente ligados [41,42]. Por isso, pesquisadores do mundo inteiro têm-se dedicado cada vez mais em usar tal método para fazer cálculos envolvendo o “break-up”. Com o advento de novas tecnologias, reações envolvendo núcleos radioativos têm sido cada vez mais acessíveis e, neste contexto, o CDCC também tem encontrado grande aplicabilidade, pois o processo de “break-up” do projétil é extremamente importante para a maioria desses núcleos radioativos. Em adição, com o método de CDCC é possível fazer estudos de fatores

espectroscópicos envolvendo tais núcleos.

Em cálculos de CDCC que envolvem reações onde o projétil pode ser pensado como sendo formado de dois fragmentos apenas [43], assume-se um sistema de três corpos que consiste nas energias cinéticas das três partículas e os potenciais de interação entre todos os pares. Além disso, assume-se também um potencial óptico entre o alvo e cada um dos fragmentos do projétil. O desenho esquemático para um sistema de três corpos pode ser visto na Fig. (2.3).

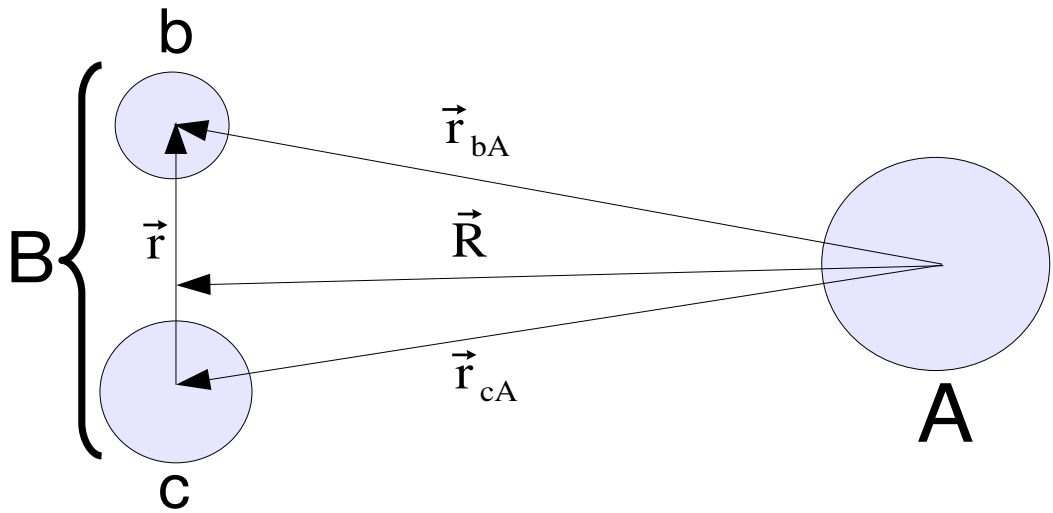


Figura 2.3: Ilustração de um sistema de três corpos ($A+b+c$). A representa o alvo e B ($b+c$) representa o projétil que sofrerá “break-up”. \vec{R} é a distância do alvo ao centro de massa dos dois fragmentos.

Dessa maneira, a função de onda [44] que leva em conta o sistema de três corpos mostrado na Fig. (2.3) é

$$\Psi^{JM_j}(\vec{R}, \vec{r}, \xi) = \sum_i \frac{F_i^J(\mathbf{R})}{R} Y_i^{JM}(\hat{\mathbf{R}}, \vec{r}, \xi) \quad (2.20)$$

onde:

$i \rightarrow \{\varepsilon_i \ell_i j_i I_i L\}$ representa os números quânticos para cada canal;

ε_i é energia de excitação no i -ésimo bin;

ℓ_i é momento angular orbital relativo entre os fragmentos;

J_i é momento angular total;

I_i representa as excitações inelásticas do alvo;

L é o momento angular orbital entre o projétil e o alvo;

\hat{R} Representa os graus de liberdade angulares.

Inserindo-se a Eq. (2.20) na equação de Schrödinger e integrando-se em todas as coordenadas, exceto nas radiais, a parte radial dessa Hamiltoniana tem a seguinte forma

$$\left[\mathbf{K}_L + U_{ii}^J(\mathbf{R}) - E + \varepsilon_i \right] F_i^J(\mathbf{R}) = - \sum_j U_{ij}^J(\mathbf{R}) F_j^J(\mathbf{R}) \quad (2.21)$$

Fazendo-se $i = 0$ temos a descrição do canal elástico em que tanto o projétil quanto o alvo estão nos seus estados fundamentais ($\varepsilon_0 = 0$). Por outro lado, os canais para $i > 0$ estão associados com os “bins” que estão no contínuo e/ou estados excitados no alvo. Na Eq. (2.21), a energia total de excitação para o canal i é dada como

$$\varepsilon_i = \varepsilon_i + e_i, \quad (2.22)$$

onde e_i representa a energia de excitação do alvo.

De acordo com a Fig. (2.3), o potencial de interação entre o projétil e o

alvo pode ser dividido em duas partes:

$$V(\vec{\mathbf{R}}, \vec{\mathbf{r}}, \xi) = V_{ca}(\vec{\mathbf{R}}, \vec{\mathbf{r}}, \xi) + V_{pa}(\vec{\mathbf{R}}, \vec{\mathbf{r}}, \xi) \quad (2.23)$$

o primeiro e o segundo termos do lado direito da Eq. (2.23) representam, respectivamente, os potenciais de interação do caroço com o alvo e do projétil com o alvo. Em adição, os respectivos elementos de matriz podem ser dados como

$$U_{ij}^J(\mathbf{R}) = \int d\hat{\mathbf{R}} d^3\vec{\mathbf{r}} d\xi Y_i^{(JM)*}(\hat{\mathbf{R}}, \vec{\mathbf{r}}, \xi) V(\vec{\mathbf{R}}, \vec{\mathbf{r}}, \xi) Y_j^{JM}(\hat{\mathbf{R}}, \vec{\mathbf{r}}, \xi) \quad (2.24)$$

O elemento de matriz correspondente a $U_{00}^J(\mathbf{R})$ representa o potencial do canal elástico. Os elementos de matriz fora da diagonal representam, ou os estados excitados do projétil, ou os estados excitados do alvo. Excitações mútuas entre projétil e alvo não foram consideradas e são tidas, efetivamente, como uma correção de segunda ordem.

De maneira geral, a seção de choque para processos não-elásticos pode ser dada como

$$\sigma_{\alpha\alpha'} = \frac{\pi}{\kappa^2} \sum_L (2L+1) |S_{\alpha\alpha'}|^2, \quad (2.25)$$

onde o elemento de matriz S , $S_{\alpha\alpha'}$, é a amplitude da onda que sai no canal α' quando há uma onda de amplitude unitária entrando no canal α . Os elementos diagonais $S_{\alpha\alpha}$ representam o espalhamento elástico.

No entanto, a fórmula geral para todas as interações pode ser dada como

$$\sigma_{\alpha\alpha'} = \frac{\pi}{\kappa^2} \sum_L (2L+1) |\delta_{\alpha\alpha'} - S_{\alpha\alpha'}|^2, \quad (2.26)$$

Mesmo restringindo-se a um número finito de canais, como se faz usualmente em cálculos de canais acoplados, é impossível resolver exatamente o sistema de equações acopladas dadas na Eq. (2.21), pois, além de o momento angular orbital relativo variar desde zero até ao infinito no momento da quebra, o “break-up” produz estados num contínuo de energia, ou seja, o vetor de onda (momento linear) é contínuo. A principal consequência disso é que as respectivas autofunções de onda não pertencem ao espaço de Hilbert. Para superar essa enorme dificuldade, foi necessário fazer duas aproximações [45] no método de CDCC.

A primeira aproximação consiste em tomar um valor limite para $\vec{\ell}$ e para \vec{k} , conforme é dado nas Exprs. (2.27) e (2.28). Esse procedimento é conhecido como *truncamento*. Além disso, deve-se escolher um R bem característico cujo valor é dado na Expr. (2.29) de modo a delimitar a região onde acontece o break-up. Todavia, esse *truncamento* só é válido quando as ondas que entram na região de “break-up”, vindo de $R > R_{\text{máximo}}$, são desprezíveis.

$$\ell \leq \ell_{\text{máximo}} \quad (2.27)$$

$$k \leq k_{\text{máximo}} \quad (2.28)$$

$$R = R_{\text{máximo}} \quad (2.29)$$

Essa primeira aproximação é conhecida como “Model Space Approximation”, ou seja, Aproximação de Espaço Modelado. O truncamento do espaço modelado constitui-se na hipótese mais básica envolvendo cálculos de CDCC. Esse truncamento é justificado quando, aumentando-se o espaço modelado, o cálculo de CDCC converge para o mesmo valor. Dito de outra maneira, aumentando-se o lado direito das Exprs. (2.27), (2.28) e (2.29) verifica-se a convergência dos cálculos de CDCC. Por questões de simplicidade, foi omitido o subscrito *relativo* das Exprs. (2.27) e (2.28), mas ainda o são.

A segunda aproximação é baseada na discretização do momento linear k , pois, no momento da quebra, o sistema é levado a estados que não estão ligados, isto é, os estados estão no contínuo. Logo essas funções de onda que representariam esses estados não decaem rapidamente para zero conforme $r \rightarrow \infty$. Por essa razão, as funções de onda não são quadraticamente integráveis, ou seja, não pertencem ao espaço de Hilbert. Com o intuito de superar essa divergência, faz-se uma discretização em k dividindo-o em um número finito de “bins” (caixinhas retangulares) os quais podem ser representados por uma simples função de onda. Dessa forma, elas passam a ser quadraticamente integráveis, pois decaem rapidamente para zero à medida que $r \rightarrow \infty$. Um exemplo desse tipo de discretização do contínuo pode ser visto na Fig. (2.4).

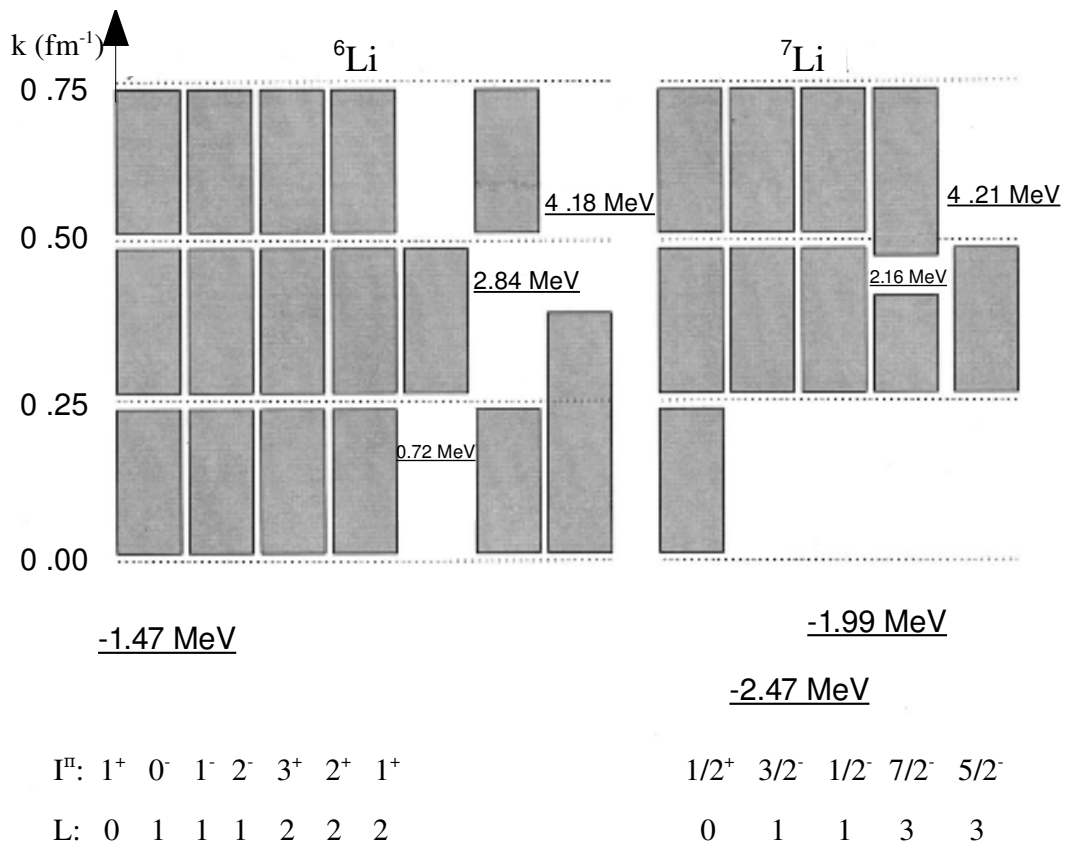


Figura 2.4: Tipo de discretização (espaço modelado) usado para os sistemas com ${}^6\text{Li}$ e ${}^7\text{Li}$. As energias de excitação dos respectivos bins são dadas com relação às energias de “break-up” dos respectivos sistemas, 1.47 MeV e 2.47 MeV para ${}^6\text{Li}$ e para o ${}^7\text{Li}$, respectivamente [46].

No caso da discretização, alguns métodos [43] têm sido utilizados. Até o presente momento, são eles:

- o chamado método dos momentos os quais compreendem o método “Av” (“Average”, média) e o método “Mid” (“Midpoint”, meio ponto). Neste, a função de onda é tomada somente no meio do “bin”, ao passo

que naquele a função de onda é uma média ao longo de todo o “bin”;

- o método “PS” (“Pseudostate”) o qual baseia-se na diagonalização dos estados internos dos projéteis em bases do tipo ℓ^2 . Tais bases descrevem o movimento relativo dos dois fragmentos;
- o novo método PS o qual baseia-se em obter elementos de matriz de “break-up”

S como uma função contínua do momento linear k em todo o contínuo de energia.

O método implementado no FRESCO [15] e que, conseqüentemente, fora utilizado nos cálculos foi o método “Av”. Para esse método a função de onda no i -ésimo “bin” é dada na Expr. (2.30)

$$\Phi_{\ell s j}(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{2}{\pi N}} \int_{k_{i-1}}^{k_i} \phi_{\ell s j, k}(\mathbf{r}) \omega_{\ell}(k) dk, \quad (2.30)$$

onde a normalização é dada conforme a Expr. (2.31)

$$N = \int_{k_{i-1}}^{k_i} |\omega_{\ell}(k)|^r dk \quad (2.31)$$

com

$$\omega_{\ell}(k) = \begin{cases} e^{-i\delta_k} \text{sen}(\delta_k) \\ e^{-i\delta_k} \end{cases} \quad (2.32)$$

As funções de onda dadas na Expr. (2.30) são ortogonais a qualquer estado ligado e também ortogonais aos outros bins, desde que as respectivas

funções de ondas dos bins não se sobreponham. Além disso,

$$\langle \Phi_{\ell sj}(\mathbf{r}) | \Phi_{\ell sj}(\mathbf{r}) \rangle = 1 \quad (2.33)$$

Esses bins são normalizáveis para um $R_{\text{máximo}}$ suficientemente grande de modo que r possa ser variado.

A função peso $\omega_{\ell}(\mathbf{k})$ dada na Eq. (2.32) leva em conta dois aspectos físicos. A primeira delas refere-se ao fato de que a energia de excitação no contínuo tem estados ressonantes. A segunda função peso não leva em conta estados ressonantes. Concomitantemente, ambas as opções fazem com que a função de onda $\Phi_{\ell sj}(\mathbf{r})$ seja real para potenciais reais.

2.4 Formalismo Teórico para o Cálculo de distribuição de barreira

Com o objetivo de se entender o “enhancement” da fusão em energias subcoulombianas, diferentes modelos tem sido utilizados para tal fim. Um deles é o chamado modelo macroscópico. Esse modelo baseia-se na hipótese de uma formação de um “pescoço” entre os núcleos participantes da reação. Esse “pescoço”, tido também como um grau de liberdade, pode afetar a dinâmica de fusão e, conseqüentemente, explicar o seu “enhancement” em tais regimes de energias. De forma distinta, encontra-se o modelo microscópico. Esse modelo baseado no cálculo de canais acoplados usa o fato de que o canal elástico pode acoplar-se aos canais inelásticos e/ou de transferências e, então, explicar também tal “enhancement”.

Um outro enfoque para tal estudo tem ganhado muita notoriedade ao

longo dos anos, pois constitui-se numa ferramenta complementar ao cálculo de canais acoplados para explicar os possíveis canais de reação, essa técnica é conhecida como **Método de Distribuição de Barreira**. A idéia de distribuição de barreira, introduzida por Motelson *et al.* [34] por volta do ano de 1988, tinha como objetivo original tentar explicar de maneira satisfatória a fusão de íons pesados.

Num quadro puramente clássico no qual os núcleos participantes de uma reação nuclear podem fundir-se um com o outro ou serem simplesmente espalhados elasticamente, existe uma relação entre a seção de choque de fusão e a seção de choque de espalhamento elástico. Essa relação vem do fato de que, pela conservação do fluxo, todas as partículas que chegam na barreira não a transpondo, ou seja, não indo para o canal de fusão, são refletidas pela mesma. As duas situações estão relacionadas, respectivamente, com os coeficientes de transmissão e de reflexão. A fusão e o espalhamento elástico são, então, processos *complementares*.

Portanto, a razão entre a seção de choque elástica e a seção de choque de Rutheford no ângulo de 180° é, por definição, o coeficiente de reflexão

$$\frac{d\sigma^{\text{el}}(E)}{d\sigma^{\text{Ruth}}(E)} \stackrel{\ell=0}{\Rightarrow} R_0(E) \quad (2.34)$$

O respectivo coeficiente de transmissão, $T_0(E)$, pode ser expresso [35] em termos da seção de choque de fusão

$$T_0(E) = \frac{1}{\pi R^2} \frac{d[E\sigma^{\text{fus}}(E)]}{dE}, \quad (2.35)$$

onde R é o raio do núcleo composto.

Derivando-se, então, o coeficiente de transmissão dado na Expr. (2.35) com relação a energia, obtém-se a distribuição de barreira de fusão a qual é dada na Expr. (2.36).

$$D^{\text{fus}}(E) = \frac{dT_0(E)}{dE} = \frac{1}{\pi R^2} \frac{d^2[E\sigma^{\text{fus}}(E)]}{dE^2} \quad (2.36)$$

A distribuição de barreira de fusão ainda pode ser calculada de maneira independente devido à relação de complementaridade descrita anteriormente a qual é dada na Expr. (2.37).

$$T_0(E) + R_0(E) = 1 \quad (2.37)$$

Sendo assim, o coeficiente de transmissão pode ser dado em função do coeficiente de reflexão. Derivando esta quantidade em relação a energia, e usando a relação dada em (2.34), temos a distribuição de barreira de fusão

$$D^{\text{fus}}(E) = \frac{dT_0(E)}{dE} = \frac{d}{dE} [1 - R_0(E)] = -\frac{dR_0(E)}{dE} = -\frac{d}{dE} \left(\frac{d\sigma^{\text{el}}(E)}{d\sigma^{\text{Ruth}}(E)} \right) \quad (2.38)$$

A Expr. (2.38) refere-se à situação onde somente uma barreira está presente. No caso de reações envolvendo múltiplas barreiras, a situação é um pouco mais complicada e estender a derivada acima às outras barreiras parece não ser tão óbvio. Essas barreiras podem ser descritas dentro do contexto de canais acoplados onde se considera acoplamentos até um número finito de estados.

