UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
Instituto de Física

Mecanismos de Reação nos Sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$

Julian Marco Barbosa Shorto

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

Orientador: *Prof. Dr. Edilson Crema*

Comissão Examinadora:

Prof. Dr. Edilson Crema (IFUSP)

Prof. Dr. Emerson José Veloso de Passos (IFUSP)

Prof. Dr. Luiz Carlos Chamon (IFUSP)

Prof. Dr. Paulo Roberto Silveira Gomes (UFF)

Prof. Dr. Luiz Felipe Alvahydo de Ulhoa Canto (UFRJ)

SÃO PAULO 2007

"Falar bobagens é o único privilégio do homem que o distingue de todas as outras criaturas."

Fiodor Dostoievski - Crime e Castigo

A meu pai

Agradecimentos

Agradeço, em primeiro lugar, a meu orientador Prof. Dr. Edilson Crema, excelente profissional, pela dedicação, paciência e amizade demonstradas durante esses mais de 7 anos de convívio.

A meus pais Alan e Marília Shorto e a minha tia Mariza Barbosa pelo amor e apoio.

A minhas tias Marina e Carole e minha avó Clarice, já falecidas.

A meus grandes amigos, que considero irmãos, Paulinho, Caio, Bruno e Maurício, que são muito importantes para mim.

A meus velhos amigos de Salvador: Carla, Matheus, Mário, Borella, Mirante e Marcelo pelo longo tempo de amizade e incentivo, alguns mais de duas décadas.

A meus amigos (esses são só mais de dez anos!) da Unicamp: Pedro, Dimas, Sandro, Marcão e César.

Aos colegas que são ou que já foram do grupo FNPE: Davi, Rone, Luis, Alex, Vinícius e Félix pela amizade e ajuda durante todo este trabalho.

Aos amigos do Pelletron: Bob, Gustavo, Renato, Djalma, Pedro, Jessica, Maria Carmen, Francisco, João, Hellen, Viviane e Kelly. Quero agradecer especialmente a Roberto e Adriana pela fundamental ajuda nos emocionantes momentos que antecederam a entrega desta tese.

Aos amigos da Fismat: Thiago, Milton, Marcelo Píres, Rafinha, Fábio, André, Ivan, João, Léo, Rodrigo, Sérgio, Mário e Alencar.

A minhas grandes amigas, que nunca deixaram de me incentivar: Laura, Amanda, Suene, Karina, Flaviane e Melissa.

Em especial, a Anne, minha melhor amiga, quem, mesmo passando pelos momentos mais difíceis, nunca me deixou esmorecer.

Ao amigo Elie, quem tem me dado uma preciosa ajuda nesses tempos sem bolsa.

Aos amigos da física: Florence, Gil, Vírginia e Silvana.

Ao Prof. Dr. Nemitala Added pela amizade e pela colaboração nos períodos de máquina.

A todos os funcionários do acelerador Pelletron que permitiram que esta

tese fosse realizada. Destaco pela amizade: José Carlos de Abreu, Edmilson, Jorge, Otávio e Pedro.

Ao CNPQ por financiar este projeto.

Resumo

Foram medidas as funções de excitação quase-elásticas para os sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$, no ângulo de 161° e em energias compreendidas entre 30 e 48MeV , no referencial do laboratório. O termo quase-elástico aqui significa a soma do espalhamento elástico, dos espalhamentos inelásticos e das reações de transferência. Todos os cuidados foram tomados para se obter dados de alta precisão em pequenos passos de $0,5\text{MeV}$ de energia, pois o objetivo primeiro deste trabalho era realizar operações matemáticas (derivadas) sobre os pontos experimentais a fim de deduzir as distribuições de barreiras quase-elásticas desses sistemas. O ângulo de detecção escolhido, o maior possível com o arranjo experimental utilizado, objetivava estudar diretamente a competição entre a fusão e os processos diretos quando ambos os processos são alimentados pelas mesmas ondas parciais. Nessa situação, as representações das distribuições de barreiras de fusão e quase-elástica devem ser equivalentes devido à conservação do fluxo. O intervalo de energia foi escolhido para cobrir a região em torno da barreira coulombiana onde as distribuições de barreiras constituem um bom instrumento para o estudo dos mecanismos de reação.

Além das medidas quase-elásticas inclusivas, a resolução em carga do detector permitiu que as funções de excitação de alguns canais de transferência fossem também medidas no mesmo ângulo e energias citados acima.

A análise teórica dos dados foi realizada no âmbito do modelo de Canais de Reações Acoplados através do programa FRESCO. Outro objetivo deste trabalho foi a utilização de núcleos ímpares como alvos, pois os seus spins não nulos introduzem fenômenos adicionais ao mecanismo de reação que, eventualmente, podem se detectados pelas distribuições de barreiras. Um novo procedimento de cálculo foi empregado pela eliminação de qualquer potencial imaginário na região de interação, substituindo-o pela inclusão do maior número possíveis de canais de reação no cálculo de canais acoplados. Dessa maneira, elimina-se um problema muito comum nos cálculos de canais acoplados, que é o de misturar canais de reação com potencial imaginário deduzido a partir do ajuste de espalhamento elástico, o qual já contém o

efeito desses canais. Além disso, e esse é um ponto importante desta análise, foi utilizada a parte real do Potencial de São Paulo, um potencial de dupla-convolução sem parâmetros livres, para simular a interação nuclear entre projéteis e alvos. Uma vez que todos os parâmetros nucleares necessários aos cálculos de canais acoplados advieram da literatura, nossa análise apresenta previsões teóricas que devem ser comparadas com os dados experimentais, o que é muito diferente dos ajustes aos dados através da variação de vários parâmetros livres. Outra característica importante da análise teórica empreendida neste trabalho é a utilização de todos os dados disponíveis na literatura para esses sistemas nas energias em torno da barreira. Assim, as previsões teóricas puderam ser comparadas com um grande conjunto de dados e ganharam grande consistência e amplitude.

Os resultados obtidos com essas análises revelaram uma forte coletividade dos núcleos ^{63}Cu e ^{65}Cu , sendo que os três primeiros estados vibracionais quadrupolares $1/2^-$, $5/2^-$ e $7/2^-$ predominam sobre os demais estados excitados. As reações de transferência têm pequeno efeito sobre os demais processos, mas sofrem forte influência deles. Uma exceção é a transferência de dois nêutrons do ^{18}O para o ^{63}Cu , cuja importância nesse sistema é considerável. Além disso, foi constatado que, mesmo nesses sistemas de peso médio, o mecanismo de reorientação do spin do estado fundamental, de ambos os alvos, tem grande efeito em todos os processos nucleares analisados, mas é particularmente forte no espalhamento elástico em ângulos traseiros. Finalmente, as distribuições de barreiras quase-elásticas se mostraram sensíveis a todos esses mecanismos de reação e constituem, de fato, uma excelente ferramenta para o estudo de reações nucleares.

Abstract

The quasi-elastic excitation functions for the systems $^{16,18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$ have been measured, at the angle 161° and at energies between 30 and 48MeV , in the laboratory reference system. The quasi-elastic term refers to the sum of the elastic scattering, the inelastic scattering and the transfer reactions. Care has been taken in order to obtain high precision data in small energy steps of $0,5\text{MeV}$, because the aim of this work was to perform mathematics operations (derivates) on the experimental points, to deduce the quasi-elastic barrier distributions of these systems. The choice of this angle of detection, the largest possible, allows the direct study of the competition between the fusion and the direct processes, as both are fed by the same partial waves. The energy interval has been chosen to cover the region around the Coulomb barrier, where the barrier distributions constitute a good instrument for the study of the reaction mechanisms at these energies.

Beyond the inclusive quasi-elastic, measurements of some transfer channels, at the same angle and energies mentioned above, were possible due to the charge resolution of the detector.

The theoretical analysis of the data has been done on the scope of the coupled reaction channel model, with the code FRESCO. Another aim of this work was the utilization of odd-mass nuclei as targets, as their non-vanishing spins introduce additional phenomena to the reaction mechanisms, that might, eventually, be detected by the barrier distributions. A new calculation procedure has been used by the elimination of any imaginary potential at the interaction region, and it's substitution by the inclusion of the largest number as possible of channels at the coupled reaction channel calculation. Another important feature of the theoretical analysis is the utilization of many data available in the literature for these systems at energies around the barrier. Thus, the theoretical forecast could be compared with a great set of data and earned consistency and amplitude.

The results obtained with this analysis revealed a strong collective behaviour of the ^{63}Cu and ^{65}Cu nuclei, and the first three quadrupolar vibrational states $\frac{1}{2}^-$, $\frac{5}{2}^-$ and $\frac{7}{2}^-$ prevail over the other excited states. The transfer re-

actions have small effect over the others processes, but are greatly influenced by them. There is an exception, the two neutron transfer from ^{18}O to ^{63}Cu , whose importance on this system is considerable. Besides, it was revealed that even on these medium weight systems, the ground state reorientation mechanism, of both targets, have large effect on all the analysed nuclear processes, but is strongest on the elastic scattering at back angles. Finally, the quasi-elastic barriers distributions showed up to be sensible to all of these reaction mechanisms and constitute an excellent tool for the study of nuclear reactions.

Sumário

1	Motivação	1
2	Fundamentação Teórica	6
2.1	Interação Nuclear	6
2.2	Modelo de Penetração de Barreira Simples	8
2.3	Simplificação do Formalismo de Canais Acoplados	12
2.4	Cálculo de Canais de Reação Acoplados	14
2.4.1	Solução Completa para o Cálculo de Canais de Reação por Iteração	16
2.4.2	Equações Acopladas	17
2.5	Representação da Distribuição de Barreiras Quase-elásticas . .	19
2.6	Potencial de São Paulo	24
3	Parte Experimental e Resultados	26
3.1	Acelerador Pelletron	26
3.1.1	Fonte de Íons	26
3.1.2	Tubo Acelerador	29
3.2	Montagem Experimental	30
3.3	Eletrônica e Programas de Aquisição	36
3.4	Redução dos Dados	37
3.4.1	Secções de Choque Experimentais	37
3.4.2	Extração da Distribuição de Barreiras a Partir dos Da- dos Experimentais	39
3.5	Resultados Experimentais	40
3.5.1	Energia Centrífuga	40

3.5.2	Espectros Experimentais	41
3.5.3	Funções de Excitação e Distribuições de Barreiras	42
4	Análise dos Dados e Discussão	50
4.1	Programa FRESCO	50
4.2	Determinação do Potencial Nuclear	52
4.3	Acoplamentos Inelásticos	52
4.4	Sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$	53
4.4.1	Excitações Inelásticas	53
4.4.1.1	Reorientação do Estado Fundamental	57
4.4.2	Reações de Transferência	58
4.4.3	Comparação dos Cálculos de Canais Acoplados com Dados Experimentais da Literatura	61
4.5	Sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$	67
4.5.1	Excitações Inelásticas	67
4.5.2	Reações de Transferência	69
4.5.3	Comparação dos Cálculos de Canais Acoplados com Dados Experimentais da Literatura	72
4.6	Sistema $^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$	74
4.6.1	Excitações Inelásticas	74
4.6.2	Reações de Transferência	78
4.6.3	Comparação dos Cálculos de Canais Acoplados com Dados Experimentais da Literatura	82
4.7	Sistema $^{18}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$	86
4.7.1	Excitações inelásticas	86
4.7.2	Reações de Transferência	86
4.7.3	Comparação dos Cálculos de Canais Acoplados com Dados Experimentais da Literatura	90
5	Conclusão	96
	Referências Bibliográficas	98

Capítulo 1

Motivação

"Após um certo ponto não existe mais retorno. Esse ponto deve ser alcançado."

Franz Kafka

Os estudos das reações nucleares com íons pesados apresentaram grandes progressos experimentais e teóricos nas últimas duas décadas. Por exemplo, desde a descoberta, nos anos 80, da forte influência da estrutura nuclear do projétil e do alvo no mecanismo de fusão [1–3], houve um grande avanço na qualidade e quantidade das funções de excitação de fusão disponíveis na literatura. Hoje, com medidas de fusão de grande precisão, podemos efetuar operações matemáticas sobre os dados experimentais para tentar extrair-lhes os detalhes mais recônditos [4, 5]. Mas de nada adiantariam esses dados se não houvesse um tratamento teórico igualmente preciso e detalhista para fornecer as interpretações teóricas necessárias. Nesse sentido, o advento de computadores compactos com alta capacidade de cálculo facilitou o desenvolvimento de métodos numéricos para a resolução do grande número de equações acopladas que podem surgir no tratamento rigoroso do problema de canais de reações acoplados [6, 7]. Dessa maneira, a interferência quântica que existe entre os diferentes canais de reação durante uma colisão entre dois núcleos pesados pode ser investigada e a importância de cada um deles no processo

global pode ser quantificada. Além disso, a queda dos preços, a popularização dos computadores e a distribuição gratuita de programas permitiram que esses cálculos fossem realizados em todos os laboratórios do mundo. Tudo isso está muito distante dos primeiros modelos fenomenológicos que conseguiram ressaltar que algumas características nucleares eram responsáveis pelo grande favorecimento da fusão abaixo da barreira coulombiana.

Um outro avanço no estudo de reações nucleares, talvez o mais importante das últimas décadas, foi o desenvolvimento de equipamentos que fornecem feixes de núcleos fora da linha de estabilidade, chamados de feixes radioativos, ou exóticos. Os dados já obtidos com eles estão exigindo uma ampla generalização dos modelos de estrutura e reações nucleares. Do lado experimental, o limiar de quebra muito baixo desses núcleos colocou vários desafios, pois, em caso de quebra do projétil, a reação entre dois corpos se transforma na interação entre três ou mais núcleos e/ou nucleons [8]. Não é fácil a tarefa experimental de identificar sem ambigüidades todos os produtos de reação. E tudo isso é agravado pelas baixas intensidades dos feixes exóticos disponíveis no momento. Apesar dessas dificuldades, os estudos já realizados com núcleos instáveis mostram inequivocamente que alguns deles têm papel importante no processo de síntese de elementos nas estrelas. Os parâmetros obtidos nesses trabalhos são ingredientes fundamentais para os modelos astrofísicos da evolução do universo.

Apenas esses dois exemplos são suficientes para mostrar a grande vitalidade e os imensos desafios que a Física Nuclear tem hoje diante de si. No entanto, a despeito da grande atração que essa “nova Física Nuclear” possa exercer sobre os pesquisadores, ainda há enormes reservas inexploradas no campo dos núcleos estáveis, tanto dos fracamente ligados, quanto dos fortemente ligados. E, mais importante, os progressos teóricos e experimentais que por ventura se realizem na compreensão dos núcleos da linha de estabilidade são, em geral, importantes para as pesquisa com núcleos fora da estabilidade. Em particular, uma rigorosa e completa descrição dos acoplamentos entre todos os canais de reação relevantes durante uma colisão nuclear precisa ainda ser alcançada, mas, no momento, essa tentativa só é possível de ser empreendida com núcleos estáveis porque os cálculos devem ser comparados com um

grande e preciso conjunto de dados sobre todos os mecanismos envolvidos: espalhamento elástico, espalhamentos inelásticos, reações de transferência e fusão nuclear.

Outro ponto essencial a ser resolvido, também no terreno dos núcleos estáveis, é o tipo mais apropriado de potencial de interação núcleo-núcleo a ser empregado nos cálculos. Desde a sua proposição, há várias décadas, o potencial óptico tem sido largamente utilizado até hoje com a tradicional geometria Woods-Saxon. A sua parte real tenta simular a força nuclear entre os dois núcleos, enquanto a parte imaginária simula todos os canais de reação que subtraem fluxo do canal elástico. Com seis parâmetros livres, esse modelo geralmente fornece excelentes ajustes aos dados de espalhamento elástico e, com isso, ganha autoridade para ser empregado em cálculos dos outros mecanismos. Nesse caso, é claro que toda a física envolvida no mecanismo da reação nuclear está embutida na parte imaginária (e real, pois elas não são independentes). Apesar dos excelentes ajustes que podem ser obtidos, não aprendemos nada sobre a interferência e importância relativa entre os diversos canais na distribuição quântica da seção de choque total de reação. Além disso, esses potenciais ópticos deduzidos a partir do espalhamento elástico são geralmente empregados na análise de outros canais de reação, no âmbito do DWBA e mesmo de cálculos de canais de reação acoplados, caracterizando uma contagem dupla desses processos. O tratamento teórico completo e rigoroso da colisão entre dois núcleos deveria partir da interação nucleon-nucleon entre todos os seus prótons e nêutrons e deduzir os possíveis fenômenos que possam ocorrer entre os dois agrupamentos em interação. Evidentemente, isso ainda está muito longe de nosso horizonte. Uma alternativa menos fundamental seria considerar o projétil e o alvo como estruturas bem caracterizadas por seus infinitos estados excitados e incluir todos esses estados num modelo de canais acoplados que empregasse apenas um potencial nuclear real, pois não haveria mais a necessidade de simular o desvio de fluxo do canal elástico por um potencial imaginário. Porém, mesmo esse tratamento teria sérias dificuldades. A primeira é de ordem prática, uma vez que não existem informações nucleares para todos os estados excitados da maioria dos núcleos estáveis e, ainda que houvesse, o cálculo levaria um

tempo infinito. A segunda dificuldade seria como obter um potencial nuclear real “puro” que não contivesse efeitos das reações. Um outro entrave a esse tratamento é a inclusão da fusão, o processo mais complexo dentre todos que podem ocorrer na colisão entre dois núcleos em energias em torno da barreira coulombiana.

