UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA

Estudo do Acoplamento dos Canais Diretos de Reação

nos Sistemas $^{16,17,18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$

Juan Félix Pari Huiza

TESE APRESENTADA

AO INSTITUTO DE FÍSICA DA

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

PARA OBTENÇÃO DO TÍTULO DE DOUTOR

EM CIÊNCIAS.

Orientador: **Prof. Dr. Edilson Crema**

São Paulo 2009

Dedicatória

Aos meus pais Pascual Pari Flores e Eugenia Huisa de Pari, meus irmãos, meus cunhados e sobrinhos que me deram amor, alegria e desejo de viver nesta vida.

Agradecimentos

Ao professor Doutor Edilson Crema, pela orientação, confiança e amizade que me brindou durante todos esses anos.

Aos professores do Departamento de Física, que contribuíram na minha formação.

Agradeço ao Instituto de Física e à USP pela oportunidade de realização do curso de doutorado nesta instituição.

À FAPESP e CNPq pelo apoio financeiro para realização desta pesquisa.

Aos membros do grupo Julian Shorto, David da Silva Monteiro e Rone Simões, pelo apoio e comentários relacionados a meu trabalho de pesquisa.

Aos professores Luiz Carlos Chamon, Francisco Krmpotic, Paulo Roberto Silveira Gomes, Dirceu Pereira e Jesús Lubian pelos comentários relacionado a minha pesquisa.

Agradeço aos meus amigos Luis, Bruno, Henry C., Roberto, Luciano, Fábio e Marcio pela sua

amizade.

A minha família em São Paulo: Gabriel, Henry L., Alberto, Nilo, Rene, Rolando, Wilmer e Javier
que compartilharam comigo momentos maravilhosos que nunca esquecerei.

A minha família em Arequipa, especialmente aos meus pais Pascual Pari Flores e Eugenia Huisa de
Pari, pelo amor e apoio constante durante toda minha vida.

Aos meus irmãos: Natividad, Rosa, Nolberta, Lorenza, Leonor e Salomón,
aos meus cunhados e meus sobrinhos que sempre estiveram presente no meu coração.

A meu cunhado Alfredo Ramirez, que apesar de já não estar presente, existe ainda em nossas vidas.

A Karina, a pessoa que quero muito e me soube apoiar no período da realização deste trabalho.

A Deus, quem me acompanha sempre.

Epígrafe

”A nossa vida é uma só, depende de nós viver a plenitude cada momento, fazendo realidade nossos mais profundos sonhos e deixando o melhor que pudermos dar para as nossas futuras gerações, tempo no qual a pesar da nossa morte seremos úteis para os seres que habitarão o mundo. Os futuros homens terão um espaço para se entregar e um tempo para aprender, por sua vez deixarão o que melhor puderem fornecer, lembranças de uma vida útil, cheias de esperança onde seu espírito todavia existirá...”

anônimo

(1978-20..)

Resumo

Funções de excitação para o espalhamento quase-elástico (elástico, inelásticos e transferências) foram medidas para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ e $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, no ângulo traseiro de 161° , no referencial de laboratório, e em energias compreendidas entre 30.0 e 46.0 MeV , usando pequenos passos de 0.5 e 1.0 MeV , para energias abaixo e acima da barreira de Coulomb. Realizando uma derivada sobre dados experimentais, foram obtidas as distribuições de barreiras quase-elásticas para os três sistemas, as quais são equivalentes às distribuições de barreiras de fusão e revelam o mecanismo de reação dos sistemas. Para obter esses dados foi necessário uma boa resolução em carga, Z , do detector proporcional a gás, $E - \Delta E$, e também o uso de detectores barreira de superfície colocados em ângulos dianteiros, $\pm 30^\circ$ e -45° , utilizados para normalização de nossas medidas. Uma análise teórica dos dados foi realizada usando o modelo de canais de reação acoplados CRC através dos programas FRESCO [Thom 88] e CQUEL [Hagi 04] (uma nova versão do CCFULL [Hagi 99]). Em nossos cálculos, para evitar o uso de parâmetros livres, decidimos usar o potencial real de dupla convolução de São Paulo [Cham 02] que descreve fisicamente a interação núcleo-núcleo, se baseia na

não-localidade de Pauli e se caracteriza pela troca de nucleons. O potencial imaginário, responsável pela absorção do fluxo de partículas que vai para fusão, foi restrita para ser de curto alcance e, desta maneira, não se afetar os processos quase-elásticos.

Na análise teórica dos dados da função de excitação de transferência de *um* e *dois* nêutrons para os sistemas $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ e $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, foi feito um ajuste para se obter informações espectroscópicas experimentais de vários estados do ^{65}Zn e do ^{66}Zn , as quais foram usados na análise da função de excitação e distribuição de barreiras quase-elásticas para cada sistema. Os resultados obtidos nesses três sistemas são muito interessantes: o sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ mostra que os canais mais importantes que contribuem para um aumento da seção de choque de fusão são os estados 2_1^+ e 3_1^- do alvo [Huiz 07] (CQUEL), e o estado 3_1^- do projétil (FRESCO). No sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ resultou que os estados excitados do quadrupolo e octupolo do alvo, 2_1^+ e 3_1^- , são acoplados fortemente ao canal do elástico mas foi necessário acoplar o canal de transferência de *um* nêutron para descrever os nossos dados. Da mesma maneira, o sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ ratificou que esses dois estados do alvo se acoplam fortemente ao canal de transferência de *dois* nêutrons, porém foi necessário incluir na matriz de acoplamento o canal de transferência de *um* nêutron utilizando os resultados obtidos para o sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, como uma aproximação. Verificamos que todos esses canais no sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ descrevem os dados e tem forte influência sobre a forma da distribuição de barreira.

Palavras-chave: Função de excitação quase-elástica, Distribuição de Barreiras Quase-elásticas, Cálculo de Canais Acoplados.

Abstract

Excitation functions for quasi-elastic scattering (elastic, inelastic and transfer) were measured for the $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ and $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ systems, at backward angles of 161° , in the laboratory reference system, and in the energy range between 30.0 and 46.0 *MeV* using steps of 0.5 and 1.0 *MeV*, for energies below and above the Coulomb barrier. Performing a derivative on experimental data we obtained the quasi-elastic barrier distributions for the three systems, which are equivalent to the fusion barrier distributions, and make evident the reaction mechanisms of the system. To obtain these data a good charge resolution "Z" of a gas proportional counter, $E - \Delta E$, was necessary and also the use of surface barrier detectors placed at forward angles, $\pm 30^\circ$ and -45° for normalization. A theoretical analysis of the data was performed using the coupled reaction channel model CRC through the use of FRESKO [Thom 88] and CQUEL [Hagi 04] (a new version of CCFULL [Hagi 99]). To avoid the use of free parameters, in our calculations, we decided to use the real potential of the double-folding São Paulo Potencial [Cham 02], which describes physically the nucleus-nucleus interaction. It is based on Pauli non-locality and is characterized by the exchange of nucleons. The

imaginary potential, responsible for the absorption of particles in a fusion process, was restricted to a very short range, and thus, it does not affect the quasi-elastic processes.

In the theoretical analysis of the transfer excitation functions of *one* and *two* neutrons for the $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ and $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ systems, we obtained the spectroscopic information for some experimental states in ^{65}Zn and ^{66}Zn , which were used in the analysis of the excitation function and quasi-elastic barrier distributions for each system. The results obtained in these three systems are very interesting: the $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ system shows that the most important channels contributing to enhancement fusion cross section are the states 2_1^+ and 3_1^- of the target [Huiz 07] (CQUEL), and the state 3_1^- of the projectile (FRESCO). The $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ system shows that the quadrupole and octupole excited states of the target, 2_1^+ and 3_1^- , are strongly coupled to the elastic channel but it was necessary to couple the *one* neutron transfer channel in order to describe our data. Similarly, the $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ system confirmed that those two states of the target are strongly coupled to the *two* neutron transfer channel, but it was necessary to include in the coupling matrix the *one* neutron transfer channel. We verify that all these channels in the $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ describe the data and they influence strongly the shape of the barrier distributions.

Keywords: Quasi-elastic Excitation Function, Quasi-elastic Barrier Distribution, Coupled Channel Calculation.

Índice

1	Introdução	1
1.1	Motivação	1
1.2	Objetivos	4
1.3	Organização	5
2	Parte Teórica	7
2.1	Modelo de Penetração de uma Única Barreira	8
2.2	Processo Quase-elástico	12
2.3	Cálculo de Canais Acoplados	22
2.4	Função de Onda Total	27
2.5	Equações Acopladas	28
2.6	Representação das Distribuições de Barreiras de Fusão	30

2.7	Representação da Distribuição de Barreiras a Partir do Espalhamento Quase-elástico .	32
2.8	Potencial de São Paulo	38
3	Parte Experimental	41
3.1	Confecção dos Alvos	41
3.2	Medidas de Espessura no Alvo	43
3.3	Descrição da Montagem Experimental	44
3.3.1	Fonte de Íons	45
3.3.2	Tubo Acelerador	48
3.3.3	Montagem Experimental	50
3.3.4	Eletrônica e Programas de Aquisição	53
3.4	As Seções de Choque Experimentais	57
3.5	Obtenção da Distribuição de Barreiras Quase-elásticas Experimental	61
3.6	Correções na Energia	62
4	Resultados Experimentais	65
4.1	Espectros Experimentais	65
4.2	Função de Excitação Quase-elástica	73
4.3	Distribuição de Barreiras Quase-elásticas	77
4.4	Função de Excitação de Transferências	82
5	Análise de Dados	85

5.1	Análise Teórica com o Programa CCFULL	85
5.2	Análise Teórica com o Programa FRESCO	86
5.2.1	Deformação Nuclear e Coulombiana	86
5.3	Análise dos Sistemas $^{16,17,18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$	91
5.3.1	Informação dos Canais Inelásticos do Alvo e do Projétil	94
5.3.2	Função de Excitação da Transferência de Nêutrons nos Sistemas $^{17,18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$	96
5.3.3	Função de Excitação e Distribuição de Barreiras Quase-elásticas do Sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$	103
5.3.4	Função de Excitação e Distribuição de Barreiras Quase-elásticas do Sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$	120
5.3.5	Função de Excitação e Distribuição de Barreiras Quase-elásticas do Sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$	135
6	Conclusões e Perspectivas	153

Lista de Figuras

2.1	Coordenadas e parâmetros da trajetória num espalhamento clássico.	16
2.2	Representação do (a) coeficiente de transmissão no modelo clássico e (b) a distribuição de barreira de fusão que esta representada por uma função delta, no valor da barreira coulombiana em 32.2 MeV.	36
2.3	Representação do (a) coeficiente de transmissão no modelo quântico e (b) a distribuição de barreira de fusão que esta representada por uma função continua na forma de uma distribuição gaussiana, o valor da barreira coulombiana é 32.2 MeV.	37
2.4	Representação das coordenadas do potencial de dupla convolução.	40
3.1	Sistema de bombardeamento eletrônico para a fabricação de alvos.	42
3.2	Lâmina de material de aço <i>inox</i> usadas na deposição de ^{64}Zn sobre folhas de ^{12}C . . .	42
3.3	Espectro experimental das diferentes concentrações dos elementos contidos no alvo. O pico principal corresponde à concentração de ^{64}Zn , entretanto, os outros picos correspondem às concentrações de alguns contaminantes como o carbono, oxigênio, rutênio e silício.	44

3.4	Fonte de íons modelo IC-SNICS que se encontra instalada no Laboratório Pelletron.	46
3.5	Produção do feixe na câmara de ionização da fonte de íons.	47
3.6	Tubo de aceleração do feixe com vários discos circulares de titânio.	49
3.7	Pellets e polia metálica	50
3.8	Disposição dos detectores-monitores e o detector proporcional a gás dentro da câmara de espalhamento.	52
3.9	Foto do detector proporcional $E-\Delta E$ posicionado em ângulo traseiro dentro da câmara de espalhamento.	53
3.10	Sistema de controle da pressão do gás dentro da câmara de espalhamento.	54
3.11	Montagem dos módulos de eletrônica usada para coleta de dados desde a sala de experiência até o sistema CAMAC.	56
3.12	Desenho esquemático da seção de choque diferencial, $d\sigma$, descrita pela área de um anel de raio b e espessura db ; vemos o trajeto do espalhamento para um parâmetro de impacto b , originado por um centro espalhador.	58
3.13	Desenho esquemático de arranjo experimental para determinar o ângulo sólido no detector.	58
4.1	Espectro de partículas registrado pelo detector barreira de superfície do monitor que está na posição de -30° . O pico principal corresponde ao espalhamento elástico do projétil ^{16}O , no alvo ^{64}Zn ; o outro pico ao redor do canal 1250 corresponde ao recuo do alvo.	66

- 4.2 Espectro bi-paramétrico com boa resolução em Z do sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ em uma energia $E_{lab} = 45.0 \text{ MeV}$, o qual contém espalhamentos elástico e inelásticos, assim como partículas após a transferência de partículas alfa numa reação de *stripping*. Na parte superior é dada (a) a projeção das contagens de partículas com $Z \geq 6$ 69
- 4.3 Reta de calibração da energia *vs* canais para o sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$. Observamos uma excelente linearidade na energia residual das partículas que chegam ao detector barreira de superfície no detector proporcional. 70
- 4.4 Espectro bi-paramétrico com boa resolução em Z do sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ em uma energia $E_{lab} = 46.0 \text{ MeV}$, o qual contém espalhamentos elástico e inelásticos, assim como partículas após a transferência de alguns núcleons $Z = 6, 7$ e a transferência de *um* nêutron, em $Z = 8$ de uma reação de *stripping*. Na parte superior é mostrada a projeção das contagens, onde (a) é a soma do espalhamento elástico, inelásticos e partículas após a transferência de núcleons, $Z \geq 6$, e a transferência de *um* nêutron nos diferentes estados excitados do ^{65}Zn , em $Z = 8$; (b) é a projeção dos diferentes estados que *um* nêutron pode ocupar no ^{65}Zn e finalmente; (c) é o espalhamento elástico de ^{17}O em algum contaminante do alvo. 71
- 4.5 Espectro bi-paramétrico do sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ em uma energia $E_{lab} = 46.0 \text{ MeV}$, o qual contém espalhamentos elástico e inelásticos, assim como transferência de *dois* nêutrons para diferentes estados excitados do ^{66}Zn numa reação de *stripping*. Na parte superior aparece em (a) a soma dos espalhamentos elástico e inelásticos, também partículas detectadas ($Z \geq 6$) após transferência de núcleons, um deles trata-se da transferência de *dois* núcleons para diferentes estados do ^{66}Zn , em $Z = 8$; (b) projeção da transferência de *dois* nêutrons para diferentes estados no ^{66}Zn e finalmente; (c) o espalhamento elástico de ^{18}O em algum contaminante do alvo. 72

4.6	Função de excitação quase-elástica experimental para o sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, o valor $E_{cm}/V_B = 1$ é a posição da barreira de Coulomb experimental obtida da distribuição de barreiras quase-elásticas.	74
4.7	Função de excitação quase-elástica experimental para o sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, o valor $E_{cm}/V_B = 1$ é a posição da barreira de Coulomb experimental obtida da distribuição de barreiras quase-elásticas.	75
4.8	Função de excitação quase-elástica experimental para o sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, o valor $E_{cm}/V_B = 1$ é a posição da barreira de Coulomb experimental obtida da distribuição de barreiras quase-elásticas.	76
4.9	Comparação das distribuições de barreiras quase-elásticas experimentais obtidas para os sistemas $^{16,17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, onde $E_{cm}/V_B = 1$ faz referência ao valor do potencial de Coulomb experimental.	79
4.10	Comparação das distribuições de barreiras quase-elásticas experimentais obtidas para os sistemas $^{17,18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, onde $E_{cm}/V_B = 1$ faz referência ao valor do potencial de Coulomb experimental.	80
4.11	Comparação das distribuições de barreiras quase-elásticas experimentais obtidas para os sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, onde $E_{cm}/V_B = 1$ faz referência ao valor do potencial de Coulomb experimental.	81
4.12	Função de excitação experimental de transferência de <i>um</i> nêutron no sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, numa reação de <i>stripping</i> de <i>um</i> nêutron. O valor da barreira de coulomb experimental é $V_B = 32.2\text{ MeV}$ obtida da distribuição de barreiras quase-elásticas experimental.	83

4.13	Função de excitação experimental de transferência de <i>dois</i> nêutrons no sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, numa reação de <i>stripping</i> de <i>dois</i> nêutrons. O valor da barreira de coulomb experimental é $V_B = 32.0 \text{ MeV}$ obtida da distribuição de barreiras quase-elásticas experimental.	84
5.1	Comparação teórica e experimental da função de excitação de transferência de <i>um</i> nêutron do sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$. A linha fina é o cálculo incluindo 9 estados excitados do ^{65}Zn ; ao incluir na matriz de acoplamento os estados vibracionais do ^{64}Zn , 2_1^+ e 3_1^- , vemos que o cálculo se aproxima aos nossos dados em energias maiores (linha cheia-grossa).	99
5.2	Comparação teórica e experimental da função de excitação de transferência de <i>dois</i> nêutrons do sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$. A linha fina é o cálculo incluindo 18 estados excitados do ^{65}Zn ; ao incluir na matriz de acoplamento os estados vibracionais do ^{64}Zn , 2_1^+ e 3_1^- , e o estado vibracional do ^{18}O , 2_1^+ , vemos claramente a competição entre os canais inelásticos e o canal de transferência, obtendo finalmente uma boa descrição de nossos dados em toda a região de energia (linha cheia-grossa).	102
5.3	Comparação da função de excitação quase-elástica teórica-experimental do sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, a linha pontilhada representa o cálculo sem nenhum acoplamento.	106
5.4	Comparação da função de excitação quase-elástica teórica-experimental do sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, vemos que ao acoplar o estado 2_1^+ do alvo a descrição teórica descreve melhor os dados experimentais.	107
5.5	Comparação da função de excitação quase-elástica teórica-experimental do sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, no caso em que consideramos os acoplamentos do estado excitado quadrupolar e octupolar do alvo, os resultados mostram uma boa descrição de nossos dados. . .	108

- 5.6 Comparação da função de excitação quase-elástica teórica-experimental do sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, onde estão incluídos os estados inelásticos de mais de um fônon, estados excitados quadrupolar, octupolar e hexadecapolar do alvo. 109
- 5.7 Comparação da função de excitação quase-elástica teórica-experimental do sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, onde estão incluídos três estados inelásticos, o 2_1^+ e 3_1^- do ^{64}Zn e o 3_1^- do ^{16}O , e que descrevem muito bem os nossos dados. 110
- 5.8 Comparação da função de excitação quase-elástica teórica-experimental do sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, nessa previsão está incluído os estados excitados 2_1^+ e 3_1^- do alvo; al incluir na matriz de acoplamento o valor máximo da probabilidade de transição do estado 3_1^- do projétil, esse estado produziria mais um deslocamento de 0.20 MeV . . . 111
- 5.9 Comparação da distribuição de barreiras quase-elásticas teórico-experimental do sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, a linha pontilhada representa um cálculo simples de espalhamento elástico. 114
- 5.10 Comparação da distribuição de barreiras quase-elásticas teórica e experimental. O cálculo descreve as duas curvas teóricas, a curva tracejada representa a previsão incluindo o estado excitado 2_1^+ do ^{64}Zn , o qual é um canal inelástico que fortemente se acopla ao canal do espalhamento elástico. 115
- 5.11 Comparação da distribuição de barreiras quase-elásticas teóricas-experimental para o sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, vemos que para reproduzir a descrição dos dados é necessário acoplar ao canal do espalhamento elástico os estados excitados 2_1^+ e 3_1^- do alvo. . . . 116
- 5.12 Comparação da distribuição de barreiras quase-elásticas teóricas-experimental do sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, nela observamos os efeitos quando se acopla todos os estados inelásticos do alvo. 117

- 5.13 Comparação da distribuição de barreiras quase-elásticas teóricas-experimental do sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, nela observamos o deslocamento de 0.3 MeV na barreira coulombiana que produz o estado 3_1^- do projétil, ao se acoplar aos estados excitados, 2_1^+ e 3_1^- do alvo. 118
- 5.14 Comparação da distribuição de barreiras quase-elásticas teóricas-experimental do sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, mostramos o cálculo incluindo os acoplamentos dos estados vibracionais quadrupolar e octupolar do alvo, junto com o estado octupolar do projétil, usando de maneira aproximada a máxima probabilidade de transição do último estado; nela vemos que a previsão descreve bem os dados experimentais. 119
- 5.15 Função de excitação quase-elástica do sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, onde mostramos o cálculo sem nenhum acoplamento. 122
- 5.16 Função de excitação quase-elástica do sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ incluindo o estado excitado 2_1^+ do alvo. 123
- 5.17 Função de excitação quase-elástica do sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ onde mostramos o efeito que produzem os estados vibracionais, 2_1^+ e 3_1^- , do alvo. 124
- 5.18 Função de excitação quase-elástica do sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ incluindo vários estados inelásticos, como os estados vibracionais quadrupolar e octupolar do alvo. 125
- 5.19 Comparação da função de excitação quase-elástica teórica e experimental do sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, vemos que existe um acoplamento forte entre o canal de transferência de um nêutron e os canais inelásticos, 2_1^+ e 3_1^- do alvo, esse acoplamento gera um aumento na seção de choque quase-elástica. 126

5.20	Comparamos a função de excitação quase-elástica teórica com a experimental do sistema $^{17} + ^{64} Zn$, e para observar melhor o comportamento do acoplamento entre o canal de transferência de <i>um</i> nêutron com os estados excitados 2_1^+ e 3_1^- do alvo, fizemos um deslocamento de $0.6 MeV$ para representar a previsão se usarmos um valor de difusividade maior no potencial de dupla-convolução.	127
5.21	Comparação da distribuição de barreiras quase-elásticas teórico-experimental do sistema $^{17}O + ^{64}Zn$, a linha pontilhada representa um cálculo simples de espalhamento elástico.	130
5.22	Comparação da distribuição de barreiras quase-elásticas teórica e experimental do sistema $^{17}O + ^{64}Zn$. O cálculo mostra que o estado excitado 2_1^+ do ^{64}Zn é fortemente acoplado ao canal do elástico.	131
5.23	Comparação da distribuição de barreiras quase-elásticas teóricas-experimental do sistema $^{17}O + ^{64}Zn$, ao se incluir na matriz de acoplamento os dois importantes canais inelásticos, o 2_1^+ e 3_1^- do ^{64}Zn , vemos uma boa descrição de nossos dados.	132
5.24	Comparação da distribuição de barreiras quase-elásticas teóricas-experimental do sistema $^{17}O + ^{64} Zn$, vemos claramente que o acoplamento do canal de transferência de <i>um</i> nêutron com os canais inelásticos, 2_1^+ e 3_1^- do alvo, produzem um aumento na altura da barreira coulombiana de aproximadamente $0.40 MeV$, com relação ao cálculo incluindo os canais inelásticos, 2_1^+ e 3_1^- do alvo.	133
5.25	Para observar melhor a comparação da distribuição de barreiras quase-elásticas teórica e experimental incluindo a transferência de <i>um</i> nêutron e os estados excitados, 2_1^+ e 3_1^- do alvo, um prévio estudo usando um valor de difusividade maior que a adotada permitiria um deslocamento de $0.60 MeV$ na barreira de Coulomb.	134