Somente em certos limites é que é possível obter analiticamente distribuição de barreira a partir do cálculo de todas as equações de canais acoplados em mecânica quântica. Tais limites são conhecidos como: aproximações adiabática e isocentrífuga. A aproximação adiabática consiste em desconsiderar as energias de excitações dos estados. Dito de maneira alternativa, (i) quando o alvo é bem deformado, conseqüentemente, sua energia de excitação é bem próxima de uma banda rotacional ideal e (ii) a energia incidente do projétil é muito maior do que as energias de excitações dos estados da banda rotacional citada anteriormente. Essa aproximação é relativamente boa para núcleos pesados e deformados. Para acoplamentos envolvendo modos vibracionais (multipolaridade λ), a aproximação adiabática não é exata. A aproximação isocentrífuga (conhecida também como aproximação de não-Corioli) a qual é dada abaixo

$$\frac{\ell(\ell+1)\hbar^2}{2\mu r^2} \rightarrow \frac{J(J+1)\hbar^2}{2\mu r^2},$$

consiste em assumir que o potencial centrífugo é o mesmo para todos os canais e igual àquele do canal elástico. Como consequência, a multipolaridade λ fica independente das excitações. Feitas essas aproximações e introduzindo-se pesos W_α , a distribuição de barreiras de fusão pode ser dada como

$$D^{\text{fus}}(E) = \frac{1}{\pi R^2} \frac{d^2[E \sigma^{\text{fus}}(E)]}{dE^2} \Rightarrow \sum_{\alpha} W_{\alpha} \frac{d^2[E \sigma_{\alpha}^{\text{fus}}(E)]}{dE^2} = \sum_{\alpha} W_{\alpha} D_{\alpha}^{\text{fus}}(E),$$

(2.39)

onde:

$$\sum_{\alpha} W_{\alpha} = 1$$

Dentro desse contexto de distribuição de barreira, posteriormente, foi proposto um novo método, chamado, então, **Distribuição de Barreira Quase-elástica** [38]. A seção de choque do espalhamento quase-elástico pode ser definida como a soma das contribuições do canal elástico, inelásticos, transferências e, quando um ou os dois núcleos são fracamente ligados, inclui-se mais um canal: o break-up. Sendo assim, temos

$$\frac{d\sigma^{\text{qel}}}{d\sigma^{\text{Ruth}}} = \frac{d\sigma^{\text{el}}}{d\sigma^{\text{Ruth}}} + \sum_{\alpha} \frac{d\sigma_{\alpha}^{\text{inel}}}{d\sigma^{\text{Ruth}}} + \sum_{\beta} \frac{d\sigma_{\beta}^{\text{Transf}}}{d\sigma^{\text{Ruth}}} + \frac{d\sigma^{\text{breakup}}}{d\sigma^{\text{Ruth}}} = \sum_{\alpha} W_{\alpha} \frac{d\sigma_{\alpha}^{\text{el}}}{d\sigma^{\text{Ruth}}} \quad (2.40)$$

Portanto, analogamente à Eq. (2.36), a distribuição de barreira quase-elástica pode ser calculada como

$$D^{\text{qel}}(E) = \frac{dR_0(E)}{dE} = -\frac{d}{dE} \left(\frac{d\sigma^{\text{qel}}(E)}{d\sigma^{\text{Ruth}}(E)} \right) = \sum_{\alpha} W_{\alpha} D_{\alpha}^{\text{el}}(E) \quad (2.41)$$

Novamente, pela relação de complementaridade, a distribuição de barreiras de fusão pode ser extraída da distribuição de barreira quase-elástica dada na Expr. (2.41). Então,

$$D^{\text{fus}}(E) = \frac{dT_0(E)}{dE} = \frac{d}{dE} [1 - R_0(E)] = -\frac{dR_0(E)}{dE} = -\frac{d}{dE} \left(\frac{d\sigma^{\text{qel}}(E)}{d\sigma^{\text{Ruth}}(E)} \right) \quad (2.42)$$

Na Fig. (2.5) podemos ver a relação entre o coeficiente de transmissão e a sua respectiva derivada primeira, D^{fus} , ambos como função da energia.

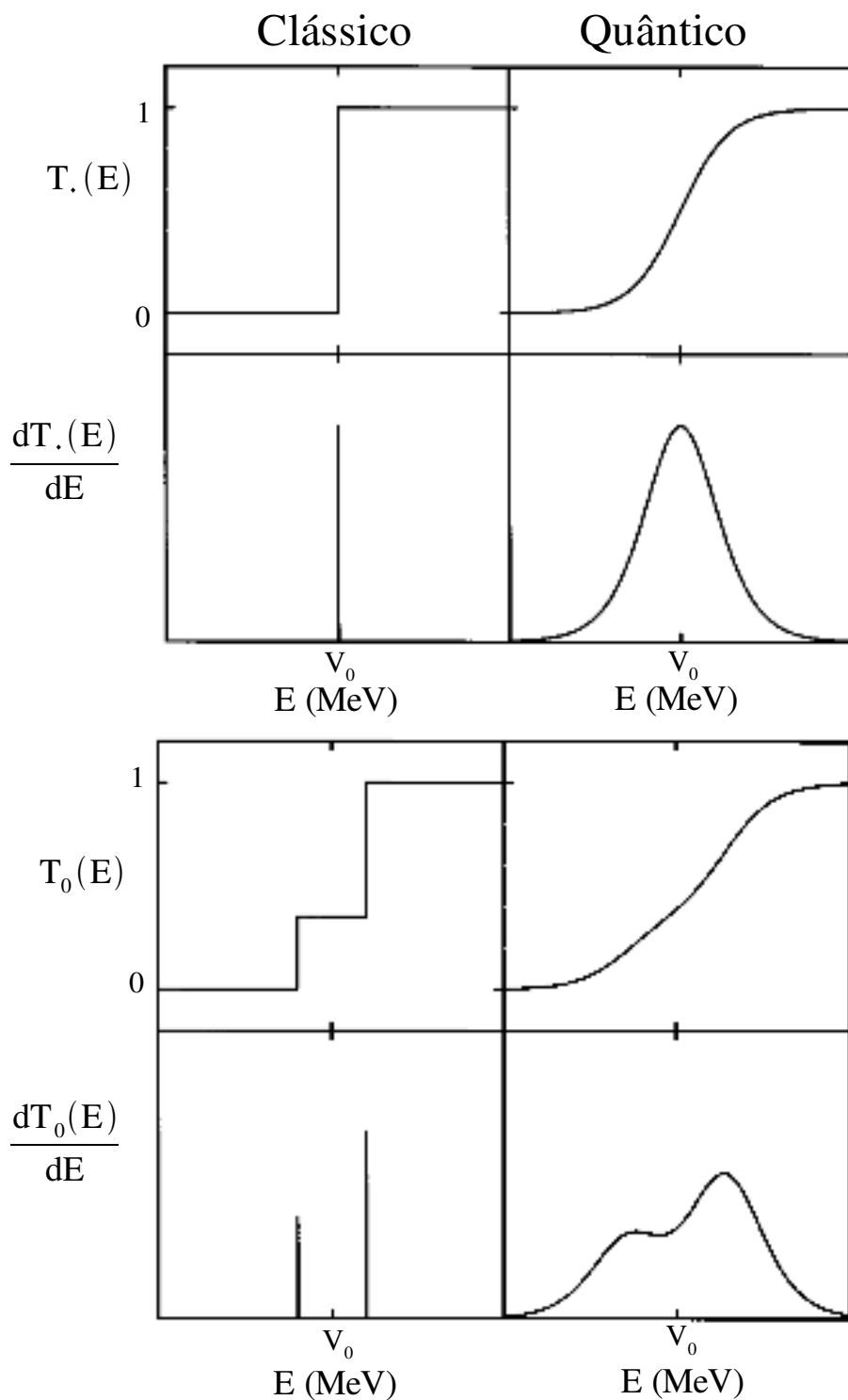


Figura 2.5: Probabilidades de transmissão clássica e quântica sem canais (gráfico superior) e com dois canais (gráfico inferior). V_0 é a altura da barreira do potencial unidimensional acoplado a esses canais. [37].

A partir da Fig. (2.5), vemos que para o caso clássico $T_0(E)$ é zero abaixo da barreira Coulombiana e um acima dela. Conseqüentemente, $D^{\text{fus}}(E)$ é do tipo delta de Dirac. Por outro lado, no caso quântico, a situação é bem diferente, $T_0(E)$ varia suavemente desde zero em energias muito abaixo da barreira Coulombiana até um para energias muito acima da mesma. Como consequência, isso acarreta um alargamento em $D^{\text{fus}}(E)$. Além disso, se há canais presentes na reação, o alargamento de $D^{\text{fus}}(E)$ é ainda maior e isso, de fato, pode ser usado para representar a *distribuição de barreira* a qual levam em conta o acoplamento a esses outros canais.

Em suma, devido à relação de complementaridade dada na Eq. (2.37), a distribuição de barreira quase-elástica e a distribuição de barreira de fusão são análogas. De fato, tem sido provado para diferentes sistemas que os dois tipos de representação são equivalentes [38,57-59].

2.5 A Questão do Potencial Nuclear

Apesar de todo o formalismo matemático e das considerações físicas descritas em sessões anteriores, precisamos tentar responder à difícil pergunta: como descrever a interação entre os nucleons dentro do núcleo? Infelizmente, até ao presente momento, nosso conhecimento a respeito dessa interação é ainda bastante limitado. Com efeito, diferentemente da eletrodinâmica clássica onde já existe um conjunto de equações fechadas, as chamadas equações de Maxwell, não existe ainda para a interação entre os nucleons um conjunto de equações fechadas. Dessa maneira, como ponto de partida para começar a entender tal interação, uma abordagem bem simplificada do problema seria supor que a interação entre os constituintes dos núcleos pudesse ser descrita, pelo menos em

primeira aproximação, como uma superposição de interações entre todos os pares de nucleons. Em muitas situações essa hipótese funciona bem, todavia, em muitas outras, ela falha por completo. Neste ponto é necessário fazer correções e considerar, por exemplo, a *interação nuclear* como um todo.

A interação internuclear ou, simplesmente, *potencial nuclear*, pode ser considerado como uma forma macroscópica de representar as interações individuais entre os nucleons constituintes de dois núcleos em processo de colisão. Esse potencial nuclear deveria ser capaz de descrever a fusão na região em torno da posição da barreira, ao passo que nessa região o espalhamento elástico seria fracamente descrito, pois tal espalhamento ocorre a distâncias maiores. Em virtude da estreita relação entre o potencial nuclear com a distribuição de matéria dentro do núcleo, muitas expressões matemáticas simples têm sido propostas na literatura com o intuito de descrever tal potencial. Dentre os inúmeros potenciais, podemos citar:

- o poço retangular finito

$$V = \begin{cases} -V_0 & \text{para } r \leq R \\ 0 & \text{para } r \geq R \end{cases}$$

- o potencial exponencial

$$V(r) = -V_0 e^{-r/R}$$

- o potencial de Yukawa

$$V(r) = \frac{-V_0 e^{-r/R}}{r/R}$$

- o potencial de Woods-Saxon

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

- o potencial com um caroço impenetrável e repulsivo

$$V(\mathbf{r}) = \begin{cases} -V_0 e^{-r/R} & \text{para } r > R' \\ \infty & \text{para } r < R' < R \end{cases}$$

onde: R é o raio da barreira de potencial e R' é o raio do caroço repulsivo.

Dentre os potenciais citados acima, o potencial exponencial tem sido muito utilizado, pois descreve a “cauda” da interação nucleon-nucleon. No entanto, sua aplicabilidade é limitada a distâncias pequenas. Já o potencial de Woods-Saxon é o que tem sido mais amplamente utilizado porque a sua parametrização é justificada empiricamente pela interação de um único nucleon com o núcleo pesado. Essa parametrização, no entanto, poderia levar a ambiguidades porque possui três parâmetros livres.

Muito embora esses potenciais sejam bastante usados, existia a necessidade de se usar um potencial que considerasse, de fato, a interação nucleon-nucleon. Tendo em vista essa necessidade, foi desenvolvido o potencial *Double-Folding* (DF) [36]. Esse potencial é baseado numa convolução entre as densidades dos núcleos envolvidos na colisão levando-se em conta a interação efetiva nucleon-nucleon. Mais recentemente, uma nova descrição do potencial nuclear tem sido desenvolvida e aplicada a centenas de sistemas com excelentes resultados. Esse potencial chama-se *potencial de São Paulo*.

2.6 O Potencial de São Paulo

O potencial de São Paulo é um potencial “double-folding” que consiste na descrição do potencial nuclear baseado na não-localidade de Pauli. Essa não-

localidade baseia-se em efeitos quânticos relacionados com a troca de nucleons entre o alvo e o projétil. Além disso, o potencial de São Paulo não possui parâmetros livres e mostra-se muito eficiente em descrever conjuntamente os dados de espalhamento elástico, inelástico, transferência e fusão desde energias abaixo da barreira até centenas de MeV acima da mesma. Dentro da sistemática do potencial de São Paulo, levando-se em conta a não-localidade, o potencial “bare” equivalente local, V_{LE} , é dado por

$$V_{LE}(\mathbf{R}, E) \stackrel{\ell=0}{\approx} V_F(\mathbf{R}) e^{-4v^2/c^2}, \quad (2.43)$$

onde V_F é o potencial de convolução, c é a velocidade da luz e v é a velocidade relativa entre os núcleos a qual é dada abaixo

$$v^2(\mathbf{R}, E) = \frac{2}{\mu} [E - V_C(\mathbf{R}) - V_{LE}(\mathbf{R}, E)] \quad (2.44)$$

O potencial de convolução, V_F , pode ser expresso de duas maneiras diferentes: (a) levando-se em conta a distribuição de nucleons com a respectiva descrição para a interação nucleon-nucleon, ou, (b) levar em conta a distribuição de matéria dos núcleos. Ambas as opções são equivalentes para descrever o potencial nuclear entre íons. Sendo assim, considerando a opção (b), temos

$$V_F(\mathbf{R}) = \int \rho_1(\mathbf{r}_1) \rho_2(\mathbf{r}_2) V_0 \delta(\vec{\mathbf{R}} - \vec{\mathbf{r}}_1 + \vec{\mathbf{r}}_2) d\vec{\mathbf{r}}_1 d\vec{\mathbf{r}}_2, \quad (2.45)$$

com $V_0 = -456 \text{ MeV fm}^3$. Na expressão acima, foi considerada a aproximação de ordem zero (“zero-range approximation”) para a interação nucleon-nucleon.

As densidades de matéria e de nucleons fornecem raios bastante similares cujos comportamentos podem ser bem descritos por

$$R_0 = 1.31A^{\frac{1}{3}} - 0.84 \text{ fm} \quad (2.46)$$

No presente trabalho usamos somente a parte real do potencial de São Paulo. Para a parte imaginária usamos um Woods-Saxon bem interno à barreira. Há duas razões para tal escolha: *(i)* evitar a dupla contagem uma vez que estamos fazendo explicitamente cálculos de canais acoplados (se o potencial imaginário chegasse a região da barreira, teria-se absorção de fluxo do canal elástico devido a canais já levados em conta explicitamente no sistema de canais acoplados) e *(ii)* garantir a absorção de fluxo para a fusão uma vez que o mesmo já tenha ultrapassado a barreira.

Capítulo 3

Arranjos e Procedimentos Experimentais

3.1 Introdução

Os dados experimentais de que trata este trabalho foram obtidos por um acelerador do tipo Tandem, o qual pode ser visto esquematicamente na Fig. (3.1), localizado no laboratório TANDAR, em Buenos Aires. O acelerador possui dois estágios de aceleração. No primeiro estágio, o feixe de íons negativos é extraído de uma fonte do tipo SNICS, abreviação para “Source of Negative Ions by Cesium Sputtering”. Um eletroimã, então, faz a primeira focalização desse feixe ao mesmo tempo em que faz uma seleção das respectivas massa dos íons antes de o feixe alcançar o tubo acelerador. Em seguida, o feixe é acelerado até ao terminal de carga do tubo acelerador. Num segundo estágio, o feixe atravessa uma certa espessura de gás ou uma fina folha de carbono, chamada “stripper”. Esse procedimento tem como objetivo mudar a polaridade do feixe de negativo para positivo. Dessa maneira, o feixe é novamente acelerado pela mesma tensão do terminal e conduzido a saída do tubo acelerador. A partir daqui, há um conjunto de eletroimãs dentro da canalização que deflete e foca o feixe em direção a uma das câmaras de espalhamento. A tensão nominal máxima do terminal é de, aproximadamente, 20 MV.

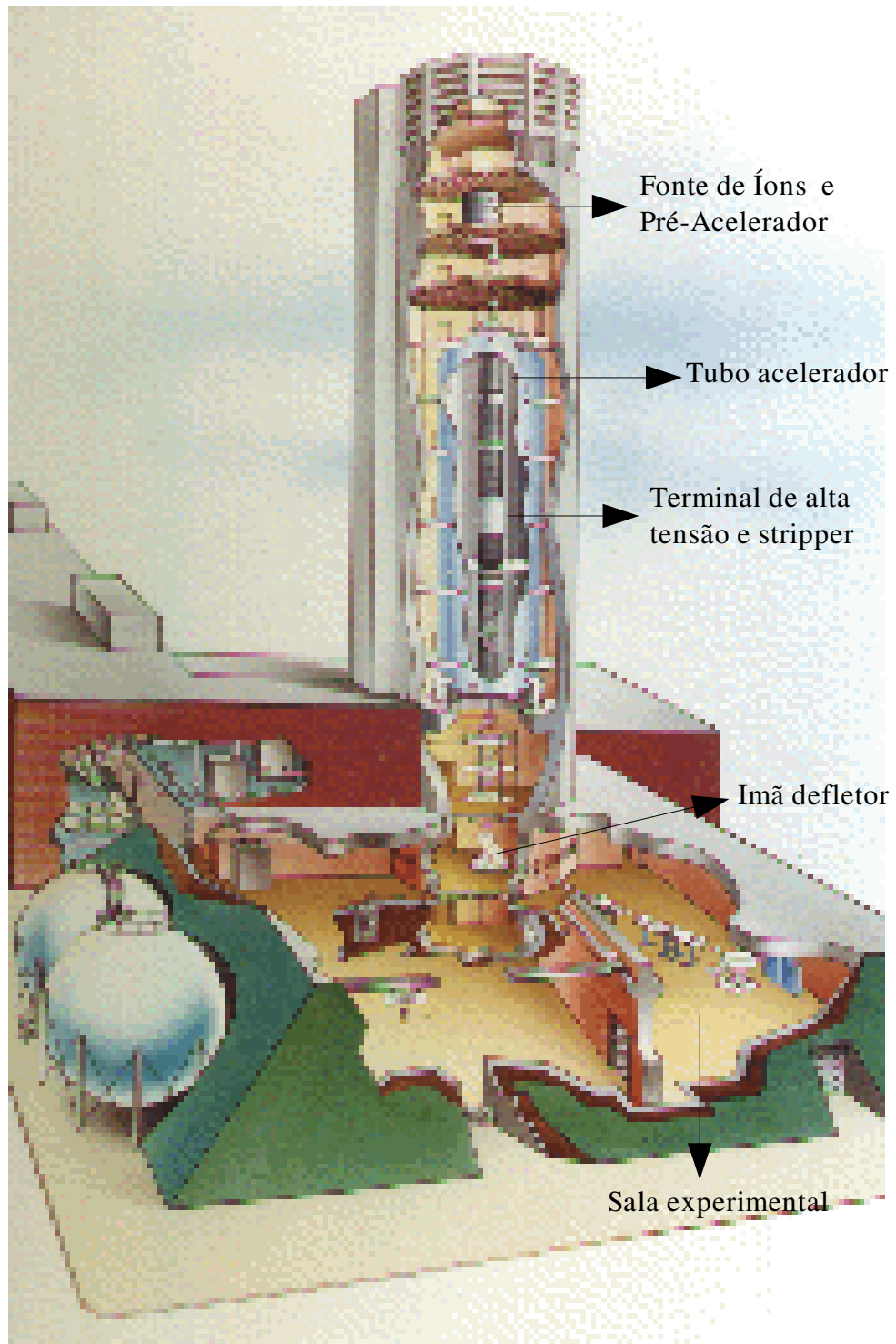


Figura 3.1: Vista do acelerador.