Um dos objetivos deste trabalho foi realizar uma análise teórica dos dados obtidos que se aproxime o máximo possível do cenário ideal resolvendo as três dificuldades apontadas acima dentro das limitações atuais da Física Nuclear. Poucos são os trabalhos da literatura que têm a amplitude das matrizes de acoplamento tratadas aqui, devido ao acoplamento nos cálculos de um grande número de estados excitados e canais de reação. Foi incluído um considerável número de estados excitados, além de todos os processos de transferência identificados nos espectros. Na tentativa de usar um potencial o mais fundamental possível, a interação entre os núcleos foi simulada pelo potencial de dupla-convolução do Potencial de São Paulo [9], tomando apenas a sua parte real. Nenhum potencial imaginário foi necessário na região em torno da barreira, uma vez que os canais de reação relevantes foram explicitamente considerados. No entanto, para absorver as ondas que penetram na barreira e, em princípio levam à fusão, foi empregado um potencial imaginário de alcance muito curto, cuja presença não afeta as reações que ocorrem na superfície. Como se depreende do exposto acima, não há parâmetros livres nesses cálculos, todos os ingredientes utilizados são obtidos diretamente dos valores dos parâmetros nucleares medidos e disponíveis na literatura. Não há nenhuma influência do programador sobre os resultados. E, o que é muito importante, não se trata de ajustes aos dados experimentais, mas de comparações entre a teoria e a experiência. O cenário ideal para esse tipo de análise exige um completo conjunto de dados para todos os processos incluídos nos cálculos, pois, dessa forma, testa-se a sua coerência pela comparação com cada mecanismo individualmente. Infelizmente, e essa é uma grande lacuna “deixada para trás” no campo dos núcleos estáveis, raríssimos são os sistemas que possuem um conjunto completo de dados. Para tornar essa análise mais completa, além dos vários processos medidos, reuniu-se uma grande quantidade de dados disponíveis na literatura para os sistemas

estudados [10–18]. Os conjuntos de dados obtidos foram ainda incompletos, porém esta limitação não impediu a obtenção de inúmeras conclusões.

Outro objetivo importante deste trabalho foi enfrentar o desafio dos núcleos ímpares que são sempre evitados. Desde o artigo pioneiro de Satchler [19], nos anos 60, sabe-se que a estrutura particular de alguns núcleos ímpares pode afetar o mecanismo de reação de maneira diferente dos núcleos pares. Em particular, se o núcleo apresentar uma deformação permanente no estado fundamental e possuir spin maior que $\frac{1}{2}$, a reorientação desse spin pode afetar fortemente o espalhamento elástico e inelástico em reações em que eles estiverem envolvidos. Porém, até hoje, ainda não se investigou se as distribuições de barreiras podem detectar esse efeito e se sistemas de peso médio são afetados por ele. Para preencher essa lacuna, foram medidas com grande precisão as funções de excitação quase-elásticas dos sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$, e delas foram deduzidas as respectivas distribuições de barreiras. Além disso, funções de excitação de reações de transferências de nucleons foram também medidas para aumentar a completude dos dados disponíveis para esses sistemas e tornar mais ampla a comparação com os cálculos teóricos.

Capítulo 2

Fundamentação Teórica

"Dostoievski me deu mais do que qualquer cientista, mais do que Gauss."

Albert Einstein

2.1 Interação Nuclear

Uma investigação completa das propriedades de sistemas nucleares requer que se resolva a equação de Schrödinger utilizando uma hamiltoniana que contenha uma miríade de graus de liberdade interagindo. Este problema completo ainda não pode ser resolvido. É preciso, portanto, desenvolver modelos aproximados que mantenham as principais características do sistema, envolvendo, porém, equações de movimento mais simples. Chamando de ξ o conjunto de coordenadas do modelo e $h(\xi)$ a Hamiltoniana correspondente, os estados estacionários $\varphi_\alpha(\xi)$ são dados pela equação:

$$h(\xi)\varphi_\alpha(\xi) = E_\alpha\varphi_\alpha(\xi). \quad (2.1)$$

O sistema é descrito por um conjunto de coordenadas $\{r, \xi\}$ e a Hamiltoniana total é:

$$H(r, \xi) = T_r + h(\xi) + V(r, \xi), \quad (2.2)$$

com r sendo a distância de separação projétil-alvo, T_r , o operador de energia

cinética correspondente e $V(r, \xi)$, a interação (acoplamento) de r com os graus de liberdade internos. À medida que o projétil se aproxima do alvo, caso ocorra excitação de graus de liberdade internos relevantes, a ação de $V(r, \xi)$ pode levar os estados intrínsecos do sistema a um estado final $\varphi_\alpha(\xi)$ diferente do inicial $\varphi_0(\xi)$. Deste modo, para se caracterizar o estado final, são necessários o estado do movimento relativo e os números quânticos intrínsecos indexados por α . Estes estados são denominados de canais de reação. Os canais que despertam um maior interesse são:

- i) canal elástico - o canal mais importante, corresponde ao estado fundamental $\alpha = 0$. Não ocorre excitação intrínseca devido à colisão neste caso. Conseqüentemente, a energia total é conservada, bem como a energia cinética do movimento relativo;
- ii) canais inelásticos - aqui, projétil e alvo mantêm suas identidades, todavia um ou ambos os participantes da colisão passam para um estado excitado, ou seja, de maior energia. Parte da energia cinética do movimento relativo é transferida para a excitação;
- iii) canais de transferência - neste caso, a identidade dos participantes é alterada, pois ocorre troca de constituintes (nucleons) entre eles;
- iv) fusão - projétil e alvo se fundem e formam um núcleo composto;
- v) fusão incompleta - quebra do projétil em dois ou mais fragmentos seguida da fusão de um dos fragmentos com o alvo.

Muitos experimentos já demonstraram o importante papel que os canais apresentados desempenham nas reações entre íons pesados. Usualmente, estes processos são tratados de forma separada. A fusão, como será mostrado, é descrita por uma barreira de potencial real. O canal elástico é ajustado por um potencial óptico complexo, no qual a parte imaginária é responsável pela assimilação dos demais graus de liberdade. As transferências e excitações inelásticas são tratadas usando a aproximação de Born de onda distorcida, que as trata como perturbações sobre o canal elástico. Neste contexto, o cálculo

de canais acoplados surge como o método mais apropriado para se caracterizar esses casos, uma vez que todos os principais processos são tratados simultaneamente [20, 21].

2.2 Modelo de Penetração de Barreira Simples

A interação entre dois núcleos, com uma distância r entre eles, é regida por um potencial constituído de duas partes: uma coulombiana, repulsiva e de longo alcance, e uma nuclear, de curto alcance. A interação coulombiana, $V_C(r)$, é dada por:

$$V_c(r) = \begin{cases} \frac{kZ_pZ_a}{r} & r \geq r_n \\ \frac{kZ_pZ_a}{r_n} \left(\frac{3}{2} - \frac{r^2}{2r_n^2} \right) & r < r_n \end{cases}, \quad (2.3)$$

com Z_p sendo a carga do projétil; Z_a , a carga do alvo; a constante $k = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} = 1,44 \text{ MeV fm}$ e o raio crítico r_n é fornecido por:

$$r_n = r_0(A_p^{\frac{1}{3}} + A_a^{\frac{1}{3}}), \quad (2.4)$$

com A_p e A_a representando as massas do projétil e do alvo, respectivamente, e r_0 , o raio coulombiano reduzido, normalmente definido como $1,2 \text{ fm}$.

O potencial nuclear não possui forma analítica conhecida e, portanto, utiliza-se como parametrização deste potencial diversos modelos fenomenológicos. Nesse contexto, a forma mais utilizada é a de Woods-Saxon:

$$V_n(r) = \frac{-V_o}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}. \quad (2.5)$$

Nesse caso, V_o (profundidade), r (raio) e a (difusividade) são parâmetros ajustados para reproduzir os dados experimentais¹.

Na figura 2.1, é possível notar que, em uma colisão frontal ($l = 0$), a combinação desses potenciais gera uma barreira de potencial (B_0), cuja altura

¹Neste trabalho, para representar a parte real do potencial nuclear foi utilizado um potencial tipo dupla-convolução (*double-folding*), o potencial de São Paulo [9], o qual será descrito com mais detalhes na seção 2.6.

Figura 2.1: Potencial efetivo de interação entre dois núcleos em colisão frontal ($l = 0$).

é aproximadamente dada por:

$$B_0 = \frac{1,44Z_pZ_a}{1,2(A_p^{\frac{1}{3}} + A_a^{\frac{1}{3}})} \text{MeV}. \quad (2.6)$$

Quando $l \neq 0$, ou seja, a colisão não é frontal, o potencial de interação também inclui um termo centrífugo:

$$\frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2}. \quad (2.7)$$

Assim, o potencial efetivo de interação entre dois núcleos esféricos, para $r > r_n$, pode ser escrito como:

$$V(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp\left[\frac{(r-R_1-R_2)}{a}\right]} + \frac{Z_1Z_2e^2}{r} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2}, \quad (2.8)$$

sendo R_1 e R_2 os raios dos núcleos e μ , a massa reduzida. A barreira de interação para a l -ésima onda parcial é:

$$B_l = V(R_l) = B_0 + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2}, \quad (2.9)$$

e da condição

$$\left[\frac{dV(r)}{dr} \right] = 0 \quad (2.10)$$

consegue-se a separação radial R_l . A frequência ω_l é relacionada com $V(r)$ por

$$\hbar\omega_l = \hbar \left[\frac{d^2 V(r)}{dr^2} \Big|_{R_l} \frac{1}{\mu} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (2.11)$$

Assumindo que R_l e $\hbar\omega_l$ são pouco sensíveis ao índice l , pode-se considerar duas aproximações na região em que $l = 0$:

$$\hbar\omega_l \cong \hbar\omega_0, \quad (2.12)$$

e

$$B_l = B_0 + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R_0^2}. \quad (2.13)$$

A seção de choque de fusão é dada pela equação abaixo:

$$\sigma_{fus} = \frac{\pi}{\kappa^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_l \equiv \frac{\pi}{\kappa^2} \sum_l \sigma_l, \quad (2.14)$$

onde κ é o número de onda assintótico e T_l , o coeficiente de transmissão da barreira.

Os coeficientes de transmissão podem ser calculados utilizando-se a aproximação de WKB, válida para energias acima e abaixo da barreira [22]:

$$T_l(E) = \frac{1}{1 + e^{2S_l(E)}}, \quad (2.15)$$

com

$$S_l(E) = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2}} \int_{r_{1l}}^{r_{2l}} dr \left[V_0(r) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} - E \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (2.16)$$

Aqui r_{1l} e r_{2l} são os pontos de retorno clássico para a barreira definida pela l -ésima onda parcial.

Assumindo que é possível substituir a barreira de potencial por uma parábola, pode-se aproximar as diversas barreiras obtidas, através de diferentes ondas parciais, por um potencial de altura B_l e frequência ω_l . Para uma energia E , a probabilidade de absorção $P(l, E)$ da l -ésima onda parcial é dada pela fórmula de Hill-Wheeler [23]:

$$P(l, E) = \left\{ 1 + \exp \left[\frac{2\pi(B_l - E)}{\hbar\omega_l} \right] \right\}^{-1}. \quad (2.17)$$

Desta forma, a secção de choque de fusão torna-se:

$$\sigma_{fus}(E) = \frac{\pi}{\kappa^2} \sum_l \frac{2l+1}{1 + \exp \left[\frac{2\pi(B_l - E)}{\hbar\omega_l} \right]}. \quad (2.18)$$

Usando 2.12 e 2.13 e substituindo o somatório na equação acima por uma integral², encontra-se:

$$\sigma_{fus}(E) = \left(\frac{R_0^2 \hbar \omega_0}{2E} \right) \ln \left\{ 1 + \exp \left[\frac{2\pi(E - B_0)}{\hbar\omega_0} \right] \right\}. \quad (2.19)$$

Para $E \gg B_0$, esta fórmula reduz-se a:

$$\sigma_{fus}(E) = \pi R_0^2 \left(1 - \frac{B_0}{E} \right). \quad (2.20)$$

Para o caso em que temos $E \ll B_0$:

$$\sigma_{fus}(E) = \frac{\hbar\omega_0 R_0^2}{2E} \exp \left[-\frac{2\pi}{\hbar\omega_0} (B_0 - E) \right]. \quad (2.21)$$

Esta equação representa uma primeira aproximação da secção de choque de fusão subcoulombiana.

²Esta aproximação é válida quando um elevado número de ondas parciais contribui para a secção de choque de fusão, isto é verdadeiro quando a reação envolve núcleos pesados.

É viável extrapolar este modelo para núcleos deformados, desde que sejam incluídos os parâmetros de deformação em ordens superiores dos potenciais coulombiano e nuclear, bem como definir um ângulo de orientação em relação ao eixo de colisão [24].

Na colisão entre íons pesados, os participantes apresentam estruturas muito complexas e por esta razão o modelo de penetração de barreira simples falha na descrição destes sistemas. A hipótese assumida por este modelo, na qual os núcleos são considerados esferas rígidas que interagem através de um potencial dependente apenas da distância de separação entre elas, não é adequada. Nestas situações, uma maneira diferente de análise deve ser utilizada, pois os núcleos, quando se aproximam, podem vibrar, girar, trocar partículas e até fundir completamente.

2.3 Simplificação do Formalismo de Canais Acoplados

Como foi realçado na seção 2.1, a maneira usual de se estudar os efeitos causados pelos graus de liberdade internos do sistema na interação nuclear é resolver numericamente as equações de canais acoplados, as quais definem as funções de onda do movimento relativo. Não obstante, à medida que são incluídos mais canais físicos nos cálculos, as soluções tornam-se consideravelmente mais complicadas e a compreensão dos resultados bastante difícil. Em consequência disso, geralmente, são empregadas duas aproximações, adiabática e isocentrífuga³ [25–28], que simplificam significativamente os cálculos numéricos e possibilitam o entendimento do efeito dos acoplamentos por meio de uma distribuição de barreiras de potencial. Dito isto, é possível considerar a hamiltoniana [29]

$$H = T_r + V_0(r) + H_0(\xi) + V(r, \xi), \quad (2.22)$$

³Na aproximação adiabática são desconsideradas as energias de excitação dos graus de liberdade internos. Já na aproximação isocentrífuga, ignoram-se as mudanças no potencial isocentrífugo devido às excitações intrínsecas.

com T_r representando a energia cinética; r , a distância relativa entre os núcleos; ξ , os graus de liberdade internos dos participantes; $V_0(r)$ simboliza a energia do potencial e $H_0(\xi)$, a estrutura interna do alvo e do projétil. Os auto-estados de $H_0(\xi)$ são dados por:

$$H_0|n\rangle = \varepsilon_n|n\rangle. \quad (2.23)$$

A função de onda radial expandida é

$$\psi(r) = \sum_n \chi(r)|n\rangle. \quad (2.24)$$

Reduzindo a equação de Schrödinger independente do tempo a um conjunto de equações acopladas para as funções de onda de movimento relativo χ_n , chega-se a:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + V_l(r) - E \right] \chi_n(r) = - \sum_m [\varepsilon_n \delta_{nm} + \langle n|V(r, \xi)|m\rangle] \chi_m(r). \quad (2.25)$$

Estas são resolvidas com condições de contorno de onda incidente:

$$\chi_n(r) \rightarrow \begin{cases} \delta_{n0} e^{-ik_n r} + \sqrt{\frac{k}{k_n}} R_n e^{ik_n r} & r \rightarrow \infty \\ \sqrt{\frac{k}{k_n}} T_n e^{-ik_n r} & r \rightarrow r_{min} \end{cases}, \quad (2.26)$$

onde $\frac{\hbar^2 k_n^2}{2\mu} = E - \varepsilon_n$. Os graus de liberdade internos são escolhidos inicialmente no estado fundamental ($n = 0$) e a energia do estado fundamental é selecionada nula ($\varepsilon_0 = 0$). T_n e R_n denotam os coeficientes de transmissão e reflexão, respectivamente.

Assumindo que a massa reduzida e o potencial não variam sensivelmente, é possível separar o acoplamento em duas partes, uma relativa, $F(r)$, e outra intrínseca, $G(\xi)$ [30]. Deste modo:

$$M_{nm} = \varepsilon_n \delta_{nm} + \langle n|V(r, \xi)|m\rangle = \varepsilon_n \delta_{nm} + F(r) \langle n|G(\xi)|m\rangle. \quad (2.27)$$

Considerando ainda que $F(r)$ é constante, as equações se desacoplam e dão:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + V_l(r) + \lambda_n - E \right] \left[\sum_m U_{nm} \chi_m(r) \right] = 0, \quad (2.28)$$

onde U_{nm} é a matriz unitária que diagonaliza a matriz de acoplamento M_{nm} , dando um conjunto de autovalores λ_n . Esta equação demonstra que o acoplamento substitui a barreira original por um conjunto de barreiras $V_l(r) + \lambda_n$.

2.4 Cálculo de Canais de Reação Acoplados

A descrição simplificada do item anterior serviu para mostrar que o efeito do acoplamento de canais é substituir a barreira simples por um conjunto de barreiras. Além disso, esse tratamento fornece resultados razoáveis para acoplamentos simples. No entanto, quando muitos canais devem ser acoplados, um modelo mais rigoroso deve ser utilizado.

O espaço utilizado pelo modelo de canais de reação acoplados (CRC) para reações diretas não é todo o espaço físico disponível, pois é impossível resolver o problema completamente. Portanto, é necessário dividir o espaço de Hilbert fazendo uso de projetores [31, 32]. Assim, define-se como P o operador que projeta a função de onda total no espaço definido pelo modelo e Q , o operador que projeta no espaço restante. Esses operadores satisfazem as relações $P^2 = P$, $Q^2 = Q$, $PQ = QP$ e $P + Q = I$, sendo I o operador identidade. Desta forma, nessa abordagem, a função de onda completa é projetada em um produto dos estados do projétil e do alvo, $\phi_i \equiv \phi_{ip} * \phi_{ia}$, com a função de onda $\psi_i(\vec{R}_i)$ descrevendo o movimento relativo entre eles⁴:

$$P\bar{\Psi} \equiv \sum_i^N \phi_i \psi_i(\vec{R}_i) \quad (2.29)$$

É importante destacar que, no âmbito do CRC, existe um conjunto finito de estados que leva a um número finito de equações acopladas.

⁴ $\vec{R}_i = \vec{R}_{ip} - \vec{R}_{ia}$, considerando que os núcleos do projétil e do alvo estão nas posições $\vec{R}_{ip}$ e $\vec{R}_{ia}$, respectivamente.

Considerando a Hamiltoniana completa $\overline{H}$ e a energia total E , a equação de Schrödinger $[\overline{H} - E]\overline{\Psi} = 0$ no espaço definido pelo modelo torna-se $[H - E]\Psi = 0$. Introduzindo os projetores e com algumas manipulações chega-se à relação entre a Hamiltoniana completa e a hamiltoniana definida pelo modelo

$$H = P\overline{H}P - P\overline{H}Q \frac{1}{Q\overline{H}Q - E - i\epsilon} Q\overline{H}P. \quad (2.30)$$

Nesta equação, ϵ é uma quantidade infinitesimal positiva que assegura que os canais que não foram incluídos estão apenas removendo fluxo do subespaço definido pelo modelo. De fato, o segundo termo como um todo representa a influência dos canais excluídos no subespaço $P\overline{\Psi}$.