5.26	Comparação da função de excitação quase-elástica teórica-experimental para o sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, a linha pontilhada é o cálculo para o potencial de interação do espalhamento elástico.	137
5.27	Comparação da função de excitação quase-elástica teórica-experimental no sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, vemos em linha tracejada a contribuição na seção de choque do estado excitado 2_1^+ do alvo.	138
5.28	Comparação da função de excitação quase-elástica teórica-experimental para o sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, nesta figura vemos a contribuição significativa na seção de choque do estado 3_1^- ao se acoplar ao estado 2_1^+ do alvo.	139
5.29	Comparação da função de excitação quase-elástica teórica-experimental do sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, vemos que ao acoplar o estado excitado 2_1^+ do ^{18}O junto com os outros estados inelásticos do alvo conseguimos uma melhor descrição de nossos dados em energias acima da barreira de Coulomb.	140
5.30	Comparação da função de excitação quase-elástica teórica-experimental no sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, nas predições ao se acoplar o canal de transferência de <i>dois</i> nêutrons permite explicar a descrição de nossos dados.	141
5.31	Comparação da função de excitação quase-elástica teórica-experimental no sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, para uma descrição mais realista incluímos o acoplamento de transferência de um nêutron obtida do sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ junto com os outros canais mostrados em linha fina. Existe uma leve melhora dos resultados (linha cheia grossa).	142
5.32	Comparação da distribuição de barreiras quase-elásticas teórica-experimental no sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, nela podemos ver os cálculos teóricos sem levar em conta nenhum acoplamento e incluindo o primeiro estado excitado 2_1^+ do alvo.	146

5.33	Comparação da distribuição de barreiras quase-elásticas teórica-experimental no sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, as predições mostram o efeito que produz (linha pontilhada-tracejada) o estado 2_1^+ do projétil ao se acoplar aos estados excitados 2_1^+ e 3_1^- do alvo.	147
5.34	Comparação da distribuição de barreiras quase-elásticas teórica-experimental no sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, nela vemos a importância de acoplar <i>dois</i> nêutrons aos estados inelásticos do alvo e projétil, pois incluir o canal de transferência reduz em 8% a distribuição de barreiras quase-elásticas teórica.	148
5.35	Comparação da distribuição de barreiras quase-elásticas teórica-experimental no sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, nela vemos a importância de acoplar os <i>dois</i> nêutrons aos estados inelásticos, 2_1^+ e 3_1^- do alvo e o estado 2_1^+ do projétil, produzindo um aumento no valor da barreira de Coulomb de aproximadamente 0.30 <i>MeV</i> com relação ao cálculo sem nenhum acoplamento.	149
5.36	Comparação da distribuição de barreiras quase-elásticas teórica-experimental no sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, observamos o acoplamento do canal de transferência de <i>um</i> e <i>dois</i> nêutrons junto com os estados inelásticos do alvo e projétil, melhoram a descrição de nossos dados.	150
5.37	Comparação da distribuição de barreiras quase-elásticas teórica-experimental no sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, o cálculo em linha cheia-grossa leva em conta o canal de transferência de <i>um</i> e <i>dois</i> nêutrons junto aos estados inelásticos do alvo e projétil. No cálculo da distribuição de barreiras foi feito o deslocamento de 0.35 <i>MeV</i> para uma melhor comparação com os nossos dados.	151

Lista de Tabelas

5.1	Valores calculados para a probabilidade de transição $B_W(E\lambda)$ dada em $W.u.$ no ^{64}Zn .	89
5.2	Valores calculados para a probabilidade de transição $B_W(E\lambda)$ dada em $W.u.$ no ^{17}O .	89
5.3	Informação dos valores experimentais do alvo ^{64}Zn . Coluna 1: energia da transição. Coluna 2: momento angular dos estados inicial e final numa transição. Coluna 3: multipolaridade. Coluna 4 e 5: probabilidade de transição em unidades $W.u.$ (<i>Weisskopf units</i>) e $e^2 fm^{2\lambda}$. Coluna 6: elemento de matriz. Coluna 7: comprimento de deformação nuclear.	95
5.4	Informação dos valores experimentais do projétil ^{16}O . Coluna 1: energia da transição. Coluna 2: momento angular dos estados inicial e final numa transição. Coluna 3: multipolaridade. Coluna 4: probabilidade de transição em unidades $e^2 fm^{2\lambda}$. Coluna 5: elemento de matriz. Coluna 6: comprimento de deformação nuclear.	96
5.5	Informação dos valores experimentais do projétil ^{17}O . Coluna 1: energia da transição. Coluna 2: momento angular dos estados inicial e final numa transição. Coluna 3: multipolaridade. Coluna 4: probabilidade de transição em unidades $e^2 fm^{2\lambda}$. Coluna 5: elemento de matriz. Coluna 6: comprimento de deformação nuclear.	96

- 5.6 Informação dos valores experimentais do projétil ^{18}O : Coluna 1: energia da transição. Coluna 2: momento angular dos estados inicial e final numa transição. Coluna 3: multipolaridade. Coluna 4: probabilidade de transição em unidades $e^2 fm^{2\lambda}$. Coluna 5: elemento de matriz. Coluna 6: comprimento de deformação nuclear. Coluna 7: os estados que tem reorientação (reo.) 97
- 5.7 Energias de Excitação para transferência de 1 nêutron ($E_{exc.}$). N , L , S e J são os números quânticos relativos às amplitudes espectroscópicas (A), e o seu fator espectroscópico correspondente (C^2S) usados no cálculo teórico de canais acoplados para a reação de *stripping* de *um* nêutron. 98
- 5.8 Energias de Excitação para transferência de dois nêutrons ($E_{exc.}$). N , L , S e J são os números quânticos relativos às amplitudes espectroscópicas (A), e o seu fator espectroscópico (C^2S) usados no cálculo canais acoplados para a reação de *stripping* de dois nêutrons. 103

Introdução

1.1 Motivação

O estudo da fusão nuclear em energias abaixo e acima da barreira de Coulomb permitiu, nos últimos anos, que se colocassem em evidência os efeitos de alguns fenômenos: a deformação nuclear e como os acoplamentos dos diferentes canais de reação afetam a seção de choque de fusão. O estudo das seções de choque em energias próximas à barreira coulombiana fornecem informações sobre o papel da estrutura nuclear nos mecanismos de reação. A interação do projétil com o alvo pode ser descrita em termos de uma barreira do potencial, na forma mais simples numa dimensão ou, como um potencial real de interação física conhecido como o potencial de dupla convolução de São Paulo [Cham 02]. O uso desse potencial nos cálculos teóricos fornecem as seções de choque teóricas que, sem parâmetros ajustáveis, são comparadas diretamente com dados experimentais de um sistema específico, sendo que o resultado dessa comparação fornece os detalhes mais relevantes da estrutura de alguns núcleos. Inicialmente, sistemas já estudados como o $^{16}\text{O} + ^{144}\text{Sm}$, $^{16}\text{O} + ^{148}\text{Sm}$ e $^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$ [Leig 95] mostraram evidência de canais de reação que favorecem a um aumento da seção de choque de fusão. Esses canais de reação (transferência de nêutrons e/ou partículas e excitações

inelásticas dos núcleos) podem servir de porta privilegiada para a fusão. Um estudo minucioso das reações com alguns núcleos permitiria identificar quais desses processos é mais importante numa certa região de massa.

O resultado essencial desses trabalhos teóricos e o seguinte: como as funções de excitação de fusão são continuas suaves e sem estrutura muito marcantes, elas podem ser reproduzidas por uma gama muito grande de modelos; e apenas os dados experimentais podem decidir sobre o verdadeiro carácter das distribuições de barreiras de fusão que, através do mecanismo de penetração de barreira, reproduzem corretamente os dados experimentais. Recentemente, foi sugerida uma técnica de análise que permite que essa distribuição de barreiras seja extraída diretamente dos dados experimentais [Rowl 91] e, principalmente, com erros experimentais menores que 1%. A grande dificuldade desse tipo de análise reside na obtenção de um grande volume de dados experimentais de alta precisão. Lamentavelmente a maioria dos dados disponíveis na literatura não se prestam para essa análise e todos eles devem ser refeitos. As medidas indiretas do núcleo composto, raios-X e raios- γ emitidos ao longo da cadeia de decaimento, apresentam incertezas inerentes ao método de análise que impedem que essa técnica seja empregada para tal fim. A detecção direta dos resíduos de fusão devem ser feita em ângulos muito dianteiros, pois esses produtos são muito focalizados para frente e se confundem espacialmente com o espalhamento elástico, as reações quase-elásticas e com o próprio feixe. Então, como as seções de choque desses processos são muito diferentes em energia abaixo da barreira coulombiana, torna-se inviável a medida de fusão com erro muito pequeno e em passos muito pequenos de energia ($\approx 500 \text{ keV}$) quando sobre o detector também incidem os processos de grande seção de choque, pois o tempo exigido pela fusão significaria ou a danificação do detector, ou uma espera exagerada de tempo, se se optar por um feixe pouco intenso. Uma vez medida a seção de choque de fusão, o gráfico da segunda derivada do produto $E\sigma(E)$ em função da energia fornece diretamente a distribuição experimental das barreiras que contribuíram para a fusão, de onde se pode extrair quase sem ambigüidades os canais que mais contribuíram para a seção de choque.

Por outro lado, as medidas de seções de choque de formação de núcleos super-pesados esbarram numa dificuldade experimental que é o enorme tempo de máquina exigido para a observação de uns poucos eventos, devido às diminutas seções de choque e/ou intensidade de feixe. Uma vez que inúmeras combinações de projétil mais o alvo podem produzir o núcleo desejado, seria muito importante ter alguma indicação de qual é o canal de entrada que apresenta maior seção de choque. É evidente que uma informação exata só pode ser obtida experimentalmente, a posteriori, após vários dias de medida dos eventos. O procedimento adotado pode ser usado para se ter uma informação indireta de quais canais favorecem a seção de choque de fusão: medir eventos no espalhamento quase-elástico (elástico, inelásticos e transferência), em ângulos traseiros. Assim, podemos descobrir, de maneira indireta, analisando as distribuições de barreiras quase-elásticas, se alguns detalhes de estrutura produzem um aumento na seção de choque de fusão.

A análise da distribuições de barreiras quase-elástica [Huiz 07, Shor 08, Sime 02a] e a distribuição de barreiras de fusão [Rowl 91, Crem 05] são trabalhos já publicados que ajudaram para a compreensão na análise de alguns sistemas.

A distribuição de barreiras de fusão permite simular teoricamente os acoplamentos dos diferentes canais inelásticos e de transferência através de uma família de barreiras, distribuídas em energia, sendo que as mais baixas seriam responsáveis pela fusão em baixas energias [Stel 88]. Várias formas de barreiras foram propostas para explicar a fusão sub-coulombiana, algumas das quais muito diferentes das formas obtidas com potenciais convencionais [Stel 90, Vaz 74].

A distribuição de barreiras quase-elásticas, obtida a partir da função de excitação quase-elástica medida em ângulos traseiros, foi proposta nos últimos anos [Timm 95] como uma alternativa para obter a representação da distribuição de barreiras de fusão. Nesse novo método, a distribuição de barreiras quase-elásticas pode ser obtida experimentalmente diferenciando a razão entre a função de excitação quase-elástica e a correspondente seção de choque de Rutherford, $\sigma_R(E, \theta)$, em relação à

energia:

$$D_{qe}(E, \theta) = -\frac{d}{dE} \left[\frac{d\sigma_{qe}}{d\sigma_R}(E, \theta) \right] \quad (1.1)$$

Como também se trata da derivada de uma curva experimental, há que se medir a função de excitação em passos muito pequenos de energia e com incertezas da ordem de 1%. Isso introduz uma grande dificuldade experimental que é o grande tempo de medida, pois mesmo as seções de choque do espalhamento elástico são muito pequenas em ângulos traseiros ($\approx 1 - 10 \text{ mb/sr}$) e precisamos da ordem de 10000 contagens para cada energia. No entanto, nesse caso, como o detector está colocado em um ângulo traseiro, podemos operar com grandes intensidades de feixe sem danificá-los.

1.2 Objetivos

O presente trabalho tem por objetivo extrair as distribuições de barreiras quase-elásticas experimentais a partir da função de excitação do processo quase-elástico para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ e $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$. Essa nova técnica permite a identificação dos processos que facilitam a fusão e fornecem informação detalhada da dinâmica da reação através da comparação dos dados com cálculos de canais acoplados, realizados com os programas FRESKO [Thom 88] e CQUEL [Hagi 04], este último é uma nova versão do programa CCFULL [Hagi 99]. Os sistemas estudados possuem características diferentes de estrutura nuclear: o projétil ^{16}O é um núcleo esférico, possui dupla camada fechada, em nêutrons e em prótons; o núcleo ^{17}O possui um nêutron a mais, fora dessa camada fechada, e o ^{18}O tem dois nêutrons que poderiam influenciar na dinâmica de reação que facilitariam a fusão. Por outro lado, o núcleo de ^{64}Zn possui dois prótons e seis nêutron fora da camada fechada do caroço. Essas diferenças em estrutura poderiam favorecer as excitações coletivas e o processo de transferência de nêutrons e/ou partículas carregadas, as quais favoreceriam o aumento na seção de choque de fusão.

1.3 Organização

A presente tese possui seis seções as quais são fundamentais para a compreensão de nosso trabalho. A primeira abordagem corresponde a parte de introdução na qual damos a conhecer a motivação que nos levou a desenvolver o presente trabalho e os objetivos que pensamos obter. Na seção dois, desenvolvemos a parte teórica que trata sobre definições básicas relacionadas à barreira de potencial, seguido de uma explicação sobre amplitudes de espalhamento elásticos e de outros canais de reação, que nos ajudaram a determinar as seções de choque teóricas. A seguir, partindo da probabilidade de tunelamento através da barreira relacionamos a distribuição de barreiras de fusão com as distribuição de barreiras quase-elásticas. Também, damos um breve resumo do potencial real físico a se usar na análise de nossos dados. A seção três, trata das informações relacionadas ao alvo, a descrição da montagem experimental e os equipamentos usados, assim como a eletrônica empregada e, finalmente, uma descrição de como extrair as distribuições de barreiras quase-elásticas experimentais. Na seção quatro, mostramos os espectros experimentais, comparação dos dados das seções de choque e distribuição de barreiras quase-elásticas para os diferentes sistemas e, também os dados da função de excitação de transferência de um nêutron e dois nêutrons dos sistemas $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ e $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$. Na seção cinco, comparamos os dados experimentais da função de excitação de transferência de *um* e *dois* nêutrons, a função de excitação e distribuição de barreiras quase-elásticas dos sistemas $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ e $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, com cálculos de canais acoplados dos códigos computacionais de FRESCO e CQUEL. Finalmente, como última seção, damos a conhecer as conclusões e perspectivas relacionadas à continuação do presente trabalho.

Parte Teórica

O fenômeno quântico característico de tunelamento nuclear foi explicado por Gamow [Gamo 28] mediante o decaimento de uma partícula alfa vencendo a força exercida por uma barreira de potencial. Um processo similar é a fusão nuclear, a qual pode ocorrer se a barreira de Coulomb, gerada pelo forte cancelamento entre a força repulsiva de Coulomb e a interação nuclear atrativa for superada. Essa superação é muito complexa devido a influência de muitos graus de liberdade, tais como: o spin do núcleo, a separação entre os diferentes núcleons, canais de excitações inelásticas, canal de transferência de núcleons, entre outros. Estudos experimentais e teóricos têm revelado que acoplamentos entre o movimento relativo e os graus de liberdade intrínsecos dos núcleos que participam de uma colisão podem provocar um aumento na seção de choque da fusão [Beck 80, Beck 81, Beck 82, Leig 95], em energias abaixo da barreira de Coulomb, quando comparada com as previsões do modelo de penetração de uma única barreira [Beck 88, Bala 98]. A comparação dos cálculos teóricos com os dados da função de excitação de fusão nem sempre permite evidenciar quais são os canais de reação mais importantes que favoreceriam ao processo de fusão.

No início dos anos 90 foi estabelecido um novo procedimento matemático que permite conhecer a estrutura interna dos núcleos que participam numa colisão. Este método consiste em realizar

uma operação matemática sobre dados experimentais da função de excitação de fusão [Rowl 91, Rowl 96] e obter a denominada distribuição de barreiras de fusão [Rowl 91]. Essa distribuição de barreiras aparece como consequência da existência de várias barreiras que são geradas pelos diferentes canais de reação, tais como: elástico, inelásticos, transferências e *break-up*. Durante a interação nuclear e coulombiana esses canais de reação modificam o valor da barreira de Coulomb e, como consequência disso, se produziria um aumento e/ou diminuição da seção de choque de fusão [Beck 80, Beck 81, Beck 82, Leig 95]. Posteriormente, Timmers [Timm 96] propôs um método semelhante usando processos quase-elásticos, especificamente estudando a distribuição de barreiras quase-elásticas obtida da função de excitação quase-elástica em ângulos traseiros. Essa distribuição de barreiras quase-elásticas permite estudar indiretamente processos que se dão na fusão [Huiz 07, Shor 08, Sime 02b].

2.1 Modelo de Penetração de uma Única Barreira

A probabilidade de tunelamento através da barreira de potencial pode ser calculada por solução numérica da equação de Schrödinger com algumas condições de contorno como: para distâncias muito grandes, a função de onda do canal de entrada é representada por uma onda plana e a função de onda do canal de saída, por uma onda esférica com direção radial. Assim:

$$\Psi(r) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \exp(ikz) + f(\theta) \frac{1}{r} \exp(ikr) \quad (2.1)$$

sendo que $k = 1/\lambda$ é o número de onda, λ o comprimento de onda, z a coordenada de direção do feixe e, finalmente, $f(\theta)$ é a amplitude de espalhamento.

O processo de fusão em um sistema binário é calculado usando o modelo de penetração de barreira [Thom 59, Beck 88]. Nesse sentido, o método de interação para a fusão consiste em que

o fluxo de partículas e/ou ondas incidentes possa atravessar e ser absorvido por uma barreira de potencial, a qual é originada pela força nuclear atrativa, a força repulsiva de Coulomb e a força de repulsão centrífuga. A probabilidade de superação da barreira será descrita pelo coeficiente de transmissão dependente da energia, $T(E)$, relacionado com a seção de choque de fusão.

O potencial efetivo de interação entre o projétil e o alvo é uma função do momento angular, $U_l(r)$, e será descrito por um potencial de interação real, $V_l(r)$, somado a um potencial imaginário de absorção de fluxo do canal elástico, $W(r)$. Os potenciais que têm dependência radial r serão descritos como:

$$U_l(r) = V_l(r) + W(r) \quad (2.2)$$

A parte imaginária do potencial efetivo, $W(r)$, será descrita pela conhecida fórmula de *Woods-Saxon*:

$$W(r) = \frac{-iW_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R_w}{a_w}\right)} \quad (2.3)$$

onde W_0 , R_w e a_w são a profundidade, raio e difusividade, respectivamente.

A parte real do potencial efetivo, V_l , incluirá: o potencial repulsivo de longo alcance, $V_C(r)$, o potencial atrativo nuclear de curto alcance, $V_N(r)$, e o potencial centrífugo, $\frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2}$:

$$V_l(r) = V_C(r) + V_N(r) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} \quad (2.4)$$

a) Potencial Nuclear:

Existem modelos de potenciais fenomenológicos mais realistas como o potencial de dupla-convolução (*double folding potential*) [Cham 02] mas a forma analítica mais utilizada no potencial nuclear atrativo é dada pela parametrização de *Woods-Saxon* [Wood 54]. Esse potencial inclui parâmetros ajustáveis

como a profundidade, raio, e difusividade do potencial (V_0, R_v, a_v) .

$$V_N(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp(\frac{r-R_v}{a_v})} \quad (2.5)$$

b) Potencial Coulombiano:

O potencial elétrico entre esferas carregadas, neste caso, o projétil e o alvo, fornece o potencial repulsivo:

$$V_C(r) = \frac{kZ_pZ_a}{r} \quad r \geq R_0 \quad (2.6)$$

$$V_C(r) = \frac{kZ_pZ_a}{R_0} \left(\frac{3}{2} - \frac{r^2}{2R_0^2} \right) \quad r < R_0 \quad (2.7)$$

sendo que o valor da constante de Coulomb é $k = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} = 1.44 \text{ MeV fm}$, e o raio crítico R_0 é obtido pelas massas do projétil e alvo, A_p e A_a , e pelo raio de Coulomb reduzido r_0 .

$$R_0 = r_0(A_p^{\frac{1}{3}} + A_a^{\frac{1}{3}}) \quad (2.8)$$

Numa colisão frontal ($l = 0$), a interação combinada do potencial de Coulomb com o potencial nuclear gera uma barreira de potencial em $V_{l=0}$ com altura de barreira de Coulomb, B_0 , aproximadamente dada por:

$$V_l = V(R_{l=0}) = B_0 \quad (2.9)$$

A qual pode ser calculada, aproximadamente, por:

$$B_0 = \frac{1.44Z_pZ_a}{1.2(A_p^{\frac{1}{3}} + A_a^{\frac{1}{3}})} \text{ MeV} \quad (2.10)$$

c) Potencial Centrífugo:

Uma onda parcial incidente com momento angular orbital diferente de zero, $l \neq 0$, contribuirá com um potencial repulsivo denominado potencial centrífugo dado por:

$$V_{centr}(r, l) = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} \quad (2.11)$$

sendo μ a massa reduzida. Esse potencial aumenta a altura da barreira e produz uma redução da posição da barreira de Coulomb ($l = 0$, colisão frontal) com o aumento do momento angular. Para grandes valores de momento angular, l , o poço de potencial da interação efetiva pode desaparecer.