No primeiro experimento, foi usado como projétil o ${}^7\text{Li}$, acelerado em direção a um alvo de ${}^{144}\text{Sm}$ com espessura de $\rho=220\mu\text{g}/\text{cm}^2$. Na câmara de espalhamento que pode ser vista esquematicamente na Fig. (3.2)

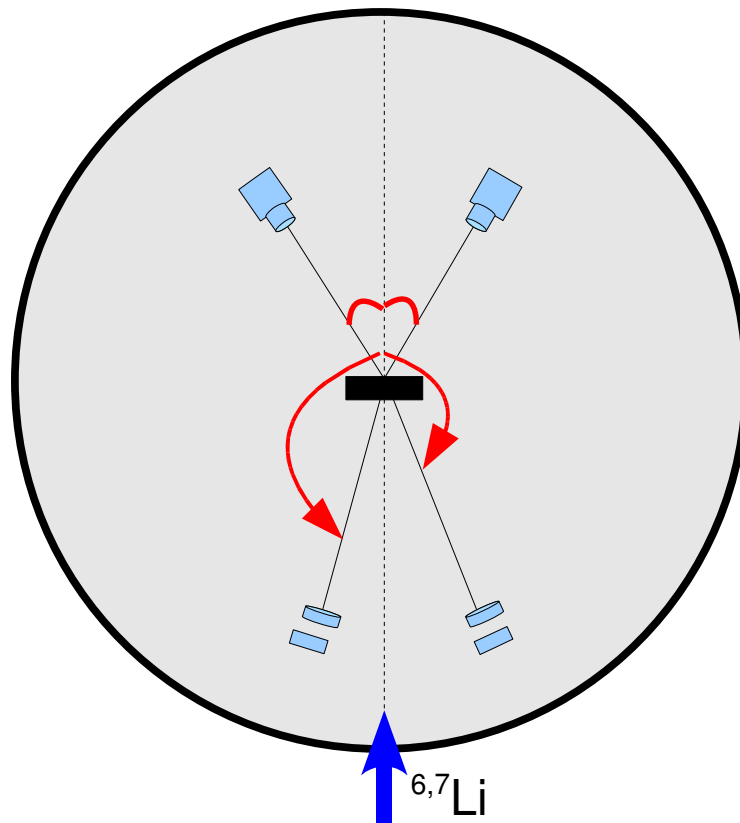


Figura 3.2: Corte transversal da câmara de espalhamento mostrando as respectivas posições dos detectores. Os monitores estão posicionados em ângulos dianteiros e os telescópios estão posicionados em ângulos traseiros .

foi montado o porta-alvos que comporta até quatro alvos simultaneamente de forma a permitir a troca de alvos sem a necessidade de quebrar o vácuo e, conseqüentemente, parar o experimento. Isso representa um grande ganho do ponto de vista de tempo de máquina. Dentro da câmara de espalhamento cuja pressão era, aproximadamente, 10^{-8} torr, foram colocados dois detectores barreira de superfície ambos posicionados a 28.1° e cuja abertura angular era de, aproximadamente, $\phi = 2.5$ mm. Esses detectores, usados como monitores, tinham por objetivo fazer a normalização dos dados. Em adição, para se medir seções de choque quase-elásticas foram usados dois telescópios posicionados em -155° e 165° . Esses telescópios são compostos de dois detectores do tipo barreira de superfície cujo esquema pode ser visto na Fig. (3.3).

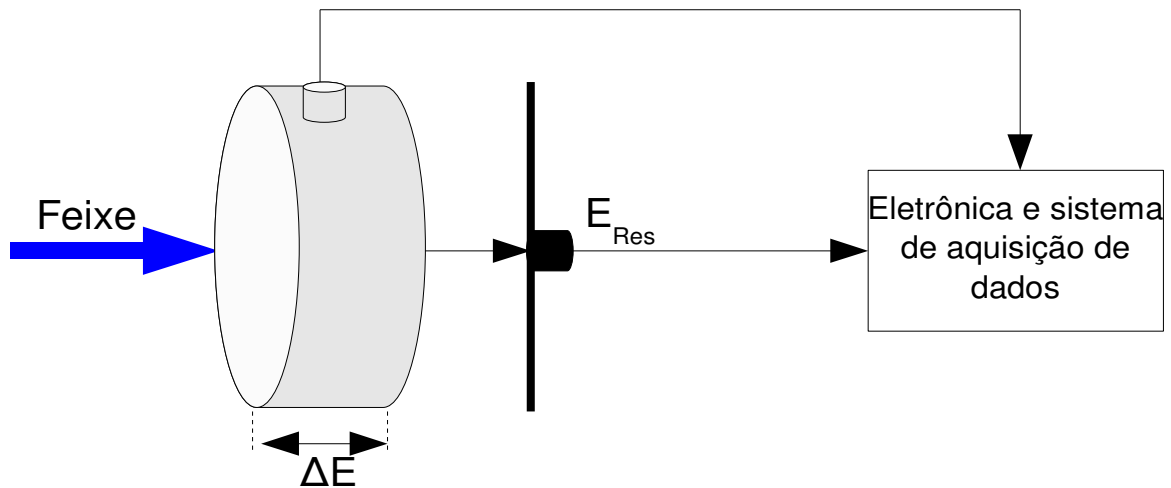


Figura 3.3: Corte transversal de um dos telescópios usado nos experimentos.

O telescópio que foi montado em -155° tinha como características: o primeiro detector tinha uma janela ΔE de espessura $30 \mu\text{m}$ e o segundo detector tinha uma espessura de $150 \mu\text{m}$; O segundo telescópio que foi montado a 165° com a linha do feixe tinha as seguintes características: o primeiro detector tinha uma janela ΔE de espessura $15 \mu\text{m}$ e o segundo detector tinha uma espessura de $150 \mu\text{m}$. Em frente de cada telescópio havia um colimador de largura de fenda de 4 mm .

A energia de bombardeio do feixe foi variada de 12 a 32 MeV's , com os seguintes intervalos de energia: de 12 a 14 MeV's o passo foi de 0.5 MeV , de 14 a 23 MeV's , passo de 1 MeV , de 23 a 25 MeV's , passo de 0.5 MeV e de 25 a 32 MeV's , passo de 1 MeV . O passo de 0.5 MeV tinha dois objetivos: (a) fornecer uma precisão maior tanto para a função de excitação quanto para a distribuição de barreira na região da barreira e (b) estudar a difusividade do potencial nuclear.

No segundo experimento utilizamos o ${}^6\text{Li}$ como projétil e mantivemos o mesmo alvo cuja espessura era também $\rho = 220 \mu\text{g/cm}^2$. O sistema de detecção era composto pelos mesmos dois telescópios e dois monitores descritos acima, mas posicionados, respectivamente, ambos em $\pm 170^\circ$ e em $\pm 30.8^\circ$ em relação a direção do feixe.

A energia de bombardeio foi variada de 14 a 35 MeV's , com os seguintes intervalos de energia: de 14 a 24 MeV's o passo fora de 1 MeV , de 24 a 30 MeV's , passo de 0.5 MeV e de 30 a 35 MeV's , passo de 1 MeV . Novamente, o passo de 0.5 MeV na região da barreira tinha por objetivo assegurar uma precisão maior na função de excitação e também na distribuição de barreiras. A abertura angular dos telescópios era, 1.7° e 1.3° respectivamente. A eletrônica utilizada para a aquisição dos dados está descrita esquematicamente na Fig. (3.4).

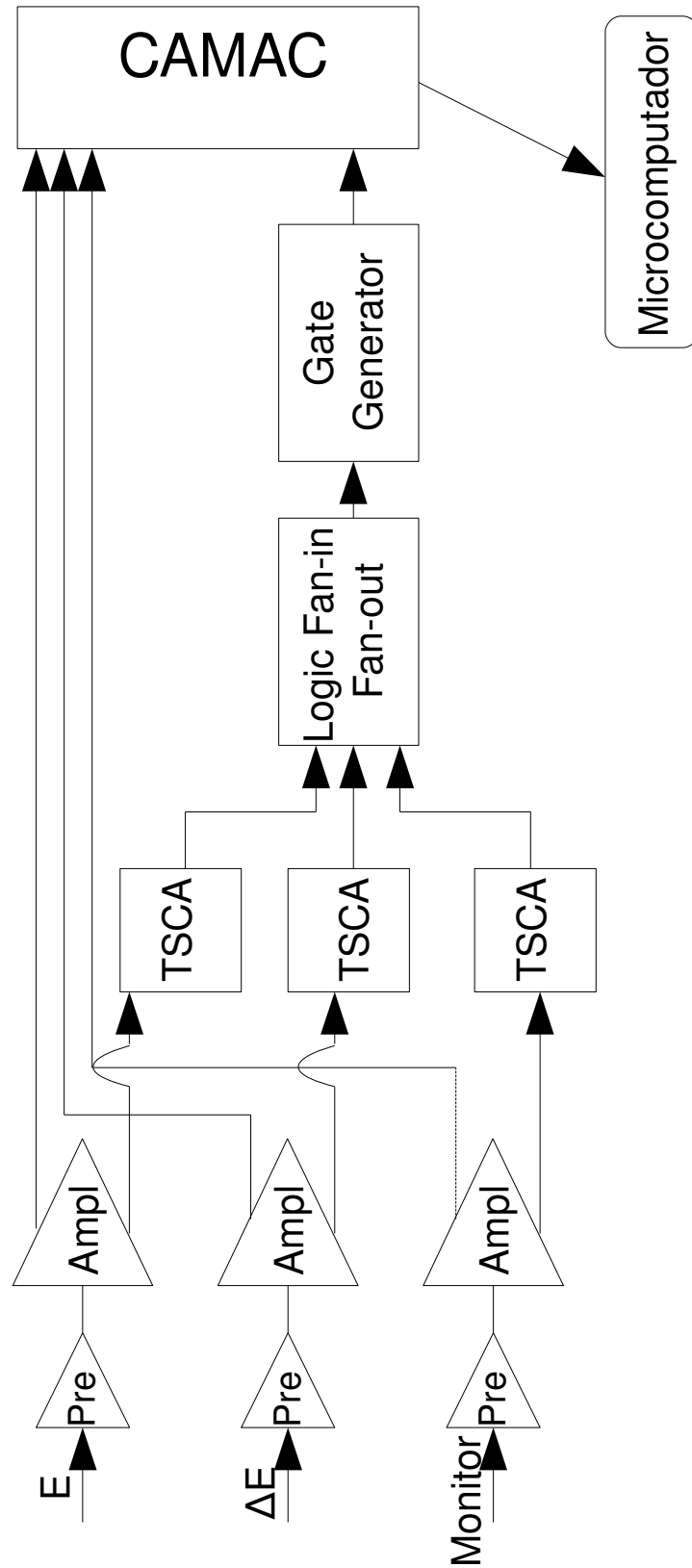


Figura 3.4: Diagrama esquemático da eletrônica utilizada nos experimentos.

Os pré-amplificadores, ORTEC modelo 142, são o primeiro estágio de amplificação dos sinais, conforme pode ser visto na Fig. (3.4) acima. Depois de passar pelos pré-amplificadores, os amplificadores, ORTEC modelo 855, fazem uma segunda amplificação cujas saídas vão, respectivamente, para o CAMAC [21] e TSCA. No CAMAC, os sinais unipolares que chegam dos amplificadores e que são analógicos são convertidos em sinais digitais pelos ADC'S, abreviação para "Analogic to Digital Converter". Ao passo que as saídas bipolares dos amplificadores vão para os TSCA, abreviação para "Timing Single Channel Analyzer". Dos TSCA os sinais vão para um modulo lógico, chamado "Logic Fan In/Fan Out" cuja função é garantir que os sinais pertençam ao mesmo evento. Em seguida, os sinais seguem para o Gate Delay & Generator cujo objetivo é assegurar a coincidência entre os sinais, o que é feito por meio de uma "janela". Essa janela pode ser variada tanto do ponto de vista de atraso ("Delay") quanto pela própria largura da mesma.

Finalmente, no CAMAC, a primeira parte do sinal que é convertido pelos ADC'S é provisoriamente armazenado até que a segunda parte do sinal, que chega do Gate Delay & Generator, seja completamente recebido para formar, assim, o que chamamos de "buffer". Assim que esse sinal ("buffer") é preenchido ele é enviado imediatamente para um microcomputador e, então, contabilizado. No entanto, esses sinais só serão completamente contabilizados se estiverem em coincidência temporal com uma janela de validação ou tempo de espera.

Para se obter as contagens dos monitores foi usado um programa chamado DAMM. Este programa faz parte de um pacote de programas chamado VAXPAK [22]. Ao passo que para se obter o número de contagens dos telescópios fora utilizado um programa chamado CAMDA [23] o qual usava módulos CAMAC para armazenar e analisar os sinais.

3.2 Seções de Choque Quase-elástica Experimentais e Normalização

Nesta etapa calcularemos a seção de choque experimental cuja expressão é dada pela Expr. (3.1) abaixo

$$\frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta}^{\text{Tel}}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta}^{\text{Ruth}}} = \frac{N_{\text{Tel}}}{N_{\text{Mon}}} \frac{\Delta\omega_{\text{Mon}}}{\Delta\omega_{\text{Tel}}} \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta_{\text{Mon}}}^{\text{Mon}}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta}^{\text{Ruth}}}, \quad (3.1)$$

onde:

N_{Tel} é o número de contagens do telescópio;

N_{Mon} é o número de contagens do monitor;

$\Delta\omega$'s são os respectivos ângulos solidos dos detectores;

Da Expr. (3.1), temos que calcular a razão $\frac{\Delta\omega_{\text{Mon}}}{\Delta\omega_{\text{Tel}}}$ a qual é dada na

Expr. (3.2) abaixo

$$\frac{\Delta\omega_{\text{Mon}}}{\Delta\omega_{\text{Tel}}} = \frac{N_{\text{Mon}}}{N_{\text{Tel}}} \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta}^{\text{Tel}}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta_{\text{Mon}}}^{\text{Mon}}} \quad (3.2)$$

A razão dada na Expr. (3.2) acima servirá para normalizar a função de excitação quase-elástica dada na Expr. (3.1). Para esse fim, foi usado um alvo de

ouro nas seguintes energias: 12 MeV, 15 MeV, 18 MeV e 21 MeV para o ${}^7\text{Li}$ e 14 MeV, 17 MeV e 20 MeV para ${}^6\text{Li}$. O segundo termo do lado direito da equação precedente foi calculado teoricamente.

As barras de erro referentes às Exprs. (3.1) e (3.2) são dadas, respectivamente, pelas Exprs. (3.3) e (3.4).

$$\Delta \left(\frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_\theta^{\text{Tel}}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_\theta^{\text{Ruth}}} \right) = \left[\frac{1}{\sqrt{N_{\text{Tel}}}} + \frac{1}{\sqrt{N_{\text{Mon}}}} + \frac{\Delta \left(\frac{\Delta\omega_i}{\Delta\omega_j} \right)}{\frac{\Delta\omega_i}{\Delta\omega_j}} \right] \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_\theta^{\text{Tel}}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_\theta^{\text{Ruth}}}, \quad (3.3)$$

$$\Delta \left(\frac{\Delta\omega_{\text{Mon}}}{\Delta\omega_{\text{Tel}}} \right) = \left(\frac{1}{\sqrt{N_{\text{Mon}}}} + \frac{1}{\sqrt{N_{\text{Tel}}}} \right) \frac{\Delta\omega_{\text{Mon}}}{\Delta\omega_{\text{Tel}}} \quad (3.4)$$

A Expr. (3.1) serve tanto para o ${}^7\text{Li}$ quanto para o ${}^6\text{Li}$. As únicas diferenças são com relação às posições dos detectores nas respectivas reações. Espectros típicos obtidos pelos telescópios nas respectivas reações são dados pelas Figs. (3.5), (3.6) e (3.7).

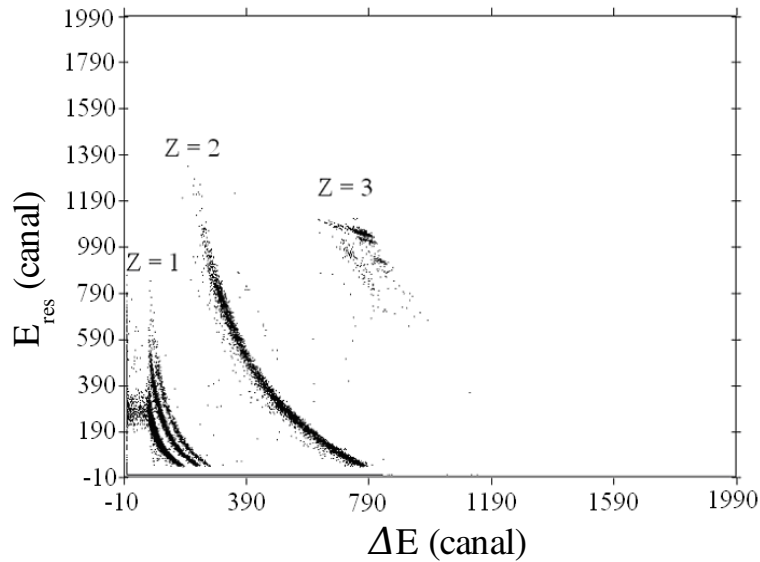


Figura 3.5: Espectro bidimensional $E_{res} \times \Delta E$ obtido na reação ${}^7\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$. Pode-se ver claramente os espectros para $Z = 3$, $Z = 2$ e $Z = 1$. Os dados experimentais foram medidos pelo telescópio posicionado em $\theta = -155^\circ$ para uma energia de bombardeio de $E_{lab} = 27 \text{ MeV}$.

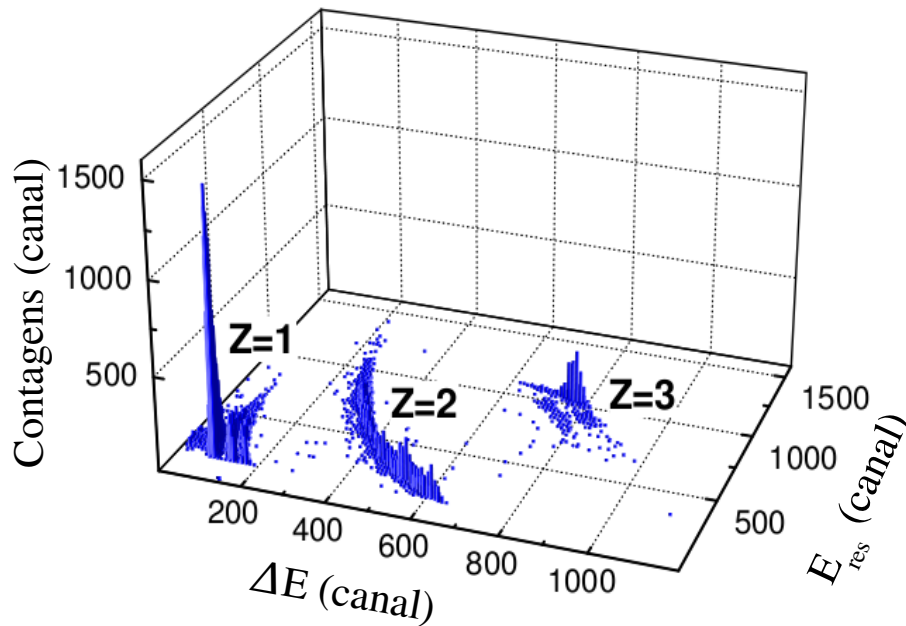


Figura 3.6: Espectro tridimensional $E_{res} \times \Delta E$ obtido na reação ${}^7\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$. Pode-se ver claramente os espectros para $Z = 3$, $Z = 2$ e $Z = 1$. Os dados experimentais foram medidos pelo telescópio posicionado em $\theta = -155^\circ$ para uma energia de bombardeio de $E_{lab} = 27 \text{ MeV}$.