A hamiltoniana H pode agora ser projetada nas bases ϕ_i :

$$H_i - E_i = \langle \phi_i | H - E | \phi_i \rangle, \quad (2.31)$$

E_i representa a energia cinética assintótica no i -ésimo canal. O potencial de interação é então definido como tudo que está em H , porém não está incluso em H_i , assim

$$H_i - E_i + V_i = H - E. \quad (2.32)$$

Os elementos de matriz diagonais de V_i são nulos, $\langle \phi_i | V_i | \phi_i \rangle = 0$.

Considerando agora a equação de Schrödinger:

$$[H - E]\Psi = 0, \quad (2.33)$$

e projetando sobre as diferentes bases ϕ_i , encontra-se o conjunto de equações:

$$[E_i - H_i]\psi_i(\vec{R}_i) = \sum_{j \neq i} \langle \phi_i | H - E | \phi_j \rangle \psi_j(\vec{R}_j), \quad (2.34)$$

que acopla as funções de onda $\psi_i(\vec{R}_i)$, cuja forma não é conhecida. O elemento de matriz $\langle \phi_i | H - E | \phi_j \rangle$ pode ser expandido de duas formas: em relação ao canal de entrada, essa expansão é denominada representação *prior*, ou em relação ao canal de saída, representação *post*. As equações assumem a seguinte forma:

$$H - E = \begin{cases} H_i - E_i + V_i & \textit{post} \\ H_j - E_j + V_j & \textit{prior} \end{cases} \quad (2.35)$$

e

$$\langle \phi_i | H - E | \phi_j \rangle = \begin{cases} V_{ij}^{post} + [H_i - E_i] K_{ij} & \textit{post} \\ V_{ij}^{prior} + K_{ij} [H_j - E_j] & \textit{prior} \end{cases}, \quad (2.36)$$

com

$$V_{ij}^{post} \equiv \langle \phi_i | V_i | \phi_j \rangle, \quad V_{ij}^{prior} \equiv \langle \phi_i | V_j | \phi_j \rangle, \quad K_{ij} \equiv \langle \phi_i | \phi_j \rangle. \quad (2.37)$$

As funções $K_{ij} = \langle \phi_i | \phi_j \rangle$ (funções de superposição ou *overlap*) surgem da não-ortogonalidade entre as bases ϕ_i e ϕ_j , caso estes estados estejam em diferentes partições de massa.

2.4.1 Solução Completa para o Cálculo de Canais de Reação por Iteração

É possível resolver os canais de reação acoplados por meio de um processo iterativo. O programa FRESCO [33] utiliza uma escolha arbitrária de interações *post* ou *prior*, da seguinte forma:

$$\begin{aligned} \theta_{ij} &= 0 \text{ ou } 1: \text{presença de interação } \textit{post} \text{ no acoplamento } j \rightarrow i, \\ 1 - \theta_{ij} &= 0 \text{ ou } 1: \text{presença de interação } \textit{prior}. \end{aligned} \quad (2.38)$$

A partir dessas definições são realizados os passos descritos a seguir:

Para $n = 0$,

$$\psi_i^{(0)} = \delta(i, i_0) \psi_{el}, \quad (2.39)$$

$$\delta S_i^{(0)} = \delta \psi_i^{(0)} = 0. \quad (2.40)$$

Para $n = 1 \rightarrow n + 1$

$$[H_i - E_i]\chi_i^{(n)} + S_i^{(n-1)} = 0, \quad (2.41)$$

com

$$S_i^{(n-1)} = \sum_j [\theta_{ij} V_{ij}^{post} + (1 - \theta_{ij}) V_{ij}^{prior}] \psi_j^{(n-1)} - \delta S_i^{(n-1)}, \quad (2.42)$$

e para iterações subseqüentes,

$$\delta \psi_i^{(n)} = \sum_j \theta_{ij} \langle \phi_i | \phi_j \rangle \psi_j^{(n-1)}, \quad (2.43)$$

$$\delta S_i^{(n)} = \sum_j (1 - \theta_{ij}) \langle \phi_i | \phi_j \rangle [S_j^{(n-1)} + (H_j - E_j) \delta \psi_j^{(n)}], \quad (2.44)$$

$$\psi_i^{(n)} = \chi_i^{(n)} - \delta \psi_i^{(n)}. \quad (2.45)$$

Vale ressaltar que é necessário incluir corretamente os termos não ortogonais $\langle \phi_i | \phi_j \rangle$; caso esta inclusão seja feita adequadamente, os modelos *post* e *prior* são equivalentes para qualquer número de iterações.

2.4.2 Equações Acopladas

Supondo um sistema projétil-alvo que possua diferentes partições de massa κ , nesse caso, são válidos os acoplamentos a seguir:

$$\mathbf{L} + \mathbf{J}_p = \mathbf{J}; \quad \mathbf{J} + \mathbf{J}_a = \mathbf{J}_T, \quad (2.46)$$

com J_p representando o spin do projétil; J_a , o spin do alvo; J_T , o momento angular total e L , momento angular orbital. As funções de onda são descritas por:

$$\Psi_{\kappa J_T}^{M_T} = |(L J_p) J, J_a; J_T\rangle. \quad (2.47)$$

Para simplificar a notação, o conjunto de variáveis $\{\kappa p a, (L J_p) J, J_a; J_T\}$

será substituído pelo índice α . Assim, para cada partição

$$\begin{aligned} \Psi_{\kappa J_T}^{M_T}(\vec{R}_\kappa, \xi_p, \xi_a) = & \sum_{\substack{L J_p J J_a \\ M \mu_p M_J \mu_a}} \phi_{J_p}(\xi_p) \phi_{J_a}(\xi_a) i^L Y_L^M(\hat{R}_\kappa) \frac{1}{R_\kappa} f_{(L J_p) J, J_a}^{\kappa J_a}(R_\kappa) \\ & \langle L M J_p \mu_p | J M_J \rangle \langle J M_J J_a \mu_a | J_T M_T \rangle \quad (2.48) \end{aligned}$$

considerando que R_κ simboliza as coordenadas radiais do alvo para o projétil na partição κ ; ξ_p e ξ_a são as coordenadas internas do projétil e do alvo, respectivamente e $f_{(L J_p) J, J_a}^{\kappa J_a} \equiv f_\alpha$ representa as funções de onda radiais. O termo multiplicativo i^L surge das expansão das ondas planas incidentes em funções esféricas de Bessel.

Por fim, as equações acopladas assumem a forma a seguir:

$$\begin{aligned} [E_{\kappa p a} - T_{\kappa L}(R_\kappa) - U_\kappa(R_\kappa)] f_\alpha(R_\kappa) = & \sum_{\alpha', \Gamma > 0} i^{L' - L} V_{\alpha: \alpha'}^\Gamma(R_{\kappa'}) f_{\alpha'}(R_{\kappa'}) \\ & + \sum_{\alpha', \kappa' \neq \kappa} i^{L' - L} \int_0^{R_m} V_{\alpha: \alpha'}(R_\kappa, R_{\kappa'}) f_{\alpha'}(R_{\kappa'}) dR_{\kappa'}. \quad (2.49) \end{aligned}$$

Aqui, $U_\kappa(R_\kappa)$ é o potencial óptico (incluindo a parte nuclear e a parte coulombiana); $V_{\alpha: \alpha'}^\Gamma(R_{\kappa'})$ são as interações locais de multipolaridade Γ ; $V_{\alpha: \alpha'}(R_\kappa, R_{\kappa'})$ são as interações não locais entre diferentes partições, caso ocorra transferência de partículas; R_m é o raio máximo que deve ser escolhido maior do que o alcance do potencial e finalmente a energia cinética, $T_{\kappa L}(R)$, dada por:

$$T_{\kappa L}(R) = -\frac{\hbar^2}{2\mu_\kappa} \left(\frac{d^2}{dR^2} - \frac{L(L+1)}{R^2} \right) \quad (2.50)$$

e $E_{\kappa p a}$:

$$E_{\kappa p a} = E + Q_\kappa - \epsilon_p - \epsilon_a, \quad (2.51)$$

com as energias dos estados excitados do projétil e alvo, respectivamente, ϵ_p

e ϵ_a e Q_κ sendo os valor de Q^5 na partição κ .

2.5 Representação da Distribuição de Barreiras Quase-elásticas

Em uma representação completamente clássica, na qual os projéteis que incidem num alvo só podem ser elasticamente espalhados ou fundir-se com ele, existe uma relação direta entre a secção de choque de fusão e a secção de choque diferencial do espalhamento quase-elástico, visto que, qualquer perda no canal elástico, que é o único canal quase-elástico (neste caso ideal), contribui diretamente para a fusão. Isto é consequência da conservação do fluxo, expressa por:

$$T(E) + R(E) = 1, \quad (2.52)$$

$T(E)$ e $R(E)$ são os coeficientes de transmissão e reflexão, respectivamente.

Em 180° , para $l = 0$, o coeficiente de transmissão, T_0 , pode ser expresso em termos da secção de choque de fusão σ_{fus} [34], enquanto o coeficiente de reflexão é igual à razão entre as secções de choque diferenciais para os espalhamentos quase-elástico e Rutherford, assim:

$$T_0 = \frac{1}{\pi R^2} \frac{d(E\sigma_{fus})}{dE}, \quad (2.53)$$

$$R_0 = \frac{d\sigma_{qel}}{d\sigma_{ruth}}(E), \quad (2.54)$$

sendo R o raio de fusão.

A diferencial da equação 2.53, com relação a E , representa a distribuição de barreiras $D_{fus}(E)$ do sistema, dada por:

$$D_{fus}(E) \equiv \frac{dT_0}{dE} = \frac{1}{\pi R^2} \frac{d^2(\sigma_{fus}E)}{dE^2}, \quad (2.55)$$

⁵O valor Q representa a quantidade de energia liberada em uma transferência. Em termos das energias de ligação, $Q = B_a - B_p$, com B_p sendo a energia de ligação da partícula transferida no projétil e B_a , no alvo.

que, classicamente, é uma função δ , conforme esquematizado na figura 2.2 (quadros a e c). Na descrição quântica, a equação 2.55 permanece válida, entretanto, devido ao tunelamento, a função δ é substituída por uma função gaussiana de largura ≈ 2 MeV [4]. Esta situação também está esquematizada na figura 2.2 (quadros b e d).

Usando as equações 2.52, 2.54 e 2.55, segue que:

$$D_{fus}(E) \equiv \frac{dT_0}{dE} = -\frac{dR_0}{dE} = -\frac{d}{dE} \left(\frac{d\sigma_{qel}}{d\sigma_{ruth}} \right) \equiv D_{qel}(E). \quad (2.56)$$

Não é imediatamente aparente que as derivações anteriores possam ser estendidas às situações em que há diversas barreiras envolvidas. Como foi dito anteriormente, reações com barreiras múltiplas podem ser aproximadas por um modelo de canais acoplados, que faz uso das, já citadas, aproximações adiabática e isocentrífuga. Se o fator de forma radial $F(r)$ do acoplamento é assumido invariável, independentemente do canal, a equação de canais acoplados fica:

$$[T + V(r) + \Lambda_\alpha F(r) - E]\psi_\alpha = 0. \quad (2.57)$$

$\Lambda_\alpha F(r)$ representa a matriz de acoplamento.

Os autocanais ψ_α são obtidos por uma transformação unitária dos canais físicos [28]:

$$\psi_\alpha = U_{\alpha i}^+ \phi_i^{fis}, \quad (2.58)$$

de forma que a matriz de acoplamento, $V_{ij} = F(r)\Gamma_{ij}$, torna-se diagonal, ou seja:

$$U_{\alpha i} \Gamma_{ij} U_{j\beta}^+ = \Lambda_\alpha \delta_{\alpha\beta}. \quad (2.59)$$

Os elementos da matriz S física são transformações dos elementos da matriz S de autocanais:

$$S_{i;0} = U_{i\alpha} U_{0\alpha} S_\alpha. \quad (2.60)$$

Figura 2.2: Para uma barreira em 30 MeV, na região (a) está representado o coeficiente de transmissão puramente clássico e no quadro (c) a distribuição de barreiras de fusão correspondente, uma função δ . Na região (b), o gráfico do coeficiente de transmissão, para o caso quântico, no qual ocorre penetração na região classicamente proibida, em (d), a distribuição de barreiras que nesta situação é uma função gaussiana.

O fator $U_{0\alpha}$ é proveniente da condição de contorno de que exista apenas um canal incidente. Logo, a secção de choque de fusão total é:

$$\sigma_{fus} = \frac{\pi}{\kappa^2} \sum_{l,i,\alpha,\beta} (2l+1) \left(1 - U_{i\alpha} U_{0\alpha} S_{\alpha}^l U_{i\beta}^* U_{0\alpha}^* S_{\beta}^{l*}\right). \quad (2.61)$$

Usando a relação

$$\sum_i U_{i\alpha} U_{i\beta}^* = \sum_i U_{\beta i}^+ U_{i\alpha} = \delta_{\alpha\beta}, \quad (2.62)$$

a equação 2.61 se reduz a:

$$\sigma_{fus} = \frac{\pi}{\kappa^2} \sum_{l,\alpha} w_{\alpha} (2l+1) \left(1 - |S_{\alpha}^l|^2\right) = \sum_{\alpha} w_{\alpha} \sigma_{fus,\alpha}. \quad (2.63)$$

onde foram introduzidos os pesos dos autocanais $w_{\alpha} \equiv U_{0\alpha}^2$, com $\sum_{\alpha} w_{\alpha} = 1$. As matrizes U são sempre escolhidas reais. Aplicando 2.55:

$$D_{fus}(E) \equiv \frac{1}{\pi R^2} \frac{d^2(\sigma_{fus} E)}{dE^2} = \sum_{\alpha} w_{\alpha} \frac{d^2(\sigma_{fus,\alpha})}{dE^2} = \sum_{\alpha} w_{\alpha} D_{fus,\alpha}. \quad (2.64)$$

Pode-se expressar as amplitudes de espalhamento nos canais físicos como:

$$f_i(\theta) = \frac{1}{2i\kappa} \sum_l (2l+1) P_l(\cos \theta) S_i^l e^{2i\sigma_{\alpha}^l} \quad (2.65)$$

e utilizando 2.60:

$$f_i(\theta) = \frac{1}{2i\kappa} \sum_l (2l+1) P_l(\cos \theta) U_{i\alpha} U_{0\alpha} S_{\alpha}^l e^{2i\sigma_{\alpha}^l} \quad (2.66)$$

onde σ_{α}^l são as fases coulombianas. A soma de ondas parciais nesta equação não converge, em virtude do canal elástico. É possível empregar fatores de convergência convenientes, que daqui para frente serão considerados implicitamente incluídos. A secção de choque diferencial do espalhamento quase-elástico é dada por:

$$\frac{d\sigma_{qel}}{d\Omega}(\theta) \equiv d\sigma_{qel}(\theta) = |f_{qel}(\theta)|^2 = \sum_{j=0}^n |f_j(\theta)|^2, \quad (2.67)$$

onde $f_{qel}(\theta)$ é a amplitude de espalhamento quase-elástico e $j = 0$ indica o canal elástico. Substituindo 2.66 na equação acima:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{qel}}{d\sigma_{ruth}} = \frac{1}{d\sigma_{ruth}} \sum_{j,\alpha,m=0}^n \left| \frac{1}{2i\kappa} \sum_l (2l+1) P_l(\cos \theta) \right|^2 \times \\ \times e^{2i(\sigma_\alpha^l + \sigma_m^l)} U_{j\alpha} U_{0\alpha} \bar{S}_\alpha^l U_{jm}^* U_{0m}^* \bar{S}_m^l. \end{aligned} \quad (2.68)$$

usando 2.62, simplifica-se 2.68:

$$\frac{d\sigma_{qel}}{d\sigma_{ruth}}(\theta) = \frac{1}{d\sigma_{ruth}} \sum_{\alpha=0}^n w_\alpha \left| \frac{1}{2i\kappa} \sum_l (2l+1) P_l(\cos \theta) e^{2i\sigma_\alpha^l} \bar{S}_\alpha^l \right|^2. \quad (2.69)$$

Por comparação com 2.65 e 2.67, a equação acima pode ser escrita, para um ângulo θ particular, como:

$$\frac{d\sigma_{qel}}{d\sigma_{ruth}} = \sum_{\alpha=0}^n w_\alpha \frac{d\sigma_\alpha}{d\sigma_{ruth}} \quad (2.70)$$

e diferenciando em relação à energia chega-se à distribuição de barreiras:

$$D_{qel} \equiv -\frac{d}{dE} \left(\frac{d\sigma_{qel}}{d\sigma_{ruth}} \right) = -\sum_{\alpha=0}^n w_\alpha \frac{d}{dE} \left(\frac{d\sigma_\alpha}{d\sigma_{ruth}} \right) = \sum_{\alpha=0}^n w_\alpha D_{qel,\alpha}. \quad (2.71)$$

Os pesos w_α nesta equação, a qual define a distribuição de barreiras do espalhamento quase-elástico, são equivalentes àqueles encontrados na equação 2.64, que representa a distribuição de barreiras de fusão.

Essa equivalência teórica entre as duas representações foi comprovada pelos dados experimentais [35].

Figura 2.3: Representação das coordenadas de dupla-convolução.