O potencial efetivo pode ser, então, descrito da seguinte forma:

$$V_l(r) = B_0(r) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} \quad (2.12)$$

Para um potencial efetivo de interação da equação 2.4, na qual $r > R_0$, é possível fazer a seguinte aproximação:

a) Primeira condição: podemos determinar a posição da barreira para a onda parcial com momento angular orbital, l , obtendo o valor máximo em $r = R_l$ na qual a força efetiva se desvanece, assim:

$$\left[\frac{dV(r)}{dr} \right]_{R_l} = 0 \quad (2.13)$$

b) Segunda condição: podemos obter aproximadamente pontos de inflexão na largura de barreira, isto é, pontos de retorno internos dentro da barreira. Para uma onda parcial l , V_l é o máximo da função dada por Hill-Wheeler [Hill 53]. O parâmetro $\hbar\omega_l$ determina a curvatura do topo da barreira.

Este parâmetro de curvatura é também conhecido como a frequência *Hill-Wheeler*.

$$\hbar\omega_l = \left[\frac{\hbar^2}{\mu} \left| \frac{d^2 V_l(r)}{dr^2} \right| \right]_{r=R_l}^{1/2} \quad (2.14)$$

Como R_l e $\hbar\omega$ não são muito sensíveis ao momento angular, l , podemos considerar a aproximação na região em que $l = 0$, assim como:

$$\hbar\omega_l \cong \hbar\omega_0 \quad (2.15)$$

Portanto, podemos escrever a barreira de potencial centrífuga como:

$$V_l(r) = B_0(r) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R_0^2} \quad (2.16)$$

2.2 Processo Quase-elástico

a) Amplitude de Espalhamento

A existência de um potencial perturbador (potencial dispersor), que surge durante a colisão entre os núcleos projétil-alvo, é descrita em termos de uma função de onda total Ψ . Supomos inicialmente que o potencial dispersor está *desligado*, neste caso a função de onda total é a mesma onda plana incidente. Uma vez que o efeito produzido pelo potencial dispersor começa agir, uma onda esférica emergente pode descrever detalhes dessa interação que será inserida na amplitude de espalhamento $f(\theta)$. A função de onda total será:

$$\Psi_T(r) = \Psi_{incidente}(r) + \Psi_{espalhada}(r) \quad (2.17)$$

$$\Psi_a(r) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \exp(ik_a z) + f(\theta) \frac{1}{r} \exp(ik_a r) \quad (2.18)$$

onde a amplitude de espalhamento total $f(\theta)$ pode ser a soma da contribuição do canal elástico (f_{aa}), do canal inelástico e das transferências (f_{ab}), assim que $f(\theta) = f_{aa} + f_{ab} \equiv \sum_{j=0}^n f_j$.

Podemos considerar que num espalhamento elástico a onda plana incidente [Land 77] é perturbada numa região de interação no domínio de um potencial nuclear-coulombiano, sofrendo algum tipo de alteração e, conseqüentemente, a função de onda emergente será uma onda esférica; a informação desta mudança estará registrada na amplitude de espalhamento ($f(\theta)$) mediante um deslocamento de fase nuclear e/ou coulombiana ($\exp 2i\delta$). A amplitude do espalhamento elástico na dispersão elástica será dada por:

$$f_{aa}(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(S_{aa}^l - 1)P_l(\cos\theta) \quad (2.19)$$

Considerando não só o canal elástico, mas também o espalhamento gerado por outros tipos de canais [Land 77] como por exemplo: inelásticos, transferências, *deep* inelástico, etc. Sendo assim, a amplitude de espalhamento incluindo esses processos será dada da seguinte forma :

$$f_{ab}(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)S_{ab}^l P_l(\cos\theta) \quad (2.20)$$

A matriz de espalhamento $S = \exp(2i\delta_l)$ leva as informações sobre a transformação da onda convergente em divergente e segue a condição de unitaridade no espalhamento, seu operador é tal que $\hat{S} = I\hat{S}^{-1}I$. Com a existência de vários canais, esse operador possui elementos de matriz para diferentes transições entre os diferentes canais. Os elementos de matriz *diagonais*, $\hat{S}_{aa}$, descrevem o espalhamento elástico, enquanto os *não diagonais*, $\hat{S}_{ab}$, relacionam os processos dos canais físicos. Embora, tanto o potencial de Coulomb de longo alcance como o potencial nuclear de curto alcance contribuem para os elementos de matriz de espalhamento, a ação de ambos pode ser incluída fazendo-

se $\exp(2i\delta) = \exp(2i\sigma_l)\exp(2i\delta_l)$, considerando-se σ_l como o desvio de fase coulombiano e δ_l como o desvio de fase nuclear.

b) Espalhamento Elástico

A seção de choque diferencial do espalhamento Rutherford, puramente coulombiano, para um determinado ângulo θ e para um momento angular orbital $l = 0$ será dada pela equação 2.19, então:

$$\frac{d\sigma^{el}}{d\Omega}(E, \theta) \equiv d\sigma^{el}(E, \theta) = |f_{aa}^{el}(E, \theta)|^2 \quad (2.21)$$

Na ausência de potencial nuclear, a contribuição do potencial coulombiano responsável pelo espalhamento do fluxo de partículas é expressa em função da amplitude de espalhamento, $f_0(E, \theta)$, a qual terá só a contribuição da fase coulombiana, $\exp[2i\sigma_0]$, pois a contribuição δ_0 dos elementos de matriz da parte nuclear será nulo e, $S = \exp(2i\delta_0) = 1$. Assim, teremos que o espalhamento *Rutherford* será dado por:

$$f_0^{Ruth}(E, \theta) = -\frac{1}{2ik} \sum_l (2l+1) P_0(\cos\theta) (1 - \exp[2i\sigma_0^l(E)]) \quad (2.22)$$

a seção de choque de Rutherford será:

$$d\sigma^{Ruth}(E, \theta) = \frac{\eta^2}{4k^2} \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} \quad (2.23)$$

Nesta equação η é o parâmetro de *Sommerfeld* com:

$$\eta = \frac{\alpha Z_a Z_p}{v/c} \quad (2.24)$$

na qual $\alpha = e^2/\hbar c$ é a constante de estrutura fina; Z_a e Z_p são as cargas do alvo e projétil e v/c é a velocidade relativa dos núcleos para $r \rightarrow +\infty$.

Em energias abaixo da barreira, nas quais ambos os núcleos não estão suficientemente próximos para alcançarem a zona de interação (nuclear de curto-alcance nem as forças eletrostáticas fortes), a seção de choque nessa região será puramente elétrica, e podemos dizer que $d\sigma^{elas}(E, \theta)$ é idêntico a $d\sigma^{Ruth}(E, \theta)$. A seção de choque de Rutherford é bem conhecida e calculada exatamente pela Equação 2.23. A zona de interação tem como limite o raio do potencial nuclear (R_n) e nela dominam as forças nucleares. Uma parte do fluxo incidente que entra nessa região é removido do canal elástico e vai para outros canais de reação.

Os efeitos dessa forte absorção nas reações nucleares, na zona de interação, podem ser simulados pelo modelo óptico. Nesse modelo considera-se o comprimento de onda de *de Broglie* aproximadamente do valor do raio nuclear, $\lambda/2\pi \simeq R_n$, resultando em efeitos de difração que podem ser facilmente observados nas funções de excitação e distribuições angulares do espalhamento elástico e quase-elástico. Esses fenômenos de interferência são conhecidos como difração de *Fraunhofer* e difração de *Fresnel*.

No modelo clássico consideremos o espalhamento de uma partícula de massa reduzida por um potencial de interação central, $V(r)$, como é mostrado na Figura 2.1. Como resultado dessa interação a partícula que se aproxima com um parâmetro de impacto b , é refletida num ângulo θ no plano de reação, os quais estão relacionados por:

$$b = \frac{\eta}{k} \operatorname{ctg}\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.25)$$

A distância de máxima aproximação, a órbita de raspagem, corresponde ao parâmetro de impacto de *grazing*, o qual é aproximadamente igual a soma dos raios do projétil e alvo, $R = R_{proj\acute{e}til} + R_{alvo}$.

Na distribuição angular para o espalhamento elástico, dividindo a diferencial da seção de choque

Figura 2.1: Coordenadas e parâmetros da trajetória num espalhamento clássico.

pela seção de choque de Rutherford, $d\sigma(\theta)/d\sigma^{Ruth}$, são válidas as duas condições [Frob 96]:

$$\theta \gg \theta_{gr} \quad \text{portanto} \quad \frac{d\sigma(\theta)}{d\sigma^{Ruth}} \rightarrow 0 \quad (2.26)$$

$$\theta = 0 \quad \text{portanto} \quad \frac{d\sigma(\theta)}{d\sigma^{Ruth}} = 1 \quad (2.27)$$

Por último, podemos usar a "*receita de um quarto*": se a seção de choque diferencial experimental pode ser considerada uma distribuição de Fresnel, o ângulo de *grazing* experimental θ_{gr}^{exp} , é aquele onde $d\sigma(\theta)/d\sigma^{Ruth}$ cai para um quarto do seu valor máximo e o momento angular de *grazing* pode ser calculado por:

$$\lambda_{gr} = \eta \quad \text{ctg}\left(\frac{\theta_{gr}}{2}\right) \quad (2.28)$$

Similarmente aos fenômenos de difração, podemos estudar o comportamento da função de onda incidente (feixe de partículas do projétil) em regiões próximas ao raio nuclear R_n , em outras palavras, na zona de interação de uma reação. Para o caso em que $\eta < 1$ e energia $E_{cm} \gg B_0$ (ou $\lambda/2\pi \ll R$), onde o efeito de repulsão do campo coulombiano originado pelo projétil e alvo é pequeno, as ondas planas que se aproximam com um parâmetro de impacto $b < b_{gr}$ para a zona de interação serão cortadas de numa parte circular; este fenômeno conduz à conhecida *difração de Fraunhofer*. Embora, para $\eta < 1$ e energia $E \approx B_0$ as trajetórias da onda plana são fortemente distorcidas pelo forte efeito de repulsão de Coulomb ao alcançar a zona de interação originando sua difração, para ângulos pequenos ($b \gg b_{gr}$) espera-se que aconteça espalhamento Rutherford. Em analogia óptica, esse fenômeno de difração produzido por um feixe de luz difratado num disco com raio a é conhecido como *difração de Fresnel*, e ocorre quando a fonte e o obstáculo se encontram a uma distância finita do centro dispersor. A difração de Fresnel aparece normalmente em reações de núcleos pesados, ela é observada nas funções de excitação e distribuições angulares experimentais, em energias abaixo da altura de barreira, em forma de pequenas oscilações em torno da seção de choque de Rutherford. Ela é também observada em espalhamento inelástico e reações de transferência. A distância de máxima aproximação da borda do núcleo ao centro dispersor parece provir de uma fonte virtual Q [Frob 96], e é dada por:

$$d = \frac{b_{gr}}{\sin \theta_{gr}} \quad (2.29)$$

c) Espalhamento Quase-elástico

Outros importantes mecanismos de reação são os processos quase-elásticos, nos quais a energia cinética dos núcleos não se modifica consideravelmente. Dessa perspectiva, para momentos angulares l próximos ao momento angular de grazing l_{gr} , podem ocorrer processos de transferência de uma ou mais partículas, como também excitação coulombiana e nuclear. Durante a colisão direta entre os núcleos pode haver uma espécie de amortecimento, seguido de um forte aquecimento do sistema

através de excitações inelásticas e troca de massas, as quais ocorrem em intervalos de tempo menores do que o tempo de reação.

Para descrever as seções de choque quase-elásticas, que é o conjunto de todos esses processos (elástico, inelásticos, deep inelásticos, transferências e outros) dos diferentes canais de reação, e relacioná-los com o processo de fusão, Timmers [Timm 96] propõe uma relação matemática aplicada sobre os dados experimentais da função de excitação quase-elástica, obtendo conseqüentemente a distribuição de barreiras quase-elásticas que carrega a mesma informação que a distribuição de barreiras de fusão. A seção de choque quase-elástica é definida como a soma de todos os processos exceto a fusão. Assim, se $j = 0$ é o canal do elástico e $j = 1, 2, 3..n$ são os outros canais, podemos descrevê-la como:

$$\frac{d\sigma_{qel}}{d\sigma_{Ruth}}(E, \theta) \equiv \sum_{j=0}^n \frac{d\sigma_j}{d\sigma_{Ruth}}(E, \theta) = \frac{1}{d\sigma_{Ruth}} \sum_{j=0}^n |f_j(E, \theta)|^2 \quad (2.30)$$

onde $|f_j(E, \theta)|$ é a amplitude do espalhamento quase-elástico, a qual se relaciona com os elementos de matriz de espalhamento. Podemos descrever esses elementos da matriz de espalhamento nuclear dos canais de reação S_j^l , incluídas na Equação 2.20, como resultado de transformações unitárias dos elementos da matriz de espalhamento dos canais [Site 71, Satc 83] S_α^l , sendo $\alpha = 1, 2, 3.., n$:

$$S_j^l = U_{j\alpha} U_{0\alpha} \bar{S}_\alpha^l \quad (2.31)$$

o qual satisfaça a relação:

$$\sum_j U_{j\alpha} U_{j\beta}^* = \sum_j U_{\beta j}^\dagger U_{j\alpha} = \delta_{\alpha\beta} ; \quad U^\dagger = U^{-1} \quad (2.32)$$

Dentro desse formalismo, os elementos de matriz nuclear S_j^l dos j -ésimos canais físicos são superposições lineares dos elementos de matriz nuclear *elástica* no autocanal α . A matriz unitária $U_{j\alpha}$ diagonaliza a matriz de acoplamento nuclear e o fator $U_{0\alpha}$ leva em conta a condição de contorno de que há um único fluxo incidente no canal de entrada 0, isto é $j = 1, 2, 3, \dots, n$ e $j \neq 0$.

A amplitude de espalhamento do canal quase-elástico dada pela equação 2.20 e sua respectiva seção de choque quase-elástica respeito a seção de choque de Rutherford podem ser descritos como:

$$f_j(E, \theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l, \alpha}^n (2l+1) P_l(\cos\theta) e^{2i\sigma_\alpha^l} U_{j\alpha} U_{0\alpha} \bar{S}_\alpha^l \quad (2.33)$$

onde σ_α^l são as fases de Coulomb no canal α e, k é o número de onda. Esta equação não converge devido ao canal elástico. A equação 2.33 é válida quando os spins dos estados excitados são ignorados. Em acoplamentos com um canal de entrada l para um canal de saída l' pode mudar a relação de fase entre amplitudes de espalhamento diferentes.

$$\frac{d\sigma_{qel}}{d\sigma_{Ruth}}(E, \theta) = \frac{1}{d\sigma_{Ruth}} \sum_{j, \alpha, \omega=0}^n \left| \frac{1}{2ik} \sum_l (2l+1) P_l(\cos\theta) \right|^2 e^{[2i(\sigma_\alpha^l + \sigma_\omega^l)]} U_{j\alpha} U_{0\alpha} \bar{S}_\alpha^l U_{j\omega}^* U_{0\omega}^* \bar{S}_\omega^{*l} \quad (2.34)$$

Usando a relação 2.32 na equação 2.34 se reduz para:

$$\frac{d\sigma_{qel}}{d\sigma_{Ruth}}(E, \theta) = \frac{1}{d\sigma_{Ruth}} \sum_{\alpha=0}^n W_\alpha \left| \frac{1}{2ik} \sum_l (2l+1) P_l(\cos\theta) e^{2i\sigma_\alpha^l} \bar{S}_\alpha^l \right|^2 \quad (2.35)$$

Aqui $W_\alpha = |U_{0\alpha}|^2 = |\langle \Psi_0 | \Psi_\alpha \rangle|^2$ representa o peso da contribuição do α -ésimo canal para a seção de choque do espalhamento diferencial quase-elástico. A soma $\sum_\alpha W_\alpha = 1$ especifica que a contribuição de todos os possíveis canais quase-elásticos não deve superar o fluxo total do canal incidente.

Para um determinado ângulo θ , de preferência em ângulos traseiros próximos a 180° , obtemos a seção de choque quase-elástica representada como pesos estatísticos das contribuições nas seções de choque diferencial do canal de entrada α :

$$\frac{d\sigma_{qel}}{d\sigma_{Ruth}}(E) = \sum_{\alpha=0}^n W_{\alpha} \frac{d\sigma_{\alpha}}{d\sigma_{Ruth}}(E) \quad (2.36)$$

Diferenciando a Equação 2.36 com relação à energia obtemos que as contribuições do canal W_{α} podem ser interpretadas como a distribuição de barreiras quase-elástica $D_{qel,\alpha}$.

$$D_{qel} \equiv -\frac{d}{dE} \left[\frac{d\sigma_{qel}}{d\sigma_{Ruth}}(E) \right] = -\sum_{\alpha=0}^n W_{\alpha} \frac{d}{dE} \left[\frac{d\sigma_{\alpha}}{d\sigma_{Ruth}}(E) \right] = \sum_{\alpha=0}^n W_{\alpha} D_{qel,\alpha} \quad (2.37)$$

d) Fusão

As soluções de canais acoplados podem ser obtidas numericamente simulando a perda de fluxo para a fusão e mediante canais de reação residuais (potencial de volume imaginário, $W(r)$) que não estão incluídos na matriz de acoplamento. Para distâncias grandes, a função de onda no canal de entrada é considerada uma onda plana, e após atravessar a zona de interação nuclear-coulombiana, essa onda é absorvida ou refletida [Frob 96, Site 71] (saindo na forma de onda esférica radial). Nesse mecanismo de interação, os coeficientes de transmissão guardam uma relação direta com os vários canais de reação, por intermédio dos elementos de matriz de espalhamento $S(l, x)$, assim a conservação de fluxo permite obter a seção de choque de fusão. Os coeficientes de transmissão são definidos por:

$$T_l(E, x) = 1 - |S(l, x)|^2 \quad (2.38)$$

Se a fusão é o único canal que contribui para remover fluxo do canal elástico, a seção de choque de

fusão σ_{fus} estará relacionada com a seção de choque total de reação σ_{tot} , descrita pelos elementos de matriz de espalhamento, S_j^l . Portanto a seção de choque de fusão será dada por:

$$\sigma_{fus}(E) = \sigma_{tot}(E) - \sum_{j=1}^n \sigma_{j-reac} \quad (2.39)$$

$$\sigma_{fus}(E) = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l+1) T_l(E, x) \quad (2.40)$$

Os elementos da matriz de espalhamento dos diferentes canais de reação físicos ($j = 1, 2, \dots, n$), excluindo o canal do elástico $j = 0$, podem ser representados como superposições lineares do elemento de matriz do canal de entrada α , assim:

$$S_j^l = U_{j\alpha} U_{0\alpha} \bar{S}_\alpha^l \quad (2.41)$$

que satisfaz a relação:

$$\sum_j U_{j\alpha} U_{j\beta}^* = \sum_j U_{\beta j}^\dagger U_{j\alpha} = \delta_{\alpha\beta} ; \quad U^\dagger = U^{-1} \quad (2.42)$$

Em acoplamentos com um canal de entrada l para um canal de saída l' pode mudar a relação de fase entre amplitudes de espalhamento diferentes.

$$\sigma_{fus}(E) = \frac{\pi}{k^2} \sum_{j,\alpha,\omega=0}^n \sum_l (2l+1) [1 - U_{j\alpha} U_{0\alpha} \bar{S}_\alpha^l U_{j\omega}^* U_{0\omega}^* \bar{S}_\omega^{*l}] \quad (2.43)$$

Usando a relação 2.42 na equação 2.43:

$$\sigma_{fus}(E) = \sum_{\alpha=0}^n W_\alpha \left[\frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l+1) [1 - |\bar{S}_\alpha^l|^2] \right] \quad (2.44)$$

Finalmente, usando a relação 2.38 obtemos:

$$\sigma_{fus}(E) = \sum_{\alpha=0}^n W_{\alpha} \sigma_{fus,\alpha} \quad (2.45)$$

Aqui $W_{\alpha} = |U_{0\alpha}|^2 = |\langle \Psi_0 | \Psi_{\alpha} \rangle|^2$ representa o peso da contribuição do α -ésimo canal para a seção de choque de fusão. A soma $\sum_{\alpha} W_{\alpha} = 1$ especifica que a contribuição de todos os possíveis canais que contribuem para a fusão não deve superar o fluxo total do canal incidente.

Diferenciando duas vezes a Equação 2.45 com relação à energia obtemos que as contribuições do canal W_{α} podem ser interpretadas como um conjunto de distribuições de barreiras de fusão, $D_{fus,\alpha}$.

$$D_{fus}(E) \equiv \frac{1}{\pi R^2} \frac{d^2[\sigma_{fus}E]}{dE^2} = \sum_{\alpha=0}^n W_{\alpha} \frac{1}{\pi R^2} \frac{d^2[\sigma_{fus,\alpha}E]}{dE^2} = \sum_{\alpha=0}^n W_{\alpha} D_{fus,\alpha} \quad (2.46)$$

2.3 Cálculo de Canais Acoplados

A colisão entre de dois núcleos pesados envolve muitos processos como o aparecimento de vários canais físicos que tiram fluxo do canal elástico (canais inelásticos e canais de transferências) e que na maioria dos casos contribuem para a fusão. No modelo de canais acoplados, existe o acoplamento entre os diferentes canais físicos e de reação, devido à superposição de ondas tanto no canal de entrada (representação *prior*) como no canal de saída (representação *post*). Todos esses processos de reação, calculados de maneira aproximada, levam em consideração diferentes potenciais de interação que descrevem parte da cinemática das reações nuclear e coulombiana.