No caso da reação ${}^7\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$, a região do quase-elástico para $Z = 3$ é definida como: elástico, inelástico e transferência. Nas Figs. (3.5) e (3.6), pode-se ver claramente os eventos com $Z = 3$ correspondentes à massa $A = 7$ (espalhamentos elástico e inelástico) separados dos eventos de massa $A = 6$ correspondentes à transferência de um nêutron do ${}^7\text{Li}$ para o alvo. Dessa maneira, a seção de choque quase-elástica fica definida como

$$\sigma^{\text{qel}} = \sigma^{\text{elástico}} + \sigma^{\text{inelástico}} + \sigma^{\text{transferência}} \quad (3.5)$$

O canal inelástico refere-se às excitações tanto do alvo quanto do projétil, ao passo que o canal de transferência refere-se ao “stripping” (transferência de um nêutron na direção projétil-alvo) ou ao “pick-up” (transferência de um nêutron na direção reversa).

Além do espectro para $Z = 3$, podemos ver claramente os espectros para $Z = 2$ e para $Z = 1$. Para $Z = 2$, o espectro corresponde às partículas alfas. Para o espectro $Z = 1$ ainda podemos ver distintamente três outros espectros: um para hidrogênio ($A = 1$), outro para o deutério ($A = 2$) e, finalmente, o último para o trítio ($A = 3$).

Para a reação ${}^6\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$, a região do quase-elástico para $Z = 3$ é definida como: elástico e inelástico. Na Fig. (3.7), pode-se ver claramente os eventos com $Z = 3$ correspondentes à massa $A = 6$ (espalhamentos elástico e inelástico).

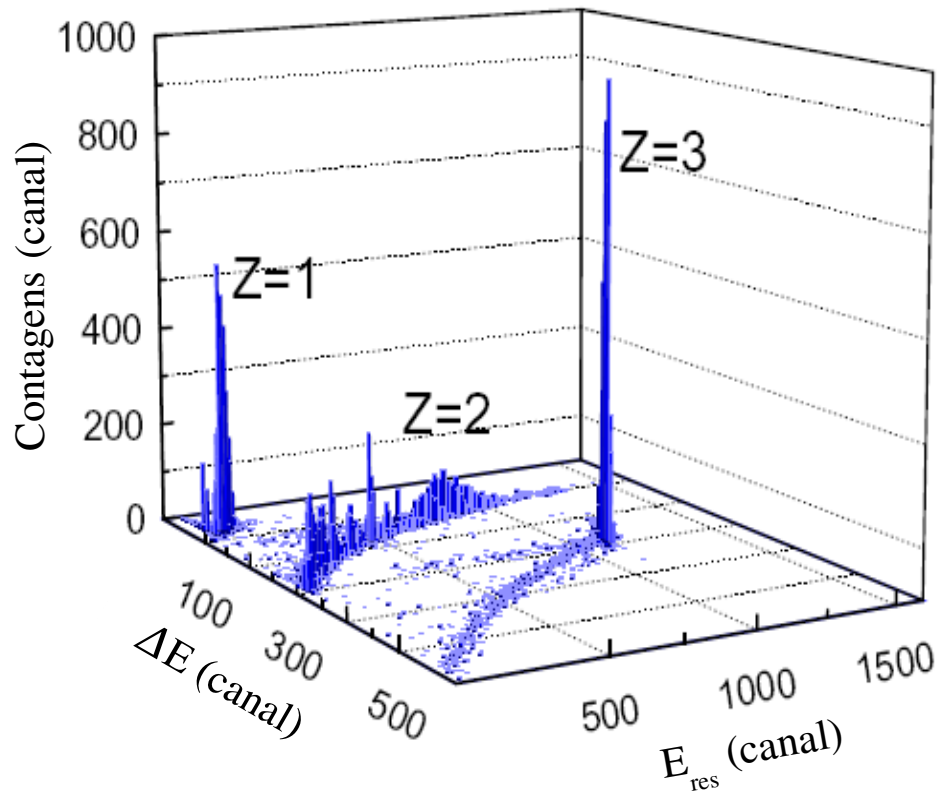


Figura 3.7: Espectro tridimensional $E_{res} \times \Delta E$ obtido na reação ${}^6\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$. Novamente, podemos ver a separação entre os respectivos números atômicos. Os dados experimentais foram medidos pelo telescópio posicionado em $\theta = 170^\circ$ para uma energia de bombardeio de $E_{Lab} = 24.5 \text{ MeV}$.

Dessa forma, a seção de choque quase-elástica fica definida como

$$\sigma^{\text{qel}} = \sigma^{\text{elástico}} + \sigma^{\text{inelástico}}, \quad (3.6)$$

em que o canal inelástico refere-se somente às excitações do alvo.

Além do espectro para $Z = 3$, podemos ver claramente os espectros para $Z = 2$ e para $Z = 1$. Para $Z = 2$, o espectro corresponde às partículas alfas. O espectro $Z = 1$ corresponde, como dito acima, ao hidrogênio ($A = 1$), ao deutério ($A = 2$) e ao trítio ($A = 3$). Entretanto, não é possível ver as suas respectivas separações em massa.

3.3 Distribuição de Barreira Quase-elástica Experimental

A distribuição de barreira quase-elástica experimental é obtida derivando-se numericamente a função de excitação quase-elástica experimental com relação à energia no centro de massa. Como a seção de choque experimental pode ser determinada somente num número finito de energias, a distribuição de barreira é bem comportada. Do ponto de vista de cálculo numérico, a derivada pode ser expressa com dois pontos, três pontos, quatro pontos, etc, procedimento conhecido como *diferença de pontos*. Por um lado, a grande vantagem em se utilizar mais pontos no cálculo da derivada primeira é que a precisão fica bem maior. Todavia, como consequência, pode-se perder informações sobre a estrutura da barreira a qual está relacionada diretamente

com os mecanismos de reação.

Levando-se em conta apenas três pontos no cálculo da derivada primeira da função de excitação quase-elástica experimental, a distribuição de barreira é dada de acordo com a Expr. (3.7)

$$D^{\text{qel}}(E_i) = \frac{\left(\frac{\sigma_{\text{qel}}}{\sigma_{\text{Ruth}}}\right)_{i+1} - \left(\frac{\sigma_{\text{qel}}}{\sigma_{\text{Ruth}}}\right)_{i-1}}{E_{i-1} - E_{i+1}} \quad (3.7)$$

O erro estatístico associado com o cálculo da distribuição de barreira dada pela Expr. (3.7) é dado na Expr. (3.8) abaixo

$$\Delta(D^{\text{qel}}) = \sqrt{\Delta^2 \left(\frac{\sigma_{\text{qel}}}{\sigma_{\text{Ruth}}}\right) (i+1) + \Delta^2 \left(\frac{\sigma_{\text{qel}}}{\sigma_{\text{Ruth}}}\right) (i-1)} \quad (3.8)$$

Com o objetivo de ver quantitativamente as diferenças na distribuição de barreira experimental quando se considera mais pontos no cálculo da derivada primeira, na Fig. (3.8) está mostrada a distribuição de barreira experimental levando-se em conta três e cinco pontos. Segundo as mesmas figuras, as respectivas curvas são similares. A principal diferença está nas barras de erros. Para a derivada calculada com três pontos, as barras de erros são maiores.

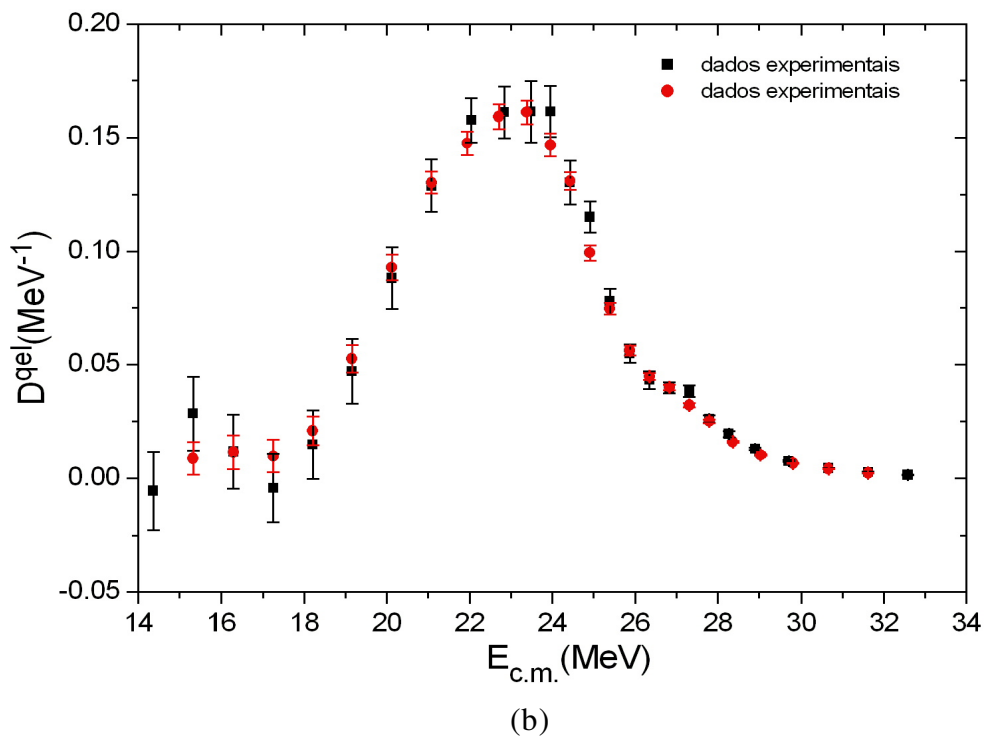
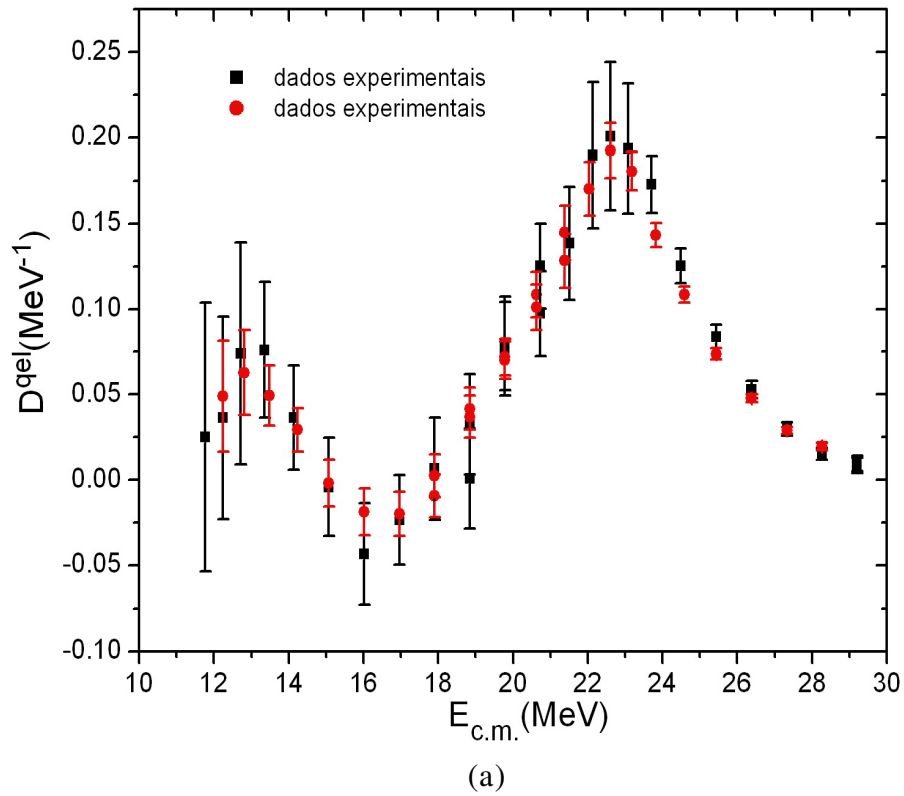


Figura 3.8: Distribuição de barreira quase-elástica experimental. Os quadrados pretos e círculos vermelhos referem-se ao cálculo numérico da derivada considerando-se uma diferença de três e cinco pontos, respectivamente. (a) ${}^7\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$ e (b) ${}^6\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$.

Há ainda um método alternativo, chamado regressão linear, para se calcular a distribuição de barreira. Tal método apresenta um procedimento bastante simples. Ao invés de se tentar traçar diretamente a melhor reta, traçam-se primeiro duas retas auxiliares, uma com inclinação máxima e a outra com inclinação mínima. Em seguida, os coeficientes angulares podem ser determinados vendo onde tais retas interceptam o eixo vertical. De posse, então, das duas inclinações e dos respectivos coeficientes angulares, determina-se a melhor reta que passa pelos pontos. Tal procedimento pode ser visto na Fig (3.9) abaixo

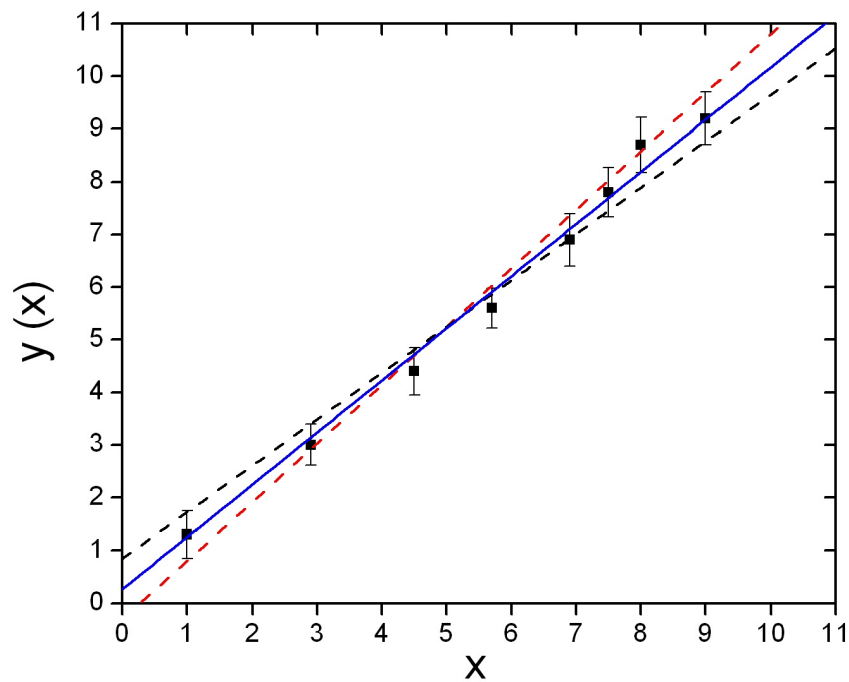


Figura 3.9: *Regressão linear. As linhas tracejadas referem-se às retas com maior inclinação (vermelha) e menor inclinação (preta). A linha sólida azul representa a reta desejada.*

Na Fig. (3.10) podemos ver as diferenças quantitativas entre os respectivos métodos de cálculos de distribuição de barreira.

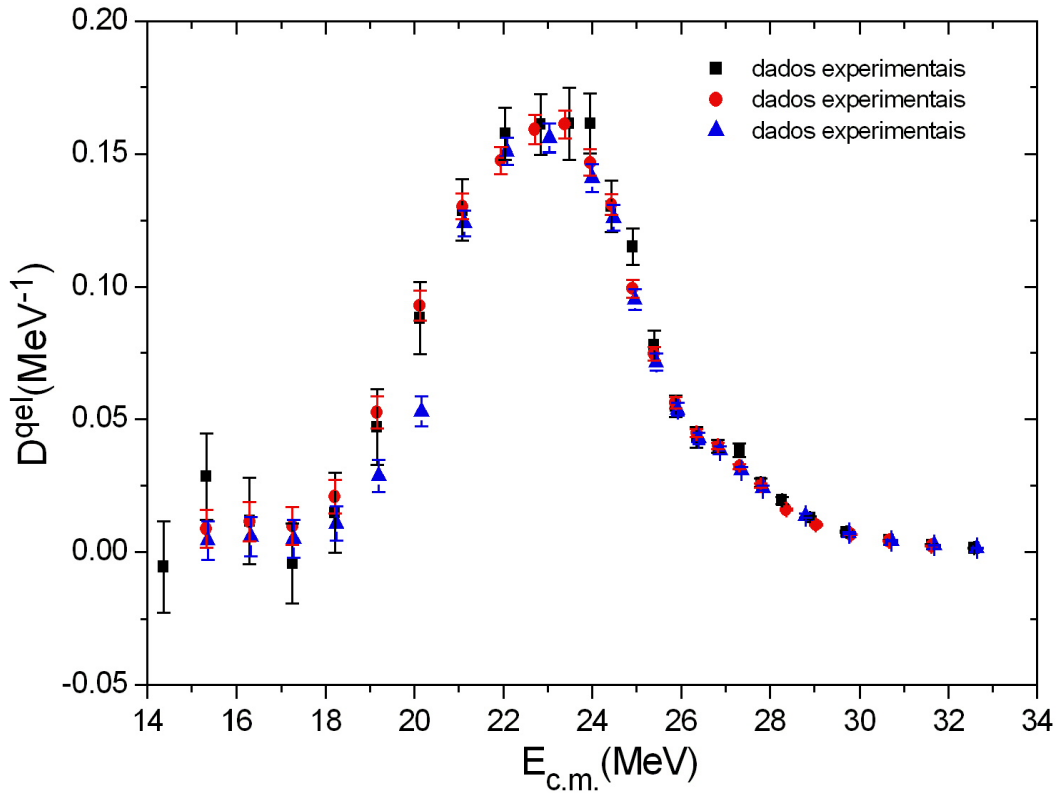


Figura 3.10: Distribuição de barreira quase-elástica experimental. Os quadrados pretos e círculos vermelhos, referem-se, respectivamente, ao cálculo numérico da derivada primeira considerando-se uma diferença de três e cinco pontos. Os triângulos azuis referem-se ao método de regressão linear em intervalos de energia de 2 MeV. Os dados experimentais são da reação ${}^6\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$.

O método de regressão linear somente será usado para a reação ${}^6\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$ e na ausência de break-up. Tal método representa uma alternativa de calcular distribuição de barreira, conforme pode ser visto na Fig. (3.10).

Para que se possa comparar a distribuição de barreira quase-elástica experimental com a teórica é necessário fazer uma redução da energia do centro de massa. Essa correção chama-se energia centrífuga [20] e sua expressão é dada na Expr. (3.10) abaixo

$$E_{\text{Cent}} = E_{\text{c.m.}} \frac{\operatorname{cosec}\left(\frac{\theta_{\text{c.m.}}}{2}\right) - 1}{\operatorname{cosec}\left(\frac{\theta_{\text{c.m.}}}{2}\right) + 1}, \quad (3.10)$$

onde $\theta_{\text{c.m.}}$ é o ângulo no qual estão posicionados os telescópios.

Essa correção se faz necessária porque do ponto de vista experimental é impossível fazer as medidas em $\theta_{\text{c.m.}} = 180^\circ$.

Capítulo 4

Resultados e Análise Teórica dos Dados Experimentais

4.1 Análise da reação ${}^7\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$

Os dados experimentais de que trata este trabalho referem-se ao espalhamento quase-elástico para $Z = 3$. Os eventos correspondendo a $Z = 2$ e $Z = 1$ não foram incluídos na análise subsequente do processo quase-elástico porque não foi possível distinguir claramente os canais de reação correspondentes, tais como: NCBU, transferência e evaporação do CF e ICF (deutério, trítio, alfa, etc.) do núcleo composto. Isso significa, de fato, que os dados não correspondem estritamente à seção de choque quase-elástica total, mas, ao invés disso, um limite inferior dela, pois contribuições associadas com NCBU e ICF não são levadas em consideração. Por essa razão, mediu-se a seção de choque quase-elástica experimental parcial a qual é definida como a soma dos canais elásticos, inelásticos e transferência de um nêutron. A variação de energia, também já descrita em seções anteriores, situou-se um torno da barreira Coulombiana que é de, aproximadamente, 24 MeV.