2.6 Potencial de São Paulo

Considere um núcleo com A nucleons e uma densidade dada por $\rho_a(\vec{r}_a)$. Em uma hipotética interação entre este núcleo e um projétil p , a uma distância $\vec{r}$ do primeiro, descrita pelo potencial $V_{pN}(\vec{r} - \vec{r}_a)$. A estimativa mais simples e abrangente para este potencial é uma integral de convolução:

$$U_p(\vec{r}) = \int d\vec{r}_a V_{pN}(\vec{r} - \vec{r}_a) \rho_a(\vec{r}_a). \quad (2.72)$$

Esse tipo de descrição do potencial é chamada de convolução simples (*single-folding*). Se, por outro lado, o projétil também possui muitos nucleons e uma distribuição de matéria dada por $\rho_p(\vec{r}_p)$, o potencial de interação é agora descrito por $V_{NN}(\vec{r}_a - \vec{r}_p)$ e é chamado de potencial de dupla convolução (*double-folding*), calculado pela integral:

$$U_{pa}(\vec{r}) = \int \int d\vec{r}_a d\vec{r}_p V_{NN}(\vec{r} - \vec{r}_a) \rho_p(\vec{r}_p) \rho_a(\vec{r}_a). \quad (2.73)$$

O Potencial de São Paulo [9] é um potencial de dupla convolução que leva em conta a não-localidade de Pauli envolvendo a troca de nucleons entre o alvo e o projétil. Este potencial foi testado para uma grande variedade de sistemas, acima e abaixo da barreira e tem descrito com sucesso a interação sem acoplamento entre íons pesados [36]. Em um modelo não local, a interação V_{NN} é conectada com o potencial da seguinte forma:

$$V_{NN}(\vec{r}, E) \approx U_{pa}(\vec{r})e^{-\frac{4v^2}{c^2}}, \quad (2.74)$$

com c representando a velocidade da luz e v , a velocidade local relativa entre os dois núcleos, dada por:

$$v^2(\vec{r}, E) = \frac{2}{\mu}[E - V_C(\vec{r}) - V_N(\vec{r}, E)]. \quad (2.75)$$

Em [9], para garantir que o Potencial de São Paulo forneça uma descrição global da interação nuclear foi realizada uma sistematização da densidade nuclear. Para tanto foram estudadas distribuições de carga extraídas de espalhamentos de elétrons e densidades calculadas teoricamente por meio do modelo de Dirac-Hartree-Bogoliubov. As densidades nucleares foram descritas pela distribuição de dois parâmetros de Fermi (2pF), cujos raios são fornecidos por:

$$R_0 = 1,31A^{\frac{1}{3}} - 0,84fm, \quad (2.76)$$

com A sendo o número de nucleons do núcleo estudado. A densidade de matéria possui um valor médio de difusividade $a = 0,56fm$.

Nesse modelo, a parte imaginária do potencial é calculada assumindo-se que as componentes real e imaginária de um potencial devem possuir uma geometria similar. Levando isto em conta, a parte imaginária do potencial de São Paulo é definida como:

$$W(\vec{r}, E) = N_i V_{NN}(\vec{r}, E). \quad (2.77)$$

N_i é um parâmetro que pode ser variado para se obter a melhor descrição dos dados experimentais.

No contexto apresentado acima, o Potencial de São Paulo é independente de parâmetros e ideal para os objetivos deste trabalho. Além do mais, ele tem se mostrado muito eficiente na descrição de centenas de sistemas que envolvam núcleos estáveis e instáveis [37].

Capítulo 3

Parte Experimental e Resultados

"Muitos são obstinados em relação ao caminho tomado, poucos em relação à meta."

Friedrich Nietzsche

3.1 Acelerador Pelletron

3.1.1 Fonte de Íons

Os dados obtidos para a realização deste trabalho foram medidos no acelerador Pelletron do Laboratório Aberto de Física Nuclear (LAFN) do Instituto de Física da Universidade de São Paulo [38,39]. Os feixes de $^{16,18}\text{O}$ foram produzidos numa fonte de íons modelo MC-SNICS (*Multicathode Source of Negative Ion by Cesium Sputtering*) que pode ser vista na figura 3.1. Esta fonte, produzida pela NEC (*National Electrostatics Corporation*), é capaz de produzir feixes de íons negativos de uma grande variedade de elementos químicos ou moléculas utilizando um método denominado *Sputtering*. Neste método, colide-se um feixe primário de algum material ionizado, no caso cézio, contra uma amostra do elemento desejado, cujos átomos são arrancados por colisão para formarem o feixe.

O princípio de funcionamento desta fonte está ilustrado na figura 3.2. Primeiramente, um reservatório contendo cézio é aquecido até uma temperatura suficiente para que este vaporize, se espalhe pelo interior da fonte em

vácuo e entre em contato tanto com o ionizador quanto com o catodo. O primeiro é mantido a uma temperatura superior a 1000°C e provoca a imediata ionização do vapor de cézio que o toca, produzindo altas taxas de íons positivos de cézio¹. Já o segundo se encontra refrigerado o que provoca a condensação do vapor de cézio, de forma que sobre sua superfície se forma uma fina camada de cézio. É no catodo que está armazenado o material compactado que se deseja ter como feixe. Neste tipo de fonte podem ser montados até 32 catodos, os quais podem ser substituídos sem a necessidade de abrir a fonte. Como o catodo é mantido num potencial de $-5KV$ em relação ao ionizador, os íons de Cs^+ são acelerados e focalizados sobre ele e, ao colidirem com o mesmo, arrancam átomos da superfície; alguns materiais expõem preferencialmente íons negativos, outros ejetam partículas positivas ou neutras que ao atravessarem a camada de cézio que se depositou sobre o catodo arrancam eletrões deste (devido à alta eletropositividade do cézio) e se tornam também negativas. Esta é a característica que permite a este tipo de fonte produzir uma grande variedade de feixes negativos.

Os feixes produzidos são submetidos a um potencial de extração de cerca de $20KV$, a partir daí penetram em um tubo de pré-aceleração. A fonte se encontra sobre uma estrutura isolada eletricamente que é mantida na tensão de $80KV$, a qual é responsável pela pré-aceleração do feixe em direção ao ímã seletor de massa ME-20 (figura 3.3), onde é realizada a primeira análise do feixe. Além do íon desejado ($^{16,18}\text{O}^-$), uma série de outros íons contaminam o feixe que sai da fonte, e este ímã é capaz de separar os elementos por meio de sua razão massa carga². Além disso, o ME-20 deflete o feixe em 90 graus, alterando sua direção da horizontal para a vertical. Após sofrer esta deflexão, o feixe de íons negativos é atraído pela tensão positiva do terminal do acelerador.

¹As propriedades ionizantes de uma superfície aquecida foram bem descritas por Saha e Langmuir, quando a função trabalho do material da superfície é maior que o potencial de ionização, íons positivos são produzidos. No caso, a superfície do ionizador é formada por tântalo que possui uma função trabalho $W = 4,2eV$, maior portanto que o potencial de ionização do cézio, $\phi = 3,9eV$.

²Este ímã possui o valor máximo de $ME/Z^2 = 20MeV$, daí seu nome, ME-20.

Figura 3.1: Fonte de Íons modelo MC-SNICS atualmente instalada no Laboratório Pelletron.

Figura 3.2: Representação dos componentes internos da fonte de íons, sendo A o reservatório de cézio; B, o ionizador; C representa o catodo; D, o disco multi-catódico; E, a lente focalizadora e F, o extrator.

Figura 3.3: Foto do eletroímã ME-20, responsável pela seleção de massa do feixe.

3.1.2 Tubo Acelerador

O acelerador Pelletron é uma máquina eletrostática tipo tandem, ou seja, o terminal de alta tensão positiva (pode atingir tensões de até $8MV$) se encontra no centro do acelerador. Esta carga intensa no terminal é gerada por um engenhoso sistema de indução. O terminal é carregado por duas correntes formadas por cilindros metálicos ligados por um isolante (nylon). Estes cilindros são chamados de *pellets*, origem do nome Pelletron. Um indutor carregado negativamente repele elétrons dos *pellets*, carregando-os com uma pequena carga positiva, enquanto um motor move as correntes em direção ao terminal, chegando lá, as cargas fluem dos *pellets* para o terminal, também pelo processo de indução, carregando-o. Essa carga é então distribuída pela coluna e pelo tubo do acelerador por meio de descargas tipo corona provocadas por agulhas metálicas; as extremidades do tubo estão aterradas. O tubo é formado por uma sequência de discos metálicos de titânio separados entre si por anéis de cerâmica, aos quais estão colados, formando uma estrutura rígida. O conjunto é sustentado por uma estrutura em alumínio e dividido

em 16 setores de um metro cada, oito abaixo e oito acima do terminal. A isolação do terminal é garantida por um gás, o SF_6 (Hexafluoreto de Enxofre), muito usado em aplicações que envolvem alta tensão, uma vez que é um ótimo isolante elétrico e possui uma boa condutividade térmica. O interior do tubo é mantido em vácuo para a passagem do feixe.

A tensão positiva do terminal atrai os íons negativos que emergem do ME-20 até que eles atinjam finas folhas de carbono (*strippers*). Ao atravessar essas folhas, os íons negativos do feixe perdem elétrons para os átomos de carbono, em consequência disto, os íons de oxigênio saem positivos da folha, com diferentes estados de carga (em função do número de elétrons perdidos), cuja distribuição depende essencialmente da energia dos íons incidentes e da espessura da folha. Em seguida, o feixe de íons positivos inicia uma nova etapa de aceleração, agora por repulsão eletrostática³. Na saída do tubo acelerador, outro eletroímã com inflexão de 90° , ME-200, deflete o feixe e seleciona a energia das partículas. O feixe ainda é defletido mais uma vez por um terceiro ímã, (*Switching Magnet*), com o qual se escolhe uma das seis canalizações disponíveis na sala experimental⁴. É importante ressaltar que, durante todo este percurso, existem diversos elementos ópticos (quadrupolos eletrostáticos e magnéticos, fendas colimadoras, etc.) devidamente posicionados para focalizar o feixe, possibilitando uma melhor transmissão, ou seja, com perdas mínimas (Figura 3.4).

3.2 Montagem Experimental

Os experimentos foram realizados numa câmara de espalhamento com $1m$ de diâmetro e $25cm$ de altura, localizada na canalização 30°B . Um sistema

³A energia dos íons que saem do tubo acelerador é dada pela equação $E = eV_0 + eV_c + (Z + 1)eV_T$, com V_0 sendo a tensão aplicada no estágio de pré-aceleração do feixe; V_c , o módulo da tensão de catodo da fonte de íons; Z , o estado de carga da partícula e V_T , a tensão do terminal.

⁴Para se estabelecer uma nomenclatura para as diferentes canalizações, a sala experimental foi virtualmente dividida em dois lados: A e B, desta forma cada canalização recebe como nome o ângulo que faz com a trajetória do feixe, acrescido da letra que corresponde ao lado em que ela está posicionada, assim, as canalizações existentes são 15°A , 30°A , 45°A , 15°B , 30°B e 45°B .

Figura 3.4: Diagrama do acelerador Pelletron.

Figura 3.5: Foto da câmara de espalhamento localizada na canalização 30°B do acelerador Pelletron.

de porta-alvos, colocado no centro do compartimento, comporta até 4 alvos, os quais podem ser substituídos durante a experiência sem que seja necessário abrir a câmara. Duas bombas, uma turbomolecular e uma criogênica, mantêm a pressão na câmara em torno de $10^{-6} Torr$. Como pode ser visto na figura 3.5, um par de colimadores posicionados antes da entrada da câmara define a geometria do feixe e sua intensidade é medida por um copo de Faraday colocado no fim da canalização.

O arranjo experimental, que está ilustrado na figura 3.6, consistia em um detector a gás colocado em um ângulo traseiro de 161° , para identificação das partículas, e 3 detectores do tipo barreira de superfície em $\pm 30^\circ$ e 45° , para a normalização dos dados. Na 30°B é possível determinar o ângulo dos detectores por meio de uma escala graduada fixada na base da câmara. No centro da câmara, além dos alvos de cobre, foi colocado um alvo de ^{197}Au , utilizado na normalização dos dados. Os alvos foram produzidos no Laboratório de Alvos Nucleares do Pelletron por evaporação [40]. A pureza dos alvos de $^{63,65}Cu$ era superior a 99,6%. O alvo de ^{63}Cu possuía uma espessura em torno de $100 \mu g/cm^2$ e foi evaporado sobre uma folha de C de $12 \mu g/cm^2$, aproximadamente; já o alvo autoportante de ^{65}Cu tinha por volta de $80 \mu g/cm^2$.

O detector proporcional a gás [41], do tipo telescópio, está esquematizado na figura 3.7. O contador de ΔE é um fio de tungstênio de $20 \mu m$ de espessura e $69 mm$ de comprimento efetivo, recoberto com ouro, que foi co-

Figura 3.6: Arranjo experimental, aqui se pode identificar a disposição dos alvos, monitores e detector na câmara de espalhamento.

Figura 3.7: Corte do detector proporcional utilizado nos experimentos. 1 representa a janela de entrada; 2, a câmara em que se mantém o fluxo de gás; 3, o colimador do detector barreira de superfície; 4, detector barreira de superfície que foi utilizado para determinar E ; 5, fio; 6, calha; 7, conectores elétricos por onde se transmitem os sinais de E e ΔE .

locado no centro de uma calha de diâmetro $21,5\text{mm}$, restringindo, assim, a coleção de cargas na região de campo homogêneo. Colocou-se num dos extremos do contador proporcional um detector barreira de superfície de silício de $150\mu\text{m}$, marca EG & G Ortec, para medir a energia da partícula após ela ter atravessado a região proporcional, preenchida pelo gás. O material da janela de entrada, cuja espessura era $250\text{mg}/\text{cm}^2$, era Mylar ($\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$). Durante a operação, atravessava o detector um fluxo constante de gás P-10 (90% Argônio + 10% CH_4), o que evitava sua degeneração e, além disso, um sistema eletrônico de controle de pressão (fig. 3.8) permitiu que, no detector, ela permanecesse constante em 20Torr .

O sistema de controle de pressão utiliza, basicamente, três componentes: um sensor EPS-10, sensível a pressões de 0 a 1000mbar ; um controlador 1501B e um medidor EMV251, todos da marca Edward. O artifício empregado pelo sistema baseia-se em uma comparação de tensões. Ajusta-se

Figura 3.8: Esquema do sistema de controle de pressão utilizado durante as medidas.

no painel do controlador um ponto de referência, que corresponde a uma determinada tensão, e o medidor, então, afere a tensão no sensor, a qual é comparada àquela ajustada no controlador, em seguida, este, de acordo com a situação que se apresente, comanda a válvula solenóide de entrada de gás para abrir ou fechar. Enquanto isso, uma bomba mecânica bombeia constantemente o gás para fora do sistema, garantindo que haja um fluxo de gás constante. Uma calibração prévia do sistema estabelece a correspondência entre a referência e a pressão desejada.

A energia dos feixes de $^{16,18}\text{O}$ utilizada variou de 30 a 48MeV , no referencial do laboratório. Usou-se um passo de energia de $0,5\text{MeV}$ na maior parte das medidas, nos extremos, fora da região de interesse, o passo utilizado foi de 1MeV . O eletroímã ME-200 foi reciclado antes das medidas, para minimizar o efeito da histerese, como foi sugerido em [42].

3.3 Eletrônica e Programas de Aquisição

Tudo o que será descrito nesta seção está representado pela figura 3.9, um esboço do diagrama de blocos da montagem eletrônica; todos os módulos ilustrados são da empresa ORTEC. Em primeiro lugar, aos detectores são conectados pré-amplificadores modelo 124, responsáveis pelo primeiro tratamento do sinal, ainda na sala de experiências. Detectores e pré-amplificadores são alimentados por fontes independentes de corrente, conectadas aos últimos. Os sinais detectados percorrem uma série de cabos coaxiais até a sala de controle, onde são novamente amplificados. Para tanto, são utilizados os amplificadores modelo 571 ou 572 (*Spectroscopy Amplifier*), onde é possível ajustar manualmente alguns aspectos do pulso como ganho, tempo de formação do pulso (*shaping time*), etc. Esses amplificadores têm duas saídas, uma unipolar e a outra bipolar. A primeira é conduzida diretamente aos ADC's (conversores analógico-digital) do CAMAC (*Computer Automated Measurement and Control*) [43], que, como o nome indica, convertem os pulsos analógicos em digitais. Por sua vez, a saída bipolar é levada ao módulo 551 (*Timing Single Channel Analyser*), o qual gera um pulso lógico no instante em que o sinal bipolar cruza o zero, determinando o momento em que o pulso foi produzido. A saída negativa deste módulo vai para um módulo lógico, LF4000, *Logic Fan In/Fan Out*, de onde irá para o GG8000, *Gate & Delay Generator*. Neste último gera-se um intervalo de tempo denominado “janela de validação”, a largura deste intervalo e seu atraso devem ser ajustados de antemão para que ele esteja em coincidência com o sinal da saída unipolar. A largura desta “janela” deve ser suficiente para coletar um pulso completo, contudo não pode permitir que mais de um pulso entre na mesma “janela”, o que provocaria o efeito conhecido como empilhamento (*pile up*), suscitando alguma distorção na posterior visualização dos pulsos. Neste caso usou-se uma duração por volta de $5\mu s$. Os pulsos que alcançarem os ADC's, em coincidência com a “janela”, são enviados a um microcomputador equipado com um sistema SPM-Linux, responsável pela aquisição e histogramação dos eventos [44].

Durante a aquisição de dados, utilizou-se o programa DAMM (*Display,*

Figura 3.9: Diagrama de blocos da montagem eletrônica utilizada nesta experiência.

Analysis and Manipulation Module) para visualizar e salvar os espectros obtidos. Este programa faz parte do pacote VAXPAK [45].

3.4 Redução dos Dados

3.4.1 Secções de Choque Experimentais

Considere-se um feixe paralelo de partículas idênticas incidindo sobre um alvo contendo um número N de partículas idênticas, e que exista um fluxo de f partículas cruzando a unidade de área na unidade de tempo. Como as partículas incidentes são distinguíveis, é possível instalar um detector para contar o número de partículas espalhadas numa certa direção. Pode-se agora definir a secção de choque diferencial. As partículas incidem com parâmetros de impacto que variam entre b e $b + \Delta b$ e são espalhadas em ângulos que variam entre θ e $\theta + \Delta\theta$, que são determinados pelos primeiros. Logo, para se encontrar o número de partículas que emergem em um determinado ângulo

sólido $d\Omega$, qualquer que seja a direção especificada, é preciso encontrar a área da seção transversal do feixe incidente, dada por:

$$d\sigma = b db d\varphi \quad (3.1)$$

e multiplicar pelo número de partículas do alvo, N e pelo fluxo f .

Colocando-se um detector, cuja área de seção transversal seja dA , a uma distância (L) do alvo, a razão de detecção será:

$$N = N_0 f \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \left(\frac{dA}{L^2} \right). \quad (3.2)$$

A razão $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ é a secção de choque diferencial no referencial do laboratório.