O formalismo de canais de reação acoplados (CRC) [Thom 04, Thom 01] é um modelo que permite descrever a função de onda total do sistema, $\bar{\Psi}$, e também resolver a equação de Schrödinger de forma mais exata dentro do espaço definido pelo modelo, Ψ_P . No modelo, definimos os operadores, P e

Q , que projetam a função de onda completa dentro do espaço do modelo (P) e no espaço restante (Q), e por sua vez esta função de onda total pode ser expressa pelo produto da função de onda do projétil e do alvo, $\phi_i = \phi_{ip}\phi_{ia}$, multiplicado pela função de onda $\psi(\vec{R}_i)$ que descreve o movimento relativo projectile-alvo ¹. Temos que:

$$P\bar{\Psi} = \Psi_P = \sum_{i=1}^N \phi_i \psi_i(\vec{R}_i) \quad (2.47)$$

onde ϕ_{ip} e ϕ_{ia} representam os diferentes estados excitados do projectile e do alvo, inclusive se podem encontrar em diferentes partições de massa. Também teríamos um conjunto finito de estados bases N que nos levam a ter um conjunto finito de equações acopladas. Os operadores devem obedecer as relações $P^2 = P$, $Q^2 = Q$, $PQ = QP = 0$ e $P + Q = I$, sendo I o operador identidade. Esses operadores permitem dividir a função de onda física $\bar{\Psi}$ do sistema como $\bar{\Psi} = \Psi_P + \Psi_Q$, onde $\Psi_P = P\bar{\Psi}$ e $\Psi_Q = Q\bar{\Psi}$. A função de onda Ψ_P contém as funções de onda do canal elástico e outros canais de reação direta, as quais se encontram incluídos na função de onda total, $\bar{\Psi}$. Porém, essas funções de onda não são idênticas pois a hamiltoniana completa $\bar{H}$ e a energia total E que governa a equação de Schrödinger, $(\bar{H} - E)\bar{\Psi} = 0$, será dividida por esses operadores, tal como foi demonstrado por Feshbach [Fesh 58]. Podemos então separá-las dentro de duas equações desacopladas:

$$(E - H_{PP})\Psi_P = H_{PQ}\Psi_Q \quad (2.48)$$

$$(E - H_{QQ})\Psi_Q = H_{QP}\Psi_P \quad (2.49)$$

na qual $H_{PP} \equiv P\bar{H}P$, $H_{QQ} \equiv Q\bar{H}Q$, $H_{PQ} \equiv P\bar{H}Q$ e $H_{QP} \equiv Q\bar{H}P$, as duas últimas representam o acoplamento entre os canais do espaço P e do espaço Q . Se há algum canal aberto no espaço Q ,

¹ $\vec{R}_i = \vec{R}_{ip} - \vec{R}_{ia}$ que é o vetor de coordenada relativa se esses núcleos se encontram nas posições $\vec{R}_{ip}$ e $\vec{R}_{ia}$, respectivamente.

a função de onda deve aparecer assintoticamente como uma onda emergente e nesse caso deve ser expressa na solução de condição de contorno. Da última Equação 2.49 se obtém que:

$$\Psi_Q = \frac{1}{E - H_{QQ} + i\epsilon} H_{QP} \Psi_P \quad (2.50)$$

Para garantir que o espaço Q não possua canais excluídos, acrescentamos a quantidade positiva infinitesimal $i\epsilon$ assegurando assim que todo o fluxo do espaço, definido pelo modelo, seja *removido*. Substituindo a Equação 2.50 na Equação 2.48 obtemos a equação que só envolve o espaço P e, que para Ψ_P fornece a informação do potencial efetivo para esse espaço, estão teremos que:

$$\underbrace{[E - H_{PP} - H_{PQ} \frac{1}{E - H_{QQ} + i\epsilon} H_{QP}]}_{\text{}} \Psi_P = 0 \quad (2.51)$$

Esse potencial mostra que a interação de muitos corpos pode ser tratada de maneira simplificada como no caso do modelo óptico. É assim que o procedimento Feshbach [Fesh 58] fornece um hamiltoniano efetivo, H , o qual é descrito no espaço do modelo Ψ_P :

$$H = H_{PP} + H_{PQ} \frac{1}{E - H_{QQ} + i\epsilon} H_{QP} \quad (2.52)$$

O hamiltoniano do espaço modelo H dos canais de reação acoplados pode ser projetada em seus estados base individuais ϕ_i e ϕ_j . Considerando que a energia cinética assintótica do i – *ésimo* canal, E_i , coincida com a projeção do hamiltoniano nesse mesmo canal, teremos:

$$H_i - E_i = \langle \phi_i | \bar{H} - E | \phi_i \rangle \quad (2.53)$$

O potencial de interação V_i surge como consequência da interação da hamiltoniana H sobre todos os canais abertos, porém não está incluso em H_i . Poderemos escrever:

$$H_i - E_i + V_i = H - E \quad (2.54)$$

Para o caso de um único canal $N = 1$, isto é, o espalhamento elástico, o termo diagonal do potencial óptico local é nulo $\langle \phi_i | V_i | \phi_i \rangle = 0$ e tem dependência unicamente radial.

Projetando separadamente a equação de Schrödinger $[H - E]\Psi = 0$ nos diferentes estados base ϕ_i e ϕ_j , nós obtemos um conjunto de equações acopladas:

$$[E_i - H_i]\psi_i(\vec{R}_i) = \sum_{j \neq i}^{j=i-1} \langle \phi_i | H - E | \phi_j \rangle \psi_j(\vec{R}_j) \quad (2.55)$$

o qual acopla as funções de onda não conhecidas $\psi_i(\vec{R}_i)$. Os elementos de matriz $\langle \phi_i | H - E | \phi_j \rangle$ podem ser representados no sub-espço ϕ_j ou ϕ_i dependendo da forma da expansão, tal como:

$$H - E = \begin{cases} H_j - E_j + V_j & \text{representação "prior"} \\ H_i - E_i + V_i & \text{representação "post"} \end{cases} \quad (2.56)$$

projetando sobre os sub-espços ϕ_j e ϕ_i , teremos que:

$$\langle \phi_i | H - E | \phi_j \rangle = \begin{cases} V_{ij}^{prior} + K_{ij}[H_j - E_j] & \text{"prior"} \\ V_{ij}^{post} + [H_i - E_i]K_{ij} & \text{"post"} \end{cases} \quad (2.57)$$

em que:

$$V_{ij}^{prior} \equiv \langle \phi_i | V_j | \phi_j \rangle ; V_{ij}^{post} \equiv \langle \phi_i | V_i | \phi_j \rangle ; K_{ij} \equiv \langle \phi_i | \phi_j \rangle \quad (2.58)$$

As funções de superposição ou “*overlap*” $K_{ij} \equiv \langle \phi_i | \phi_j \rangle$ provêm da bem-conhecida “não ortogonalidade” entre os estados bases ϕ_j e ϕ_i , se estes se encontram em diferentes partições de massa do sistema projétil-alvo.

Existem diferentes maneiras de se resolver as equações de canais acoplados incluindo os termos não ortogonais por meio de processos iterativos, onde interagem todos os canais incluídos no cálculo com prévia escolha da interação que pode ser *post* ou *prior*, como é usado no programa FRESCO [Thom 88], assim:

$$\theta_{ij} = 0 \text{ ou } 1 \text{ “post” acoplamento } j \longrightarrow i \quad (2.59)$$

$$1 - \theta_{ij} = 1 \text{ ou } 0 \text{ “prior” acoplamento } j \longrightarrow i \quad (2.60)$$

Este esquema de iterações ($n = 1, 2, 3 \dots$) deve convergir para resolver as equações acopladas [Thom 88]. Entretanto, quando não há iteração, $n = 0$, partiremos de:

$$\psi_i^{(0)} = \delta(i, i_0) \psi_{elástico} \quad (2.61)$$

$$\delta S_i^{(0)} = \delta \psi_i^{(0)} = 0 \quad (2.62)$$

Desde $n = 1 \longrightarrow n + 1$, resolvemos:

$$[H_i - E_i] \chi_i^{(n)} + S_i^{(n-1)} = 0 \quad (2.63)$$

considerando que:

$$S_i^{(n-1)} = \sum_j [\theta_{ij} V_{ij}^{post} + (1 - \theta_{ij}) V_{ij}^{prior}] \psi_j^{(n-1)} - \delta S_{ij}^{(n-1)} \quad (2.64)$$

Para subseqüentes iterações, teremos:

$$\delta \psi_i^{(n)} = \sum_j \theta_{ij} < \phi_i | \phi_j > \psi_j^{(n-1)} \quad (2.65)$$

$$\delta S_i^{(n)} = \sum_j (1 - \theta_{ij}) < \phi_i | \phi_j > [S_j^{(n-1)} + [H_i - E_i] \delta \psi_j^{(n)}] \quad (2.66)$$

$$\psi_i^{(n)} = \chi_i^{(n)} - \delta \psi_i^{(n)} \quad (2.67)$$

Essas soluções numéricas tornam-se menos efetivas com termos de alta ordem em δS_i . É preciso colocar apropriadamente os termos não ortogonais para que os acoplamentos no processo *post* e *prior* sejam equivalentes para um, dois ou múltiplos cálculos.

2.4 Função de Onda Total

Nos cálculos com o programa FRESKO [Thom 88, Thom 04] será necessário introduzir k partições de massa do sistema projétil-alvo se incluirmos reações de transferência. Representaremos por A_{kp} a massa do projétil e A_{ka} a massa do alvo, então o momento angular total do sistema J_T será dado como o acoplamento do momento angular orbital L e o spin J_p do projétil, da seguinte forma:

$$L + J_p = J \longrightarrow J + J_a = J_T \quad (2.68)$$

e a função de onda total será escrita como:

$$\Psi_{kJ_T}^{M_T} = |(LJ_p)J, J_a; J_T \rangle \quad (2.69)$$

Posteriormente, representaremos $kpa, (LJ_p)J, J_a; J_T$ pela variável α . É assim que em cada partição vamos a ter:

$$\begin{aligned} \Psi_{kJ_T}^{M_T}(R_k, \xi_p, \xi_a) &= \sum_{\substack{LJ_pJJ_a \\ M\mu_p M_J\mu_a}} \phi_{J_p}(\xi_p) \phi_{J_a}(\xi_a) i^L Y_L^M(\hat{R}_k) \frac{1}{R_k} f_{(LJ_p)J, J_a}^{kJ_T}(R_k) \\ &< LMJ_p\mu_p | JM_J \rangle < JM_J J_a\mu_a | J_T M_T \rangle \end{aligned} \quad (2.70)$$

onde R_k é a coordenada radial relativa entre o alvo e o projétil numa determinada partição k . A função de onda total dependerá também das coordenadas internas, tanto do projétil como do alvo, ξ_p e ξ_a , conseqüentemente das funções de onda radiais $f_{(LJ_p)J, J_a}^{kJ_T} \equiv F_\alpha(R)$. Os fatores i^L aparecem devido à expansão de ondas planas em termos das funções esféricas de Bessel. Pode-se considerar o formalismo de potências maiores de i na equação em condições de fazer interações de acoplamento $V_{\alpha, \alpha'}$.

2.5 Equações Acopladas

As equações de cálculo de canais acoplados que descrevem as funções de onda radiais [Thom 04] serão da forma:

$$\begin{aligned} [E_{kpa} - T_{kL}(R_k) - U_k(R_k)]f_\alpha(R_k) &= \sum_{\alpha', \Gamma > 0} i^{L'-L} V_{\alpha: \alpha'}^\Gamma(R_{k'}) f_{\alpha'}(R_{k'}) \\ &+ \sum_{\alpha', k' \neq k} i^{L'-L} \int_0^{R_m} V_{\alpha: \alpha'}(R_k, R_{k'}) f_{\alpha'}(R_{k'}) dR_{k'} \end{aligned} \quad (2.71)$$

com o termo da energia cinética dado por:

$$T_{kL}(R) = -\frac{\hbar^2}{2\mu_k} \left[\frac{d^2}{dR^2} - \frac{L(L+1)}{R^2} \right] \quad (2.72)$$

sendo que $U_k(R_k)$ corresponde ao potencial óptico diagonal constituído pela parte nuclear e a parte coulombiana, e R_m é um raio limite superior do intervalo de $U_k(R_k)$ e dos termos de acoplamento. A equação 2.71 torna-se mais complicada quando são incluídos os termos não ortogonais tal como foi mostrado na solução por iterações. Por último, o termo $V_{\alpha:\alpha'}^\Gamma(R_{k'})$ representa as interações de acoplamento local de multiplicidade Γ e o termo $V_{\alpha:\alpha'}^\Gamma(R_k, R_{k'})$ representa os acoplamentos não locais entre partições de massas diferentes que provém das transferências de partículas. Para o canal de entrada α_0 , a função de onda radial $f_\alpha(R_k)$, restrito a que $R_k > R_m$, satisfaz a seguinte condição de contorno:

$$f_\alpha(R_{k'}) = \frac{i}{2} [\delta_{\alpha\alpha_0} H_{L\eta_\alpha}^-(K_\alpha(R_k)) - S_{\alpha_0\alpha} H_{L\eta_\alpha}^+(K_\alpha(R_k))] \quad (2.73)$$

onde $H_{L\eta}^-$ e $H_{L\eta}^+$ são as funções de Coulomb de Hermite com condições de contorno na entrada e saída respectivamente [Thom 04]. A energia cinética assintótica estará representada em função das energias dos estados excitados ϵ_a , ϵ_p e o valor da energia liberada Q_k na partição k , assim:

$$E_{kpa} = E + Q_k - \epsilon_p - \epsilon_a \quad (2.74)$$

Sendo que o comportamento assintótico da energia E_{kpa} é descrita pelo número de onda:

$$K_\alpha = \sqrt{\frac{2\mu_k}{\hbar^2} E_{kpa}} \quad (2.75)$$

na qual $\mu_k = \frac{A_{kp}A_{ka}}{A_{kp}+A_{ka}}$ é a massa reduzida no respectivo canal com partição k . O parâmetro de *Sommerfeld* que informa sobre a intensidade das funções de onda de Coulomb na região de interação coulombiana-nuclear é mostrada a seguir:

$$\eta_\alpha = \frac{2\mu_k}{\hbar^2} \frac{Z_{kp}Z_{ka}e^2}{2K_\alpha} \quad (2.76)$$

2.6 Representação das Distribuições de Barreiras de Fusão

Na interação entre dois núcleos, projétil e alvo, vários tipos de reações diferentes podem acontecer: espalhamento elástico, excitações inelásticas, transferências de núcleons e fusão. Várias aproximações foram sugeridas para explicar o fenômeno de interferência entre esses processos. Balantekin e colaboradores [Bala 83] contribuem na análise dos dados da seção de choque de fusão abaixo da barreira, baseados na aproximação Jeffreys, Wentzel, Kramers-Brillouin, na qual é assumida uma barreira de potencial numa só dimensão com um máximo na altura de barreira. Outro modelo de aproximação foi dado por Stelson [Stel 88, Stel 90], no qual trata de explicar o aumento nas seções de choque de fusão experimentais em diferentes sistemas ($Z_1Z_2 > 300$), na região próxima à barreira ($10 \text{ mb} - 200 \text{ mb}$) ou na região distante abaixo da barreira ($< 10 \text{ mb}$). Stelson assume que há mais do que uma barreira, cada qual com uma forma dada por potenciais nucleares padrões e sugere investigar a distribuição de barreiras fazendo ajustes nas seções de choque experimentais.

Uma ampla análise das seções de choque em sistemas de íons pesados, especialmente nas regiões abaixo e acima do topo da barreira de Coulomb convencional, foi realizada por Rowley e colaboradores [Rowl 91, Rowl 96] fazendo uso de uma distribuição contínua de altura de barreiras.

O mecanismo que segue para estabelecer a forma da distribuição de barreiras e ajustar as seções

de choque de fusão numa energia E é dado por:

$$\sigma_{fus}(E) = \int_0^\infty \sigma_{fus}(E, B) D(B) dB \quad (2.77)$$

onde $\sigma_{fus}(E, B)$ é somada sobre todas as ondas parciais l na função de excitação de fusão para a altura da barreira B . A distribuição de barreiras $D(B)$ é normalizada pela condição:

$$\int_0^\infty D(B) dB = 1 \quad (2.78)$$

A aproximação de uma distribuição contínua pode ser vista como a forma de uma distribuição discreta quando o fenômeno de penetração de barreira quântica é levado em conta [Rowl 91, Bala 98, Timm 96]. Portanto:

$$\sigma_{fus}(E) = \pi R_B^2 \left[1 - \frac{B_0}{E}\right] \quad ; \quad E > B_0 \quad (2.79)$$

Assumindo que o raio da barreira é independente da energia, isto é que $R(E) \longrightarrow R_B$, a segunda derivada do produto σE da Equação 2.79 é aproximada por uma função delta $\delta(E - B)$ [Rowl 91] de uma barreira simples, desta forma teremos:

$$\frac{1}{\pi R^2} \frac{d^2[\sigma_{fus} E]}{dE^2} = \delta(E - B) \quad (2.80)$$

Relacionando-a com a equação 2.46 e 2.78 obtemos:

$$\frac{1}{\pi R^2} \frac{d^2[\sigma_{fus} E]}{dE^2} = D(B) \quad (2.81)$$

Portanto, no processo de tunelamento quântico é possível obter a distribuição, $D(E)$, a partir de

medidas experimentais de $\sigma(E)$.

Numa aproximação semi-clássica, em energias perto da barreira de Coulomb, $E \approx B$, usamos a formula de Wong [Wong 73] aplicável a uma barreira de formato parabólico, B_α . Então teremos:

$$\sigma_W(E) = \frac{\hbar\omega R^2}{2E} \ln[1 + \exp(\frac{2\pi}{\hbar\omega}(E - B_\alpha))] \quad (2.82)$$

na qual $\hbar\omega$ é determinada pela medida da curvatura da barreira do potencial para a onda s . Derivando duas vezes a equação 2.82, obtemos uma generalização da função delta $\delta(E - B)$ da equação 2.80, alterando o tunelamento sobre a região de energia conhecida. A resolução da energia em termos de *full-width-at-half-maximum* (*FWHM*) é dado pelo valor de $0.56 \hbar\omega$, portanto:

$$\frac{1}{\pi R^2} \frac{d^2[E\sigma_W]}{dE^2} = (\frac{2\pi}{\hbar\omega}) [\frac{e^x}{(1 + e^x)^2}] \equiv G(E, B_\alpha) \quad (2.83)$$

onde $x = \frac{2\pi}{\hbar\omega}(E - B_\alpha)$ e $G(E, B_\alpha)$ é uma função pico. Da equação 2.46 vemos que a segunda derivada da função de excitação de fusão para as distribuições de barreiras B_α , fornecem distribuições discretas:

$$\frac{d^2[E\sigma_{fus}(E, B_\alpha)]}{dE^2} = \pi R^2 \sum_{k=0}^n W_\alpha G_{fus}(E, B_\alpha) \equiv D_{fus}(E) \quad (2.84)$$

2.7 Representação da Distribuição de Barreiras a Partir do Espalhamento Quase-elástico

Em uma interação na qual o projétil colide com o alvo num processo de espalhamento em ângulo traseiro ($\theta = 180^\circ$), existe uma relação direta entre a seção de choque diferencial de fusão, $d\sigma_{fus}$,

2.7 Representação da Distribuição de Barreiras a Partir do Espalhamento Quase-elástico 33

e a seção de choque diferencial do espalhamento quase-elástico, $d\sigma_{qel}(E)$. Essa relação advém da complementaridade dos dois processos, os quais são alimentados pelas mesmas ondas parciais. Em energias de bombardeio, e na ausência de *break-up*, o fluxo de partículas incidentes é dividido entre a fusão (o projétil é absorvido) e os processos quase-elásticos (o projétil é espalhado). Em termos de conservação de fluxo, as probabilidades dos dois processos estão relacionados por:

$$T(E) + \Re(E) = 1 \quad (2.85)$$

onde $T(E)$ e $\Re(E)$ representam a probabilidade de transmissão e reflexão. Consideramos sempre que o coeficiente de reflexão, $\Re(E)$, seja dado num ângulo de 180° em que teremos um momento angular $l=0$. Balantekin e colaboradores [Bala 98, Bala 83, Bala 86, Bala 96], num tratamento semi-clássico, deduz um termo para o coeficiente de transmissão em termos da energia E , a seção de choque de fusão σ_{fus} e o raio de fusão R :

$$T(E) = \frac{1}{\pi R^2} \frac{d(E\sigma_{fus})}{dE} \quad (2.86)$$

A seção de choque de fusão para um número de ondas parciais l pode ser descrita em função do coeficiente de transmissão, $T_l(E)$:

$$\sigma_{fus}(E) \equiv \sum_{l=0}^{\infty} \sigma_l(E) = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu E} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_l(E) \quad (2.87)$$

A aproximação assumida para a dependência de l no coeficiente de transmissão T_l é:

$$T_l = T_0 \left[E - \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R^2(E)} \right] \quad (2.88)$$

na qual $\mu R^2(E)$ indica um momento efetivo de inércia e $R(E)$ é dado de tal forma que varia lentamente

com a energia, que em muitas aplicações $R(E)$ é substituído por R_0 (a posição da barreira da onda s). Os momentos angulares l são importantes sobre a soma de todas as probabilidades de transmissão da onda parcial da Equação 2.87, e no caso de íons pesados podemos aproximá-la por uma integral sobre l [Bala 83, Bala 96], obtemos que:

$$E\sigma(E) = \pi R^2(E) \int_0^E dE' T_0(E') \quad (2.89)$$

$$T_l(E) = T_0 E' \text{ sendo que } E' = E - \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R^2(E)} \quad (2.90)$$

Derivando em relação à energia, no produto $E\sigma$, obtemos que o coeficiente de transmissão será:

$$T_0 \sim \frac{1}{\pi R^2(E)} \frac{d}{dE} [E\sigma(E)] + \mathcal{O}(R(E)) \quad (2.91)$$

Fazendo a segunda derivada de $E\sigma$ obtemos uma solução aproximada da distribuição de barreiras de fusão [Timm 96] dada por:

$$D_{fus} \equiv \frac{dT_0}{dE} \sim \frac{1}{\pi R^2(E)} \frac{d^2}{dE^2} [E\sigma(E)] + \mathcal{O}\left(\frac{dR}{dE}\right) \quad (2.92)$$

onde $R(E)$ varia lentamente com a energia [Bala 98]. A equação 2.92 pode ser aproximada à primeira derivada da probabilidade de tunelamento da onda s , obtendo-se que para $l = 0$ o raio na barreira de Coulomb é $R(E)_{l=0} = R_0$.

No modelo clássico como pode-se observar na Figura 2.2, a probabilidade de transmissão, T_0 , terá o valor de *zero* para energias abaixo da barreira e o valor *unitário* acima da barreira de Coulomb; sendo que a sua derivada $dT_0(E)/dE$ será representada por uma função delta no valor em que E é igual à altura de barreira em $l = 0$. Do ponto de vista da mecânica quântica, como se vê na Figura 2.3,

a probabilidade de transmissão muda suavemente desde o valor *zero*, em energias abaixo da barreira, para o valor *unitário* em energias acima da barreira, e sua derivada é uma função contínua com uma forma da distribuição gaussiana. Foi sugerido por Rowley e colaboradores [Rowl 91] que esta função de distribuição é uma "distribuição de barreiras de fusão" devido ao acoplamento do movimento de translação com muitos graus de liberdade intrínsecos gerados durante a reação.