A função de excitação quase-elástica experimental para o sistema ${}^7\text{Li} +$

^{144}Sm pode ser vista na Fig. (4.1). De acordo com a mesma figura, as funções de excitações quase-elásticas medidas em $\theta = -155^\circ$ e 165° são bastante similares. Por essa razão, optamos em usar somente um ângulo para fazermos as nossas análises. Então, para esta reação, o ângulo escolhido foi o de -155 graus.

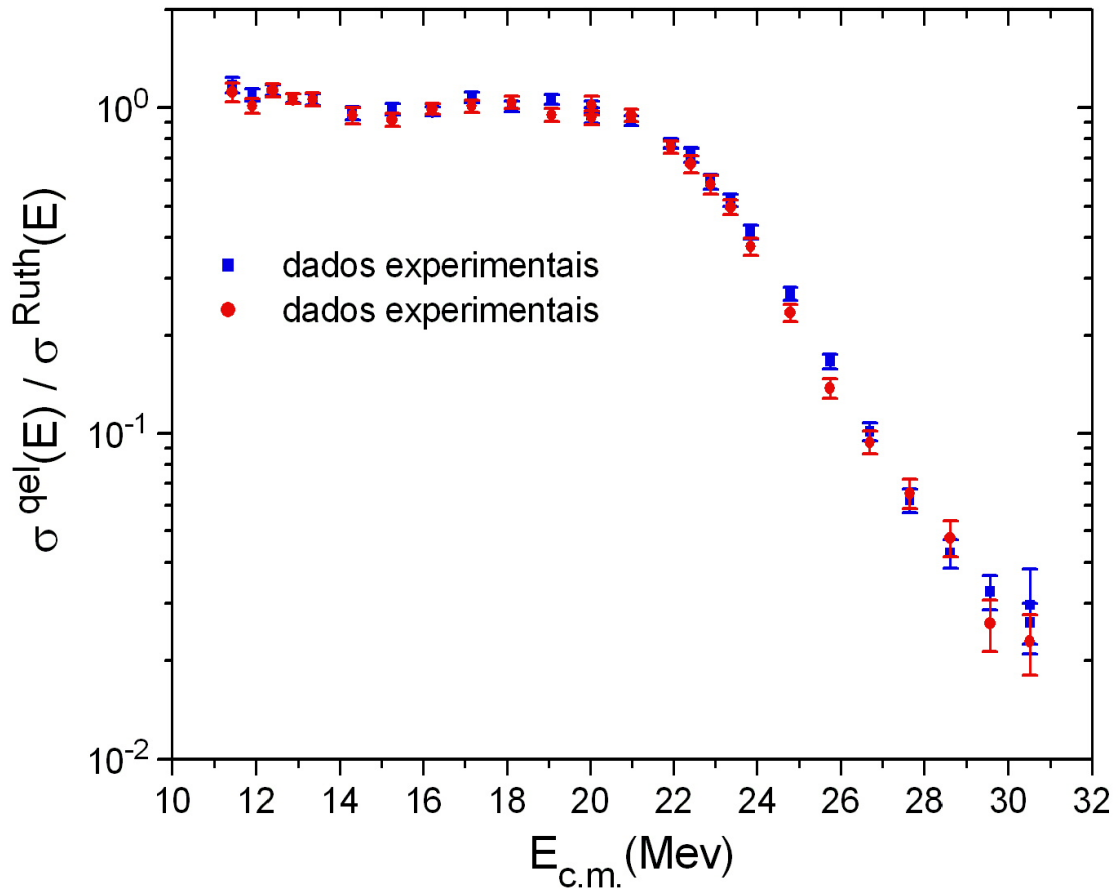


Figura 4.1: Função de excitação quase-elástica experimental para a reação $^7\text{Li} + ^{144}\text{Sm}$. Os quadrados azuis e círculos vermelhos correspondem, respectivamente aos telescópios posicionados em $\theta = -155^\circ$ e 165° .

4.1.a) Cálculos sem levar em conta o break-up

Com o objetivo de se estudar quais os canais presentes na reação, foi feito o cálculo de canais acoplados através do programa chamado FRESCO [15]. Foram consideradas, preliminarmente, somente as oscilações inelásticas tanto do projétil quanto do alvo. Sendo assim, a função de excitação quase-elástica experimental e os cálculos teóricos podem ser vistos na Fig. (4.2).

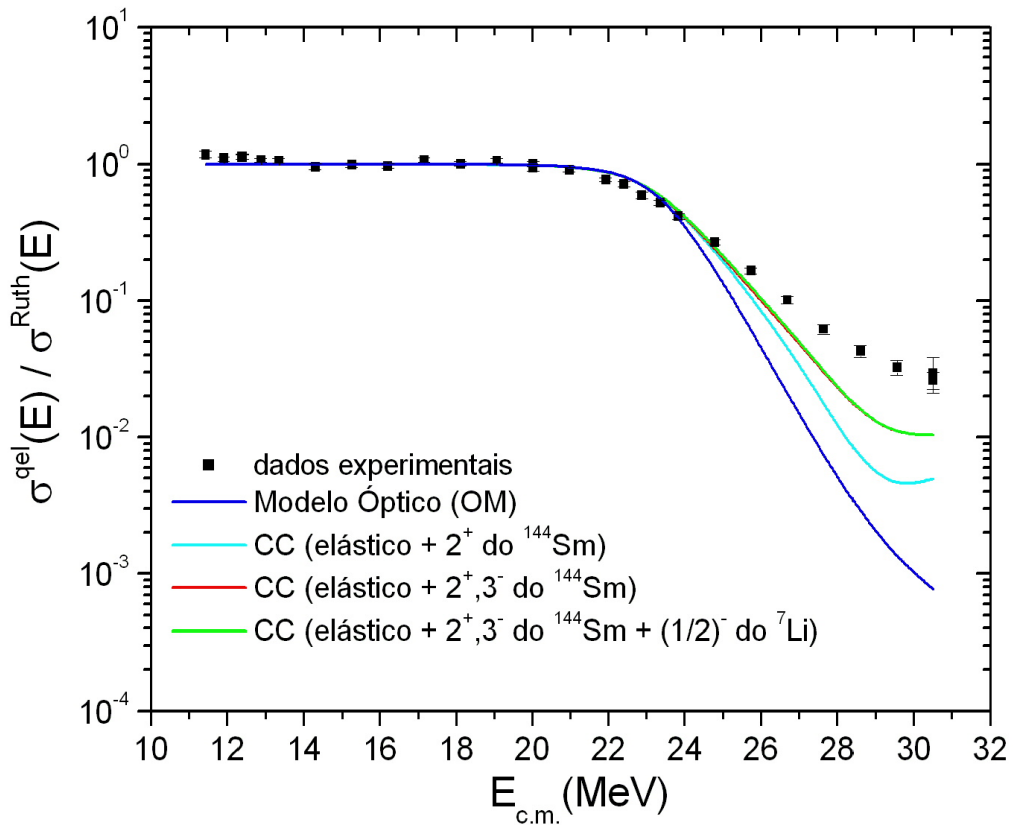


Figura 4.2: Função de excitação quase-elástica experimental comparada com as previsões teóricas que levam em conta somente os canais inelásticos. O ângulo em questão é $\theta = -155^\circ$.

Para o projétil o único canal inelástico considerado foi o seu primeiro estado excitado cuja energia de excitação é de $E^* = 0.478$ MeV. As outras

multipolaridades são desprezíveis nesta reação. Logo, os respectivos elementos de matriz, levando-se em conta esse canal inelástico, foram: $Q_{\lambda=2}^C = 2.0908$ e $Q_{\lambda=2}^N = 1.4397$ para $\beta_2 = 0.71$ [48]. Já para o alvo, os canais inelásticos considerados foram os estados 2^+ [9,10] e 3^- [6,7,8] cujas energias de excitações são, $E^* = 1.66$ MeV e $E^* = 1.81$ MeV, respectivamente. Conseqüentemente, os elementos de matriz são: $Q_{\lambda=2}^C = 39.9332$ e $Q_{\lambda=2}^N = 0.486$ para $\beta_2 = 0.0874$ [49]; $Q_{\lambda=3}^C = 342.7022$ e $Q_{\lambda=3}^N = 0.7501$ para $\beta_3 = 0.135$ [50], assumindo que as deformações Coulombianas e nucleares sejam iguais. Outro ponto a ser ressaltado é que, segundo a referência [50], foram feitas quatro medidas do parâmetro de deformação octupolar. Então, de fato, utilizamos um valor de deformação octupolar média: $\beta_3 \rightarrow \bar{\beta}_3$.

Com relação ao potencial nuclear, para a sua parte real foi utilizado o potencial de São Paulo calculado na energia de 25 MeV. Por outro lado, para a sua parte imaginária usou-se o potencial de Woods-Saxon cujos parâmetros foram: $W_0 = -50$ MeV, $r_0 = 1.06$ fm e $a = 0.2$ fm. O potencial diagonal usado no modelo ótico foi obtido fazendo-se um “double-folding” entre o ${}^7\text{Li}$ e ${}^{144}\text{Sm}$.

Como se sabe da literatura [53,54,55] que o “stripping” de um nêutron é importante para reações envolvendo tal projétil, incluiu-se esse canal adicional no esquema de acoplamentos. Na Fig. (4.3) podemos ver a função de excitação quase-elástica incluindo esse novo canal.

Para o potencial de interação nuclear entre ${}^6\text{Li}$ e ${}^{144}\text{Sm}$, foi usado o potencial de São Paulo para sua parte real calculado também na energia de 25 MeV. Ao passo que para a sua parte imaginária usou-se o mesmo potencial de Woods-Saxon já descrito anteriormente.

Para o cálculo da seção de choque de transferência de um nêutron foi

usado o procedimento “aproximação de alcance finito” e interação a priori. O “overlap” $\langle {}^7\text{Li} | {}^6\text{Li} \rangle$ foi entre seus estados fundamentais tendo como componentes, $1p^{3/2}$ e $1p^{1/2}$, cujos fatores espectroscópicos foram 0.735 [51] e 0.657 [51], respectivamente. Para o overlap entre ${}^{144}\text{Sm}$ e ${}^{145}\text{Sm}$, somente transferência para o estado fundamental do ${}^{145}\text{Sm}$ foi considerado, pois o Q da reação é de -0.493 MeV. Deve-se ressaltar que, segundo a referência [52], há três valores para o fator espectroscópico do “overlap” $\langle {}^{144}\text{Sm} | {}^{145}\text{Sm} \rangle$: 0.58, 0.60 e 0.61. Usamos no presente trabalho o fator espectroscópico 0.60.

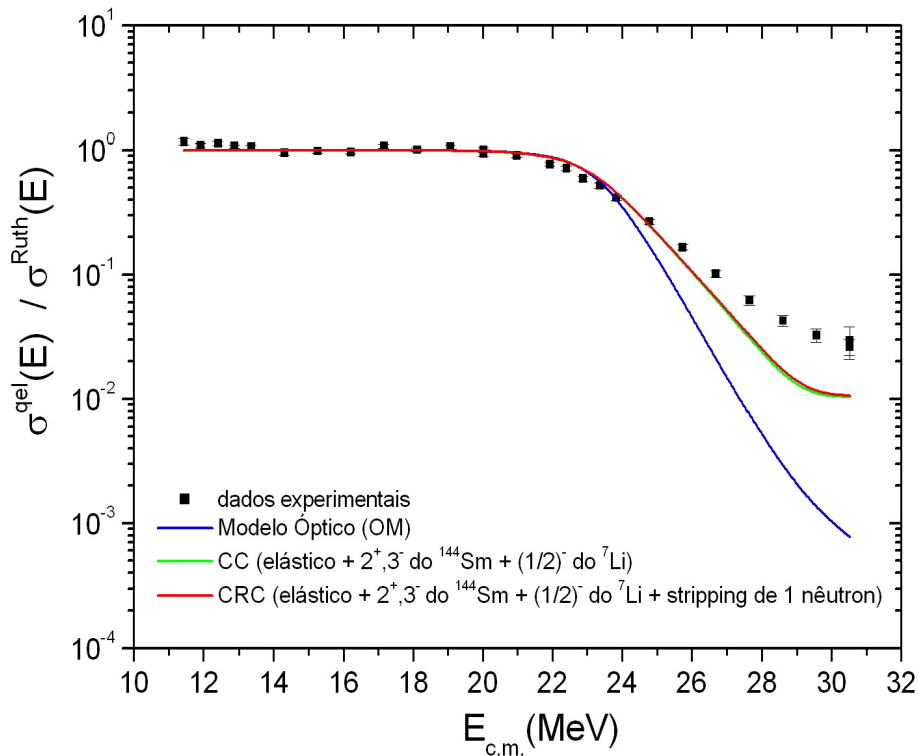


Figura 4.3: Comparação entre a função de excitação quase-elástica experimental com as previsões teóricas que levam em conta, além dos canais inelásticos, o canal de transferência.

As respectivas distribuição de barreira quase-elásticas das funções de excitações dadas na Fig. (4.3), podem ser vistas na Fig. (4.4).

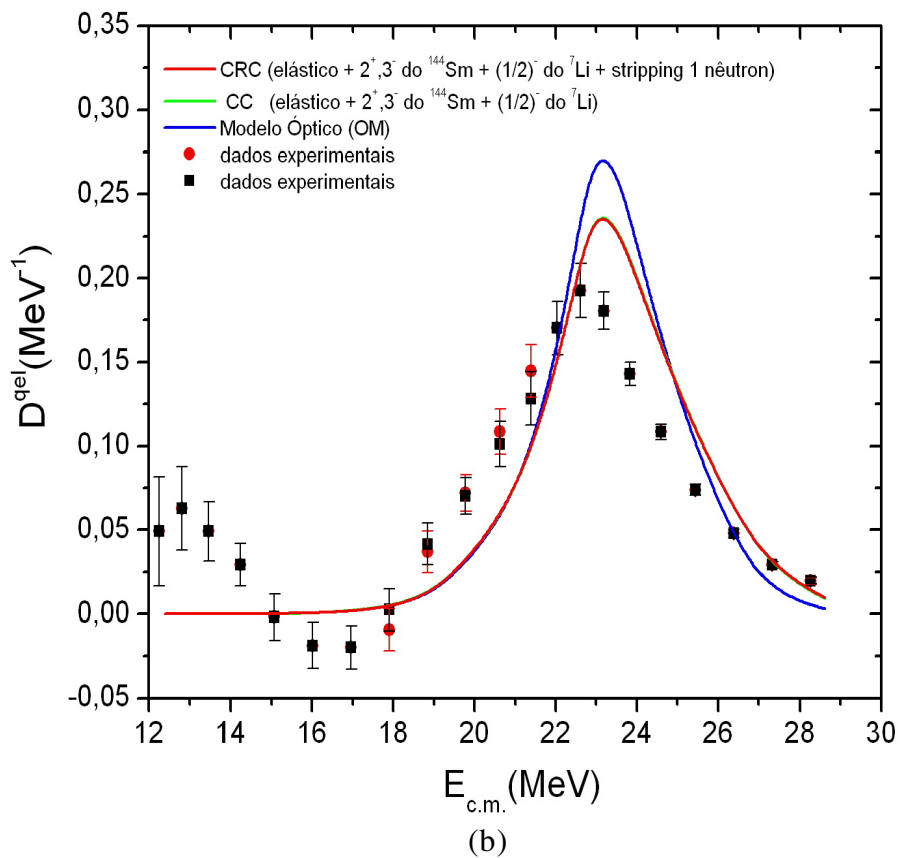
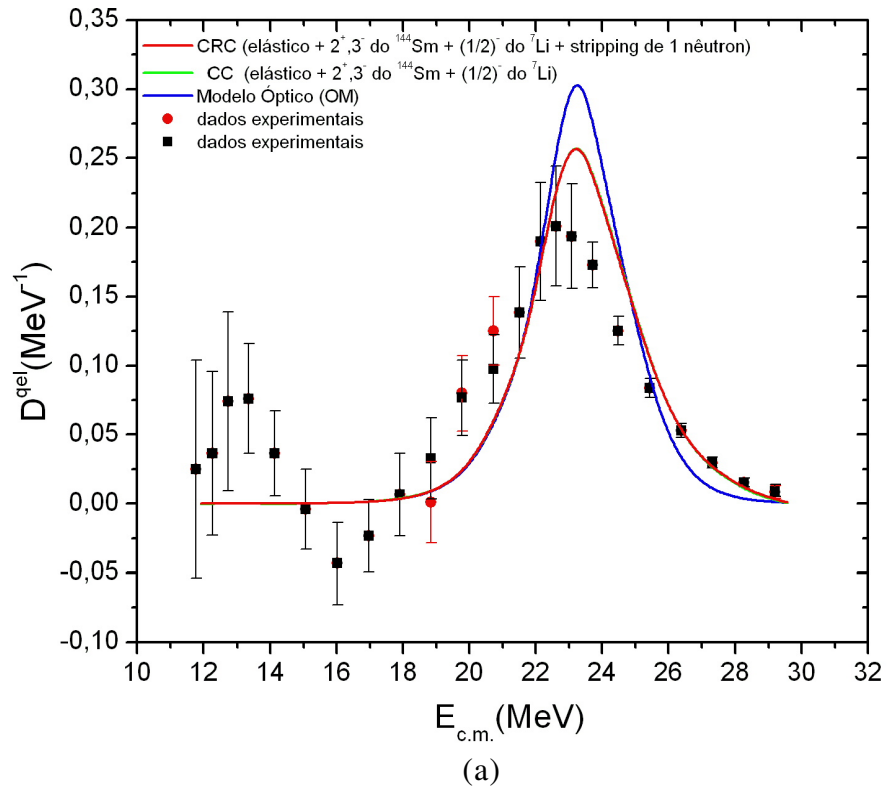


Figura 4.4: Distribuição de barreira quase-elástica: a) levando-se em conta 3 pontos e b) levando-se em conta 5 pontos no cálculo da derivada primeira.

Inspecionando as figuras anteriores, pode-se observar que nem a função de excitação nem a distribuição de barreiras experimentais podem ser bem explicadas pelos cálculos. Isto já era esperado, pois nestes cálculos não foi considerado o canal de break-up. A seguir, este canal será considerado nos cálculos de canais acoplados.

4.1.b) Cálculos de CDCC

Como descrito em capítulos anteriores, o canal de break-up é extremamente relevante em reações envolvendo núcleos fracamente ligados. Primeiramente, vamos postular que o ${}^7\text{Li}$ quebra-se em alfa e trítio cujo movimento relativo é descrito segundo a Fig. (2.3) da seção (2.2). Em seguida, vamos introduzi-lo no esquema de acoplamentos e obter a sua seção de choque quase-elástica com sua respectiva distribuição de barreiras. Para esse fim usou-se o método CDCC, já descrito no Cap. (2.2), e que está implementado no programa FRESCO usado até agora.

Os bins usados nos cálculos de CDCC foram obtidos de Diaz-Torres *et al* [56]. Para energias bem acima da barreira Coulombiana usaram-se bins com energia máxima, $\varepsilon_i=10$ MeV. Entretanto, à medida que a energia de bombardeio ia diminuindo, a convergência do cálculo de CDCC era alcançada com uma energia máxima dos bins menor, como era de se esperar. Sendo assim, temos: $\varepsilon_i=10$ MeV para energias de 32 a 26 MeV's; $\varepsilon_i=8$ MeV para as energias de 25 e 24.5 MeV's; $\varepsilon_i=7$ MeV para energias de 24 a 23 MeV's; $\varepsilon_i=6$ MeV para a energia de 22 MeV; $\varepsilon_i=5$ MeV para a energia de 21 MeV; $\varepsilon_i=4$ MeV para a energia de 20 MeV; $\varepsilon_i=3$ MeV para a energia de 19 MeV;

$\varepsilon_i = 2 \text{ MeV}$ para energias de 18 a 14 MeV's. Os bins foram igualmente discretizados no espaço dos momentos de break-up com larguras iguais para estados ressonantes quanto para estados não ressonantes.