Pela equação 3.2, a razão entre a contagem de partículas no monitor (N_{mon}) e a contagem no detector proporcional (N_{prop}) é dada por:

$$\frac{N_{mon}}{N_{prop}} = \frac{N_{alvo} N_{feixe} \Delta\Omega_{mon} \sigma_{lab}(\theta_{mon})}{N_{alvo} N_{feixe} \Delta\Omega_{prop} \sigma_{lab}(\theta_{prop})}, \quad (3.3)$$

sabendo-se que N_{alvo} é o número de partículas do alvo; N_{feixe} , o número de partículas do feixe; $\Delta\Omega_{mon}$, o ângulo sólido do monitor; $\Delta\Omega_{prop}$, o ângulo sólido do detector e σ_{lab} , a seção de choque diferencial, no referencial do laboratório.

Determinou-se a razão entre os ângulos sólidos, na equação acima, através de uma normalização. Para tanto, utilizou-se um alvo de ^{197}Au , pois, na faixa de energia de interesse, sua seção de choque diferencial pode ser considerada, exclusivamente, proveniente do espalhamento Rutherford e pode ser facilmente calculada. Assim,

$$\frac{\Delta\Omega_{mon}}{\Delta\Omega_{prop}} = \frac{\sigma_{ruth}(E, \theta_{prop}) N_{mon}}{\sigma_{ruth}(E, \theta_{mon}) N_{prop}}. \quad (3.4)$$

Usando 3.4 na equação 3.3, a função de excitação para o espalhamento quase-elástico⁵ é calculada por:

⁵Pelo termo quase-elástico se entende a soma do espalhamento elástico com todos os espalhamentos inelásticos e com as transferências.

$$\frac{d\sigma_{qel}(E, \theta_{prop})}{d\sigma_{ruth}(E, \theta_{prop})} = \frac{N_{prop}(E)\sigma_{ruth}(E, \theta_{mon})}{N_{mon}(E)\sigma_{ruth}(E, \theta_{prop})} \left[\frac{\sigma_{ruth}(E, \theta_{prop})N_{mon}}{\sigma_{ruth}(E, \theta_{mon})N_{prop}} \right]_{norm}. \quad (3.5)$$

A incerteza associada à razão entre as secções de choque é:

$$\delta \frac{\sigma_{qel}}{\sigma_{ruth}} = \frac{\sigma_{qel}}{\sigma_{ruth}} \sqrt{\left(\frac{\delta_{prop}}{N_{prop}} \right)^2 + \left(\frac{\delta_{mon}}{N_{mon}} \right)^2 + \left[\frac{\delta_{norm}}{\left(\frac{\Delta\Omega_{mon}}{\Delta\Omega_{prop}} \right)} \right]^2}. \quad (3.6)$$

Sabendo-se que:

$$(\delta_{mon})_{norm} = \left(\sqrt{N_{mon}} \right)_{norm}, \quad (3.7)$$

$$(\delta_{prop})_{norm} = \left(\sqrt{N_{prop}} \right)_{norm} \quad (3.8)$$

e a incerteza relativa a normalização é

$$\delta_{norm} = \left(\frac{N_{mon}}{N_{prop}} \right)_{norm} \sqrt{\left(\frac{1}{N_{mon}} \right)_{norm} + \left(\frac{1}{N_{prop}} \right)_{norm}}. \quad (3.9)$$

A equação 3.6 torna-se:

$$\delta \frac{\sigma_{qel}}{\sigma_{ruth}} = \frac{\sigma_{qel}}{\sigma_{ruth}} \sqrt{\frac{1}{N_{prop}} + \frac{1}{N_{mon}} + \left(\frac{1}{N_{mon}} \right)_{norm} + \left(\frac{1}{N_{prop}} \right)_{norm}}. \quad (3.10)$$

3.4.2 Extração da Distribuição de Barreiras a Partir dos Dados Experimentais

Secções de choque obtidas experimentalmente são discretas e são determinadas para um número finito de energias. Embora isto dificulte a obtenção das distribuições de barreiras, ainda assim é possível extraí-la das funções de excitação experimentais, através de uma aproximação de diferença entre pontos. Supondo que os passos de energia sejam todos iguais, a distribuição de barreiras de fusão (D_{fus}) experimental deve ser calculada por:

$$\frac{d^2\sigma E}{dE^2} = \frac{2E\sigma(E) - E\sigma(E + \Delta E) - E\sigma(E - \Delta E)}{(\Delta E)^2}. \quad (3.11)$$

Deste modo, quanto menor o passo de energia, mais a equação 3.11 se aproxima da derivada analítica. No entanto, para uma incerteza experimental relativa da secção de choque, δ , a incerteza experimental absoluta δ_T é fornecida por:

$$\delta_T = \delta\sqrt{6}\frac{E\sigma}{(\Delta E)^2}. \quad (3.12)$$

Portanto, passos largos de energia reduzem a incerteza experimental δ_T . Note-se também que a δ_T é diretamente proporcional à energia de bombardeio, o que limita a região de energia utilizável com este método.

No caso da distribuição de barreiras extraída dos dados do espalhamento quase-elástico, D_{qel} é dada por:

$$D_{qel} = \left[\frac{\frac{\sigma_{qel}}{\sigma_{ruth}}(i+1) - \frac{\sigma_{qel}}{\sigma_{ruth}}(i-1)}{E(i+1) - E(i-1)} \right]. \quad (3.13)$$

O erro estatístico associado às medidas é dado por:

$$\delta = [\delta_{\frac{\sigma}{\sigma_{ruth}}}(i+1) + \delta_{\frac{\sigma}{\sigma_{ruth}}}(i-1)]^{\frac{1}{2}}. \quad (3.14)$$

Neste caso, a incerteza independe da energia.

3.5 Resultados Experimentais

3.5.1 Energia Centrífuga

Antes de discutir os resultados obtidos, é necessário destacar uma peculiaridade nesse tipo de medida. Como discutido anteriormente na seção 2.5, a equivalência entre as distribuições de barreira de fusão e de espalhamento quase-elástico se dá quando as medidas de espalhamento quase-elástico são realizadas em 180° , todavia, na prática, não é possível obter medidas neste ângulo, pois o detector impediria a passagem do feixe. Neste trabalho, 161°

foi o ângulo mais próximo de 180° que foi alcançável experimentalmente. Em consequência disto, fez-se indispensável, para se comparar as distribuições de barreiras obtidas com os cálculos teóricos, corrigir a energia no referencial do centro de massa, E_{CM} , pela energia centrífuga, E_{cent} , dada por:

$$E_{cent} = E_{CM} \frac{\csc\left(\frac{\theta_{CM}}{2}\right) - 1}{\csc\left(\frac{\theta_{CM}}{2}\right) + 1}. \quad (3.15)$$

Assim, a energia corrigida (E_{corr}) fica sendo

$$E_{corr} = E_{CM} - E_{cent}. \quad (3.16)$$

3.5.2 Espectros Experimentais

As figuras 3.10, 3.11 e 3.12 são exemplos de alguns espectros obtidos durante o experimento. A figura 3.10 ilustra um espectro obtido através de um dos monitores utilizados para a normalização das medidas, no caso, o que estava posicionado em 30° . A relação entre canais e energia foi obtida através de uma calibração baseada no deslocamento do pico principal, que representa o espalhamento puramente elástico. As duas últimas representam espectros biparamétricos típicos do contador proporcional (E- Δ E): em 3.11, o sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ na energia de 42 MeV e em 3.12, $^{18}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ em 40 MeV. A boa resolução em Z do detector permite que, desde já, se perceba algumas diferenças entre as reações⁶. No $^{18}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ notam-se elementos com $Z = 6, 7, 8$ e 9 , denotando a ocorrência de transferências de partículas carregadas e eventos com energia superior ao espalhamento elástico. Considerando-se apenas o Q das reações (ver tabela 4.3 na página 62), as transferências de 2 nêutrons ($Z=8$), de partículas alfa ($Z=6$) e prótons, dêuterons ou trítios ($Z=9$) são possíveis candidatos para as estruturas encontradas no espectro. Para o $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ apenas uma transferência com $Z=6$ é identificada sem ambigüidade no espectro. As análises realizadas neste trabalho e em [11]

⁶Os espectros do sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ são visualmente muito similares ao espectro em 3.11. O mesmo acontece com os espectros do sistema $^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ em comparação com espectro em 3.12. Por esta razão, nenhum espectro biparamétrico destes sistemas foi mostrado aqui.

Figura 3.10: Espectro típico de um dos monitores utilizados para a normalização dos dados.

indicam que, possivelmente, trata-se da transferência de uma partícula alfa do projétil para o alvo.

3.5.3 Funções de Excitação e Distribuições de Barreiras

Por meio dos métodos descritos em 3.4.1, foram obtidas três funções de excitação (uma para cada monitor) para cada um dos quatro sistemas. Em uma análise individual de cada sistema, levando-se em conta as incertezas experimentais, as funções de excitação obtidas pelos três monitores são coincidentes entre si. Assim, em todos os casos, escolheu-se a função de excitação proveniente do monitor fixado em 30° como base para a análise. Na figura 3.13 comparam-se as funções de excitação dos quatro sistemas em função de $E_{c.m.}/V_B$, sendo V_B o valor em MeV da barreira coulombiana de cada sistema extraído das distribuições de barreiras. Em uma primeira análise, percebe-se algumas diferenças entre elas. No canto superior esquerdo da

Figura 3.11: Espectro biparamétrico típico do contador proporcional (E- ΔE) para o sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$. É possível notar a presença de elementos com $Z=6$, 7 e 8.

Figura 3.12: Espectro biparamétrico típico do contador proporcional (E- ΔE) para o sistema $^{18}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$. É possível notar a presença de elementos com $Z=6, 7, 8$ e 9 .

figura, comparam-se as secções de choque dos sistemas $^{16}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$; é possível perceber que a razão $\frac{\sigma_{qel}}{\sigma_{ruth}}$ começa a se afastar de 1 mais rapidamente quando o alvo é o ^{63}Cu . Além disso, em energias acima da barreira, a razão diminui mais lentamente para o alvo de ^{65}Cu . No canto superior direito são comparados os sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$, onde é possível notar uma diferença entre os dois sistemas na região da barreira, o mesmo comportamento ocorre nos sistemas $^{18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$, o que pode ser visto no canto inferior direito da figura. Na comparação apresentada no canto inferior esquerdo da figura, entre os sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$, a razão $\frac{\sigma_{qel}}{\sigma_{ruth}}$ cai mais rapidamente no sistema em que o projétil é o ^{18}O . Resumindo essa análise qualitativa das funções de excitação, pode-se dizer que, em energias abaixo da barreira coulombiana, os núcleos ^{63}Cu e ^{18}O provocam efeitos semelhantes nas secções de choque quando comparados aos núcleos ^{65}Cu e ^{16}O , respectivamente. Numa inferência também qualitativa e que precisa ser confirmada pelos cálculos teóricos, a presença desses dois núcleos abre canais de reação em energias bem abaixo da barreira coulombiana, fazendo com que a razão $\frac{\sigma_{qel}}{\sigma_{ruth}}$ se afaste da unidade. Todas essas diferenças entre esses sistemas devem surgir como sensíveis diferenças nas distribuições de barreiras.

Na figura 3.14 está representada uma comparação entre as distribuições de barreiras obtidas. No campo superior esquerdo, é visível que o pico principal do sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ é mais alto. No canto superior direito, o pico do sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ é mais alto, enquanto a outra distribuição é mais larga, o que pode significar algum efeito de acoplamento de canais. No canto inferior direito, o sistema $^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ claramente apresenta uma diminuição na região da barreira, sendo este sistema, entre os estudados, o que apresenta o maior achatamento nesta região. No canto inferior esquerdo, o sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ aparentemente possui um pico um pouco maior que o do outro sistema. Enfim, na figura 3.15, à esquerda, compara-se a distribuição de barreiras do sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ com o a distribuição do sistema $^{18}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ e elas aparentemente são muito similares. À direita, compara-se o $^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ com o $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$, e a diferença entre as duas distribuições é bastante significativa. Portanto, as distribuições de barreira, que nada mais são do que a derivada das funções de excitação em relação à energia, realçaram as

diferenças identificadas nas funções de excitação. E, realmente, os núcleos ^{63}Cu e ^{18}O facilitam reações em torno da barreira coulombiana e produzem o abaixamento da barreira principal, conforme mostra a figura 3.15. Esse efeito é amplificado no sistema constituído por esses dois núcleos $^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$. Entretanto, apesar de interessantes, essas observações qualitativas devem ser quantificadas pelos cálculos teóricos de canais acoplados.

Figura 3.13: Comparações dois a dois das funções de excitação obtidas experimentalmente para os quatro sistemas estudados.

Figura 3.14: Comparações dois a dois das distribuições de barreiras quase-elásticas obtidas para os quatro sistemas estudados, mantendo-se o mesmo alvo ou o mesmo projétil.

Figura 3.15: Comparações entre as distribuições de barreiras dos sistemas que possuem alvo e projétil diferentes.

Capítulo 4

Análise dos Dados e Discussão

"A porta cerrada / não abras. / Pode ser que
encontres / o que não buscavas / nem esperavas."

Carlos Drummond de Andrade

4.1 Programa FRESCO

Em [11], foram realizados cálculos de canais acoplados para os sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ utilizando o programa CCFULL [46]. Embora os cálculos realizados com esse programa tenham revelado resultados importantes, as limitações do programa enfraqueceram as conclusões obtidas. As seguintes dificuldades se apresentaram: o código fornecia como saída a secção de choque de fusão, os dados experimentais eram secções de choque de espalhamento quase-elástico; não era possível calcular exatamente excitações inelásticas de núcleos ímpares, além disso, as transferências de nucleons entre os núcleos interagentes eram tratadas de forma muito simplificada¹. Com o intuito de aprimorar o cálculo empregado, o programa utilizado neste trabalho foi o código FRESCO [33], atualmente, o mais completo para análises teóricas em mecanismos de reação.

Por ser um programa mais completo, no FRESCO, a entrada dos dados é extremamente mais complexa do que no CCFULL, talvez por esta razão este

¹Atualmente, existem novas versões desse programa disponíveis, nas quais, tirante o tratamento das transferências, essas limitações foram eliminadas.

último seja mais utilizado para cálculo de canais acoplados que o primeiro. No arquivo de entrada do FRESCO, não só é possível fornecer uma grande quantidade de informações sobre a estrutura dos núcleos estudados e de como ocorre a interação entre eles, como também controlar as minúcias do cálculo: raio e passo de integração, métodos de convergência, critérios de parada, etc. Se, por um lado, isso representa para o usuário um ganho muito grande em liberdade de ação, por outro lado, exige um conhecimento bem mais aprimorado da teoria envolvida e dos métodos computacionais utilizados. Além disso, é obviamente necessário muita familiaridade com o formato da entrada de dados.

Com o FRESCO, as limitações encontradas anteriormente não foram obstáculo. Nele, é possível definir diferentes partições de massa com um número ilimitado² de excitações nucleares em cada uma delas. Não há nenhuma restrição quanto aos momentos angulares totais dos estados, o que permite estudar núcleos pares e ímpares. Além disso, ele fornece as seções de choque de cada estado separadamente, permitindo assim, a determinação do espalhamento quase-elástico.

Esse programa pode calcular acoplamentos locais (dentro de cada partição de massa) como, por exemplo, excitações coletivas do alvo ou do projétil e acoplamentos não-locais (transferências de massa entre as partições). Os acoplamentos locais podem ser determinados de maneira iterativa: utilizando a aproximação de ondas distorcidas de Born (DWBA); ou de maneira exata: por meio de cálculos de canais de reação acoplados. Os acoplamentos não-locais são calculados utilizando-se o método iterativo apresentado na subseção 2.4.1.

Em se tratando dos potenciais de interação, o FRESCO oferece uma plethora de possibilidades. Pode-se declarar diferentes tipos de potenciais (volumétricos, superficiais, de spin-órbita, tensoriais, entre outros) com diferentes geometrias (Woods-Saxon, gaussiano, Yukawa, etc.). Também é possível utilizar potenciais que não estejam definidos no código, como o Potencial de São Paulo, os quais são introduzidos fazendo-se uso de um arquivo externo.

²Na prática, fatores externos ao programa, tais como a maneira com a qual ele foi compilado e o compilador utilizado, podem limitar este número.

4.2 Determinação do Potencial Nuclear

Em análises que envolvam interação nuclear, em primeiro lugar, é necessário determinar com exatidão o potencial nuclear. Em um cálculo de canais acoplados, esta tarefa é das mais complicadas, visto que, como foi ressaltado na introdução, os potenciais, geralmente, possuem duas partes: uma real, a qual é determinada ajustando-se o canal de espalhamento elástico; e uma imaginária, responsável por simular os efeitos de todos os demais canais. Dessa forma, os efeitos provenientes dos canais de interesse são incluídos na parte absorviva do potencial e acabam sendo computados duas vezes quando o canal é considerado de maneira explícita.

Por tudo isto que foi exposto, como foi adiantado na seção 2.6, surge como escolha natural para a parte real do potencial nuclear o Potencial de São Paulo, pois este se mostrou bastante eficiente na região de massa dos núcleos estudados aqui e é independente de parâmetros. Há que se ressaltar que este trabalho acompanhou a parametrização do Potencial de São Paulo assumindo o valor $1.06fm$ para o raio nuclear reduzido, r_o . Para a parte imaginária, a geometria de Woods-Saxon foi mantida, no entanto, os parâmetros do potencial foram arbitrariamente escolhidos para que o efeito absorvivo do potencial fosse pequeno na superfície. Assim, para os quatro sistemas estudados: $V_i = 80MeV$, $r_i = 0,9fm$ e $a_i = 0,6fm$, com V_i , r_i e a_i sendo, respectivamente, a profundidade, o raio e a difusividade do potencial imaginário.

4.3 Acoplamentos Inelásticos

Em um modelo coletivo, transições inelásticas em um núcleo são causadas por sua interação nuclear e/ou coulombiana com outro núcleo. Essas transições, em geral, provocam uma mudança na energia e no momento angular do núcleo. Como a energia e o momento angular totais do sistema se conservam, a energia, spin e momento angular orbital do outro núcleo também devem mudar.