Derivando para a probabilidade de reflexão da Equação 2.85, obtemos imediatamente a "distribuição de barreiras quase-elástica" que é uma representação da própria distribuição de barreiras de fusão, assim:

$$D_{fus} \equiv \frac{dT_0}{dE} = -\frac{d\Re_0}{dE} = -\frac{d}{dE} \left[\frac{d\sigma_{qel}}{d\sigma_{Ruth}} \right] \equiv D_{qel} \quad (2.93)$$

Figura 2.2: Representação do (a) coeficiente de transmissão no modelo clássico e (b) a distribuição de barreira de fusão que esta representada por uma função delta, no valor da barreira coulombiana em 32.2 MeV.

Figura 2.3: Representação do (a) coeficiente de transmissão no modelo quântico e (b) a distribuição de barreira de fusão que esta representada por uma função continua na forma de uma distribuição gaussiana, o valor da barreira coulombiana é 32.2 MeV.

2.8 Potencial de São Paulo

Em nossos cálculos com o programa FRESCO, decidimos usar um potencial com forte fundamento físico, por esse motivo usamos um potencial de dupla-convolução, $V_{F(pa)}$. Esse potencial envolve distribuições de matéria nuclear considerando a densidade de núcleons do projétil e do alvo, $\rho_p(r_p)$ e $\rho_a(r_a)$. Também, considera a interação núcleon-núcleon, $v_{NN}(\vec{R} + \vec{r}_p - \vec{r}_a)$, como é mostrado na Figura 2.4, na qual $\vec{R}$ representa a coordenada relativa radial entre os dois núcleos. O potencial de dupla convolução de São Paulo V_{LE} [Cham 02], foi escolhido para descrever a parte real do potencial nuclear na interação projétil-alvo, além disso o potencial é livre de parâmetros (fornece valores teóricos do potencial ao invés de fazer ajustes sobre os dados modificando parâmetros do potencial). O potencial de dupla-convolução é baseado na não-localidade de Pauli, isto é, envolvendo a troca de núcleons entre os participantes da colisão; o potencial foi estudado em muitos sistemas de núcleos pesados, e nessa sistemática, foi determinado um valor standard da difusividade nuclear igual a ($a = 0.56 \text{ fm}$), porém esse valor possui uma incerteza ao redor de 15% aproximadamente. Esse potencial de dupla convolução é descrito por:

$$V_{F(pa)}(R) = \int \rho_p(r_p) \rho_a(r_a) v_{NN}(\vec{R} + \vec{r}_p - \vec{r}_a) d\vec{r}_p d\vec{r}_a \quad (2.94)$$

$$V_{LE}(R, E) \approx V_{F(pa)}(R) e^{\frac{-4v^2}{c^2}} \quad (2.95)$$

onde o termo $V_{LE}(R)$ é o potencial local equivalente de São Paulo entre o projétil e o alvo, é um potencial de dupla convolução multiplicado pelo termo que considera a não localidade de Pauli $e^{\frac{-4v^2}{c^2}}$ (devido ao princípio de exclusão de Pauli), sendo que em energias perto da barreira coulombiana esse termo é desprezível. Nessa representação c é a velocidade da luz e v , é a velocidade relativa entre os

núcleos, a qual será dada por:

$$v^2(R, E) = \frac{2}{\mu} E_k(R) = \frac{2}{\mu} [E - V_C(R) - V_{LE}(R, E)] \quad (2.96)$$

onde μ é a massa reduzida, E é a energia total do sistema no referencial do centro de massa, V_C e V_{LE} são os potenciais coulombiano e o potencial local equivalente dependente da energia. O potencial de São Paulo [Cham 02] é um potencial global de interação nuclear, foi sistematizado para densidades nucleares de uma grande quantidade de sistemas, incluso foi testado em energias acima e abaixo da barreira. Para sistematizá-la foram estudadas distribuições de carga e densidades nucleares teoricamente calculadas no modelo *Dirac-Hartree-Bogoliubov*. As densidades de carga são descritas de maneira satisfatória utilizando a forma de distribuição de Fermi, assim:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp(\frac{r-R_0}{a})} \quad (2.97)$$

Para uma grande variedade de distribuições de matéria foi determinado o valor médio na difusividade, a , a qual é 0.56 fm . O raio, R_0 e ρ_{0i} são determinados por:

$$R_0 = 1.31A^{\frac{1}{3}} - 0.84 \text{ fm} \quad (2.98)$$

Pela condição de normalização das densidades:

$$4\pi \int \frac{\rho_{0i} r^2 dr}{1 + \exp(\frac{r-R_i}{a})} = A_i \quad (2.99)$$

na qual A_i poderia ser o número de prótons Z , nêutrons N ou o número de núcleons do núcleo, $A = N + Z$.

Figura 2.4: Representação das coordenadas do potencial de dupla convolução.

É assumida uma geometria similar para a parte imaginária do potencial de dupla-convolução, portanto, será usada uma norma (N_i) que multiplica o potencial de interação (V_{LE}) e que melhor descreve os dados experimentais, a parte imaginária é dada por:

$$W(R) = N_i V_{LE}(R) \quad (2.100)$$

Em nossos cálculos não usamos esse potencial imaginário, porém, consideramos outros critérios para determiná-la, como veremos no Capítulo 5.

Parte Experimental

3.1 Confeção dos Alvos

Para confeccionar os nossos alvos, usamos óxido de zinco (ZnO), enriquecido a 99.9% com ^{64}Zn . No Laboratório de confecção de alvos do Departamento de Física Nuclear da USP, há uma câmara evaporadora Edwards, ver Figura 3.1, que permite o método de evaporação em vácuo do substrato. Esse dispositivo utiliza o aquecimento por efeito Joule de um filamento de ^{181}W ou ^{180}Ta , provocando o bombardeamento eletrônico, com focalização eletrostática sobre os átomos de zinco. Dessa maneira, provocamos a evaporação desses átomos, os quais se depositam uniformemente sobre uma folha de ^{12}C de aproximadamente $40 \mu g/cm^2$. A placa usada como suporte é de aço *inox* e tem uma abertura circular na parte central de 10 mm de diâmetro. Nesta abertura é colocada a folha de carbono, ^{12}C , a qual serve de suporte para que, sobre ela se faça a deposição do alvo de zinco, ^{64}Zn . A Figura 3.2 mostra as medidas da respectiva placa.

Figura 3.1: Sistema de bombardeamento eletrônico para a fabricação de alvos.

Figura 3.2: Lâmina de material de aço *inox* usadas na deposição de ^{64}Zn sobre folhas de ^{12}C .

3.2 Medidas de Espessura no Alvo

Depois da confecção dos alvos, realizamos uma análise detalhada das espessuras e das composições dos mesmos. Para tanto, realizamos medidas de concentração no Laboratório de Análise de Materiais por Feixes Iônicos (LAMFI), que usa a análise por retro-espalhamento de Rutherford, RBS (*Rutherford Backscattering Spectrometry*). Nesse caso, um feixe de partículas alfa perde energia no interior da amostra (alvo), permitindo obter informação de espessura e perfil em profundidade, e que são registradas nos detectores de barreira de superfície. Posteriormente, nos espectros das partículas espalhadas foram feitos ajustes nas curvas de concentração. Para a simulação de espectros de **RBS** utilizam-se os programas RUMP e SIMNRA que são usados no *Análise espectroscópica de retro-espalhamento Rutherford*.

Os resultados dessa técnica permitiu conhecer a espessura dos nossos alvos, sendo que os mais grossos tinham ao redor de $40 \pm 1 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de ^{64}Zn . Além disso, verificamos que a espessura do ^{12}C é de $41 \pm 1 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Outros elementos com menor concentração foram encontrados, entre eles, o oxigênio (*O*), silício (*Si*) e rutênio (*Ru*). Na Figura 3.3 observamos a comparação entre a concentração experimental dos elementos obtidos por *RBS*, comparado com a simulação de espectros feita pelo programa *RUMP*.

Figura 3.3: Espectro experimental das diferentes concentrações dos elementos contidos no alvo. O pico principal corresponde à concentração de ^{64}Zn , entretanto, os outros picos correspondem às concentrações de alguns contaminantes como o carbono, oxigênio, rutênio e silício.

3.3 Descrição da Montagem Experimental

As medidas foram realizadas no Acelerador Pelletron, o qual é uma máquina eletrostática tipo Tandem, localizada no Laboratório Aberto de Física Nuclear (LAFN), no Instituto de Física da Universidade de São Paulo. Nesta seção, descrevemos toda a parte experimental, desde a produção do feixe de íons, a sua condução pelo acelerador até a câmara de espalhamento onde se localizam os alvos e os detectores. Além disso, descrevemos a eletrônica e os programas usados para a aquisição de nossos dados.

3.3.1 Fonte de Íons

A fonte de íons usada no Laboratório Pelletron é do modelo MC-SNICS, *Multicathode Source of Negative Ions by Cesium Sputtering*, adquirida da NEC, *National Electrostatic Corporation*, a qual produz feixes de íons ou moléculas negativos de uma grande variedade de elementos químicos exce- tuando os gases raros. A geração do feixe de íons negativos é produzida pelo método denominado *sputtering*, e que consiste na colisão de átomos de um feixe primário de um material ionizado, neste caso o Césio, contra átomos de uma amostra de material químico compactado no interior de um *cad- inho* (peça cilíndrica metálica onde é colocado o material) formando uma pastilha (cátodo). Podem ser colocadas até 32 pastilhas num carrossel o que possibilita o chaveamento rápido de um feixe para outro sem a interrupção da operação da fonte nem quebra do vácuo (menores do que 10^{-6} Torr). O resultado da colisão entre átomos do Césio-pastilha produz a liberação do novo material para o feixe.

Na Figura 3.4 podemos observar a Fonte de Íons modelo IC-SNICS instalada no acelerador Pelletron, ela é de aço *inox* e possui geometria cilíndrica. O funcionamento dessa fonte, se inicia num reservatório contendo vapor de césio eletricamente neutro (Cs^0), esse reservatório é aquecido até que os átomos de césio sejam vaporizados e espalhados em direção ao ionizador de tântalo na câmara de ionização. Esses átomos ao atingirem a superfície de tântalo são ionizados positivamente (Cs^+) pela perda de elétrons no ionizador de tântalo, que se encontra numa temperatura superior a $1000^\circ C$ (mantida numa corrente entre 26 e 36 A). O feixe de césio ionizado positivamente, mostrado na Figura 3.5, é acelerado em direção ao cátodo devido a uma diferença de potencial de -5.0 kV a -10.0 kV, e no qual se encontra armazenado o material compactado do feixe desejado. Uma vez que o feixe de césio (Cs^+) impacta sobre os átomos do material desejado, esses átomos ionizados negativamente serão expelidos e acelerados em direção ao tubo de pre-aceleração. Os íons de Cs^+ são depositados formando uma fina camada sobre a superfície da pastilha (material), resultado da condensação do vapor de césio, o qual é responsável pela formação de feixes negativos.

Figura 3.4: Fonte de íons modelo IC-SNICS que se encontra instalada no Laboratório Pelletron.

A energia do feixe de íons negativos ¹ é de 5 *keV*, os quais são somados aos 20 *keV* do potencial de extração da fonte, que resulta numa energia do feixe no tubo de pre-aceleração equivalente a 25 *keV*. Esta fonte está montada sobre uma estrutura isolada eletricamente à qual é aplicada uma tensão de 80 *keV* para pré-acelerar o feixe, de maneira a poder injetá-lo em direção ao ímã selector de massa, atingindo finalmente uma energia de 105 *keV*. Nesse trajeto do íon desejado, e outros íons contaminantes, um conjunto de equipamentos ópticos (duplete de quadrupolo electrostáticos, fendas colimadores e defletores electrostáticos) permitem focalizar o feixe na entrada do ímã seletor

¹Obtida pela equação $E = eV_c + eV_0 + (q + 1)eV_T$, onde V_c é a tensão aplicada ao cátodo da fonte de íons, V_0 , a tensão aplicada no trajeto de pré-aceleração do feixe; q , o estado de carga da partícula e V_T , a tensão do terminal.

Figura 3.5: Produção do feixe na câmara de ionização da fonte de íons.

de massa (ME20), que seleciona a razão massa-carga, e que tem um valor máximo $ME/Z^2 = 20$. Este ímã analisador (o ME20 deflete o feixe em 90 graus passando da horizontal à vertical) nos permite selecionar a massa dos íons de nosso interesse, como são o $^{16,17,18}\text{O}^{2+}$ e que serão injetados no acelerador, que por sua vez contém novos equipamentos ópticos que permitem focalizar novamente o feixe. O íon de oxigênio, já defletido e focalizado, é atraído pela tensão positiva do terminal do acelerador.

²O feixe de ^{16}O é produzido a partir do material depositado no cátodo ($\text{TiO}_2 + \text{Cu}$, $\text{Al}_2\text{O}_3 + \text{Al}$ e $\text{TiO}_2 + \text{Al}$). No caso dos feixes $^{17,18}\text{O}$ são produzidos a partir das pastilhas de $\text{Li}_2^{17}\text{O} + \text{Al}$ para o primeiro e o $\text{Li}_2^{18}\text{O} + \text{Al}$ para o segundo.

3.3.2 Tubo Acelerador

O uso do acelerador eletrostático PELLETRON de tipo TANDEM é uma evolução dos aceleradores de Van de Graaf, que produz tensões muito elevadas (no nosso caso podendo atingir até 8 MV) necessárias para acelerar as partículas carregadas que entram no acelerador. O tubo acelerador TANDEM possui na entrada e saída zonas de baixa e alta tensões, e um terminal de alta tensão bem no centro do tubo, tal como se pode observar na Figura 3.6. Como o feixe injetado pelo eletroímã (ME20) é negativo, ele é acelerado indo ao encontro do terminal central que tem um potencial positivo, e que é gerado através da indução de cargas transportadas por correntes constituídas por peças metálicas chamadas *pellets*, que são movimentadas por um motor, como mostrado na Figura 3.7; esses *pellets* são cilindros metálicos unidos por laços isolantes feitos de *nylon*. Para o terminal positivo do Pelletron, é usado um eletrodo-indutor carregado negativamente, o qual repele os elétrons levados pelos *pellets* dirigindo-os para a polia posta em terra; a corrente restante positiva é transportada pelos *pellets* em direção ao terminal central, chegando lá, essas cargas fluem dos *pellets* para o terminal, pelo mesmo processo de indução inverso, carregando-o negativamente e repetindo novamente o ciclo. Essa carga positiva é então distribuída por meio de descargas por agulhas metálicas, através de vários discos metálicos de titânio, separados entre si por anéis de cerâmica, e formando uma estrutura rígida. Essa estrutura é então suportada por colunas de alumínio e dividido em oito setores abaixo e oito setores acima do terminal. Para evitar descargas entre o terminal e o meio externo, é usado o gás Hexafluoreto de Enxofre, SF_6 , a uma pressão de aproximadamente cinco atmosferas. Os tubos aceleradores e a região de passagem do feixe de partículas são mantidos em alto vácuo, de aproximadamente 10^{-8} Torr.

Os íons negativos injetados pelo eletroímã, ME20, são atraídos pela tensão positiva do terminal central, adquirindo uma energia $E = eV_T$, onde e é a carga do íon e V_T a tensão no terminal. No centro do terminal, o feixe atravessa uma fina folha de carbono, *stripper*, com espessura usual de 10

Figura 3.6: Tubo de aceleração do feixe com vários discos circulares de titânio.

a $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. A finalidade da folha de carbono é quebrar as moléculas e arrancar os elétrons dos íons incidentes, deixando-o num estado de carga positivo q . Após atravessar a folha, os íons positivos são novamente acelerados por repulsão eletrostática pela tensão positiva do mesmo terminal, adquirindo uma energia no tubo acelerador equivalente a $E_{lab} = (1 + q)V_T$, onde a distribuição com diferentes estados de cargas q (em função ao número de elétrons perdidos) depende basicamente da energia de injeção dos íons incidentes e a espessura da folha. Em seguida, o feixe passa por um eletroímã analisador com inflexão de 90° , $(ME/Z^2) = 200$, que seleciona a massa e energia do feixe, rejeitando moléculas e feixes com outros estados de carga. Um terceiro ímã, *Switching Magnet*, é utilizado

Figura 3.7: Pellets e polia metálica

para direcionar o feixe para algumas das seis canalizações existentes na sala de experiência, sendo nossa canalização a $30^\circ B$. Finalmente vários copos de Faraday, fendas colimadores, quadrupolos eletrostáticos e magnéticos, entre outros, são usados para monitorar a focalização do feixe para uma melhor transmissão até a câmara de experiência.

3.3.3 Montagem Experimental

Nossa experiência foi realizada na câmara de espalhamento que está localizada na canalização $30^\circ B$, onde medimos o espalhamento elástico e quase-elástico (ângulos traseiros) para os três sistemas,

$^{16,17,18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$. Essa câmara tem 1 m de diâmetro e 25 cm de altura como podemos ver na Figura 3.9. A pressão dentro da câmara foi de 10^{-7} Torr, obtida com o uso de bombas turbo moleculares. No centro da câmara há um porta-alvos que permite colocar até 4 alvos diferentes, os quais podem ser selecionados sem a quebra de vácuo da câmara. Os feixes de $^{16,17,18}\text{O}$, utilizados para o bombardeamento dos alvos de ^{64}Zn e ^{197}Au da experiência realizada, tinham energias de 30 até 45 MeV, no referencial de laboratório, usando pequenos passos de energia de 500 keV na região consideradas importantes e 1 MeV para as demais. A seguir descrevemos e mostramos figuras dos arranjos experimentais. Dentro da câmara colocamos três detectores de barreira de superfície (monitores) em três diferentes ângulos de -30° , -45° e 30° , mostrado na Figura 3.8, responsáveis pela normalização da seção de choque experimental. O detector proporcional a gás $E - \Delta E$, usado para a identificação de partículas retro-espalhadas é mostrado na Figura 3.9, o qual foi colocado numa posição traseira de 161° , e dentro dele foi colocado um detector do tipo barreira de superfície que fornecia um sinal E , sendo que o gás forneceu a sinal ΔE . A janela colocada na entrada do detector a gás era de Mylar ($\text{C}^{10}\text{H}^8\text{O}^4$) de $120 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de densidade superficial. O gás usado era composto de 90% argônio e 10% de metano, submetidas a uma pressão de 15 Torr. O contador ΔE é composto de uma calha de 21,5 mm de diâmetro tendo em seu interior um fio de $20 \mu\text{m}$ de tungstênio recoberto de ouro e de comprimento efetivo de 69 mm, numa configuração coaxial.

Para obter boa resolução em ΔE , precisamos ter uma pressão constante no detector, o que é alcançado por um sistema completo de controle de gás, que é mostrado na Figura 3.10. Um sensor EPS-10, com sensibilidade de 0 até 1000 Torr, informa a pressão a um medidor EMV251 que fornece um sinal de tensão correspondente à pressão. Este sinal é levado ao controlador 1501B que o compara com o *set point*, ajustado previamente. Se a pressão lida for maior que a ajustada, o controlador fechará a válvula-solenóide de entrada do gás e a bomba reduz esta pressão; se for menor abrirá a válvula, até a pressão chegar ao valor desejado. Quando uma condição estacionária é obtida, podemos proceder à realização da tomada de dados da experiência.

Figura 3.8: Disposição dos detectores-monitores e o detector proporcional a gás dentro da câmara de espalhamento.

Antes de começar a fazer as respectivas medidas, foi reciclado o ímã ME-200 [Spea 77] (responsável pela escolha da energia da máquina), minimizando assim o efeito de histerese que levaria a um erro sistemático na seleção de energia. Depois da reciclagem, a seqüência de medidas foi sempre no sentido de aumento da energia.

Figura 3.9: Foto do detector proporcional $E - \Delta E$ posicionado em ângulo traseiro dentro da câmara de espalhamento.

3.3.4 Eletrônica e Programas de Aquisição

Para a aquisição de dados na câmara de espalhamento $30^\circ B$ requeremos usar diferentes aparelhos eletrônicos (a maioria de marca ORTEC) e o uso de programas para visualizar os eventos registrados nos diferentes detectores. Primeiro, alimentamos os detectores usando fontes de corrente, as quais foram conectadas aos pré-amplificadores de modelo 124. Nessa primeira etapa de amplificação dos sinais (detectores), eles são conduzidos à sala de controle por meio de cabos coaxiais. Já na sala de controle, os sinais são novamente amplificados usando amplificadores modelo 571 ou 572 (*Spectroscopy Amplifier*), os quais permitem o ajuste dos ganhos e o tempo de formação do pulso, chamados *Shaping time*. Por outro lado, as saídas unipolares desses amplificadores são conectadas as entradas

Figura 3.10: Sistema de controle da pressão do gás dentro da câmara de espalhamento.

dos ADC's do CAMAC [Riba 89], a qual permite a conversão de pulsos analógicos em sinais digitais, e seguidamente, os sinais são enviados para um microcomputador onde dados são armazenados e posteriormente visualizados. As saídas bipolares do *Spectroscopy Amplifier* correspondentes aos sinais dos detectores-monitores e ao sinal E (energia), são levados aos módulos 551, *Timing Single Channel Analyzer* que valida o *start* do sinal lógico. As saídas negativas desses módulos irão alimentar um LF4000 *Logic Fan In/Fan Out*, que é um módulo lógico que permite manipular um número de entradas de portas lógicas do mesmo tipo. Sua saída é levada ao GC8000 *Gate&Delay Generator* que gera uma janela de validação do evento, que permite manipular a coincidência temporal entre dois canais usando diferentes módulos de elaboração do pulso, na qual podemos selecionar a amplitude, polaridade e largura. Esses pulsos apenas serão contabilizados caso estejam em coincidência temporal com a janela de validação, ou tempo de espera, a qual possui uma duração de tempo, em nosso caso é em torno de $5\mu s$. Os pulsos que alcançaram os ADC's são armazenados temporariamente no CAMAC até que um *buffer* seja preenchido e, então, são transferidos ao microcomputador. O programa usado para o monitoramento da aquisição de dados foi o SPM-ROOT [Suai 03], que é uma versão modificada do programa ROOT.