O momento angular orbital relativo entre os fragmentos foi: $\ell = 0, 1, 2$ e 3. Para $\ell = 0, 1$ e 2, foram usadas as seguintes larguras de bins: $\Delta E = 0.042, 0.103, 0.164, 0.225, 0.286, 0.347, 0.408, 0.469, 0.530, 0.592, 0.653, 0.714, 0.775, 0.836, 0.897$ e 0.958 MeV's . Para $\ell = 3$ foram usados dois conjuntos de bins. Um conjunto para $J = (5/2)^-$ e outro conjunto para $J = (7/2)^-$. Para $J = (5/2)^-$, os bins tinham as seguintes larguras: $\Delta E = 0.083, 0.216, 0.350, 0.483, 0.617, 0.750, 0.311, 0.329, 0.348, 0.366, 0.384, 0.402, 0.421, 0.439, 0.781, 0.833$ e 0.885 MeV's . Para $J = (7/2)^-$, as larguras foram: $\Delta E = 0.013, 0.029, 0.044, 0.059, 0.074, 0.090, 0.105, 0.120, 0.136, 0.151, 0.166, 0.182, 0.197, 0.212, 0.228, 0.243, 0.200, 0.344, 0.369, 0.393, 0.418, 0.442, 0.467, 0.491, 0.516, 0.540, 0.565, 0.589$ e 0.614 MeV's . Esses conjuntos foram discretizados distintamente com o objetivo de descrever os estados ressonantes não ligados, $J = (5/2)^-$ e $J = (7/2)^-$. Para garantir, então, a descrição desses estados, foi utilizado um potencial do tipo Woods-Saxon com um termo de spin-órbita tomado da referencia [56].

Os bins foram integrados até um raio máximo de $R_{\text{bin}} = 190 \text{ fm}$. As funções de onda do movimento relativo projétil-alvo foram integradas numericamente até um raio de 500 fm . Para energias de 32 a 30 MeV's, essas ondas foram expandidas em ondas parciais até $J = 180 \hbar$. No restante das energias, ou seja, 29 a 14 MeV's, essa expansão em ondas parciais foi feita até $J = 120 \hbar$.

O potencial diagonal usado no modelo ótico em presença de break-up foi obtido fazendo-se um “folding” simples das interações (Coulombianas e nucleares), $\alpha + {}^{144}\text{Sm}$ e trítio + ${}^{147}\text{Sm}$, sobre a função de onda do estado

fundamental alfa-trítio. Para as partes reais dos potenciais óticos de suas interações, foi usado um potencial double-folding calculado na energia de 25 MeV. Por outro lado, para a parte imaginária foi usado o mesmo Woods-Saxon já descrito seções anteriores.

O primeiro estado excitado da partícula alfa é 20 MeV. Dessa maneira, não incluímos no esquema de acoplamento esse canal inelástico. Logo, estamos tratando aqui somente de break-up elástico (não foram consideradas as excitações do “core”).

Com relação ao alvo, levamos em conta os mesmos canais já descritos em seções anteriores, ou seja, vibração quadrupolar (2^+) e octupolar (3^-) do ^{144}Sm .

Levando-se em conta, então, o canal de break-up descrito acima, podemos ver na Fig. (4.5) a sua respectiva função de excitação teórica comparada com a experimental. Vale ressaltar que a contribuição desse canal de break-up é de forma indireta, ou seja, ele está implícita e não explicitamente porque nas medidas foram considerados somente eventos correspondentes a $Z = 3$ e, conseqüentemente, os dados experimentais não incluem medidas de break-up.

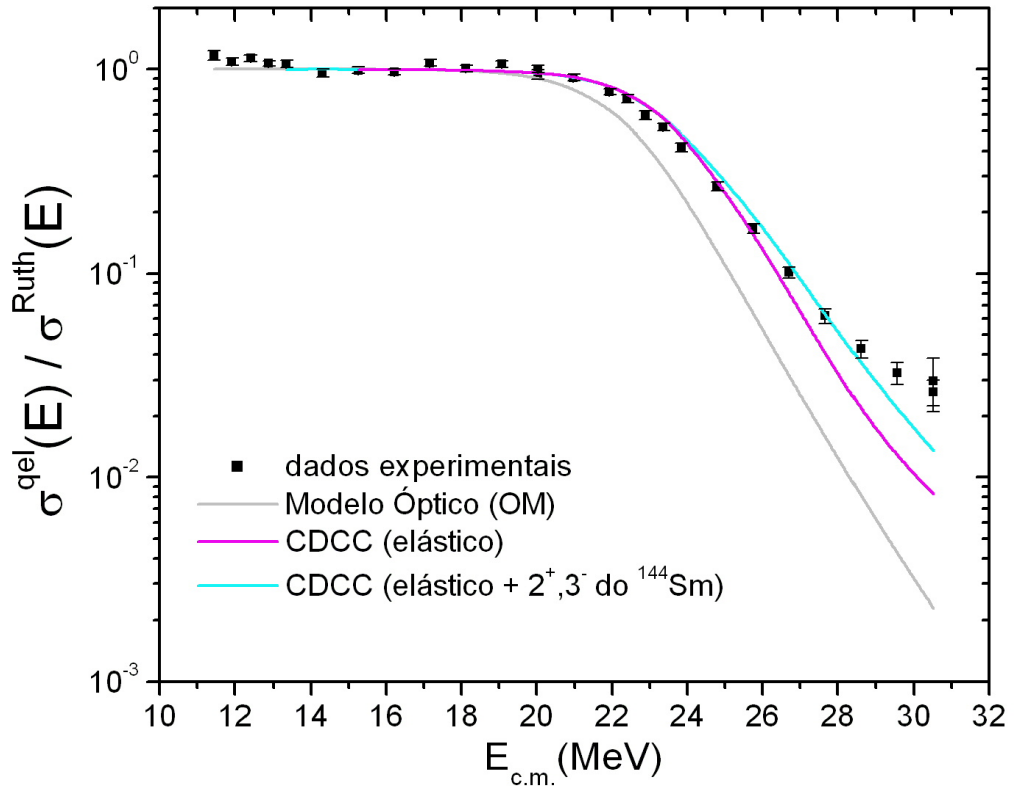
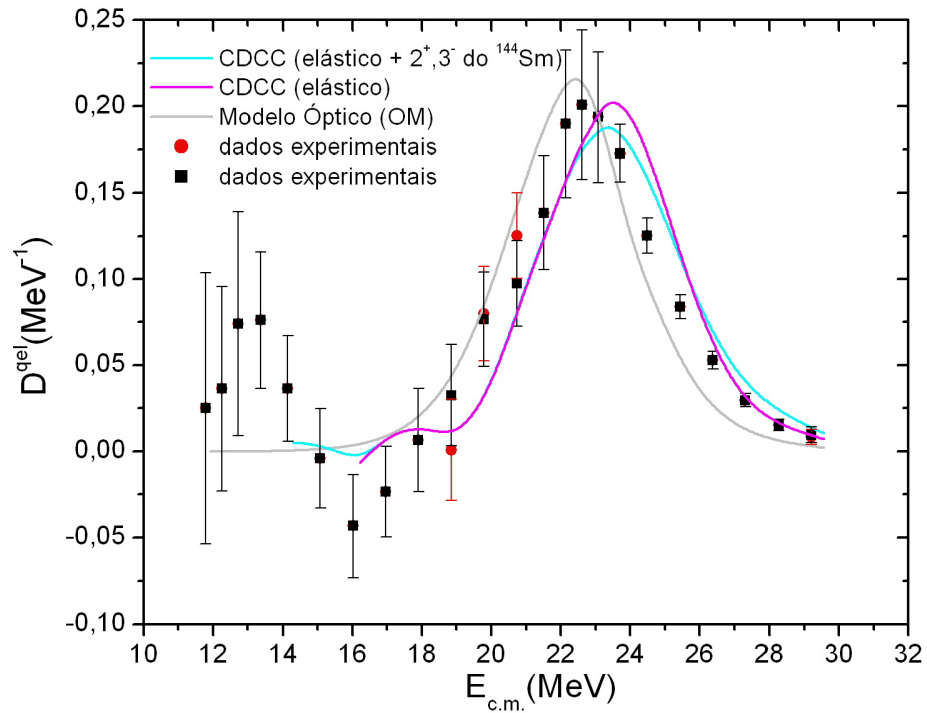
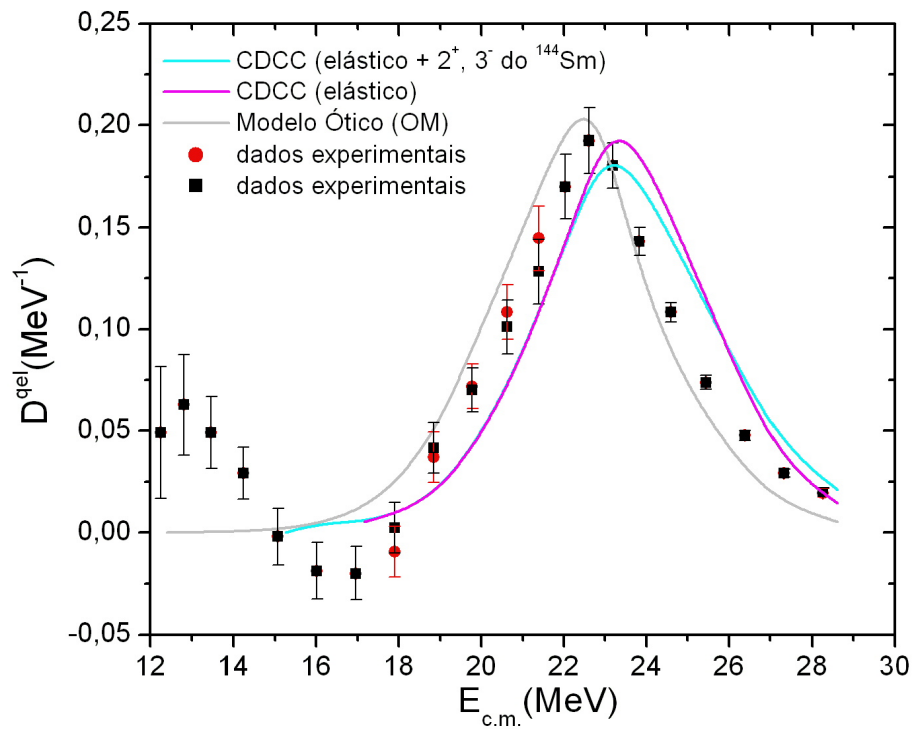


Figura 4.5: *Função de excitação quase-elástica. As linhas sólidas levam em conta o canal de break-up.*

Na Fig. (4.6) podemos ver as distribuição de barreira das respectivas funções de excitação dadas na Fig. (4.5) acima.



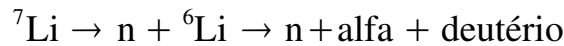
(a)



(b)

Figura 4.6: Distribuição de barreira quase-elástica: a) levando-se em conta 3 pontos e b) levando-se em conta 5 pontos no cálculo da derivada primeira.

Pode-se observar que agora, com os cálculos de CDCC o qual considera o canal de break-up e acoplamentos de estados no contínuo com o contínuo, a concordância entre os cálculos e os dados experimentais, tanto para a função de excitação quanto para a distribuição de barreira, é muito boa. A pequena discrepância que ainda existe, talvez seja atribuída ao break-up sequencial de ${}^7\text{Li}$, ou seja



o qual não foi considerado em nossos cálculos.

Como se pode ver na Fig (4.6), o canal de break-up está sendo levado em consideração implicitamente, pois os dados experimentais limitam-se a eventos com $Z = 3$, e portanto, não incluem medidas de break-up. Para que se possa ver, então, a contribuição **explícita** do canal de break-up, vamos calcular somente a distribuição de barreira teórica a qual é dada conforme a Fig. (4.7).

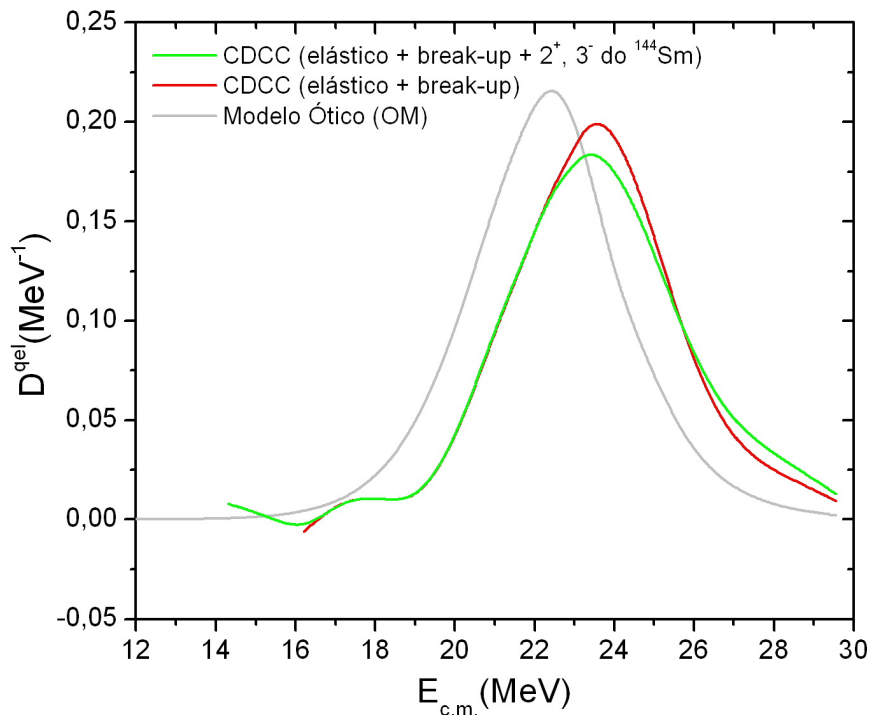


Figura 4.7: Distribuição de barreira quase-elástica teórica levando-se em conta 3 pontos no cálculo da derivada primeira.

4.2 Análise da reação ${}^6\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$

Nesta reação também foram feitas medidas de seção de choque quase-elástica experimental para $Z = 3$. Novamente, os eventos correspondendo a $Z = 2$ e $Z = 1$ não foram incluídos na análise subsequente do processo quase-elástico porque não foi possível distinguir claramente os canais de reação correspondentes, tais como: NCBU e evaporação do CF e ICF (deutério, trítio, alfa, etc.) do núcleo composto. Isso significa, de fato, que os dados não correspondem estritamente à seção de choque quase-elástica total, mas, ao invés disso, um limite inferior dela, pois contribuições associadas com NCBU e ICF não são levadas em consideração. Dessa maneira, mediu-se, na realidade, a seção de choque quase-elástica experimental parcial a qual é definida como a soma dos canais elásticos e inelásticos (somente do alvo). A variação de energia, também já descrita em seções anteriores, situou-se um torno da barreira Coulombiana que é de, aproximadamente, 23 MeV.

A função de excitação quase-elástica experimental para o sistema ${}^6\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$ [47] pode ser vista na Fig. (4.8).

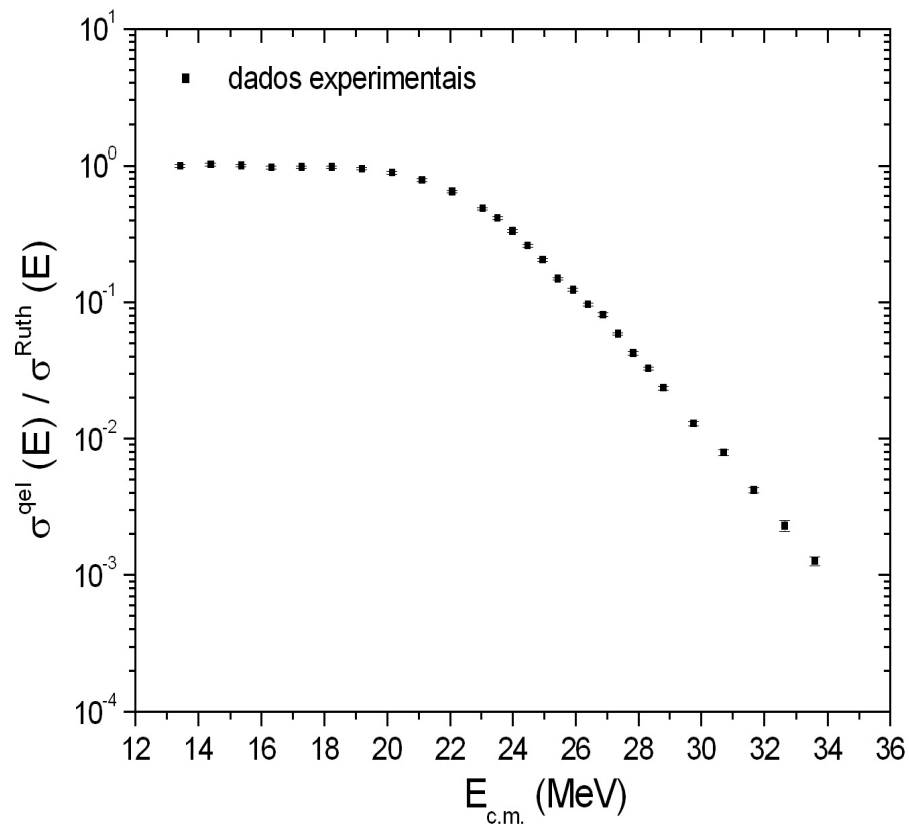


Figura 4.8: Função de excitação quase-elástica experimental para o sistema ${}^6\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$ [47]. Os dados foram medidos pelo telescópio posicionado em $\theta = 170^\circ$.

4.2.a) Cálculos sem levar em conta o break-up

Novamente foi usado o programa FRESCO [15] com o intuito de verificar quais os canais relevantes nesta reação. Como primeira análise, somente as oscilações inelásticas do alvo foram levadas em consideração. Sendo assim, os cálculos para a função de excitação quase-elástica podem ser vistos na Fig. (4.9).

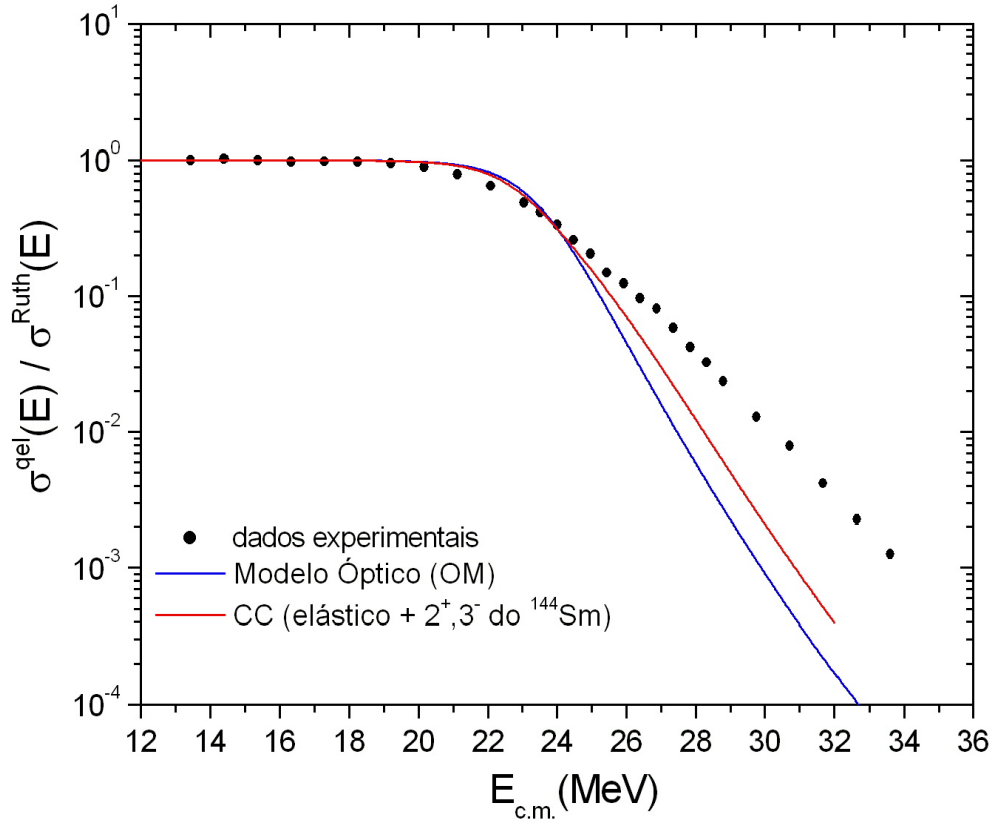


Figura 4.9: Função de excitação quase-elástica. As linhas cheias representam o cálculo teórico realizado com o programa FRESKO [47].