Sejam I_i e I_f , os spins nucleares inicial e final, respectivamente, e λ ,

o momento angular. Se a interação coulombiana contribui para a excitação inelástica pode-se estabelecer uma relação entre o elemento de matriz coulombiano reduzido $\langle I_f || E\lambda || I_i \rangle$ e a probabilidade de transição reduzida $B(E\lambda, I_f \rightarrow I_i)$, dada por

$$B(E\lambda, I_f \rightarrow I_i) = \frac{1}{2I_i + 1} |\langle I_f || E\lambda || I_i \rangle|^2. \quad (4.1)$$

A probabilidade de transição reduzida pode ser medida por diversos processos, tais como excitações coulombianas e reações fotonucleares. Por esta razão, ela é um importante ponto de contato entre a teoria e a experiência. Neste trabalho, utilizaram-se valores de $B(E2)$ determinados experimentalmente para se obter os elementos de matriz coulombianos reduzidos, e a partir destes últimos, utilizando-se a equação

$$\langle I_f || E2 || I_i \rangle = \frac{3Z\beta_2 R^2}{4\pi}, \quad (4.2)$$

obteve-se o valor do parâmetro de deformação quadrupolar β_2 , com o qual encontrou-se o valor do comprimento de deformação δ_2 , fazendo

$$\delta_2 = R\beta_2. \quad (4.3)$$

No FRESCO, as excitações inelásticas coletivas coulombianas e nucleares são tratadas como deformações no potencial de entrada. Para tanto, é necessário fornecer ao programa os elementos de matriz coulombianos reduzidos, no caso coulombiano, e o comprimento de deformação, no caso nuclear. Para os núcleos $^{63,65}\text{Cu}$ estes parâmetros foram determinados indiretamente fazendo uso das equações 4.1, 4.2 e 4.3. Na tabela 4.1 estão listados os valores utilizados nos cálculos.

4.4 Sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$

4.4.1 Excitações Inelásticas

O primeiro canal incluído nos cálculos de canais acoplados foi o estado vibracional 3^- do ^{16}O , que possui energia de excitação $E = 6,129\text{MeV}$, pro-

^{63}Cu				
$I_f \rightleftharpoons I_i$	$E_\gamma(\text{KeV})$	$B(E2)(\text{W.u.})$	$\langle I_f E\lambda I_i \rangle (e^2 fm^4)$	$\delta_2(\text{fm})$
$\frac{3}{2} \rightleftharpoons \frac{1}{2}$	669,62 (5)	15,20 (18)	21,28	0,728
$\frac{5}{2} \rightleftharpoons \frac{3}{2}$	962,06 (4)	15,70 (17)	37,45	1,280
$\frac{7}{2} \rightleftharpoons \frac{5}{2}$	1327,03 (8)	12,7 (7)	38,90	1,330
$\frac{3}{2} \rightleftharpoons \frac{1}{2}$	1412,08 (5)	1_{-1}^{+4}	9,45	0,323
$\frac{5}{2} \rightleftharpoons \frac{3}{2}$	742,25 (10)	6_{-6}^{+23}	23,15	0,793
$\frac{7}{2} \rightleftharpoons \frac{5}{2}$	1547,04 (6)	3,70 (12)	-14,84	-0,510
$\frac{9}{2} \rightleftharpoons \frac{7}{2}$	1861,3 (3)	1,4 (5)	12,91	0,450
$\frac{1}{2} \rightleftharpoons \frac{11}{2}$	1350,1 (4)	10 (3)	42,27	1,447
^{65}Cu				
$I_f \rightleftharpoons I_i$	$E_\gamma(\text{KeV})$	$B(E2)(\text{W.u.})$	$\langle I_f E\lambda I_i \rangle (e^2 fm^4)$	$\delta_2(\text{fm})$
$\frac{3}{2} \rightleftharpoons \frac{1}{2}$	770,6 (2)	12 (3)	19,54	0,662
$\frac{5}{2} \rightleftharpoons \frac{3}{2}$	1115,54 (1)	11,90 (11)	33,29	1,128
$\frac{7}{2} \rightleftharpoons \frac{5}{2}$	344,95 (20)	1,6 (3)	12,20	0,414
$\frac{9}{2} \rightleftharpoons \frac{7}{2}$	1481,84 (5)	10_{-2}^{+3}	35,24	1,194
$\frac{5}{2} \rightleftharpoons \frac{3}{2}$	366,27 (3)	$2, 10_{-9}^{+15}$	16,15	0,547
$\frac{7}{2} \rightleftharpoons \frac{5}{2}$	1623,42 (6)	2,0 (7)	15,85	0,537
$\frac{9}{2} \rightleftharpoons \frac{7}{2}$	507,9 (1)	14_{-8}^{+16}	26,25	0,890
$\frac{5}{2} \rightleftharpoons \frac{3}{2}$	852,7 (2)	7,40 (25)	-36,11	-1,224
$\frac{7}{2} \rightleftharpoons \frac{5}{2}$	1724,92 (6)	25	-39,39	-1,335
$\frac{9}{2} \rightleftharpoons \frac{7}{2}$	609,5 (1)	30	43,15	1,462

Tabela 4.1: Todas as transições inelásticas adicionadas aos cálculos de canais acoplados para os alvos $^{63,65}\text{Cu}$. Na tabela podem-se ver dados experimentais: a energia emitida pela transição e a probabilidade de transmissão reduzida; e valores introduzidos como parâmetros no programa FRESKO: o elemento de matriz coulombiano reduzido e o comprimento de deformação.

babilidade de transição $B(E3) = 0,0015e^2b^3$ e $\beta_3 = 0,733$ [47]. Este acoplamento resultou em um ligeiro deslocamento do pico principal e modificações mínimas na forma, como pode ser visto na figura 4.1. Este efeito já foi observado em outros estudos [11, 48–51], e é atribuído à adiabaticidade da excitação do projétil. Observa-se esse efeito em todos os acoplamentos de estados que possuam grande energia de excitação, como o 3^- do ^{16}O , os quais só produzem um deslocamento em energia de toda a distribuição de barreiras, ou seja, seu efeito é o de provocar uma renormalização do potencial efetivo. Assim, com o intuito de otimizar os cálculos, este canal não foi considerado, visto que na comparação com os dados experimentais ele parece não ter uma maior relevância, além de possuir uma energia de excitação muito mais elevada que as primeiras energias de excitação do alvo.

Nas figuras 4.2 e 4.3, é possível acompanhar o efeito que o progressivo acoplamento dos canais inelásticos do alvo vai provocando na função de excitação quase-elástica e em sua respectiva distribuição de barreiras. A linha pontilhada azul demonstra que, de fato, apenas dois canais são responsáveis por quase a totalidade do aumento na seção de choque e da conseqüente diminuição na barreira: o segundo e o terceiro estados excitados do ^{63}Cu , com energias $0,962\text{MeV}$ e $1,327\text{MeV}$, e spin nucleares $\frac{5}{2}$ e $\frac{7}{2}$, respectivamente, ambos com paridade negativa. Por outro lado, a linha vermelha tracejada representa a inclusão de todas as transições apresentadas na tabela 4.1, as quais constituem a totalidade das transições entre os estados apresentados na tabela com 4.2, com $B(E2)$ determinados experimentalmente. Nota-se uma diferença muito pequena entre as duas linhas. Essas excitações levaram a um considerável aumento na seção de choque quase-elástica e a uma grande diminuição na altura da barreira. Apesar disso, na função de excitação, para energias acima da barreira coulombiana o resultado desses acoplamentos ainda não consegue reproduzir a secção de choque experimental. Um ajuste perfeito da função de excitação pode ser conseguido inserindo-se um potencial imaginário na superfície, ou seja, com a mesma geometria do potencial real, mas esse não foi o objetivo deste trabalho. A necessidade de se incluir mais potencial imaginário significa apenas que há canais de reação que não foram explicitamente incluídos no cálculo que devem ter efeito

Figura 4.1: Comparação entre os dados experimentais, o cálculo realizado sem acoplamentos e o cálculo com a inclusão do estado octupolar do ^{16}O .

	⁶³ Cu							
$E(MeV)$	E.F.	0,669	0,962	1,327	1,412	1,547	1,8612	2,677
I^π	$\frac{3}{2}^-$	$\frac{1}{2}^-$	$\frac{5}{2}^-$	$\frac{7}{2}^-$	$\frac{5}{2}^-$	$\frac{3}{2}^-$	$\frac{7}{2}^-$	$\frac{11}{2}^-$

Tabela 4.2: Estados do ⁶³Cu considerados no cálculo de canais acoplados.

importante nesse sistema. Uma observação da tabela 4.2 confirma essa hipótese, pois a maior energia de excitação incluída é de apenas $2,68 MeV$, que corresponde a, aproximadamente, a energia acima da barreira coulombiana onde a curva teórica se "desprende" dos dados na figura 4.3. Conclui-se, portanto, que há um conhecimento muito limitado dos estados excitados do núcleos ⁶³Cu e isso impede que se obtenha um ajuste melhor da função de excitação. Porém, mesmo com essa limitação dos dados nucleares disponíveis na literatura para a análise realizada aqui, foi possível analisar o papel e a importância relativa dos canais inelásticos mais relevantes nesse sistema. Como se verá na próxima seção, esse efeito é menos acentuado no ⁶⁵Cu. Esses resultados demonstram que há ainda muito a se fazer na Física Nuclear de núcleos estáveis, pois há muito poucos dados sobre a estrutura básica da maioria deles.

4.4.1.1 Reorientação do Estado Fundamental

Satchler, em 1963 [19], demonstrou que o spin nuclear semi-inteiro do estado fundamental de núcleos com massa ímpar poderia provocar um forte efeito no espalhamento elástico. Mais tarde, outros trabalhos ratificaram este efeito, que foi denominado reorientação do spin do estado fundamental, e o identificaram também em processos inelásticos [52–54]. Basicamente, o que ocorre, em núcleos ímpares com spin nuclear do estado fundamental maior ou igual a $\frac{3}{2}$, é o surgimento de um elemento de matriz diagonal adicional na matriz de acoplamento.

É possível determinar o valor deste elemento de matriz diagonal, utilizando-se medidas experimentais, pois este elemento está diretamente relacionado com o momento de quadrupolo do núcleo, da seguinte forma:

$$Q_2 = \sqrt{\frac{16\pi}{5}}(2I+1)^{-\frac{1}{2}}\langle II20|II\rangle\langle I||E2||I\rangle. \quad (4.4)$$

Sabendo disso, como o ^{63}Cu possui momento de quadrupolo medido, $Q_2 = -0,211(4)b$ [55], foi possível determinar o valor do elemento de matriz e declará-lo nos cálculos. Também nas figuras 4.2 e 4.3, pode-se notar a visível influência da reorientação, sua inclusão aproximou ainda mais o cálculo teórico dos dados experimentais.

4.4.2 Reações de Transferência

No espectro experimental desse sistema, foi possível identificar contagens com $Z = 6$, ou seja, uma transferência do projétil para o alvo de algum elemento que contenha duas unidades de carga. Examinando a tabela de Q's dessa reação (4.3) nota-se que todas as transferências possuem Q de reação negativo e que, baseando-se apenas nesse valor, o *stripping* de uma partícula α apresenta uma maior probabilidade de ocorrer. De posse dessas informações, ponderou-se que essa transferência seria uma forte candidata a produzir aquelas contagens não identificadas no espectro biparamétrico e decidiu-se acrescentá-la ao cálculo.

Em cálculos com transferências, o FRESCO considera o núcleo como um caroço e toda a massa transferida como uma partícula de valência. É necessário declarar ao programa: os potenciais que ligam a partícula ao núcleo doador (antes da transferência) e ao núcleo receptor (após a transferência); o potencial de interação entre os caroços; o potencial de saída, o qual descreve a interação entre os núcleos uma vez efetuada a transferência (no caso, o potencial que descreve a interação entre o ^{12}C e o ^{67}Ga); as funções de superposição (*overlap*) que devem ser consideradas no cálculo e o valor da amplitude espectroscópica das transferências.

Os potenciais de ligação foram definidos da maneira usual, possuindo apenas parte real com o raio variando entre 1,2 e 1,25 fm e a difusividade variando entre 0,60 e 0,65 fm. A profundidade do potencial foi ajustada para reproduzir a energia de ligação da partícula. Como potenciais de interação

Figura 4.2: Função de excitação do espalhamento quase-elástico experimental para o sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$, em $\theta_{\text{Lab}} = 161^\circ$ comparada com os resultados teóricos.

Figura 4.3: Comparação da distribuição de barreiras derivada do espalhamento quase-elástico do sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ com os resultados obtidos por meio de cálculos de canais acoplados.

também foram usados os Potenciais de São Paulo.

As amplitudes espectroscópicas foram obtidas ajustando-se o resultado do cálculo teórico à função de excitação experimental. Nesse cálculo, foi considerado o processo de transferência entre 16 estados excitados dos núcleos envolvidos. Esse ajuste pode ser visto pela linha pontilhada na figura 4.4. Há que se ressaltar que, nesse caso, trata-se realmente de um ajuste no qual o único parâmetro variado foi a amplitude espectroscópica. Um ponto importante é a influência do acoplamento dos canais inelásticos no ajuste final da transferência, o que está mostrado pela linha cheia na figura.

Nas figuras 4.2 e 4.3, nota-se que é muito pequeno o efeito dessa reação de transferência na função de excitação e na distribuição de barreiras quase-elástica. Isso era esperado devido aos valores muito pequenos de suas secções de choque comparados aos outros processos.

4.4.3 Comparação dos Cálculos de Canais Acoplados com Dados Experimentais da Literatura

Os mesmos sistemas estudados neste trabalho já foram analisados, com outros objetivos, em outra tese do Instituto de Física da Universidade São Paulo [10]. Nessa tese, mediram-se várias distribuições angulares de espalhamento elástico e funções de excitação de fusão. De posse desses dados foi possível aumentar o leque de comparações entre os cálculos de canais acoplados e dados experimentais para outros processos.

Na figura 4.5 está mostrada a comparação dos cálculos de canais acoplados com uma distribuição angular elástica na energia $E_{c.m.} = 36,7 MeV$, nela o efeito de cada um dos canais inelásticos de mais baixa energia é mostrado separadamente. Na parte inferior, fica evidente o efeito predominante dos estados $\frac{1}{2}^-$, $\frac{5}{2}^-$ e $\frac{7}{2}^-$ do alvo sobre os demais estados na determinação do espalhamento elástico em ângulos traseiros, conforme as linhas tracejada, ponto-tracejada e pontilhada grossa. A linha cheia fina corresponde ao acoplamento de todos os estados indicados na tabela 4.2, cujo efeito é pequeno se comparado ao acoplamento dos três primeiros estados. No entanto, e isso é um resultado notável, a reorientação do spin do estado fundamental do ^{63}Cu

Tabela de Q's				
<i>Stripping</i>				
	$^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$	$^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$	$^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$	$^{18}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$
n	-7,75	-8,60	-0,13	-0,98
2n	-11,06	-12,70	5,64	3,99
p	-4,42	-3,20	-8,23	-7,02
d	-7,27	-6,98	-6,13	-5,85
t	-6,76	-7,34	2,44	1,86
^3He	-9,72	-8,04	-12,51	-10,83
α	-3,43	-2,68	-2,50	-1,74
<i>Pick-up</i>				
n	-6,71	-5,78	-6,90	-5,95
2n	-7,56	-5,64	-8,18	-6,26
p	-5,52	-6,85	1,87	0,54
2p	-12,72	-15,47	3,58	0,83
d	-6,97	-7,36	-2,13	-2,51
t	-4,36	-3,77	-1,84	-1,25
α	-1,04	-2,06	3,89	2,88

Tabela 4.3: Nesta tabela estão listados os Q's das reações de transferência mais prováveis para os sistemas estudados nesse trabalho. Na parte superior da tabela estão listadas as transferências de partículas do projétil para o alvo (*stripping*) e na parte inferior, a captura de elementos do alvo pelo projétil (*pick-up*).

Figura 4.4: Ajuste das transferências retiradas do espectro experimental, assumidas como transferências de uma partícula α do projétil para o alvo. A linha pontilhada mostra o resultado do cálculo quando apenas a transferência é considerada. Na linha cheia, é possível notar o efeito do acoplamento dos canais inelásticos no ajuste.

exerce grande influência sobre o espalhamento elástico em ângulos traseiros. Esse efeito já tinha sido observado no espalhamento de projéteis leves por núcleos pesados ímpares, mas ainda não em sistemas de peso médio. Na parte superior da figura, a comparação anterior é apresentada em escala linear para ressaltar os efeitos dos acoplamentos nos ângulos próximos ao ângulo rasante. É interessante observar aqui também a evolução da previsão teórica em direção aos dados à medida que os canais são acrescentados, revelando claramente a dinâmica de reação nessa energia. A importância relativa dos estados excitados do alvo é mais ou menos a mesma que nos ângulos traseiros, salvo o estado $\frac{1}{2}^-$ que parece ser mais importante nas colisões com parâmetros de impacto em torno das colisões rasantes. Por outro lado, repetindo o resultado com projéteis mais leves, a reorientação tem pouca influência na secção de choque elástica em ângulos dianteiros, mas ela é fundamental para a explicação da distribuição angular completa.

Na figura 4.6 são mostradas sete distribuições angulares elásticas e as respectivas previsões teóricas, onde as linhas cheias (CCC) representam os cálculos de canais acoplados completos, incluindo a reorientação do estado fundamental do alvo. Excelentes concordâncias são obtidas nas energias mais baixas, porém, como no caso da função de excitação quase-elástica, nota-se que nas energias acima da barreira coulombiana o cálculo subestima os dados, indicando que mais canais deveriam ser incluídos no acoplamento para dar conta da experiência, pois, havendo energia disponível no centro de massa, é possível excitar estados com energia de excitação acima de $1,87\text{MeV}$. Isso pode ser simulado com um potencial imaginário na superfície para representar esses canais deixados fora do cálculo. Realmente, excelentes ajustes podem ser obtidos, mas não era esse o objetivo do trabalho.

Assim como na função de excitação quase-elástica, a transferência de α não causa muito efeito nos cálculos, provocando apenas uma pequena alteração em ângulos superiores. Finalmente, para que essa análise se torne ainda mais robusta, seria importante a medida de distribuições angulares para o espalhamento inelástico dos três primeiros estados excitados do alvo.