Figura 3.11: Montagem dos módulos de eletrônica usada para coleta de dados desde a sala de experiência até o sistema CAMAC.

3.4 As Seções de Choque Experimentais

O fluxo de partículas (Φ_{feixe}) que interage com núcleos do alvo (N_{alvo}) será espalhado devido à presença de um potencial espalhador, $V(r)$. Na prática, usamos detectores do tipo barreira de superfície para detectar o número de partículas emergentes dos centros de espalhamento por unidade de tempo ($\dot{N}$). A seção de choque diferencial que determina a área das partículas espalhadas ($d\sigma$) é representada no desenho esquemático da Figura 3.12, que é dada por:

$$d\sigma = 2\pi b db \quad (3.1)$$

onde b e db são o parâmetro de impacto e sua diferencial. Na prática, o ângulo sólido é obtido pela razão entre a área efetiva de detecção de partículas (dA) e a distância do alvo ao detector de barreira de superfície, L , tal como podemos ver na Figura 3.13, temos a relação:

$$d\Omega = \frac{dA}{L^2} \quad (3.2)$$

Experimentalmente, quando bombardeamos um alvo com um determinado projétil, nos interessa saber qual é a probabilidade de acontecer uma reação, e conseqüentemente, quantos desses núcleos são espalhados e detectados pelo detector de partículas. As partículas espalhadas emergem numa região pequena de ângulo sólido, $d\Omega \approx \Delta\Omega$; essa probabilidade tem dependência do ângulo de desvio (θ) e é dada por:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{lab} = \frac{\dot{N}}{d\Omega \Phi_{feixe} N_{alvo}} = \frac{N_{detectadas}/\Delta\Omega}{N_{feixe} n_{alvo}} \quad (3.3)$$

onde $\dot{N}$ é a taxa de reação das partículas que atingem ao detector, definida como o número de partículas por unidade de tempo ($N_{detectadas}/t$); Φ_{feixe} é o fluxo de partículas do projétil, definida

Figura 3.12: Desenho esquemático da seção de choque diferencial, $d\sigma$, descrita pela área de um anel de raio b e espessura db ; vemos o trajeto do espalhamento para um parâmetro de impacto b , originado por um centro espalhador.

Figura 3.13: Desenho esquemático de arranjo experimental para determinar o ângulo sólido no detector.

como o número de partículas que atingem núcleos-alvo por unidade de tempo numa certa área (N_{feixe}/tA). Na mesma equação, n_{alvo} representa a densidade de núcleos no alvo (N_{alvo}/A).

No caso da absorção de partículas do feixe incidente pelo núcleo-alvo, definimos a *seção de choque total* relacionada a seção de choque diferencial, da seguinte maneira:

$$\sigma = \int_{\Omega} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{lab} d\Omega \quad (3.4)$$

A seção de choque total depende de variáveis geométricas (área de detecção do detector e distância alvo-detector), então substituindo a Equação 3.2 podemos escrever:

$$\sigma = \int \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{lab} \left(\frac{dA}{L^2} \right) \quad (3.5)$$

Finalmente, a Equação 3.3 da seção de choque diferencial para o caso de um espalhamento puramente elétrico, teremos que o número de partículas que alcançam o detector será:

$$N_{detectadas} = n_{feixe} N_{alvo} [d\sigma_{ruth}(E, \theta)_{detector}] \Delta\Omega_{lab}(\theta_{detector}) \quad (3.6)$$

Para realizar a normalização da seção de choque quase-elástica experimental, utilizamos uma folha de ouro, ^{197}Au , já que a sua seção de choque diferencial provém exclusivamente do espalhamento Rutherford e é facilmente calculada. Para esse fim, obtivemos a razão entre os ângulos sólidos entre o detector monitor (ângulos dianteiros) e o detector proporcional a gás (ângulos traseiros) e obtivemos:

$$\frac{N_{mon}}{N_{prop}} = \left[\frac{d\sigma_{ruth}(E, \theta_{mon})}{d\sigma_{ruth}(E, \theta_{prop})} \right] \frac{\Delta\Omega_{lab}(\theta_{mon})}{\Delta\Omega_{lab}(\theta_{prop})} \quad (3.7)$$

a relação dos ângulos sólidos para fins de normalização é:

$$\left[\frac{\Delta\Omega_{lab}(\theta_{mon})}{\Delta\Omega_{lab}(\theta_{prop})} \right]_{norm} = \left[\frac{N_{mon}}{N_{prop}} \frac{d\sigma_{ruth}^{Lab}(E, \theta_{prop})}{d\sigma_{ruth}^{Lab}(E, \theta_{mon})} \right]_{norm} \quad (3.8)$$

Da mesma forma encontramos a seção eficaz quase-elástica normalizada com ajuda dos ângulos sólidos dos detectores usando a folha de ouro, obtido na equação 3.8. Esta função de excitação quase-elástica experimental normalizada, carregará toda a informação dos processos intrínsecos do mecanismo de reação em nossos sistemas, esta é dada por:

$$\frac{N_{mon}(E)}{N_{prop}(E)} = \frac{d\sigma^{ruth}(E, \theta_{mon})}{d\sigma^{qel}(E, \theta_{prop})} \left[\frac{\Delta\Omega_{lab}(\theta_{mon})}{\Delta\Omega_{lab}(\theta_{prop})} \right]_{norm} \quad (3.9)$$

Obtemos finalmente a equação que nos permitirá obter a seção de choque diferencial quase-elástica:

$$\frac{d\sigma^{qel}(E, \theta_{prop})}{d\sigma^{ruth}(E, \theta_{prop})} = \frac{N_{prop}(E)}{N_{mon}(E)} \frac{d\sigma^{ruth}(E, \theta_{mon})}{d\sigma^{ruth}(E, \theta_{prop})} \left[\frac{N_{mon}}{N_{prop}} \frac{d\sigma_{ruth}(E, \theta_{prop})}{d\sigma_{ruth}(E, \theta_{mon})} \right]_{norm} \quad (3.10)$$

Para a conversão da seção de choque do sistema de laboratório para o sistema do centro de massa ou vice-versa, usamos o *jacobiano de transformação* do programa Kineq [Miln 94], o qual relaciona os ângulos sólidos no laboratório e no centro de massa, obtendo-se assim:

$$J = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{c.m.}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{lab}} \quad (3.11)$$

A incerteza depende explicitamente da razão nas seções de choque quase-elástica e de Rutherford, mas também do número de contagens tanto no monitor como no detector proporcional e é calculada

da seguinte forma:

$$\delta_{\frac{\sigma^{qel}}{\sigma^{ruth}}} = \frac{\sigma^{qel}}{\sigma^{ruth}} \sqrt{\left(\frac{\delta_{prop}}{N_{prop}}\right)^2 + \left(\frac{\delta_{mon}}{N_{mon}}\right)^2 + \left[\frac{\delta_{norm}}{\left(\frac{\Delta\Omega_{mon}}{\Delta\Omega_{prop}}\right)}\right]^2} \quad (3.12)$$

Tendo conhecimento que:

$$(\delta_{mon})_{norm} = [\sqrt{N_{mon}}]_{norm} \quad (3.13)$$

$$(\delta_{prop})_{norm} = [\sqrt{N_{prop}}]_{norm} \quad (3.14)$$

a incerteza da normalização é dada por:

$$\delta_{norm} = \left[\frac{N_{mon}}{N_{prop}}\right]_{norm} \sqrt{\left[\frac{1}{N_{mon}}\right]_{norm} + \left[\frac{1}{N_{prop}}\right]_{norm}} \quad (3.15)$$

Portanto, finalmente a incerteza na seção de choque da equação 3.12 é:

$$\delta_{\frac{\sigma^{qel}}{\sigma^{ruth}}} = \frac{\sigma^{qel}}{\sigma^{ruth}} \sqrt{\left(\frac{1}{N_{prop}}\right) + \left(\frac{1}{N_{mon}}\right) + \left[\frac{1}{N_{prop}}\right]_{mon} + \left[\frac{1}{N_{prop}}\right]_{norm}} \quad (3.16)$$

3.5 Obtenção da Distribuição de Barreiras Quase-elásticas Experimental

Desde que os dados sejam tomados com muito critério como: alta estatística, reciclar o imã ME200 e variar a energia do feixe numa mesma direção, entre outras, para seguir um mesmo padrão e evitar algum tipo de variação nas nossas medidas, foram obtidas para diferentes energias (usando passos de 0.5 MeV e 1.0 MeV) dados da função de excitação quase-elástica. Fazendo uma operação matemática de diferença de pontos experimentais nos dados da função de excitação quase-elástica é possível extrair diretamente a distribuição de barreiras quase-elásticas experimental, D^{qel} . Essa

distribuição de barreiras permite observar claramente os efeitos dos diferentes canais de uma reação, é obtida:

$$D^{qel} = \frac{d\sigma^{qel}}{dE} \longrightarrow \frac{[\frac{\sigma^{qel}}{\sigma^{ruth}}]_{i+1} - [\frac{\sigma^{qel}}{\sigma^{ruth}}]_{i-1}}{E_{i+1} - E_{i-1}} \quad (3.17)$$

A sua incerteza experimental depende do erro estatístico que está associado às medidas, sendo que também é independente da energia, teremos que:

$$\delta_T = \left[\left[\delta \left(\frac{\sigma^{qel}}{\sigma^{ruth}} \right)_{i+1} \right]^2 + \left[\delta \left(\frac{\sigma^{qel}}{\sigma^{ruth}} \right)_{i-1} \right]^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.18)$$

3.6 Correções na Energia

Uma dificuldade experimental é a detecção do espalhamento quasi-elástico em $\theta = 180^\circ$, razão pela qual em nossa experiência as medidas foram realizadas no ângulo $\theta = 161^\circ$ no referencial de laboratório. Para que a comparação da distribuição de barreiras quase-elásticas (D^{qel}) com a distribuição de barreiras de fusão (D^{fus}) possa ser feita, é necessária a subtração da barreira centrífuga correspondente ao ângulo de medida da distribuição de barreira quase-elástica [Timm 95], D^{qel} . Essa correção do potencial centrífugo, no referencial do centro massa, foi comprovado por [Hagi 04] nas funções de excitação e distribuições de barreiras elásticas e quase-elásticas, traduzindo seu efeito num *deslocamento da energia* por uma quantidade igual ao potencial centrífugo, numa região denomina *ponto de retorno* de Coulomb, r_C , a energia efetiva é expressa por:

$$E_{cent} = E_{c.m} \frac{\text{cosec}(\frac{\theta_{c.m.}}{2}) - 1}{\text{cosec}(\frac{\theta_{c.m.}}{2}) + 1} \quad (3.19)$$

Portanto, a energia corrigida será:

$$E_{corrigida} = E_{c.m.} - E_{cent} = 2E_{c.m.} \left[\frac{\text{sen}\left(\frac{\theta_{c.m.}}{2}\right)}{1 + \text{sen}\left(\frac{\theta_{c.m.}}{2}\right)} \right] \quad (3.20)$$

Usamos o programa *STOPX* [Miln 94] para calcular a perda de energia do projétil no alvo, ^{64}Zn , e na folha de ^{12}C (espessuras em torno de $40 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$ cada), essa perda de energia para os três sistemas foi aproximadamente 0.15 MeV . Além disso, foi calculada uma perda de energia do projétil (em torno de 0.10 MeV) na janela de *Mylar* ($\text{C}^{10}\text{H}^8\text{O}^4$) e no gás usado pelo detector proporcional.

Resultados Experimentais

4.1 Espectros Experimentais

Em nossa experiência usamos três detectores do tipo barreira de superfície como monitores, posicionados em diferentes ângulos, $\theta = \pm 30^\circ$ e $\theta = -45^\circ$, utilizados para a normalização das nossas medidas. Na Figura 4.1 vemos um espectro característico das partículas coletadas no detector do monitor para uma energia de 42 *MeV* no referencial de laboratório, nela vemos um pico principal correspondente ao espalhamento elástico do sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, o outro pico em torno do canal 1250 é o recuo do alvo. A área do pico fornece o número de contagens registrados no detector e sua largura está relacionada com a espessura do alvo, que aumenta a dispersão em energia das partículas detectadas.

Um espectro bi-paramétrico, ΔE em função de E , para o sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ com energia de 45.0 *MeV* é mostrado na Figura 4.2. A relação energia x canais para o detector barreira de superfície do telescópio é mostrada na Figura 4.3, a qual nos permite identificar todos os processos registrados no espectro do sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$. Vemos uma excelente linearidade na energia residual das partículas que chegam ao detector de barreira de superfície (detector proporcional), nessa energia residual foi

Figura 4.1: Espectro de partículas registrado pelo detector barreira de superfície do monitor que está na posição de -30° . O pico principal corresponde ao espalhamento elástico do projétil ^{16}O , no alvo ^{64}Zn ; o outro pico ao redor do canal 1250 corresponde ao recuo do alvo.

descontada a perda de energia no alvo, na janela e no gás do detector proporcional. Observamos que o espectro $E - \Delta E$ contém espalhamento elástico e inelásticos com boa separação em carga, Z , que permite a identificação dos processos de transferência das diferentes partículas que chegam ao detector, como: carbono ($Z = 6$), nitrogênio ($Z = 7$) e oxigênio ($Z = 8$). Essas partículas provenientes dos espalhamentos elástico e inelásticos, assim como de transferências, possuem informações dos diferentes canais de reação desse sistema. Nesse espectro, vemos que há uma maior contagem em $Z = 8$ devido a que o processo predominante é o espalhamento elástico. Em energias menores (canais) vemos uma extensa cauda, devido ao feixe espalhado nas paredes do colimador, colocado antes da entrada da câmara de espalhamento. Para reduzir as contagens espúrias, colocamos um colimador de Ta na frente do detector proporcional. Foram colocados colimadores na frente dos monitores, $\pm 30^\circ$, -45° , para se obter excelente resolução em energia nos diferentes detectores dos monitores, a resolução em energia pode ser vista através da largura dos picos na Figura 4.1. Nos processos de transferência, podemos ver partículas com $Z = 6$ e 7 formados após transferir poucos núcleons na reação de *stripping*. As partículas transferidas podem ser *hélio* e/ou *hidrogênio*, *deutério* ou *trítio*. Na Figura 4.2 observamos na parte superior do gráfico: (a) a projeção das contagens para partículas com $Z \geq 6$, no eixo das energias (em canais), das partículas que chegam ao detector proporcional, a partir delas podemos obter a seção de choque quase-elástica experimental.

Na Figura 4.4 observamos o espectro bi-paramétrico $E - \Delta E$ do sistema $^{17}O + ^{64}Zn$ em uma energia de laboratório de 46.0 MeV, o qual apresenta uma boa resolução em carga Z das partículas que chegam ao detector. Observamos também o aparecimento de alguns processos que não ocorrem no sistema $^{16}O + ^{64}Zn$, pois além de partículas de carbono ($Z = 6$), nitrogênio ($Z = 7$) e oxigênio ($Z = 8$), observamos contagens com energia superior ao espalhamento elástico em $Z = 8$. Esses eventos advêm da transferência de *um* nêutron, conforme verificamos através da reta de calibração para este sistema, similar à Figura 4.3. Na Figura 4.4 observamos que (a) é a projeção do número de contagens para $Z \geq 6$, onde estão inclusos partículas em seu estado fundamental, estados excitados

no alvo e/ou projétil e, alguns estados excitados do ^{65}Zn após sofrer a transferência de *um* nêutron; (b) é a projeção das contagens do estado fundamental e de alguns estados excitados do ^{65}Zn depois de acontecer a transferência de *um* nêutron e finalmente; (c) é o espalhamento elástico do ^{17}O sobre algum contaminante no alvo.

Finalmente, apresentamos na Figura 4.5 um espectro bi-paramétrico $E - \Delta E$ do sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ em uma energia $E_{lab} = 46.0 \text{ MeV}$. Nessa figura vemos partículas que chegam ao detector ($Z = 6$ e 7) após ter transferido alguns núcleons, numa reação de *stripping*. Em outra reação de *pick-up*, podemos distinguir partículas de flúor ($Z = 9$) e neon ($Z = 10$) após a transferência de núcleons. As contagens em torno do canal 2000, em $Z = 8$, advêm da transferência de *dois* nêutrons por reação de *stripping*, conforme verificamos utilizando a reta de calibração, dada na Figura 4.3. Na parte superior da Figura 4.5 vemos que (a) é a projeção das partículas com $6 \leq Z \leq 10$, incluindo os espalhamentos elástico e inelásticos do alvo e/ou projétil, estados excitados do ^{65}Zn e alguns estados excitados do ^{66}Zn após a transferência de *um* nêutron ou *dois* nêutrons; (b) é a projeção das contagens de partículas em diferentes estados, o estado fundamental e estados excitados do ^{66}Zn após ter acontecido a transferência de *dois* nêutrons e finalmente; (c) é o espalhamento elástico do ^{18}O sobre núcleos de algum contaminante no alvo.

Figura 4.2: Espectro bi-paramétrico com boa resolução em Z do sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ em uma energia $E_{lab} = 45.0 \text{ MeV}$, o qual contém espalhamentos elásticos e inelásticos, assim como partículas após a transferência de partículas alfa numa reação de *stripping*. Na parte superior é dada (a) a projeção das contagens de partículas com $Z \geq 6$.

Figura 4.3: Reta de calibração da energia *vs* canais para o sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$. Observamos uma excelente linearidade na energia residual das partículas que chegam ao detector barreira de superfície no detector proporcional.

Figura 4.4: Espectro bi-paramétrico com boa resolução em Z do sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ em uma energia $E_{lab} = 46.0 \text{ MeV}$, o qual contém espalhamentos elástico e inelásticos, assim como partículas após a transferência de alguns núcleons $Z = 6, 7$ e a transferência de *um* nêutron, em $Z = 8$ de uma reação de *stripping*. Na parte superior é mostrada a projeção das contagens, onde (a) é a soma do espalhamento elástico, inelásticos e partículas após a transferência de núcleons, $Z \geq 6$, e a transferência de *um* nêutron nos diferentes estados excitados do ^{65}Zn , em $Z = 8$; (b) é a projeção dos diferentes estados que *um* nêutron pode ocupar no ^{65}Zn e finalmente; (c) é o espalhamento elástico de ^{17}O em algum contaminante do alvo.

Figura 4.5: Espectro bi-paramétrico do sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ em uma energia $E_{lab} = 46.0 \text{ MeV}$, o qual contém espalhamentos elástico e inelásticos, assim como transferência de *dois* nêutrons para diferentes estados excitados do ^{66}Zn numa reação de *stripping*. Na parte superior aparece em (a) a soma dos espalhamentos elástico e inelásticos, também partículas detectadas ($Z \geq 6$) após transferência de núcleons, um deles trata-se da transferência de *dois* núcleons para diferentes estados do ^{66}Zn , em $Z = 8$; (b) projeção da transferência de *dois* nêutrons para diferentes estados no ^{66}Zn e finalmente; (c) o espalhamento elástico de ^{18}O em algum contaminante do alvo.

4.2 Função de Excitação Quase-elástica

Os dados adquiridos para os três sistemas nos quais foram usados íons de oxigênio ^{16}O , ^{17}O e ^{18}O sobre o alvo ^{64}Zn , nos permitiu obter o número de contagens, das partículas espalhadas, no detector proporcional e nos monitores, com os quais procedemos a calcular a seção de choque quase-elástica experimental para cada sistema. Foi necessária uma normalização dos dados para seguir um mesmo padrão para as três experiências, embora, as diferenças entre os dados não são tão evidentes, por isso mostramos isoladamente cada figura. Na Figura 4.6 observamos a função de excitação para o sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, onde está indicado o valor da barreira de Coulomb e é $V_B = 32.4 \text{ MeV}$, o qual foi extraído da distribuição de barreiras experimental (mostraremos a seguir); na Figura 4.7 e na Figura 4.8 são mostradas as funções de excitação para os sistemas $^{17,18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, cujos valores das barreiras de Coulomb experimentais são $V_B = 32.2 \text{ MeV}$ para o sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ e $V_B = 32.0 \text{ MeV}$ para o sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$. A comparação entre esses sistemas fica muito mais clara com a utilização das distribuições de barreiras quase-elásticas.

Figura 4.6: Função de excitação quase-elástica experimental para o sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, o valor $E_{\text{cm}}/V_B = 1$ é a posição da barreira de Coulomb experimental obtida da distribuição de barreiras quase-elásticas.

Figura 4.7: Função de excitação quase-elástica experimental para o sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, o valor $E_{\text{cm}}/V_B = 1$ é a posição da barreira de Coulomb experimental obtida da distribuição de barreiras quase-elásticas.

Figura 4.8: Função de excitação quase-elástica experimental para o sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, o valor $E_{\text{cm}}/V_B = 1$ é a posição da barreira de Coulomb experimental obtida da distribuição de barreiras quase-elásticas.

4.3 Distribuição de Barreiras Quase-elásticas

Os dados da função de excitação quase-elástica são utilizados para obter a distribuição de barreiras quase-elásticas, que é usada no estudo dos mecanismos de reação responsáveis pelo favorecimento na seção de choque de fusão. Essa distribuição de barreiras quase-elásticas é muito sensível às pequenas variações na seção de choque quase-elástica e, desta maneira, elas põem em evidência os mais importantes canais de reação de cada sistema. Timmers [Timm 96] propôs que uma operação matemática sobre dados experimentais da seção de choque quase-elástica, tomando pequenos passos de energia, fornece a distribuição de barreiras quase-elásticas experimentais. Além disso, também permite determinar, de maneira aproximada, o valor da barreira de Coulomb. A operação matemática sobre os dados é dado por:

$$D^{qe} = -\frac{d}{dE} \left[\frac{d\sigma^{qe}}{d\sigma^{Ruth}} \right] \quad (4.1)$$

onde $d\sigma^{qe}$ é a seção de choque quase-elástica e $d\sigma^{Ruth}$ é a seção de choque de Rutherford.

Como se trata de sistemas diferentes, uma comparação entre eles necessita uma normalização das energias no centro de massa. Por isso, apresentamos a seguir as distribuições de barreiras em função de E_{cm}/V_B .

Nós comprovamos que podemos usar passos de derivação com três pontos sobre os dados da função de excitação quase-elástica, sendo assim, nós mostramos que as distribuições de barreiras não são muito sensíveis aos passos de derivação escolhidos (energias no referencial do centro de massa), observamos nas Figuras 4.9, 4.10 e 4.11 que informações de estruturas internas nas distribuições não são alteradas. No caso do sistema $^{16}O + ^{64}Zn$ usamos passos de 1.59 MeV e 2.39 MeV para obter um total de 27 dados experimentais; no caso do sistema $^{17}O + ^{64}Zn$ obtivemos 21 pontos experimentais usando diferenças de pontos no valor 1.57 MeV e 2.36 MeV e no último sistema, $^{18}O + ^{64}Zn$, usamos passos de derivação 1.55 MeV e 1.94 MeV resultando 49 dados na distribuição de barreiras

quase-elásticas.