Para o alvo, somente os estados 2^+ e 3^- são relevantes para a reação, conforme já descrito na seção (4.1) envolvendo o ${}^7\text{Li}$. Conseqüentemente, o elemento de matriz é o mesmo. A distribuição de barreira correspondente às funções de excitações mostradas na Fig. (4.9) pode ser vista na Fig. (4.10).

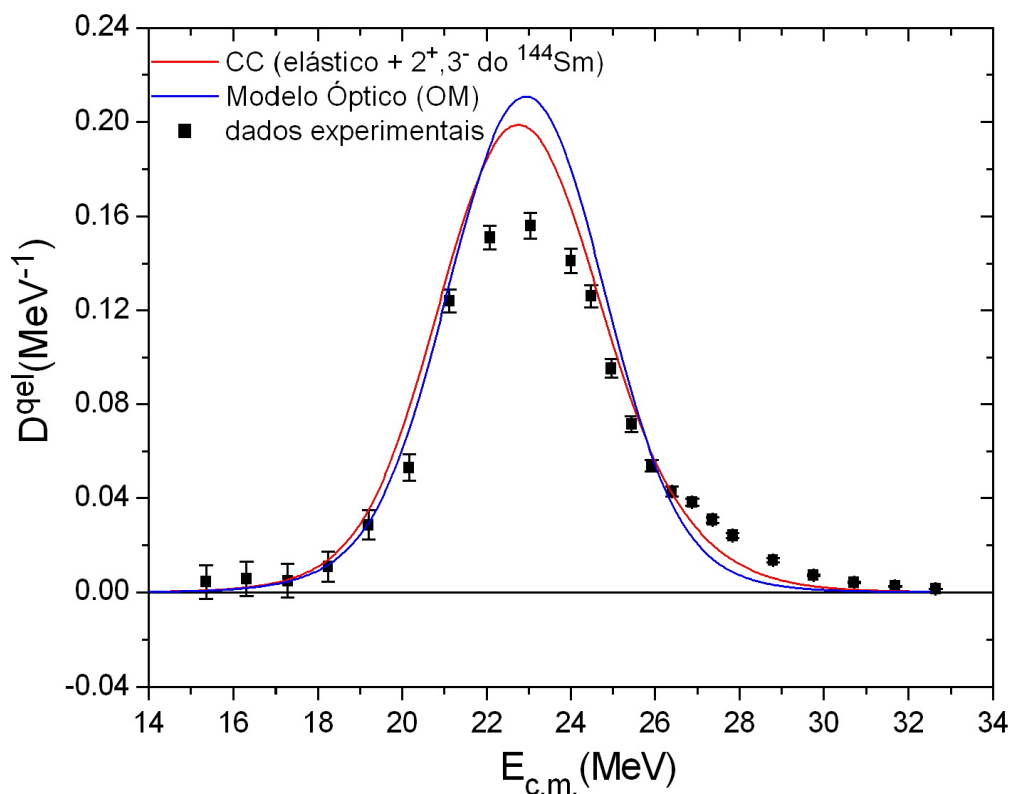


Figura 4.10: Distribuição de barreira quase-elástica calculada usando-se a regressão linear em intervalos de energia de 2 MeV. Os cálculos não levam em conta o canal de break-up [47].

Assim como ocorreu para o sistema ${}^7\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$ das Figs. (4.9) e (4.10), pode-se observar que nem a função de excitação nem a distribuição de barreira experimental podem ser bem explicadas pelos cálculos. Como já fora dito anteriormente, esse fato já era esperado, pois nesses cálculos não foi considerado o canal de break-up. A seguir, esse canal será considerado nos cálculos de canais acoplados.

4.2.b) Cálculos de CDCC

Assim como o ${}^7\text{Li}$, o ${}^6\text{Li}$ é fracamente ligado com um limiar de quebra menor, logo, falta incluir o canal de break-up na dinâmica de reação. Sendo assim, nesta seção vamos incluir esse canal adicional no esquema de acoplamento e computar seu resultado calculando a sua seção de choque quase-elástica com sua respectiva distribuição de barreira. Primeiramente, vamos postular que o ${}^6\text{Li}$ quebra-se em alfa e deutério cujo movimento relativo também possa ser descrito segundo a Fig. (2.3) da seção (2.2). Para realizar os cálculos teóricos foi usado também o método de CDCC.

Os bins usados nos cálculos de CDCC também foram obtidos de Diaz-Torres *et al* [56]. Como no caso do ${}^7\text{Li}$, à medida em que se ia diminuindo a energia de bombardeio, a energia máxima dos bins para garantir a convergência dos cálculos de CDCC também diminuía. Para energias de bombardeio bem acima da barreira Coulombiana até energias de bombardeio abaixo da mesma, ou seja, de 35 a 20 MeV's, usaram-se bins com energia máxima, $\varepsilon_i=9\text{ MeV}$. Para o restante das energias, tivemos: $\varepsilon_i=6\text{ MeV}$ para energias de 19 a 17 MeV's e $\varepsilon_i=4\text{ MeV}$ para as energias de 16 a 14 MeV's. Os bins foram igualmente discretizados no espaço dos momentos de break-up com larguras iguais tanto para estados ressonantes quanto para estados não ressonantes.

O momento angular orbital relativo entre os fragmentos foi: $\ell=0, 1$ e 2 . Para $\ell=0, 1$, foram usadas as seguintes larguras de bins: $\Delta E = 0.042, 0.103, 0.164, 0.225, 0.286, 0.347, 0.408, 0.469, 0.530, 0.592, 0.653, 0.714, 0.775, 0.836, 0.897$ e 0.958 MeV's . Para $\ell=2$ foram usados três conjuntos de bins: um para $J=3^+$, outro para $J=2^+$ e o último para $J=1^+$. Para $J=3^+$, os bins tinham as seguintes larguras: $\Delta E = 0.034, 0.082, 0.130, 0.178, 0.226, 0.100, 0.262, 0.302,$

0.341, 0.380, 0.420, 0.459, 0.498, 0.538, 0.577, 0.616, 0.655, 0.695, 0.734 e 0.773 MeV's. Para $J = 2^+$, foram usadas as seguintes larguras de bins: $\Delta E = 0.094, 0.247, 0.400, 0.553, 0.706, 0.301, 0.322, 0.343, 0.364, 0.386, 0.407, 0.428, 0.449, 0.922, 1.000$ e 1.078 MeV's. Para $J = 1^+$, as larguras foram: $\Delta E = 0.083, 0.216, 0.350, 0.483, 0.617, 0.750, 0.316, 0.334, 0.353, 0.372, 0.391, 0.409, 0.428, 0.447, 0.466, 0.484, 0.731$ e 0.769 MeV's.

Esses conjuntos de bins para $\ell = 2$ foram discretizados distintamente com o objetivo de descrever também os estados ressonantes não ligados, $J = 1^+, 2^+$ e 3^+ . Para garantir, então, a descrição desses estados, foi utilizado um potencial do tipo Woods-Saxon com um termo de spin-órbita tendo a mesma geometria que no caso do ${}^7\text{Li}$ [56].

Os bins foram integrados até um raio máximo de $R_{\text{bin}} = 160$ fm. As funções de onda do movimento relativo projétil-alvo foram integradas numericamente até um raio de 500 fm. Essas ondas foram expandidas em ondas parciais até $J=200\hbar$ para todas as energias (35 a 14 MeV's).

O potencial diagonal usado no modelo ótico para o break-up do ${}^6\text{Li}$ é bem diferente daquele quando não há break-up. Nesta nova situação ele foi obtido fazendo-se um “folding” simples das interações (Coulombianas e nucleares), $\alpha + {}^{144}\text{Sm}$ e deutério + ${}^{144}\text{Sm}$, sobre a função de onda do estado fundamental alfa-deutério. Para as partes reais dos potenciais óticos de suas interações, foi usado também um potencial double-folding calculado também em 25 MeV. Por outro lado, para a parte imaginária fora usado o mesmo Woods-Saxon já descrito em seções anteriores.

Novamente, como o primeiro estado excitado da partícula alfa é 20 MeV, não incluímos no esquema de acoplamento esse canal inelástico. Logo, estamos tratando aqui também de break-up elástico.

Com relação ao alvo, levamos em conta os mesmos canais já descritos em seções anteriores, ou seja, vibração quadrupolar (2^+) e octupolar (3^-) do ^{144}Sm .

Computando-se, então, a seção de choque quase-elástica levando-se em conta o canal de break-up descrito acima, podemos ver na Fig. (4.11) os resultados dos cálculos para a função de excitação e sua comparação com a experimental.

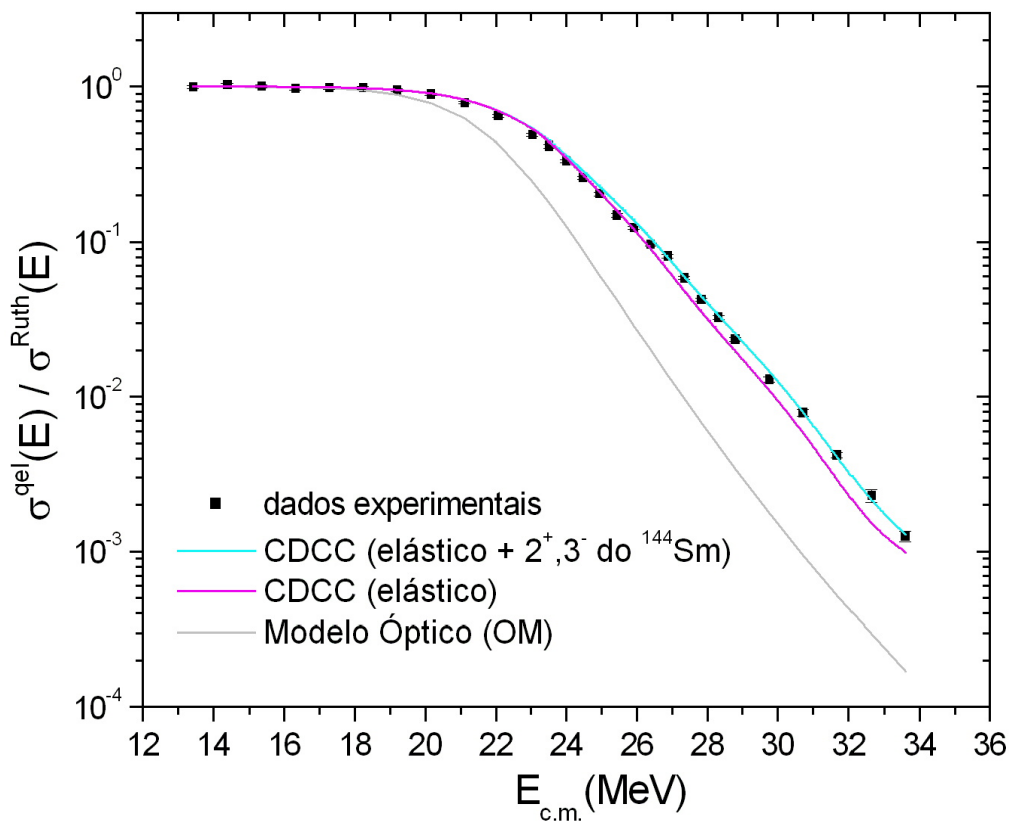
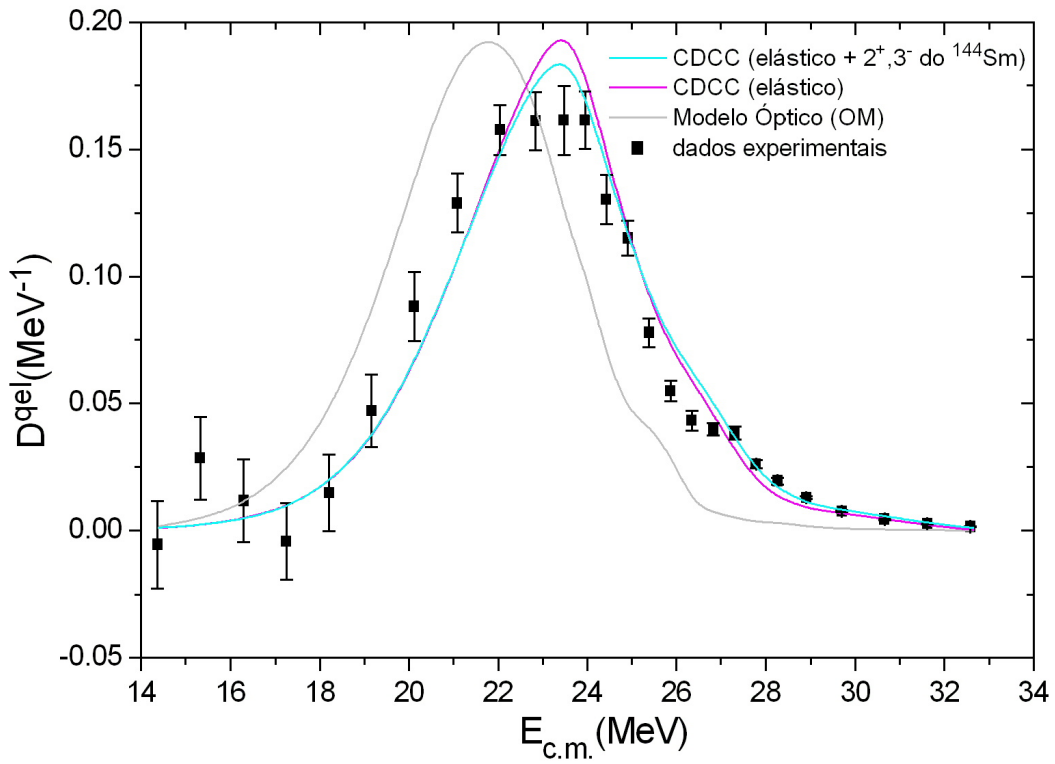
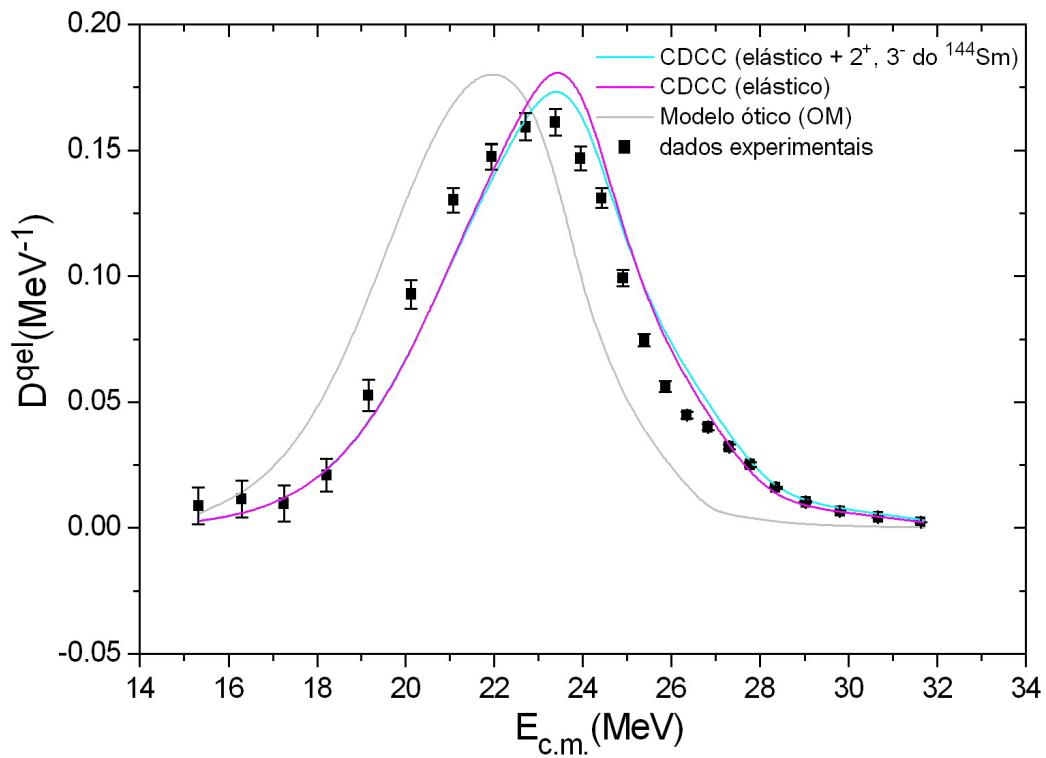


Figura 4.11: Função de excitação quase-elástica. As linhas cheias representam os cálculos teóricos levando-se em conta o canal de break-up.

A respectiva distribuição de barreira das funções de excitação da Fig. (4.11) é mostrada na Fig. (4.12).



(a)



(b)

Figura 4.12: Distribuição de barreira quase-elástica: a) levando-se em conta 3 pontos e b) levando-se em conta 5 pontos no cálculo da derivada primeira.

Depois de incluir os cálculos de CDCC o qual considera o canal de break-up e acoplamentos de estados no contínuo com o contínuo, podemos observar agora que a concordância entre os cálculos e os dados experimentais, tanto para a função de excitação quanto para a distribuição de barreira, é excelente.

Como se pode ver na Fig (4.12), o canal de break-up está sendo levado em consideração de maneira implícita porque, conforme já ressaltado no caso do ${}^7\text{Li}$, os dados experimentais limitam-se a eventos com $Z = 3$, e portanto, não incluem medidas de break-up. Para que possamos ver a contribuição **explícita** do canal de break-up, calculamos somente a distribuição de barreira teórica a qual é dada conforme a Fig. (4.13).

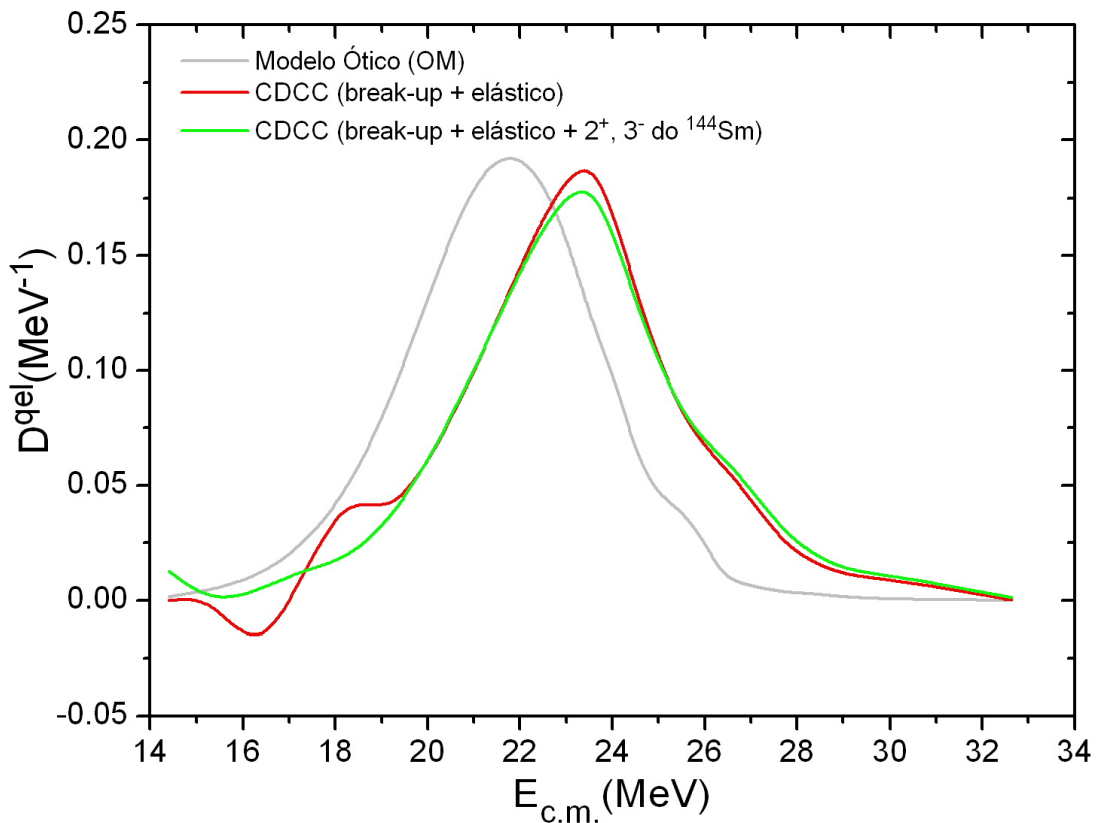


Figura 4.13: distribuição de barreira quase-elástica teórica levando-se em conta 3 pontos no cálculo da derivada primeira.