Na figura 4.7, a função de excitação de fusão da referência [10] é comparada com os cálculos realizados. Na linha pontilhada apenas o canal elástico

Figura 4.5: Comparação entre a distribuição angular do espalhamento elástico e os cálculos teóricos, em $36,7 \text{ MeV}$ no centro de massa. A diferença entre os dois gráficos é a escala: em cima, linear; embaixo, logarítmica. Na figura superior o efeito dos acoplamentos em ângulos dianteiros é ressaltado, enquanto na inferior, em ângulos traseiros. As diferentes linhas são explicadas no texto.

Figura 4.6: Nessa figura, é possível observar o cálculo completo de canais acoplados comparado a distribuições angulares do espalhamento elástico em diversas energias. A linha pontilhada é o cálculo sem acoplamentos e a linha cheia, com todos os acoplamentos, inclusive a reorientação.

está aberto, enquanto na linha cheia todos os canais inelásticos, a reorientação e a transferência de α foram acoplados. O que chama mais a atenção nessa figura é a discrepância entre as previsões teóricas e os dados. Em segundo lugar, a comparação entre as duas curvas mostra que, nessa região de energia, são pequenos os efeitos dos canais incluídos no cálculo. Para tentar encontrar a origem da discrepância, realizaram-se cálculos com o Potencial de São Paulo completo, ou seja, incluindo a parte imaginária. O resultado foi muito semelhante àqueles mostrados na figura. Uma vez que o Potencial de São Paulo descreve muito bem as características gerais de uma grande variedade de sistemas, pode-se concluir que esses dados experimentais talvez padeçam de um problema de normalização. De qualquer maneira, uma outra tarefa importante a ser realizada é a medida de função de excitação de fusão de alta precisão para todos os sistemas estudados neste trabalho e a dedução das respectivas distribuições de barreiras. Isso tornaria completo o conjunto de dados e a análise aqui empreendida.

4.5 Sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$

4.5.1 Excitações Inelásticas

O estado octupolar do ^{16}O foi novamente testado, porém, observa-se o mesmo efeito descrito no sistema anterior. Por isso, ele não foi incluído nos cálculos a seguir.

Em relação aos estados inelásticos do alvo, pode-se perceber, pela linha cheia vermelha nas figuras 4.8 e 4.9, que o cálculo considerando todas as transições mostradas na tabela 4.1 e a reorientação do estado fundamental fornece uma boa descrição da função de excitação, além de reproduzir muito bem a distribuição de barreiras quase-elástica. Contudo, como no sistema anterior, na função de excitação, para energias bem acima da barreira coulombiana o resultado desses acoplamentos também não é capaz de reproduzir as secções de choque experimentais. Mais uma vez, essa discrepância entre os dados e a previsão teórica carrega uma informação reveladora: a maior energia de excitação incluída no cálculo foi de apenas $1,72\text{MeV}$ e a separa-

Figura 4.7: Dados experimentais de fusão extraídos de [10] comparados ao cálculo sem acoplamentos e ao cálculo completo, que inclui os estados inelásticos do alvo, reorientação do estado fundamental do alvo e transferência de uma partícula α .

	⁶⁵ Cu					
$E(MeV)$	E.F.	0,771	1,116	1,482	1,623	1,725
I^π	$\frac{3}{2}^-$	$\frac{1}{2}^-$	$\frac{5}{2}^-$	$\frac{7}{2}^-$	$\frac{5}{2}^-$	$\frac{3}{2}^-$

Tabela 4.4: Estados do ⁶⁵Cu considerados no cálculo de canais acoplados.

ção entre teoria e experiência na figura 4.8 começa, mais ou menos, $2MeV$ acima da barreira coulombiana ($\pm 32MeV$). Então, pode-se inferir que, uma vez disponíveis dados de transições entre estados de energias de excitação mais elevadas, a inclusão desses estados na matriz de acoplamento forneceria uma melhor descrição da função de excitação. A linha pontilhada azul realça uma outra diferença entre esses sistemas, ela mostra o resultado quando são acoplados apenas o segundo e o terceiro estados excitados do alvo³, como no caso anterior, todavia, agora, esses estados não são mais os responsáveis por quase todo o aumento na secção de choque quase-elástica. De fato, não há estado que contribua, destacadamente, mais do que os outros. Por fim, comparando-se as linhas tracejada vermelha e cheia vermelha, observa-se que para o núcleo ⁶⁵Cu, o qual possui um valor de momento de quadrupolo experimental $Q_2 = -0,195(4)b$, a reorientação de seu estado fundamental é um importante processo no mecanismo de reação nesse sistema.

4.5.2 Reações de Transferência

No que se refere à transferência de partículas esse sistema é muito similar ao anterior. Também se identificaram contagens com $Z = 6$ nos espectros bi-dimensionais. Como pode se verificar na tabela 4.3, para qualquer transferência o Q de reação é negativo e a transferência de partícula α , aparentemente, é a mais provável. As amplitudes espectroscópicas para essa transferência foram obtidas ajustando-se o resultado do cálculo teórico à função de excitação experimental obtida.

Observando-se a figura 4.10, nota-se que o ajuste nesse sistema não foi tão bem sucedido como no sistema anterior, principalmente em energias abaixo

³É importante ressaltar, que esses estados são inteiramente equivalentes ao segundo e terceiro estados do ⁶³Cu, pois possuem os mesmos spins, e energias de excitação similares.

Figura 4.8: Função de excitação do espalhamento quase-elástico experimental para o sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$, em $\theta_{\text{Lab}} = 161^\circ$ comparada com os resultados teóricos.

Figura 4.9: Comparação da distribuição de barreiras derivada do espalhamento quase-elástico do sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ com os resultados obtidos por meio de cálculos de canais acoplados.

da barreira coulombiana. Apesar disso, ainda é possível perceber a influência do acoplamento dos outros canais de reação comparando-se a linha tracejada, a qual representa a inclusão apenas da transferência no cálculo, com a linha cheia, representando o cálculo completo. Acrescente-se a isso, que nesse caso, como era de se esperar, o efeito dessa reação de transferência na função de excitação e na distribuição de barreiras quase-elástica também é pequeno (figuras 4.8 e 4.9).

4.5.3 Comparação dos Cálculos de Canais Acoplados com Dados Experimentais da Literatura

Na figura 4.11 está mostrada a comparação dos cálculos de canais acoplados com uma distribuição angular elástica na energia $E_{c.m.} = 37,3 MeV$. Nela, os três primeiros estados excitados do alvo são acoplados progressivamente para mostrar a importância relativa deles. Nesse caso, as semelhanças com o sistema anterior são grandes, embora aqui tenha-se conseguido uma melhor reprodução dos dados experimentais. Novamente, na parte de baixo da figura, evidencia-se que os estados $\frac{1}{2}^-$, $\frac{5}{2}^-$ e $\frac{7}{2}^-$ do alvo continuam predominando sobre os demais na determinação do espalhamento elástico em ângulos traseiros, conforme as linhas tracejada, ponto-tracejada e pontilhada grossa. A linha cheia fina corresponde ao acoplamento de todos os estados indicados na tabela 4.4, cujo efeito é pequeno comparado aos três primeiros estados. A reorientação do spin do estado fundamental do ^{65}Cu também exerce grande influência sobre o espalhamento elástico em ângulos traseiros, assim como no ^{63}Cu , e é fundamental para explicar a distribuição angular completa.

Na figura 4.12 são mostradas quatro distribuições angulares elásticas e as respectivas previsões teóricas. As linhas cheias (CCC) representam os cálculos de canais acoplados completos, incluindo a reorientação do estado fundamental do alvo. A reprodução dos dados experimentais é excelente, salvo na distribuição referente à energia $E_{c.m.} = 44,9 MeV$, quase $13 MeV$ acima da barreira coulombiana, indicando que uma grande quantidade de canais abertos não foi incluída no cálculo. Assim como na função de excitação quase-elástica, a transferência de α não causa muito efeito nos cálculos,

Figura 4.10: Função de excitação experimental para a transferências de uma partícula α do projétil para o alvo, medida em $\theta_{Lab} = 161^\circ$, ajustada com cálculos de canais acoplados. A linha pontilhada mostra o resultado do cálculo quando apenas a transferência é considerada. Na linha cheia, todos os canais inelásticos e a reorientação do alvo foram incluídos.

provocando apenas uma pequena alteração em ângulos superiores. Finalmente, como no sistema anterior, a medida de distribuições angulares para o espalhamento inelástico dos três primeiros estados excitados do alvo seria muito importante para completar essas análises.

A figura 4.13 apresenta a função de excitação de fusão da referência [10] para este sistema, a qual é comparada com os cálculos realizados. Na linha pontilhada apenas o canal elástico está aberto, enquanto na linha cheia todos os canais inelásticos, a reorientação e a transferência de α foram acoplados. Nota-se que se repete o resultado discutido na subseção 4.4.3. Os cálculos superestimam os dados experimentais, os quais estão muito aquém de todas as sistemáticas indicando que talvez haja um problema de normalização.

4.6 Sistema $^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$

4.6.1 Excitações Inelásticas

O primeiro estado excitado do projétil, ^{18}O , possui uma energia de excitação $E = 1,982\text{MeV}$, probabilidade de transição quadrupolar $B(E2) = 0,00451e^2b^2$ e um parâmetro de deformação $\beta_2 = 0,355$. Repetiu-se o procedimento dos demais sistemas e esse foi o primeiro canal incluso nos cálculos. Nas figuras 4.14 e 4.15 pode-se ver, pela linha pontilhada azul, o efeito que o acoplamento deste único canal provoca na função de excitação e na distribuição de barreiras. É importante ressaltar que também foi considerado nesse cálculo o efeito da reorientação desse estado, a qual teve seu valor determinado da mesma maneira que se obteve o valor da reorientação do estado fundamental dos alvos de cobre. Encontrou-se em [55] o valor medido para o momento de quadrupolo experimental para o estado 2^+ do ^{18}O , $Q_2 = -0,036(9)b$, com o qual calculou-se o elemento de matriz diagonal da matriz de acoplamento por meio da equação 4.4. É interessante observar nessa mesma função de excitação que a abertura desse canal de reação fica evidente em energias cerca de 2MeV acima da barreira coulombiana, que nesse sistema é um pouco mais baixa, em torno de 31MeV , conforme revela a posição do pico principal da distribuição de barreiras da figura 4.15. A

Figura 4.11: Comparação entre a distribuição angular do espalhamento elástico e os cálculos teóricos, em $37,3 \text{ MeV}$ no centro de massa. A diferença entre os dois gráficos é a escala: em cima, linear; embaixo, logarítmica. Na figura superior é possível visualizar o efeito dos acoplamentos em ângulos dianteiros, na inferior, em ângulos traseiros.

Figura 4.12: Comparação entre distribuições angulares do espalhamento elástico e os cálculos teóricos. A linha pontilhada é o cálculo sem acoplamentos e a linha cheia, com todos os canais inelásticos incluídos.

Figura 4.13: Função de excitação experimental de fusão extraída de [10] comparada às previsões teóricas sem acoplamentos (linha pontilhada) e ao cálculo de canais acoplados completo, que inclui os estados inelásticos do alvo, reorientação do estado fundamental do alvo e transferência de uma partícula α .

linha pontilhada azul desta figura também revela com clareza o fenômeno da abertura desse canal através do surgimento de uma barreira centrada em torno de 33MeV , e do conseqüente abaixamento do pico principal para manter unitária a área sob a distribuição. Essa nova barreira não está resolvida da barreira principal por ser muito mais baixa, porém ela poderia ser recuperada por um processo matemático de de-convolução dessa curva. Qualitativamente, isso significa que um dado estado será excitado quando houver energia disponível no centro de massa do sistema. Portanto, diferentemente do projétil ^{16}O , nesse caso teremos que incluir, ao menos, o primeiro estado quadrupolar do ^{18}O .

Voltando à figura 4.14, nota-se pela linha cheia vermelha que a inclusão de todos os estados excitados e a reorientação do estado fundamental do alvo tem um peso grande na constituição da secção de choque quase-elástica em energias acima da barreira, da mesma forma que no sistema $^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$. Apesar de esses canais inelásticos não explicarem sozinhos a função de excitação, eles fornecem uma razoável aproximação para a distribuição de barreiras da figura 4.15, salvo na região do pico principal.

Os canais inelásticos do alvo, juntamente com a respectiva reorientação do estado fundamental deste, atuam da mesma forma que nos sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$. Contudo, apesar do efeito do acoplamento desses canais ainda ser bastante importante, o que pode ser visto na linha cheia vermelha nas figuras já citadas, é possível perceber pela figura que existem outros processos contribuindo fortemente para elevar a secção de choque do espalhamento quase-elástico.

4.6.2 Reações de Transferência

A comparação qualitativa dos espectros experimentais já mostrou que a presença do projétil ^{18}O no sistema provoca o surgimento de vários canais de reação de transferência que não estão presentes com o projétil ^{16}O , ou seja, há um aumento considerável da secção de choque desses processos. No caso do $^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ foi possível extrair as contagens de transferências, as quais resultaram em núcleos com $Z=6$ e $Z=9$, além de $Z=8$. Analisando a tabela

Figura 4.14: Função de excitação do espalhamento quase-elástico experimental para o sistema $^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$, em $\theta_{\text{Lab}} = 161^\circ$ comparada com os resultados teóricos.

Figura 4.15: Comparação da distribuição de barreiras derivada do espalhamento quase-elástico do sistema $^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ com os resultados obtidos por meio de cálculos de canais acoplados.

de Q 's (Tabela 4.3 na página 62) assumiu-se que as contagens com $Z=6$ eram provenientes do *stripping* de uma partícula α ; as contagens com $Z=9$ eram fruto da captura de próton, dêuteron ou trítio e as contagens com $Z=8$, adviriam do *stripping* de dois nêutrons que possui Q positivo. É claro que essas últimas são apenas dos eventos de transferência entre estados cuja soma das energias de excitação é menor do que o Q da reação, pois, caso contrário, esses eventos se confundem com os eventos dos espalhamentos elástico, inelástico e transferência de um nêutron (Q negativo). Adotando-se o mesmo procedimento dos casos anteriores, ajustaram-se esses dados experimentais variando-se as amplitudes espectroscópicas dessas transferências, obtendo-se assim os valores desse parâmetro que melhor descreviam os resultados experimentais. Os resultados desses ajustes podem ser vistos nas figuras 4.16, 4.17 e 4.18. Nas três, comparando-se a linha pontilhada, que representa o cálculo levando em conta apenas a transferência, com a linha cheia, representando o cálculo completo, é visível a influência do acoplamento dos canais inelásticos sobre a secção de choque de transferência. No caso da transferência de α , há um bom ajuste em toda a região de energia investigada, e os inelásticos são importantes nesse resultado. Para a transferência de dois nêutrons, observa-se um excelente ajuste para as energias abaixo da barreira coulombiana e uma pequena discrepância para energias maiores. Isso pode ser resultado da impossibilidade de detecção das transferências entre estados muito excitados, cujas probabilidades aumentam com a energia. Finalmente, os processos mais prováveis para produzir os eventos com $Z=9$ no espectro, pelo menos do ponto de vista energético, são a captura de próton, de dêuteron ou de trítio. Esses dois últimos processos, apesar de terem Q 's relativamente pouco negativos, apresentam energias de separação muito elevadas ($-12MeV$ e $-14MeV$, respectivamente), o que deve reduzir fortemente as suas probabilidades. De fato, isso foi observado na análise. O processo dominante é mesmo a captura de próton ($Q = 1.87MeV$) que, quando incluído sozinho no cálculo, fornece um acordo razoável com os dados em quase toda a faixa de energia. Porém, é interessante observar na função de excitação da figura 4.18 que nas energias mais elevadas pode haver uma pequena contribuição dos outros dois processos, indicando um limiar a partir do qual as capturas

de trítio e de deutério podem se tornar mais significativas. Cálculos foram realizados para testar essa hipótese através da inclusão desses processos na matriz de acoplamento juntamente com a captura de próton. Os resultados podem ser vistos na figura 4.18: as linhas tracejadas preta, vermelha e azul representam as capturas de próton, dêuteron e trítio, respectivamente; a linha cheia preta representa a soma dos três processos. Estes resultados reforçam a hipótese de que em torno de 35MeV da energia de bombardeio esses dois processos começam a se tornar relevantes.

A importância dessas transferências no conjunto do espalhamento quase-elástico pode ser avaliada observando-se as figuras 4.14 e 4.15. Diferentemente dos sistemas anteriores, a inclusão das transferências nos cálculos provoca um aumento considerável na secção de choque do espalhamento, e aproxima o pico da distribuição de barreiras teórica ao topo da distribuição extraída dos dados experimentais. Vale salientar, das três transferências consideradas, a que se mostrou mais influente foi o *stripping* de dois nêutrons, o que pode ser explicado considerando o modelo de camadas, uma vez que o núcleo de ^{63}Cu possui duas vacâncias na camada $1f_{7/2}$ de nêutrons e o ^{18}O possui dois nêutrons fora da camada fechada de oito nêutrons.

Nas figuras 4.14 e 4.15, é importante destacar que o cálculo que leva em conta apenas os inelásticos do alvo, a reorientação do alvo e as transferências, simbolizado pela linha cheia preta, aparentemente, fornece uma descrição mais correta da experiência do que o cálculo completo incluindo a excitação do projétil, linha azul cheia. Isso pode ser uma indicação de que o programa não esteja dando conta do elevado número canais incluídos explicitamente no cálculo.

4.6.3 Comparação dos Cálculos de Canais Acoplados com Dados Experimentais da Literatura.

Para os sistemas com o projétil ^{18}O há na literatura apenas as funções de excitação da referência [10]. A comparação dos cálculos de canais acoplados realizados com esses dados está mostrada na figura 4.19. Diferentemente dos sistemas estudados até agora, os acoplamentos provocam alterações mais

Figura 4.16: Ajuste das transferências retiradas do espectro experimental, assumidas como transferências de uma partícula α do projétil para o alvo. A linha pontilhada mostra o resultado do cálculo quando apenas a transferência é considerada. Na linha cheia, é possível notar o efeito do acoplamento dos canais inelásticos no ajuste.

Figura 4.17: Ajuste das transferências retiradas do espectro experimental, assumidas como transferências de 2 nêutrons do projétil para o alvo. A linha pontilhada mostra o resultado do cálculo quando apenas a transferência é considerada. Na linha cheia, é possível notar o efeito do acoplamento dos canais inelásticos no ajuste.