Na Figura 4.9 mostramos a comparação entre as distribuições de barreiras dos sistemas $^{16,17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$. Nessa comparação vemos uma pequena diferença na altura da distribuição quase-elástica do ^{16}O sobre o ^{17}O . É possível observar diferenças na estrutura das distribuições de barreira em energias abaixo da barreira coulombiana, no valor de 1 para cada sistema, é assim que vemos o aparecimento de uma pequena estrutura no ^{17}O , na região de energia entre 0.9 – 1.0. Em hipótese, seria o efeito do canal de transferência de *um* nêutron que tem o Q_{gg} positivo (Q_{gg} é a diferença de massa em uma reação de transferência no estado fundamental).

A seguir mostramos uma comparação da distribuição de barreiras dos sistemas $^{17,18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, Figura 4.10, na qual é possível observar diferenças em estruturas abaixo da barreira de Coulomb, no valor de 1. Como por exemplo a altura da distribuição de barreiras quase-elásticas experimental do sistema com ^{18}O é bem mais baixa, 17%, que a altura da distribuição do sistema com o ^{17}O . Também vemos o aparecimento de dois picos no sistema com o ^{18}O , e a existência de outra estrutura entre 0.85 – 0.90, todas elas talvez se devam à presença dos canais de transferências, como: *pickup* de próton, *stripping* de nêutrons ou partículas α .

Uma terceira comparação das distribuições experimentais dos sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ foi feita e é mostrada na Figura 4.11, onde é mais evidente a existência de estruturas no sistema com feixe de ^{18}O , devido aos canais inelásticos e de transferências de núcleons, pois o ^{16}O é duplamente mágico e o canal elástico é o mais importante. A diferença na altura da distribuição do ^{18}O , é aproximadamente 20% perto na região da barreira de Coulomb. Em baixas energias, no sistema com ^{18}O , entre 0.87 – 0.96, é claro que aparecem os efeitos de alguns canais de reação.

Figura 4.9: Comparação das distribuições de barreiras quase-elásticas experimentais obtidas para os sistemas $^{16,17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, onde $E_{\text{cm}}/V_B = 1$ faz referência ao valor do potencial de Coulomb experimental.

Figura 4.10: Comparação das distribuições de barreiras quase-elásticas experimentais obtidas para os sistemas $^{17,18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, onde $E_{\text{cm}}/V_B = 1$ faz referência ao valor do potencial de Coulomb experimental.

Figura 4.11: Comparação das distribuições de barreiras quase-elásticas experimentais obtidas para os sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, onde $E_{\text{cm}}/V_B = 1$ faz referência ao valor do potencial de Coulomb experimental.

4.4 Função de Excitação de Transferências

Na Figura 4.12 podemos observar a função de excitação experimental de transferência de *um* nêutron para o sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$. Nessa figura podemos observar que a seção de choque aumenta até a energia próxima à barreira coulombiana, que para este sistema é $V_B = 32.2 \text{ MeV}$. A partir do valor dessa barreira experimental, a seção de choque começa a diminuir provavelmente devido a abertura de novos canais de reação que afetam a seção de choque. Em energias acima da barreira coulombiana se abrem canais de transferência para estados mais excitados, cujas contagens se misturam com as partículas do espalhamento elástico, dificultando a identificação desses processos. Portanto, estaremos limitados a usar parte das contagens provenientes dos estados excitados do ^{65}Zn após a transferência de um nêutron, ou seja os eventos que produzem o ^{16}O com energia superior àquela do espalhamento elástico.

Na Figura 4.13, é mostrada a função de excitação experimental de transferência de *dois* nêutrons. Da mesma maneira, a seção de choque tende a aumentar até o valor próximo da barreira de Coulomb experimental, $V_B = 32.0 \text{ MeV}$, obtido da distribuição de barreiras experimental. Nessa figura, também vemos que a seção de choque começa a diminuir a partir da barreira de Coulomb, também devido a que nessas energias só incluímos uma parte das contagens dos estados que ocupariam os *dois* nêutrons no ^{66}Zn , já que os outros estados excitados se encontrariam na região de energias correspondente ao pico do espalhamento elástico.

Figura 4.12: Função de excitação experimental de transferência de *um* nêutron no sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, numa reação de *stripping* de *um* nêutron. O valor da barreira de coulomb experimental é $V_B = 32.2$ MeV obtida da distribuição de barreiras quase-elásticas experimental.

Figura 4.13: Função de excitação experimental de transferência de *dois* nêutrons no sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, numa reação de *stripping* de *dois* nêutrons. O valor da barreira de coulomb experimental é $V_B = 32.0 \text{ MeV}$ obtida da distribuição de barreiras quase-elásticas experimental.

Análise de Dados

5.1 Análise Teórica com o Programa CCFULL

Iniciamos a análise dos novos dados comparando o sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ com as previsões do programa CQUEL, o qual é uma versão do código CCFULL [Hagi 99], dedicada ao espalhamento quase-elástico. Trata-se de um cálculo de canais acoplados rigoroso para os canais inelásticos, mais muito simplificado para os canais de transferência. Uma vez que ele é muito mais simples do que o código FRESCO, essa análise possibilita uma boa familiarização com a teoria de canais de reação acoplados. O resultado dessa análise do sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ foi publicado na *Phys. Rev. C* 75, 064601/1-7 (2007) [Huiz 07].

Como o nosso objetivo era realizar cálculos o mais fundamental possível, sem a realização de ajustes através da variação indiscriminada de vários parâmetros, utilizamos um potencial real de dupla-convolução obtido com densidades experimentais. Dessa maneira, não tínhamos nenhum parâmetro livre em nossos cálculos. Porém, como o CQUEL exige um potencial óptico com a geometria de Woods-Saxon, fomos forçados a realizar um ajuste do potencial de convolução com uma forma Woods-Saxon. Assim obtivemos os parâmetros na parte real do potencial nuclear: $V_0 = 127$

MeV , $r_0 = 1.06 fm$ e $a_0 = 0.69 fm$. Os parâmetros da parte imaginária do potencial nuclear que descrevem o processo de fusão foram escolhidos de curto alcance de tal forma que não absorvam o fluxo dos mecanismos periféricos. A parte imaginária tinha parâmetros: $W_0 = 50 MeV$ no potencial, $r_i = 0.60 fm$ no raio e $a_i = 0.4 fm$ na difusividade.

No cálculo de canais acoplados foram testados todos os estados excitados do alvo, listados na Tabela 5.3, como também o estado 3_1^- do projétil; os estados mais relevantes que descrevem todos os dados, nos diferentes processos, são os estados coletivos quadrupolar e octupolar do ^{64}Zn [Sing 96, Rama 01, Kibe 02]: 2_1^+ com energia $E = 0.992 MeV$ e parâmetro de deformação nuclear e coulombiana $\beta_N = \beta_C = 0.311$ ($r_0 = 1.06 fm$), e 3_1^- com energia $E = 2.998 MeV$ e parâmetro de deformação nuclear e coulombiana $\beta_N = \beta_C = 0.333$ ($r_0 = 1.06 fm$). Para os dados em altas energias vemos uma efeito de abertura de mais canais de reação que teriam que ser incluídos nos cálculos. O estado coletivo octupolar do projétil foi testado e produz um efeito de deslocamento na distribuição de barreira sem mudanças na forma. Posteriormente, realizamos a mesma análise com o programa FRESCO e os resultados foram muito semelhantes aos do CQUEL.

5.2 Análise Teórica com o Programa FRESCO

5.2.1 Deformação Nuclear e Coulombiana

Vale a pena enfatizar que, ao longo deste trabalho, realizaremos **comparações** entre previsões teóricas de cálculos de canais de reação acoplados com os nossos dados experimentais. Ou seja, não estamos interessados em obter bons ajustes através da variação de parâmetros (salvo no caso da análise das funções de excitação de transferência de nêutrons). Na realidade, não haverá parâmetro livre em nossos cálculos. Os potenciais reais de interação utilizados serão obtidos da dupla-convolução de densidades experimentais, os quais não possuem parâmetros livres. Para tanto, utilizamos a

dupla-convolução do potencial de São Paulo [Cham 02] que mostrou grande sucesso na análise de dezenas de sistemas. Por outro lado, como a fusão nuclear não é levada em conta explicitamente nos programas, ela foi simulada por um potencial imaginário de Woods-Saxon de muito curto alcance para que ele não interfira com os processos quase-elásticos de superfície que estão sendo explicitamente levados em conta no cálculo. Além disso, foi necessário fornecer ao programa de cálculo de canais acoplados (CCC) FRESCO [Thom 88] os valores do elemento de matriz $\langle I' || M(E\lambda) || I \rangle$ para a parte Coulombiana, assim como o comprimento de deformação nuclear δ_λ . Todos esses valores experimentais foram encontradas em referências bibliográficas [Sing 96, Rama 01, Kibe 02, Sing 07]. Destacamos também que para nossos cálculos foi usado o valor de raio nuclear e coulombiano reduzido igual a $r_0 = 1.06 fm$.

a) Deformação de Coulomb

Nesta parte, consideramos que o elemento de matriz de uma transição $I \longrightarrow I'$ (ou vice-versa) é invariável devido a que este elemento é característico da transição entre dois estados diferentes. Para fazer o cálculo mais realista possível incluímos todas as possíveis transições entre estados intermediários de vários estados quadrupolar, octupolar e hexadecapolar. Como muitas referências [Sing 96, Rama 01, Kibe 02] fornecem valores da probabilidade de transição para o estado fundamental e entre estados intermediários em unidades $W.u.$ (*Weisskopf units*), tivemos que incluir um termo a mais na probabilidade de transição usual. O elemento de matriz para uma probabilidade de transição $B(E\lambda; I \longrightarrow I')$ desde um estado inicial I para um estado final I' em unidades $e^2 fm^{2\lambda}$ é dado por:

$$|\langle I' || M(E\lambda) || I \rangle| = M\lambda = \sqrt{(2I'' + 1)B(E\lambda; I \longrightarrow I')}(efm^\lambda) \quad (5.1)$$

onde:

λ , I e I' : são a multipolaridade, os momentos angulares dos estados inicial e final; o termo I''

refere-se ao momento angular do estado em que se encontra a partícula antes de fazer a transição.

Para a probabilidade de transição coulombiana, $B(E\lambda) = (\frac{3Ze\beta_\lambda R_0^\lambda}{4\pi})^2$, em unidades $e^2 fm^{2\lambda}$ teremos que $I'' = 0$. Considerando o elemento de matriz inalterável, da Equação 5.1 obtemos que para um raio, $r_0 = 1.06 fm$, o valor do parâmetro de deformação coulombiana será $\beta_{r=1.06} = (\frac{1.2}{1.06})^\lambda \beta_{r=1.2}$.

Freqüentemente a probabilidade de transição experimental, $B_{exp}(E\lambda)$, para transições de tipo Coulomb ou gama são dados em unidades $W.u.$. Essa probabilidade esta relacionada com a probabilidade de transição de uma única partícula $B_W(E\lambda)$ com unidades $e^2 fm^{2\lambda}$ [Wong 98], então teremos a seguinte relação:

$$B(E\lambda)(e^2 fm^{2\lambda}) = B_W(E\lambda)B_{exp}(E\lambda)(W.u.) \quad (5.2)$$

O elemento de matriz será dado por:

$$|< I' || M(E\lambda) || I >| = M\lambda = \sqrt{(2I'' + 1)B_W(E\lambda)B_{exp}(E\lambda)(W.u.)} \quad (5.3)$$

A probabilidade de transição para uma partícula foi definido por [Wong 98] é dada por:

$$B_W(E\lambda) = \frac{1}{4\pi} \left[\frac{3}{\lambda + 3} \right]^2 R^{2\lambda} \quad e^2 fm^{2\lambda} \quad (5.4)$$

Nas tabelas 5.1 e 5.2 mostramos os valores calculados para a probabilidade de transição $B_W(E\lambda)$, no qual o valor do raio é $R_0 = 1.2A^{1/3} fm$.

b) Deformação Nuclear

A natureza da força nuclear atrativa permite que a forma do potencial do tipo $U(R)$ seja mudada para $V(\xi, R) = U(R - \delta(\hat{R}'))$, isto é, produz uma mudança em $\hat{R}'$ as quais são as coordenadas

B(E1)	1.031324031
B(E2)	15.20749164
B(E3)	243.3198662
B(E4)	4118.759792
B(E5)	72 654.92272

Tabela 5.1: Valores calculados para a probabilidade de transição $B_W(E\lambda)$ dada em $W.u.$ no ^{64}Zn .

B(E1)	0.426161719
B(E2)	2.596666546
B(E3)	17.16783235

Tabela 5.2: Valores calculados para a probabilidade de transição $B_W(E\lambda)$ dada em $W.u.$ no ^{17}O .

angulares (θ, φ) referidos à estrutura interna do núcleo. A função δ é normalmente expandida em multipolos:

$$\delta(\hat{R}') = \sum_{\lambda} \delta_{\lambda} Y_{\lambda 0}(\hat{R}') \quad (5.5)$$

Como no caso de fatores de forma de um *cluster*, é apropriado expandir o potencial nuclear $\mathbf{V}$ em harmônicos esféricos, dando origem a multipolos radiais V_N^{δ} , para os quais os elementos de matriz reduzidos do estado inicial, I , ao estado final, I' , serão dados por:

$$\langle I' \| V_N^{\delta} \| I \rangle = - \frac{\langle I' \| \delta_{\lambda} \| I \rangle}{\sqrt{4\pi}} \frac{dU(R)}{dR} \quad (5.6)$$

Com a mesma forma para todos os multipólos $\lambda > 0$. Na matriz $\langle I' \| \delta_{\lambda} \| I \rangle$, que está relacionada ao parâmetro de deformação, é possível usá-la no modelo rotacional e num caso geral independente do modelo.

No programa FRESCO [Thom 88], decidimos usar o caso geral independente do modelo para

facilitar o cálculo de mais de quarenta transições e de todas as ordens. Nesse programa, que faz cálculos de canais acoplados, será necessário fornecer o elemento da matriz que conecta o estado inicial, I , e o estado final, I' . A seguir, para calcular o elemento do fator de acoplamento (ou comprimento da deformação) usamos a seguinte expressão:

$$R_{DEF}(\lambda; I \longrightarrow I') = \delta_\lambda = (-1)^{\frac{I-I'+|I+I'|}{2}} \frac{4\pi}{3ZeR_0^{\lambda-1}} | \langle I' \| M(E\lambda) \| I \rangle | \quad (5.7)$$

O simplesmente usar o comprimento de deformação nuclear $\delta_N = \beta_N R_0$, que permanecerá inalterável ao usar raios diferentes, $\delta_{N(r=1.2)} = \delta_{N(r=1.06)}$, facilitando derivar a relação entre os parâmetros de deformação nuclear β_N , $\beta_{N(r=1.06)} = [\frac{1.2}{1.06}] \beta_{N(r=1.2)}$.

c) Reorientação do Estado Fundamental

Satchler [Satc 63, Satc 74] propôs que um núcleo de massa ímpar, com spin nuclear semi-inteiro no estado fundamental maior ou igual do que $\frac{3}{2}$, poderia provocar um forte efeito no espalhamento elástico. Outros trabalhos [Satc 74, Love 75, Hick 87] ratificaram esse efeito e o identificaram em processos elásticos e inelásticos. Recentemente, o nosso grupo de pesquisa mostrou que esse processo é muito importante no sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ em energias em torno da barreira de Coulomb [Shor 08]. O que acontece é que, o spin nuclear do núcleo ímpar permite o aparecimento de um elemento de matriz diagonal que se adiciona à matriz de acoplamento.

Nós podemos determinar este elemento de matriz diagonal utilizando medidas experimentais do momento de quadrupolo do núcleo, usamos a seguinte relação:

$$Q_2 = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} (2I+1)^{-\frac{1}{2}} \langle II20 \| II \rangle \langle I \| M(E\lambda) \| I \rangle \quad (5.8)$$

Na literatura encontramos que o valor do momento de quadrupolo para o projétil ^{17}O no estado $(5/2)_1^+$ é $Q_2 = -2.6 \text{ efm}^2$ [Bohr 69], e no projétil ^{18}O o estado 2_1^+ tem o valor de $Q_2 = -6.3 \text{ efm}^2$, e no estado 2_2^+ o valor de $Q_2 = -6.7 \text{ efm}^2$, isto foi medido na referência [Gros 83]. No alvo ^{64}Zn o valor no estado 2_1^+ é $Q_2 = -29.0 \text{ efm}^2$ podendo se encontrar na referência de [Sale 88]. Desta maneira obtivemos seus correspondentes elementos de matriz.

5.3 Análise dos Sistemas $^{16,17,18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$

Nessa seção, apresentamos os cálculos de canais acoplados (CCC) realizados pelo programa FRESCO, os quais são comparados com os nossos dados experimentais da função de excitação e distribuição de barreiras quase-elásticas dos sistemas $^{16,17,18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$. É importante salientar que em nossos cálculos usamos como potencial nuclear real (ponto a ponto) o potencial de São Paulo (SSP), o qual atua como um poço atrativo da interação entre o projétil e o alvo; as previsões do potencial nuclear atrativo são inclusos dentro do arquivo *fort.4* que lê a entrada de dados do FRESCO. Os parâmetros do potencial nuclear imaginário, na forma de Woods-Saxon (potencial, raio e difusividade), responsável pela absorção de fluxo, foram obtidos observando que o comportamento da distribuição de barreiras quase-elásticas de um cálculo sem acoplamentos não seja muito afetada por ele, sendo que, dessa maneira, garantimos que o potencial imaginário age bem dentro do núcleo. Esse potencial tem a função de simular a fusão, pois ela não é incluída explicitamente no cálculo. Os valores obtidos para o potencial, raio e difusividade são $W_0 = 80.0 \text{ MeV}$, $r_i = 0.80 \text{ fm}$ e $a_i = 0.60 \text{ fm}$.

Um ponto importante da análise que apresentamos a seguir é que no caso dos sistemas $^{16,17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, nós usamos na densidade de matéria uma difusividade média igual $a = 0.56 \text{ fm}$ para obter os valores numéricos do potencial de São Paulo (SSP). Porém, para o caso do sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ foi necessário usar o valor da difusividade ($a = 0.60 \text{ fm}$) para descrever os nossos dados. Esse mesmo

valor foi também encontrado em outros trabalhos [Ross 02].

No arquivo de entrada do FRESCO fornecemos principalmente a massa do projétil e do alvo, energias do feixe, ângulos de espalhamento, número de ondas parciais, energias dos estados excitados, elementos de matriz reduzidos para a parte coulombiana, comprimento de deformação para a parte nuclear e o potencial nuclear real, entre outras. Como o ^{64}Zn não é um núcleo estaticamente deformado, é apropriado selecionar a opção SHAPE=10 de potenciais deformados no FRESCO, tanto na parte coulombiana e na parte nuclear. É importante salientar que em nossos cálculos não há nenhum parâmetro livre, todos os dados de entrada são resultados experimentais bem conhecidos. Mesmo os potenciais de interação não possuem parâmetros livres. Portanto, o que faremos a seguir é uma comparação do cálculo com os nossos dados experimentais, teoria versus experiência.

Na análise de transferência no FRESCO foi primordial possuir dados experimentais da função de excitação de transferência de *um* nêutron, no caso do sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, e a função de excitação de transferência de *dois* nêutrons para o sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$. A única maneira de obter informações espectroscópicas dos dados experimentais foi fazer um ajuste sobre as funções de excitação de transferência de *um* e *dois* nêutrons respectivamente, sendo o único ajuste feito em nossos cálculos. Algumas informações importantes de transferência de nucleons nos diferentes sistemas são dados a seguir:

a) No sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ é possível identificar transferências de partículas alfa usando a reta de calibração da energia *vs* canais e também o programa Kineq [Miln 94]. Esses processos de transferência já foram bem estudados em outros sistemas [Sime 02b, Shor 07], nessas referências é possível observar que esse canal de transferência alfa não muda consideravelmente a distribuição de barreiras experimentais.

b) Como resultado da interação coulombiana e nuclear, no sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, é possível que o núcleo-projétil, ^{17}O , perca *um* nêutron, e assim, esse núcleon seria incorporado ao núcleo do alvo,

^{64}Zn , permitindo a formação do núcleo ^{65}Zn . Nesta reação é liberada uma energia equivalente a $Q_{1n} = +3.836140 \text{ MeV}$, energia que pode ser usada para popular diferentes estados excitados do novo núcleo e/ou como energia cinética do núcleon. Calculamos a energia necessária para separar 1 nêutron do projétil, sendo o valor de $E_{\text{liga}-1n} = 4.143074 \text{ MeV}$, e ao mesmo tempo para ligá-lo ao núcleo alvo se necessitaria uma energia de $E_{\text{liga}-1n} = 7.979214 \text{ MeV}$. Em nossos cálculos teóricos que descrevem o comportamento da função de excitação de transferência de *um* nêutron, ver Figura 5.1, foi dada a mesma amplitude espectroscópica para todos os estados do ^{65}Zn , está amplitude esta relacionada com o fator espectroscópico, a qual determina a a probabilidade de que um certo estado seja ocupado por uma partícula.

c) No sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ o núcleo-projétil ^{18}O pode transferir *dois* nêutrons ao núcleo-alvo ^{64}Zn formando-se assim o núcleo ^{66}Zn . No cálculo com o FRESKO é considerada a transferência dos dois nêutrons (considerada como *cluster*) como a transferência de uma partícula. Nesta reação teríamos uma energia liberada equivalente a $Q = +6.851218 \text{ MeV}$, considerada a energia disponível que os dois nêutrons possuem e podem usá-la como energia cinética e/ou para conseguir popular diferentes estados excitados no novo núcleo, ^{66}Zn . A energia para separar os 2 nêutrons do caroço ^{16}O é $E_{\text{liga}-2n} = 12.186992 \text{ MeV}$. É necessário ressaltar que a energia para ligar estes 2 núcleons ao estado fundamental do ^{64}Zn é de $E_{\text{liga}-2n} = 19.038210 \text{ MeV}$. Finalmente, devido a falta de informações espectroscópicas para *cluster*, nós consideramos uma mesma probabilidade de que estes 2 núcleons possam ocupar um mesmo estado excitado do ^{66}Zn , esta probabilidade estará representada pela amplitude espectroscópica e fator espectroscópico.

d) No mesmo sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ é impossível separar no espectro experimental a transferência de 1 nêutron devido ao valor de Q da reação, $Q = -0.064704 \text{ MeV}$; aqui acontece que o núcleo ^{18}O cede 1 nêutron ao alvo, ^{64}Zn , formando-se um núcleo de ^{65}Zn . Nesta situação precisamos de uma energia para separar 1 nêutron do projétil, equivalente a $E_{\text{liga}-1n} = 8.043918 \text{ MeV}$, e ao mesmo uma energia de ligação ao novo núcleo alvo igual a $E_{\text{liga}-1n} = 7.979214 \text{ MeV}$. Portanto, nesta reação não temos

dados experimentais da função de excitação de transferência de um nêutron como no caso do sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, e por isso não podemos ajustar a seção de choque de transferência de um nêutron, nem determinar as suas probabilidades de ocupação dos estados excitados determinadas pela amplitudes espectroscópicas e os fatores espectroscópicos experimentais. Tendo essa dificuldade, usamos para o sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, como uma primeira aproximação, os valores das amplitudes espectroscópicas de transferência de um nêutron do sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$. Como resultado final, a transferência de um nêutron ajuda a descrever melhor nossos dados, indicando que talvez seja mais fácil tirar um primeiro nêutron seguido de um segundo nêutron, isto é transferência de dois nêutrons.