Capítulo 5

Conclusões e perspectivas

5.1 Conclusões

A utilização de métodos de distribuição de barreira, como ferramentas auxiliares no estudo dos mecanismos de reações nucleares, tem-se mostrado muito poderoso e tendo como grande vantagem o fato de ser muito mais sensível em evidenciar os canais de reação do que a função de excitação o é. Concomitantemente, pela relação de complementaridade dada em (2.42), a distribuição de barreiras quase-elástica pode ser usada para se calcular a distribuição de barreiras de fusão. Tem sido provado para diferentes sistemas fortemente ligados que esse método é equivalente ao cálculo direto de distribuição de barreira de fusão [38,57-59].

Neste trabalho foram medidas funções de excitação de espalhamento quase-elástico a ângulos traseiros dos sistemas ${}^6,7\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$ a energias próximas à da barreira Coulombiana. Tais medidas tinham como objetivo obter as respectivas distribuição de barreira.

Do ponto de vista teórico, foi feito um cálculo completo, isto é, todos os canais importantes para a reação foram levados em consideração, exceção feita, talvez, para o canal de break-up sequencial que não fora incluído na reação ${}^7\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$. O presente trabalho é o primeiro a realizar um cálculo completo de

distribuição de barreiras quase-elástica de núcleos fracamente ligados incluindo o cálculo de **CDCC** que possam ser comparados com os dados experimentais.

Para a reação ${}^6\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$, foram feitos, preliminarmente, cálculos sem levar em conta o canal de break-up não ressonante [47]. Nessa situação, os canais relevantes para a reação foram as excitações de quadrupolo (2^+) e octupolo (3^-) do ${}^{144}\text{Sm}$. Ainda foi mostrada a importância do acoplamento do estado ressonante 3^+ do ${}^6\text{Li}$. Conforme pode ser visto na Fig. (4.9) para a função de excitação, a concordância dos cálculos teóricos com os dados experimentais é muito ruim, especialmente na região de energia próxima à da barreira. Paralelamente, na Fig. (4.10) sobre distribuição de barreira, pode-se observar que nem a distribuição de barreira quase-elástica experimental pode ser bem explicada pelo cálculo teórico. Continuando a análise, incluímos em primeiro momento os estados do contínuo ressonantes e não ressonantes do ${}^6\text{Li}$ mediante cálculos de CDCC, e em seguida, adicionamos a ele os canais inelásticos do ${}^{144}\text{Sm}$ descritos acima. Podemos observar agora nas Figs. (4.11) e (4.12) que a concordância entre os cálculos e os dados experimentais, tanto para a função de excitação quanto para a distribuição de barreiras, é **excelente**. No caso da distribuição de barreiras, Fig (4.12), o canal de break-up calculado *implicitamente* teve como resultado um aumento da barreira quase-elástica. Conseqüentemente, pela relação de complementaridade, isso representa uma **supressão da fusão**. A inclusão dos canais inelásticos do ${}^{144}\text{Sm}$ tem pouco efeito. Ocorre apenas um ligeiro abaixamento do máximo de distribuição de barreira e uma leve tendência na diminuição da barreira quase-elástica o que acarreta, pela relação de complementaridade, em **“enhancement” da fusão**. Além disso, como pode ser visto na Fig. (4.12), calcular a derivada da função de excitação com uma diferença de três ou cinco pontos não traz nenhuma

informação adicional ou perda da mesma, estando a diferença somente nas barras de erros. Segundo a Fig. (4.10), o potencial “bare”, calculado pelo modelo ótico (Optical Model), difere completamente daquele da Fig. (4.12), calculado pelo mesmo modelo (Optical Model). Embora os dois potenciais representem o canal elástico, aquele da Fig. (4.12) leva em consideração o processo de break-up. Portanto, esta situação corresponde mais à realidade do que aquela. Deve-se ressaltar mais uma vez que a contribuição do canal de break-up acima é de forma implícita, pois os dados experimentais não têm medidas de break-up. No afã de ver, então, a contribuição **explícita** do canal de break-up, foi calculado somente a distribuição de barreira teórica, mostrada na Fig. (4.13). Segundo a mesma figura, o canal de break-up também levou a um aumento da barreira quase-elástica, conseqüentemente, **suprimindo a fusão**. Adicionando a ele os canais inelásticos do ^{144}Sm , novamente ocorre apenas um ligeiro abaixamento da barreira e uma leve tendência na diminuição da distribuição da barreira quase-elástica. Tal diminuição acarreta em um **“enhancement” da fusão**.

Portanto, a contribuição do canal de break-up, implícita ou explicitamente, leva às mesmas conclusões: supressão da fusão.

Para a reação $^7\text{Li} + ^{144}\text{Sm}$, foram feitos, preliminarmente, cálculos sem levar em conta o canal de break-up. Para essa reação, os canais importantes foram as excitações de quadrupolo (2^+) e octupolo (3^-) do ^{144}Sm , o primeiro estado excitado do ^7Li e o canal de transferência de um nêutron (“stripping”). Na Fig. (4.2), podemos ver as contribuições dos canais inelásticos. Segundo a mesma figura, os canais relevantes para a reação são as excitações do momento de quadrupolo (2^+) e octupolo (3^-) do Sm. O canal inelástico do ^7Li é irrelevante. Adicionando agora o canal de transferência (“stripping de um nêutron”), podemos ver na Fig. (4.3) que o aumento na função de excitação é mínimo, ou

seja, o canal de transferência é irrelevante. Além disso, a comparação da função de excitação teórica, incluindo todos os canais descritos acima, com a experimental, é muito ruim. Isso pode ser visto com mais clareza inspecionando a Fig. (4.4), para a distribuição de barreira. Continuando com a análise, incluímos primeiramente, nos cálculos de CDCC, o acoplamento dos estados ressonantes e não ressonantes do contínuo do ${}^7\text{Li}$, assim como o seu primeiro estado excitado, e em seguida, adicionamos os canais inelásticos do ${}^{144}\text{Sm}$. Podemos observar agora nas Figs. (4.5) e (4.6) que a concordância entre os cálculos e os dados experimentais, tanto para a função de excitação quanto para a distribuição de barreira, é muito boa. No caso da distribuição de barreira, Fig (4.6), o canal de break-up calculado *implicitamente* levou também a um aumento da barreira quase-elástica. Dessa maneira, pela relação de complementaridade, isso representa uma **supressão da fusão**. A inclusão dos canais inelásticos do ${}^{144}\text{Sm}$ tem pouco efeito. O efeito é abaixar um pouco o máximo da distribuição de barreira com uma leve tendência em deslocá-la para a esquerda. Esse deslocamento para a esquerda (diminuição da barreira quase-elástica) implica, pela relação de complementaridade, em **“enhancement” da fusão**. Além disso, como pode ser visto na Fig. (4.6), calcular a derivada da função de excitação com uma diferença de três ou cinco pontos não traz nenhuma informação adicional. No entanto, à medida que se aumenta o número de pontos, teoria e dados experimentais começam a distanciarem-se, além de diminuir as respectivas barras de erros. Segundo a Fig. (4.4), o potencial “bare”, calculado pelo modelo ótico (“Optical Model”), difere completamente daquele da Fig. (4.6), calculado pelo mesmo modelo (“Optical Model”), a exemplo do ${}^6\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$. Embora os dois potenciais representem o canal elástico, o da Fig. (4.6) leva em consideração o processo de break-up. Portanto, esta situação é

mais realista do que aquela. Deve-se ressaltar mais uma vez que a contribuição do canal de break-up acima é de forma implícita, pois os dados experimentais não têm medidas de break-up. Para vermos, então, a contribuição **explícita** do canal de break-up, foi calculado somente a distribuição de barreira teórica a qual é mostrada na Fig. (4.7). Segundo tal figura, o canal de break-up também levou a um aumento da barreira quase-elástica, conseqüentemente, **suprimindo a fusão**. Adicionando ao canal de break-up os canais inelásticos do ^{144}Sm , novamente ocorre apenas um ligeiro abaixamento da barreira com uma leve tendência em deslocá-la para a esquerda. Tal diminuição implica em **“enhancement” da fusão**.

Em suma, a contribuição do canal de break-up, implícita ou explicitamente, leva às mesmas conclusões: supressão da fusão.

Embora não tenhamos colocado o canal de transferência no esquema de acoplamentos, acreditamos que sua influência na dinâmica de reação seja irrelevante. Na ausência de break-up, os canais que contribuem para a reação são os canais inelásticos do ^{144}Sm , conforme mostra a Fig. (4.3). Na presença de break-up, os canais inelásticos do ^{144}Sm é que se tornam praticamente desprezíveis. Portanto, se o canal de transferência já era irrelevante na ausência de break-up, mais o será na presença dele.

Comparando-se as Figs. (4.6) e (4.12), podemos ver que a supressão maior da fusão é para a reação $^6\text{Li} + ^{144}\text{Sm}$ na qual o limiar de quebra do ^6Li é $S_\alpha = 1.47 \text{ MeV}$, contra $S_\alpha = 2.1 \text{ MeV}$ do ^7Li , na reação $^7\text{Li} + ^{144}\text{Sm}$.

A concordância dos cálculos teóricos com os dados experimentais é fantástica para $^6\text{Li} + ^{144}\text{Sm}$ e um pouco menos para o sistema $^7\text{Li} + ^{144}\text{Sm}$. Isso justifica-se por dois motivos:

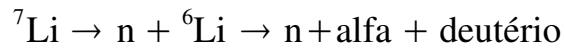
- por um lado, é muito complicado fazer cálculos de CDCC, pois

constitui-se num problema intrincado;

– por outro lado, não fora feito nenhum tipo de ajuste, pois o potencial de São Paulo não tem parâmetros livres, além do que todos os parâmetros de deformação e fatores espectroscópicos foram tomados da literatura.

5.2 Perspectivas

Pretende-se colocar o canal de break-up sequencial o qual é dado a seguir



no esquema de acoplamentos de modo a tentar explicar a pequena discrepância que ainda existe entre os dados experimentais e os cálculos teóricos para a reação ${}^7\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$.

Referências bibliográficas

- [1] E. Rutherford, “The Scattering of α - and β -Particles by Matter and the Structure of the Atom,” *Phil. Mag.*, **21**, 669 (1911).
- [2] R. G. Stokstad, Y. Eisen, S. Kaplanis, D. Pelte, U. Smilansky, I. Tserruya, *Phys. Rev. Lett.*, **41** (1978) 465.
- [3] C. Y. Wong, *Phys. Rev. C.*, **31** (1973) 766.
- [4] N. Rowley, G. R. Satchler, P. Stelson, *Phys. Lett. B*, **254** (1991) 25.
- [5] L. F. Canto, P. R. S. Gomes, R. Donangelo, M. S. Hussein, *Phys. Repor.*, Vol. **424**, Nos. 1-2, February 2006.
- [6] J. R. Leigh, M. Dasgupta, D. J. Hinde, J. C. Mein, C. R. Morton, R. C. Lemmon, J. P. Lestone, J. O. Newton, H. Timmers, J. X. Wei, *Phys. Rev. C*, **52** (1995) 3151.
- [7] C. R. Morton, A. C. Berriman, M. Dasgupta, D. J. Hinde, J. O. Newton, K. Hagino, I. J. Thompson, *Phys. Rev. C*, **60** (1999) 44608.
- [8] G. Montagnoli, F. Scarlassara, S. beghini, A. M. Stefanini, L. Corradi, D. Ackeramann, C. J. Lin, L. F. Zheng, *Fusion 2006*, Veneza, Itália.
- [9] S. T. Thornton, J. L. C. Ford, E. Friedland, C. A. Wiedner, and M. Goldschmidt, *Phys. Rev. C*, **12** (1975) 877.
- [10] G. L. Struble, L. G. Mann, R. G. Lanier, and W. M. Buckley, J. Kern, G. Crawley and S. Gales, D. Mueller and F. Girshick, *Phys. Rev. C*, **23** (1981) 2447.
- [11] D. H. Hill and J. A. Wheeler, *Phys. Rev.*, **89** (1953) 1102.
- [12] Stephen, G. Steadman, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 1986, **36**: 649-681.
- [13] Beckerman, M., Salomaa, M., Sperduto, A., Enge, H., Ball, J., *et al. Phys.*

- Rev. Lett.*, **45** (1980) 1472-75.
- [14] Taro Tamura, *Rev. of Mod. Phys.*, **37** (1965) 679.
- [15] Ian J. Thompson, *Comp. Phys. Repor.*, **7** (1988) 167-212.
- [16] G. R. Satchler, “ Direct Nuclear Reactions ”, *Oak Ridge National Laboratory*, Clarendon Press – Oxford, Oxford University Press – New York (1983).
- [17] A. Bohr and B. R. Mottelson, *Kgl. Danske Videnskab, Selskab, Mat. Fys. Medd.* **27**, No. 16 (1953).
- [18] B. Margolis and E. S. Troubetzksy, *Phys. Rev.* **106**, 105 (1957).
- [19] D. M. Chase, L. Wilets, and A. R. Edmonds, *Phys. Rev.* **110**, 1080 (1958).
- [20] H. Timmers, D. Ackermann, S. Beghini, L. Corradi, J. H. He, G. Montagnoli, F. Scarlassara, A. M. Stefanini, N. Rowley, *Nucl. Phys. A*, **633**, 1988, 42-445.
- [21] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, 1987.
- [22] R. V. Ribas, *Manual VAXPAK*, IFUSP (1994).
- [23] H. Stelzer, *Camda in Windows*, the CAMAC-PC Data Acquisition System. Manual (version 1.90) (1980).
- [24] Esbensen H. *Nucl. Phys. A* **352**, 147 (1981).
- [25] Reisdorf W., *et al.*, *Nucl. Phys. A* **438**, 212 (1985).
- [30] Gamow G. Z. *Phys.* **51**, 204 (1928); **52**, 510 (1929).
- [31] A. kohen *et al.*, *Nature* **399** (1999) 496.
- [32] Tsukada M, Kobayashi S, Kurihara S, Nomura S, **eds.** 1993. *Proc. 4th Int. Symp. Found. Quantum Mech., Tokyo*, JJAP Series **9**. *Jpn. J. Appl. Phys. Publ. Off.*, Tokyo.
- [33] R. H. Fowler and L. W. Nordheim, *Proc. Roy. Soc. Lond. A* **119** (1928) 173.

- [34] Stelson *et al.*, *Phys. Lett. B*, **205** (1988) 190.
- [35] F. Hund, *Z. Phys.*, **43** (1927) 805.
- [36] G. R. Satchler, W. Love, *Phys. Rep.* **55** (1979) 183.
- [37] A. B. Balantekin, N. Takigawa, *Rev. of Modern Phys.*, **Vol. 70**, No. 1, January 1998.
- [38] H. Timmers, J. R. Leigh, M. Dasgupta, D. J. Hinde, R. C. Lemmon, J. C. Mein, C. R. Morton, J. O. Newton, N. Rowley, *Nucl. Phys. A*, **584**, (1995) 190-204.
- [39] J. A. Tostevin, D. Bazin, B. A. Brown, T. Glasmacher, P. G. Hansen, V. Maddalena, A. Navin, and B. M. Sherril, *Phys. Rev. C* **66**, 024607 (2002); A. M. Moro, R. Crespo, F. Nunes, and I. J. Thompson, *ibid.* **66**, 024612 (2002), and references therein.
- [40] K. Ogata, M. Yahiro, Y. Iseri and M. Kamimura, *Phys. Rev. C* **67**, R011602 (2003).
- [41] M. Kamimura, M. Yahiro, Y. Iseri, Y. Sakuragi, H. Kameyama, and M. Kawai, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **89**, 1 (1986).
- [42] Y. Sakuragi, M. Yahiro, M. Kamimura, and M. Tanifuji, *Nucl. Phys. A* **480**, 361 (1988).
- [43] T. Matsumoto, T. Kamizato, K. Ogata, Y. Iseri, E. Hiyama, M. Kamimura, and M. Yahiro, *Phys. Rev. C* **68**, 064607 (2003).
- [44] J. Lubian, T. Correa, P. R. S. Gomes, L. F. Canto, *Phys. Rev. C* **78**, 064615 (2008).
- [45] R. A. D. Piyadasa, M. Kawai and M. Kamimura, M. Yahiro, *Phys. Rev. C* **60**, 044611 (1999).
- [46] G. R. Kelly, N. J. Davis, and R. P. Ward, B. R. Fulton and G. Tungate, N.

- Keeley, K. Rusek, E. E. Bartosz, P. D. Cathers, D. D. Caussyn, T. L. Drummer, K. W. Kemper, *Phys. Rev. C* **63**, 024601 (2000).
- [47] D. S. Monteiro, O. A. Capurro, A. Arazi, J. O. Fernández Niello, J. M. Figueria, G. V. Martí, D. Martínez Heimann, A. E. Negri, A. J. Pacheco, V. Guimarães, D. R. Otomar, J. Lubian, and P. R. S. Gomes, *Phys. Rev. C* **79**, 014601 (2009).
- [48] J. Lubian et al, *Nucl. Phys. A* **791**, 24 (2007).
- [49] S. Raman, C. W. Nestor, Jr., and P. Tikkanena, *At. Data, Nucl. Data Tables* **78**, 1 (2001).
- [50] T. Kibéd and R. H. Spear, *At. Data, Nucl. Data Tables* **80**, 35-82 (2002).
- [51] A. A. Rudchik et al, *Phys. Rev. C* **72**, 034608 (2005).
- [52] S. T. Thornton et al, *Phys. Rev. C* **12**, 877 (1975).
- [53] F. D. Becchetti, D. A. Roberts, J. W. Janecke, A. Nadasen, C. A. Ogilvie and J. S. Winfield, *Ann. Rep. of NSCL*, **100** (1987).
- [54] C. Olmer, M. Mermaz, M. Buenerd, C. K. Gelbke, D. L. Hendrie, J. Mahoney, D. K. Scott, M. H. Macfarlane and S. C. Pieper, *Phys. Rev. C* **18**, 205 (1978).
- [55] N. Keeley and K. Rusek, *Phys. Rev. C* **56**, 3421 (1997).
- [56] A. Diaz-Torres, I. J. Thompson and C. Beck, *Phys. Rev. C* **68**, 044607 (2003).
- [57] H. Timmers et al., *J. Phys. G* **23**, 1175 (1997).
- [58] H. Timmers et al., *Nucl. Phys. A* **633**, 421 (1998).
- [59] R. F. Simões et al., *Phys. Lett. B* **527**, 187 (2002).