Figura 4.18: Ajuste das transferências com $Z=9$ retiradas do espectro experimental. As linhas pontilhadas mostram o resultado do cálculo com a inclusão da captura de próton (linha preta), captura de dêuteron (linha vermelha), e captura de trítio (linha azul). A linha cheia preta mostra a soma dos três processos.

acentuadas na região da barreira coulombiana e abaixo dela. Esse resultado teórico talvez indique a importância da transferência de nêutrons na fusão desse sistema. No entanto, como nos demais casos, a curva teórica passa muito acima dos dados experimentais, e canais adicionais aumentam a separação entre estes e o cálculo teórico. As possíveis razões para essa grande discrepância já foram anteriormente discutidas, assim como a necessidade de se medir com alta precisão uma função de excitação de fusão para esse sistema. É necessário acrescentar, contudo, que o acordo entre o cálculo e o ponto de maior energia dos dados pode indicar um problema de deficiência geométrica de detecção em baixas energias.

4.7 Sistema $^{18}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$

4.7.1 Excitações inelásticas

Observando-se as linhas pontilhada e cheia azuis nas figuras 4.20 e 4.21, percebe-se que o estado quadrupolar do ^{18}O produz os mesmos efeitos descritos anteriormente. Por outro lado, a inclusão das transições apresentadas na tabela 4.1 no cálculo e da reorientação do estado fundamental, apesar de gerar resultados similares aos encontrados para o sistema anterior, reproduz muito bem o comportamento da função de excitação experimental e aproxima bastante a previsão teórica da distribuição de barreiras quase-elásticas. Esse resultado parece confirmar a análise qualitativa dos dados experimentais: o sistema $^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ apresenta a maior complexidade entre os sistemas estudados aqui.

4.7.2 Reações de Transferência

No que concerne às transferências, esse sistema guarda muitas semelhanças com o anterior. As mesmas transferências de massa foram identificadas no espectro bidimensional e foram consideradas provenientes dos mesmos processos: transferência de uma partícula α e de dois nêutrons do projétil para o alvo e a captura de prótons pelo projétil. Nas figuras 4.22, 4.23

Figura 4.19: Dados experimentais de fusão extraídos de [10] comparados ao cálculo sem acoplamentos e ao cálculo completo, que inclui os estados inelásticos do alvo, reorientação do estado fundamental do alvo e transferência de uma partícula α .

Figura 4.20: Função de excitação do espalhamento quase-elástico experimental para o sistema $^{18}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$, em $\theta_{\text{Lab}} = 161^\circ$ comparada com os resultados teóricos.

Figura 4.21: Comparação da distribuição de barreiras derivada do espalhamento quase-elástico do sistema $^{18}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ com os resultados obtidos por meio de cálculos de canais acoplados.

e 4.24, as linhas cheias mostram os excelentes ajustes que foram obtidos. Comparando-se com a linha pontilhada, a qual representa o cálculo quando só a transferência é considerada, mais uma vez se evidencia, destacadamente no ajuste da transferência uma partícula α , o efeito do acoplamento de canais no ajuste final das transferências. No caso das transferências com $Z=9$, apesar de valores de Q similares aos do sistema $^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ (Tabela 4.3 na página 62), as capturas de dêuteron e trítio não parecem ser relevantes, o que se verifica pelo bom ajuste obtido acoplando-se apenas a captura de próton. Finalmente, observa-se que as secções de choque experimentais de transferência de $2n$ nesse sistema são cerca de 10 vezes menores do que no sistema com o ^{63}Cu . Um excelente ajuste teórico foi obtido com o acoplamento de todos os canais inelásticos.

Quando se volta a atenção para as figuras 4.20 e 4.21, nota-se que, assim como nos sistemas envolvendo o ^{16}O , as transferências não acarretam em grandes alterações na secção de choque de espalhamento quase-elástico, mas a distribuição de barreiras foi suficientemente sensível para detectar seus efeitos apresentando um pequeno abaixamento do pico principal em direção aos valores experimentais, aproximando os resultados teóricos destes últimos na região da barreira coulombiana. Essa diferença com o sistema anterior reforça a hipótese de que a transferência de nêutrons é muito importante no ^{63}Cu .

De fato, entre todas as transferências analisadas nos quatro sistemas, apenas uma se mostrou um canal de reação relevante, a transferência de dois nêutrons do ^{18}O para o alvo de ^{63}Cu . Aparentemente, o ^{65}Cu por ter a subcamada $1f_{7/2}$ fechada em nêutrons inibe o fluxo desses nêutrons do projétil para o alvo, diminuindo a importância desse acoplamento no sistema $^{18}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$.

4.7.3 Comparação dos Cálculos de Canais Acoplados com Dados Experimentais da Literatura

A figura 4.25 apresenta a função de excitação de fusão da referência [10] para este sistema, a qual é comparada com os cálculos realizados. Na linha

Figura 4.22: Ajuste das transferências retiradas do espectro experimental, assumidas como transferências de uma partícula α do projétil para o alvo. A linha pontilhada mostra o resultado do cálculo quando apenas a transferência é considerada. Na linha cheia, é possível notar o efeito do acoplamento dos canais inelásticos no ajuste.

Figura 4.23: Ajuste das transferências retiradas do espectro experimental, assumidas como capturas de um próton pelo projétil. A linha pontilhada mostra o resultado do cálculo quando apenas a transferência é considerada. Na linha cheia, é possível notar o efeito do acoplamento dos canais inelásticos no ajuste.

Figura 4.24: Ajuste das transferências retiradas do espectro experimental, assumidas como transferências de 2 nêutrons do projétil para o alvo. A linha pontilhada mostra o resultado do cálculo quando apenas a transferência é considerada. Na linha cheia, é possível notar o efeito do acoplamento dos canais inelásticos no ajuste.

pontilhada apenas o canal elástico está aberto, enquanto na linha cheia todos os canais inelásticos, a reorientação e as transferências foram acoplados. Nota-se que se repete o resultado discutido na subseção 4.4.3. Os cálculos superestimam os dados experimentais, os quais estão muito aquém de todas as sistemáticas indicando que talvez haja um problema de normalização.

Figura 4.25: Dados experimentais de fusão extraídos de [10] comparados ao cálculo sem acoplamentos e ao cálculo completo, que inclui os estados inelásticos do alvo, reorientação do estado fundamental do alvo e transferências de uma partícula α , um nêutron, dois nêutrons e captura de um próton.

Capítulo 5

Conclusão

"Qualquer coisa que seja realidade hoje, qualquer coisa em que você toca, acredita, e parece real para você hoje, será - como a realidade de ontem - uma ilusão amanhã."

Luigi Pirandello

Neste trabalho, foram medidas funções de excitação de espalhamento quase-elástico para os sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$ em um ângulo de 161° , em energias entre 30 e 48 *MeV*, no referencial do laboratório. Desses dados foram extraídas as respectivas distribuições de barreiras de espalhamento quase-elástico. Estas confirmaram ser um excelente método de análise, revelando sensíveis diferenças entre os sistemas e características peculiares de cada um.

Esses dados foram analisados, juntamente com funções de excitação de transferências extraídas diretamente dos espectros bidimensionais e outros dados experimentais disponíveis na literatura, utilizando-se cálculos de canais de reação acoplados. Para tanto, utilizou-se o código computacional FRESCO, o mais completo nesse tipo de análise. Esta escolha se mostrou adequada, pois permitiu que fossem incluídos nos cálculos uma grande variedade de acoplamentos, tornando os resultados e as conclusões obtidas aqui mais fortes e consistentes. A interação nuclear real entre os núcleos foi simulada pelo potencial de dupla convolução do Potencial de São Paulo, o qual

não possui parâmetros livres e permitiu uma análise teórica completamente sem parâmetros nucleares ajustáveis.

Fazendo uso de medidas experimentais de probabilidades de transição entre os estados excitados dos núcleos $^{63,65}\text{Cu}$, esse estudo demonstrou que esses núcleos apresentam um acentuado caráter coletivo. Entre os canais inelásticos incluídos na análise do ^{63}Cu , o segundo e o terceiro estados excitados, respectivamente, com energias $0,962\text{MeV}$ e $1,327\text{MeV}$, spin nucleares $\frac{5}{2}$ e $\frac{7}{2}$ e paridade negativa surgiram como os canais mais relevantes. Já no ^{65}Cu , a maior contribuição para o aumento da seção de choque quase-elástica é proveniente do segundo, do terceiro e do quinto estados excitados, todos com paridades negativas, energias $1,115\text{MeV}$, $1,482\text{MeV}$ e $1,725\text{MeV}$ e spin nucleares $\frac{5}{2}$, $\frac{7}{2}$ e $\frac{1}{2}$, respectivamente.

Ainda sobre os alvos, caracterizou-se que o efeito de reorientação do spin do estado fundamental é importante para explicar os dados experimentais, mesmo nestes sistemas de peso médio. Sua magnitude foi derivada de medidas experimentais do momento de quadrupolo desses núcleos. A inclusão dessa característica dos núcleos ímpares nos cálculos influenciou fortemente todos os processos estudados, principalmente, no espalhamento elástico em ângulos traseiros.

Quanto às transferências de partículas, foi constatado que provocam pouco efeito nos demais processos, embora sofram forte influência deles. A exceção ficou por conta da transferência de dois nêutrons do ^{18}O para o ^{63}Cu , a qual provocou consideráveis mudanças na função de excitação e na distribuição de barreiras quase-elásticas desse sistema.

Por fim, foi realizada aqui uma análise sólida de um grande conjunto de dados experimentais, e obtiveram-se resultados interessantes, importantes e instigantes. No entanto, para que a análise se torne completa, seria necessário reunir experimentalmente mais dados sobre as excitações inelásticas dos alvos e sobre a fusão.

Referências Bibliográficas

- [1] R. G. Stokstad, Y. Eisen, S. Kaplanis, D. Pelte, U. Smilansky e I. Tseruya. *Phys. Rev. Lett.* **41**(7), 465–469 (1978).
- [2] M. Beckerman, M. Salomaa, A. Sperduto, H. Enge, J. Ball, A. DiRienzo, S. Gazes, Yan Chen, J. D. Molitoris e Mao Nai-feng. *Phys. Rev. Lett.* **45**(18), 1472–1475 (1980).
- [3] W. Reisdorf, F. P. Hessberger, K. D. Hildenbrand, S. Hofmann, G. Müntzenberg, K. H. Schmidt, J. H. R. Schneider, W. F. W. Schneider, K. Sümmerer, G. Wirth, J. V. Kratz e K. Schlitt. *Phys. Rev. Lett.* **49**(25), 1811–1815 (1982).
- [4] N. Rowley, G. R. Satchler e P. H. Stelson. *Phys. Lett. B* **254**(1-2), 25–29 (1991).
- [5] H. Timmers, J. R. Leigh, M. Dasgupta, D. J. Hinde, J. C. Lemmon, J. C. Mein, C. R. Morton, J. O. Newton e N. Rowley. *Nucl. Phys. A* **584**, 190–204 (1995).
- [6] M. Rhoades-Brown, M. H. Macfarlane e Steven C. Pieper. *Phys. Rev. C* **21**, 2417–2426 (1980).
- [7] M. Rhoades-Brown, M. H. Macfarlane e Steven C. Pieper. *Phys. Rev. C* **21**, 2436–2446 (1980).
- [8] L. F. Canto, P. R. S. Gomes, R. Donangelo e M. S. Hussein. *Phys. Rep.* **424**, 1–111 (2006).

- [9] L. C. Chamon, B. V. Carlson, L. R. Gasques, D. Pereira, C. De Conti, M. A. G. Alvarez, M. S. Hussein, M. A. Candido Ribeiro, E. S. Rossi Jr. e C. P. Silva. *Phys. Rev. C* **66**, 014610 (2002).
- [10] Luiz Carlos Chamon. *Estudo Experimental da Dependência Isotópica na Fusão Nuclear e no Espalhamento Elástico nos Sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$* . Tese de Doutorado, IFUSP, (1990).
- [11] Julian Marco Barbosa Shorto. *Estudo dos Mecanismos de Reação nos Sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$* . Dissertação de Mestrado, IFUSP, (2002).
- [12] M. Langevin, J. Barreto e C. Détraz. *Phys. Rev. C* **14**(1), 152–159 Jul (1976).
- [13] S. H. Fricke, H. Esbensen e S. Landowne. *Phys. Rev. C* **45**(5), 2500–2502 May (1992).
- [14] H. Wojciechowski, N. B. J. Tannous, R. H. Davis, D. Stanley, M. Golin e F. Petrovich. *Phys. Rev. C* **17**, 2126–2135 (1978).
- [15] L. C. Chamon, D. Pereira, E. S. Rossi, C. P. Silva, G. R. Razeto, A. M. Borges, L. C. Gomes e O. Sala. *Phys. Lett. B* **275**, 29–32 (1992).
- [16] D. Pereira, G. Ramirez, O. Sala, L. C. Chamon, C. A. Rocha e C. Acquadro, J. C. and Tenreiro. *Phys. Lett. B* **220**, 347–350 (1989).
- [17] Ernesto Silvio Rossi Jr. *Anomalia de Limiar: Investigação nos Sistemas $^{18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$* . Dissertação de Mestrado, IFUSP, (1991).
- [18] Giancarlos Ramirez Razeto. *Estudo dos Processos Periféricos nos Sistemas $^{16}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$* . Tese de Doutorado, IFUSP, (1987).
- [19] G. R. Satchler. *Nucl. Phys.* **45**, 197–208 (1963).
- [20] M. A. Satchler, G. R. Nagarajan, J. S. Lilley e I. J. Thompson. *Ann. of Phys.* **178**, 110–143 (1987).
- [21] T. Tamura. *Rev. Mod. Phys.* **37**(4), 679–708 (1965).

- [22] D. M. Brink e U. Smilanski. *Nucl. Phys. A* **405**, 301–312 (1983).
- [23] D. L. Hill e J. A. Wheeler. *Phys. Rev.* **89**, 1102–1145 (1953).
- [24] C. Y. Wong. *Phys. Rev. Lett.* **31**, 766–769 (1973).
- [25] J. Gomèz-Camacho e R. C. Johnson. *J. Phys. G* **12**, L235–L241 (1986).
- [26] R. Lindsay e N. Rowley. *J. Phys. G* **10**, 805–822 (1984).
- [27] K. Hagino, N. Takigawa, A. B. Balantekin e J. R. Bennett. *Phys. Rev. C* **52**, 286–290 (1995).
- [28] M. A. Nagarajan, N. Rowley e R. Lindsay. *J. Phys. G* **12**, 529–536 (1986).
- [29] A. B. Balantekin e N. Takigawa. *Rev. Mod. Phys.* **70**, 77–100 (1998).
- [30] C. H. Dasso e S. Landowne. *Nucl. Phys. A* **405**, 381–396 (1983).
- [31] H. Feshbach. *Ann. of Phys.* **5**, 357–390 (1958).
- [32] H. Feshbach. *Ann. of Phys.* **19**, 287–313 (1962).
- [33] I. J. Thompson. *Comp. Phys. Rep.* **7**, 167–212 (1988).
- [34] A. B. Balantekin, S. E. Konin e J. W. Negele. *Phys. Rev. C* **28**, 1565–1569 (1983).
- [35] R. F. Simões, D. S. Monteiro, L. K. Ono, A. M. Jacob, J. M. B. Shorto, N. Added e E. Crema. *Phys. Lett. B* **527**(3-4), 187–192 (2002).
- [36] M. A. G. Alvarez, L. C. Chamon, M. S. Hussein, D. Pereira, L. R. Gasques, E. S. Rossi Jr. e C. P. Silva. *Nucl. Phys. A* **723**, 93–103 (2003).
- [37] E. Crema, L. C. Chamon e P. R. S. Gomes. *Phys. Rev. C* **72**, 034610 (2005).
- [38] R. G. Herb. *Nucl. Inst. and Meth.* **122**, 267–276 (1974).

- [39] O. Sala e G. Spacek. *Nucl. Inst. and Meth.* **122**, 213–225 (1974).
- [40] N. Ueta, W. G. P. Engel e J. J. G. Leandro. *Confecção de Alvos Nucleares*. IFUSP, (2002).
- [41] D. Pereira, J. C. Acquadro, O. Sala e N. D. Vieira. *Revista Brasileira de Física* **8** (1978).
- [42] H. Timmers, D. Ackermann, S. Beghini, L. Corradi, J. H. He, G. Montagnoli, F. Scarlassara, A. M. Stefanini e N. Rowley. *Nucl. Phys. A* **633**, 421–445 (1998).
- [43] R. V. Ribas. *Manual do Sistema SPM-CAMAC para Aquisição de Dados*. IFUSP, (1989).
- [44] R. V. Ribas. *Nucl. Inst. and Meth. A* **483**, 830–832 (2002).
- [45] W. T. Milner. *VaxPak Programs Notes*. Oak Ridge National Laboratory, (1986).
- [46] K. Hagino, Rowley. N. e A. T. Kruppa. *Comput. Phys. Comm.* **123**, 143–152 (1999).
- [47] R. H. Spear. *Atom. Data Nucl. Data Tab.* **42**, 55–104 (1989).
- [48] K. Hagino, N. Takigawa, M. Dasgupta, D. J. Hinde e J. R. Leigh. *Phys. Rev. Lett.* **79**(11), 2014–2017 (1997).
- [49] 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 e N. Rowley. *Phys. Rev. C* **52**(6), 3151–3166 (1995).
- [50] C. R. Morton, A. C. Berriman, M. Dasgupta, D. J. Hinde, J. O. Newton, K. Hagino e I. J. Thompson. *Phys. Rev. C* **60**(4), 044608 (1999).
- [51] Rone Flavio Simões. *Medidas das Distribuições das Barreiras de Fusão para os Sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{58,60}\text{Ni}$* . Tese de Doutorado, IFUSP, (2002).
- [52] G. R. Satchler e C. B. Fulmer. *Phys. Lett.* **50B**, 309–312 (1974).

- [53] W. G. Love e T. Baker. *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1219–1223 (1975).
- [54] S. E. Hicks e M. T. McEllistrem. *Nucl. Phys. A* **468**, 372–380 (1987).
- [55] P. Raghavan. *Atom. Data Nucl. Data Tab.* **42**, 189–291 (1989).