5.3.1 Informação dos Canais Inelásticos do Alvo e do Projétil

Nas Tabelas 5.3, 5.4, 5.5 e 5.6 são fornecidas as informações de valores experimentais do alvo e do projétil [Sing 96, Rama 01, Kibe 02, Bohr 69] usados pelo programa FRESKO, tais como: a energia de transição entre dois estados, momento angular dos estados inicial e final, a multipolaridade da transição, a probabilidade de transição em unidades *W.u.* (*Weisskopf units*), a probabilidade de transição em unidades $e^2 fm^{2\lambda}$, o elemento de matriz reduzido para a parte coulombiana, determinado pela equação 5.3 e, finalmente, o comprimento de deformação nuclear, dado pela equação 5.7 para a parte nuclear.

E_x	$J_i \longrightarrow J_f$	λ^π	$B_W(E\lambda)$	$B(E\lambda)$	$ \langle I' M(E\lambda) I \rangle $	δ_λ
keV			$W.u.$	$e^2 fm^{2\lambda}$	efm^λ	fm
000.00	$0_1^+(g.s.)$	—	—	—	—	—
991.55	$0_1^+ \longrightarrow 2_1^+$	2^+	—	1600	40.0000	1.1636
807.79	$2_2^+ \longrightarrow 2_1^+$	2^+	40.00	—	-67.7887	-1.9719
1799.35	$2_2^+ \longrightarrow 0_1^+$	2^+	0.23	—	4.1819	0.1216
918.76	$0_2^+ \longrightarrow 2_1^+$	2^+	24.00	—	19.1044	0.5557
110.90	$0_2^+ \longrightarrow 2_2^+$	2^+	60.00	—	31.6811	0.9216
1315.14	$4_1^+ \longrightarrow 2_1^+$	2^+	29.00	—	107.9428	3.1351
507.36	$4_1^+ \longrightarrow 2_2^+$	2^+	0.13	—	6.7721	0.1964
2306.71	$0_1^+ \longrightarrow 4_1^+$	4^+	—	52035.221	228.1123	0.2880
1617.8	$0_3^+ \longrightarrow 2_1^+$	2^+	10.00	—	12.3319	0.3587
809.00	$0_3^+ \longrightarrow 2_2^+$	2^+	9.40	—	11.9562	0.3478
937.16	$4_2^+ \longrightarrow 2_2^+$	2^+	39.00	—	102.7574	2.9889
1745.40	$4_2^+ \longrightarrow 2_1^+$	2^+	0.17	—	7.7434	0.2250
429.8	$4_2^+ \longrightarrow 4_1^+$	2^+	11.00	—	-59.3339	-1.7257
2736.53	$4_2^+ \longrightarrow 0_1^+$	4^+	2.00	—	201.4993	0.2543
1802.10	$2_3^+ \longrightarrow 2_1^+$	2^+	8.00	—	-29.4850	-0.8575
2998.59	$0_1^+ \longrightarrow 3_1^-$	3^-	—	33100	181.934	1.1030
1206.20	$2_4^+ \longrightarrow 2_2^+$	2^+	20.00	—	-46.6146	-1.3556
3005.50	$2_4^+ \longrightarrow 0_1^+$	2^+	0.71	—	7.3476	0.2137
770.90	$4_3^+ \longrightarrow 4_1^+$	2^+	3.00	—	-30.9865	-0.9011
2086.90	$4_3^+ \longrightarrow 2_1^+$	2^+	0.75	—	16.2495	0.4726
3078.00	$4_3^+ \longrightarrow 0_1^+$	4^+	5.10	—	434.80	0.5490
3720.00	$3_2^- \longrightarrow 0_1^+$	3^-	2.20	—	45.2094	0.2740

Tabela 5.3: Informação dos valores experimentais do alvo ^{64}Zn . Coluna 1: energia da transição. Coluna 2: momento angular dos estados inicial e final numa transição. Coluna 3: multipolaridade. Coluna 4 e 5: probabilidade de transição em unidades $W.u.$ (*Weisskopf units*) e $e^2 fm^{2\lambda}$. Coluna 6: elemento de matriz. Coluna 7: comprimento de deformação nuclear.

E_x	$J_i \longrightarrow J_f$	λ^π	$B(E\lambda)$	$ \langle I' M(E\lambda) I \rangle $	δ_λ
keV			$e^2 fm^{2\lambda}$	efm^λ	fm
000.00	$(0)_1^+ (g.s.) \longrightarrow (0)_1^+ (g.s.)$	0^+			
6129.89	$(0)_1^+ \longrightarrow (3)_1^-$	3^-	1040.00	32.2490	1.8467

Tabela 5.4: Informação dos valores experimentais do projétil ^{16}O . Coluna 1: energia da transição. Coluna 2: momento angular dos estados inicial e final numa transição. Coluna 3: multipolaridade. Coluna 4: probabilidade de transição em unidades $e^2 fm^{2\lambda}$. Coluna 5: elemento de matriz. Coluna 6: comprimento de deformação nuclear.

E_x	$J_i \longrightarrow J_f$	λ^π	$B(E\lambda)$	$ \langle I' M(E\lambda) I \rangle $	δ_λ
keV			$e^2 fm^{2\lambda}$	efm^λ	fm
000.00	$(5/2)_1^+ (g.s.) \longrightarrow (5/2)_1^+ (g.s.)$	2^+	$Q = -2.6 fm^2$ reorientação	-3.3611	-0.5703
870.73	$(1/2)_1^+ \longrightarrow (5/2)_1^+$	2^+	2.18	3.6166	0.6137
3055.36	$(1/2)_1^- \longrightarrow (5/2)_1^+$	3^-	14.10	9.1978	0.5059
3842.80	$(5/2)_1^- \longrightarrow (5/2)_1^+$	3^-	93.00	23.6220	1.2991
4553.80	$(3/2)_1^- \longrightarrow (5/2)_1^+$	3^-	20.00	10.9545	0.6025
5084.80	$(3/2)_1^+ \longrightarrow (5/2)_1^+$	2^+	2.05	3.5071	0.5951

Tabela 5.5: Informação dos valores experimentais do projétil ^{17}O . Coluna 1: energia da transição. Coluna 2: momento angular dos estados inicial e final numa transição. Coluna 3: multipolaridade. Coluna 4: probabilidade de transição em unidades $e^2 fm^{2\lambda}$. Coluna 5: elemento de matriz. Coluna 6: comprimento de deformação nuclear.

5.3.2 Função de Excitação da Transferência de Nêutrons nos Sistemas $^{17,18}O + ^{64}Zn$

Na Figura 5.1 podemos observar nossos dados experimentais e cálculos teóricos da função de excitação para transferência de 1 nêutron, do sistema $^{17}O + ^{64}Zn$. Nela podemos ver que abaixo da barreira de Coulomb-experimental (obtida da distribuição de barreiras quase-elásticas, equivalente a 32.2 MeV) a seção de choque de transferência de um nêutron aumenta até a região da barreira, sendo

E_x	$J_i \longrightarrow J_f$	λ^π	$B(E\lambda)$	$ \langle I' M(E\lambda) I \rangle $	δ_λ	
keV			$e^2 fm^{2\lambda}$	efm^λ	fm	
000.000	$0_1^+ (gs)$	0^+	—	—	—	
1982.07	$2_1^+ \longrightarrow 2_1^+$	2^+	$Q = -6.3efm^2$	-8.30	-1.3818	<i>reo.</i>
1982.07	$0_1^+ \longrightarrow 2_1^+$	2^+	39.00	6.2450	1.0397	
1572.77	$2_1^+ \longrightarrow 4_1^+$	2^+	30.01	5.4784	0.9121	
1651.69	$2_1^+ \longrightarrow 0_2^+$	2^+	47.64	6.9021	1.1491	
1938.37	$2_1^+ \longrightarrow 2_2^+$	2^+	74.26	-8.6175	-1.4347	
3920.44	$0_1^+ \longrightarrow 2_2^+$	2^+	19.62	4.4290	0.7374	
3920.44	$2_2^+ \longrightarrow 2_2^+$	2^+	$Q = +6.7efm^2$	-8.8398	-1.4717	<i>reo.</i>

Tabela 5.6: Informação dos valores experimentais do projétil ^{18}O : Coluna 1: energia da transição. Coluna 2: momento angular dos estados inicial e final numa transição. Coluna 3: multipolaridade. Coluna 4: probabilidade de transição em unidades $e^2 fm^{2\lambda}$. Coluna 5: elemento de matriz. Coluna 6: comprimento de deformação nuclear. Coluna 7: os estados que tem reorientação (*reo.*)

que acima dessa energia a seção de choque começa a diminuir. Isto foi recentemente explicado por [Wang 08] e [Sinh 00], os quais justificam este comportamento em termos probabilísticos: em energias abaixo da barreira de Coulomb a probabilidade de transferência aumenta com a energia incidente, tornando pequena a distância de máxima aproximação projétil-alvo e incrementando a superposição de massa nuclear que favoreceria o processo de transferência. Em energias acima da barreira de Coulomb, pelo contrário, a probabilidade de transferência diminui com o incremento de energia incidente devido à superposição incrementada resultando em mais colisões periféricas dissipativas que finalmente resultam em fusão. Ao incluir estados excitados do ^{65}Zn , até uma energia de excitação de $E^* = 1.04739 MeV$, no cálculo teórico de canais acoplados (linha cheia-fina) observamos que o cálculo tem o mesmo comportamento que os dados experimentais até uma energia 34.4 MeV. Para descrever melhor os nossos dados experimentais nas energias mais elevadas seria necessário incluir os estados vibracionais do ^{64}Zn , 2_1^+ e 3_1^- , tal como se mostra na mesma figura (linha cheia-grossa). Assim mesmo, notamos que mais estados excitados seriam necessários para um melhor acordo com os nossos dados na região de energias mais elevadas.

$E_{exc.}(keV)$	$^{64}\text{Zn } (^{17}\text{O}, ^{16}\text{O}) ^{65}\text{Zn}^*$	N	L	S	J	$A = \sqrt{C^2S}$	C^2S
0.000	$^{17}\text{O } (5/2)_1^+ (\text{gs}) \longrightarrow ^{16}\text{O } (0)_1^+ (\text{gs})$	1	2	1/2	5/2	0.68	0.46
0.000	$^{64}\text{Zn}(0)_1^+ (\text{gs}) \longrightarrow ^{65}\text{Zn}(5/2)_1^- (\text{gs})$	1	3	1/2	5/2	0.68	0.46
53.928	$^{64}\text{Zn}(0)_1^+ (\text{gs}) \longrightarrow ^{65}\text{Zn}(1/2)_1^-$	2	1	1/2	1/2	0.68	0.46
115.127	$^{64}\text{Zn}(0)_1^+ (\text{gs}) \longrightarrow ^{65}\text{Zn}(3/2)_1^-$	2	1	1/2	3/2	0.68	0.46
206.940	$^{64}\text{Zn}(0)_1^+ (\text{gs}) \longrightarrow ^{65}\text{Zn}(3/2)_2^-$	3	1	1/2	3/2	0.68	0.46
768.700	$^{64}\text{Zn}(0)_1^+ (\text{gs}) \longrightarrow ^{65}\text{Zn}(5/2)_2^-$	2	3	1/2	5/2	0.68	0.46
864.210	$^{64}\text{Zn}(0)_1^+ (\text{gs}) \longrightarrow ^{65}\text{Zn}(7/2)_1^-$	2	3	1/2	7/2	0.68	0.46
866.920	$^{64}\text{Zn}(0)_1^+ (\text{gs}) \longrightarrow ^{65}\text{Zn}(1/2)_2^-$	3	1	1/2	1/2	0.68	0.46
909.650	$^{64}\text{Zn}(0)_1^+ (\text{gs}) \longrightarrow ^{65}\text{Zn}(3/2)_3^-$	4	1	1/2	3/2	0.68	0.46
1047.390	$^{64}\text{Zn}(0)_1^+ (\text{gs}) \longrightarrow ^{65}\text{Zn}(5/2)_3^-$	3	3	1/2	5/2	0.68	0.46

Tabela 5.7: Energias de Excitação para transferência de 1 nêutron ($E_{exc.}$). N , L , S e J são os números quânticos relativos às amplitudes espectroscópicas (A), e o seu fator espectroscópico correspondente (C^2S) usados no cálculo teórico de canais acoplados para a reação de *stripping* de um nêutron.

Informações experimentais dos estados excitados do ^{65}Zn que permitem reproduzir a nossa função de excitação experimental de transferência de um nêutron são mostrados na Tabela 5.7, onde se encontram os valores experimentais das energias dos estados excitados do ^{65}Zn obtidas do *National Nuclear Data Center* [Cent 08a]. A transferência de um nêutron do estado fundamental da primeira partição $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ para estados excitados da segunda partição $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Zn}$ permite determinar os valores experimentais das amplitudes espectroscópicas. Para encontrar esse valor é necessário fornecer dados no fator de forma, tais como os números quânticos (N , L , S , J), que são o número de nós da função de onda radial, o momento angular, o spin da partícula transferida e finalmente o momento angular total. Finalmente, os valores experimentais da amplitude espectroscópica e o fator espectroscópico que melhor descrevem os nossos dados também são mostrados na Tabela 5.7.

Figura 5.1: Comparação teórica e experimental da função de excitação de transferência de *um* nêutron do sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$. A linha fina é o cálculo incluindo 9 estados excitados do ^{65}Zn ; ao incluir na matriz de acoplamento os estados vibracionais do ^{64}Zn , 2_1^+ e 3_1^- , vemos que o cálculo se aproxima aos nossos dados em energias maiores (linha cheia-grossa).

Na Figura 5.2 observamos a comparação experimental-teórica da função de excitação de transferência de 2 nêutrons no sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$. Nesta figura, vemos novamente que a seção de choque experimental aumenta com a energia incidente até aproximadamente o valor da barreira de Coulomb, 32.0 MeV, obtida da distribuição de barreira quase-elástica experimental; em energias superiores à barreira do potencial, a seção de choque começa diminuir devido à competição com processos periféricos dissipativos, tal como foi explicado para o caso da transferência de *um* nêutron do sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$. Na mesma Figura 5.2 vemos os cálculos teóricos realizados com o código FRESCO, primeiro levando em conta todos os possíveis estados excitados do núcleo ^{66}Zn (linha cheia fina) até a energia de excitação de $E^* = 3.68901$ MeV. Esse cálculo descreve razoavelmente bem os nossos dados até aproximadamente o valor da barreira de Coulomb. Ao adicionar no nosso cálculo os canais inelásticos do ^{64}Zn , como o 2_1^+ e 3_1^- , e também o estado 2_1^+ do ^{18}O (em linha cheia grossa), observamos que estes estados inelásticos reduzem a seção de choque de transferência de *dois* nêutrons em energias acima da barreira coulombiana. Dessa maneira, descrevemos bem melhor os nossos dados experimentais da função de excitação de transferência de *dois* nêutrons. Podemos acrescentar ao argumento de [Wang 08] e [Sinh 00], que à medida que o núcleo do projétil se aproxima ao núcleo do alvo, são excitados estados vibracionais em ambos os núcleos, os quais inibiriam o processo de transferência de *dois* nêutrons, isto é tiram fluxo do canal de transferência tornando-o menos importante acima da barreira coulombiana. Além disso, do ponto de vista energético do valor de Q , seria mais fácil transferir dois nêutrons do que um nêutron.

Os dois nêutrons, segundo o cálculo do FRESCO, foram considerados como transferência de uma partícula. Os estados excitados que descrevem a nossa função de excitação experimental de transferência de dois nêutrons são mostrados na Tabela 5.8, onde são mostrados também as informações sobre os valores experimentais das energias dos estados excitados do ^{66}Zn obtidas do *National Nuclear Data Center* [Cent 08b], as possíveis transições do estado da primeira partição no FRESCO $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ para a segunda partição $^{16}\text{O} + ^{66}\text{Zn}$, isto é antes e depois da reação. Em

seguida, são mostrados os números quânticos usados (N,L,S,J) que representam o número de nós da função de onda radial, o momento angular, o spin da partícula transferida e o momento angular total. Finalmente, são apresentadas as amplitudes espectroscópicas médias para cada estado e, por conseguinte, o fator espectroscópico experimental.

Neste mesmo experimento, foi impossível separar as contagens da transferência de *um* nêutron e, assim, obter a sua função de excitação experimental, pois teríamos que ter um detector de mais alta resolução, aproximadamente do ordem de keV em ângulos traseiros. Por isso, quando incluímos a transferência de *um* nêutron nos cálculos, usaremos como uma primeira aproximação as informações espectroscópicas que obtivemos para o sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$.

Figura 5.2: Comparação teórica e experimental da função de excitação de transferência de *dois* nêutrons do sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$. A linha fina é o cálculo incluindo 18 estados excitados do ^{65}Zn ; ao incluir na matriz de acoplamento os estados vibracionais do ^{64}Zn , 2_1^+ e 3_1^- , e o estado vibracional do ^{18}O , 2_1^+ , vemos claramente a competição entre os canais inelásticos e o canal de transferência, obtendo finalmente uma boa descrição de nossos dados em toda a região de energia (linha cheia-grossa).

$E_{exc.}(MeV)$	$^{64}Zn (^{18}O, ^{16}O) ^{66}Zn^*$	N	L	S	J	$A = \sqrt{C^2S}$	C^2S
0.000	$^{18}O (0)_1^+ (gs) \longrightarrow ^{16}O (0)_1^+ (gs)$	3	0	0	0	1.00	1.00
0.000	$^{64}Zn(0)_1^+ (gs) \longrightarrow ^{66}Zn(0)_1^- (gs)$	4	0	0	0	1.00	1.00
1.0392	$^{64}Zn(0)_1^+ (gs) \longrightarrow ^{66}Zn(2)_1^+$	3	2	0	2	1.00	1.00
1.8728	$^{64}Zn(0)_1^+ (gs) \longrightarrow ^{66}Zn(2)_2^+$	3	2	0	2	1.00	1.00
2.3724	$^{64}Zn(0)_1^+ (gs) \longrightarrow ^{66}Zn(0)_2^+$	4	0	0	0	1.00	1.00
2.4510	$^{64}Zn(0)_1^+ (gs) \longrightarrow ^{66}Zn(4)_1^+$	2	4	0	4	1.00	1.00
2.7656	$^{64}Zn(0)_1^+ (gs) \longrightarrow ^{66}Zn(4)_2^+$	2	4	0	4	1.00	1.00
2.7802	$^{64}Zn(0)_1^+ (gs) \longrightarrow ^{66}Zn(2)_3^+$	3	2	0	2	1.00	1.00
2.8267	$^{64}Zn(0)_1^+ (gs) \longrightarrow ^{66}Zn(3)_1^-$	2	3	0	3	1.00	1.00
2.9381	$^{64}Zn(0)_1^+ (gs) \longrightarrow ^{66}Zn(2)_4^+$	3	2	0	2	1.00	1.00
3.0777	$^{64}Zn(0)_1^+ (gs) \longrightarrow ^{66}Zn(4)_3^+$	2	4	0	4	1.00	1.00
3.1051	$^{64}Zn(0)_1^+ (gs) \longrightarrow ^{66}Zn(0)_3^+$	4	0	0	0	1.00	1.00
3.2126	$^{64}Zn(0)_1^+ (gs) \longrightarrow ^{66}Zn(2)_5^+$	3	2	0	2	1.00	1.00
3.3315	$^{64}Zn(0)_1^+ (gs) \longrightarrow ^{66}Zn(2)_6^+$	3	2	0	2	1.00	1.00
3.5073	$^{64}Zn(0)_1^+ (gs) \longrightarrow ^{66}Zn(2)_7^+$	3	2	0	2	1.00	1.00
3.5317	$^{64}Zn(0)_1^+ (gs) \longrightarrow ^{66}Zn(0)_4^+$	4	0	0	0	1.00	1.00
2.5764	$^{64}Zn(0)_1^+ (gs) \longrightarrow ^{66}Zn(4)_4^+$	2	4	0	4	1.00	1.00
3.6707	$^{64}Zn(0)_1^+ (gs) \longrightarrow ^{66}Zn(2)_8^+$	3	2	0	2	1.00	1.00
3.6890	$^{64}Zn(0)_1^+ (gs) \longrightarrow ^{66}Zn(2)_9^+$	3	2	0	2	1.00	1.00

Tabela 5.8: Energias de Excitação para transferência de dois nêutrons ($E_{exc.}$). N , L , S e J são os números quânticos relativos às amplitudes espectroscópicas (A), e o seu fator espectroscópico (C^2S) usados no cálculo canais acoplados para a reação de *stripping* de dois nêutrons.

5.3.3 Função de Excitação e Distribuição de Barreiras Quase-elásticas do Sistema

$$^{16}O + ^{64}Zn$$

Usamos o cálculo de canais acoplados do código FRESCO [Thom 88] para compará-los com nossos dados experimentais da função de excitação quase-elástica (FEQ) e a sua correspondente distribuição de barreira quase-elástica (DBQ) para o sistema $^{16}O + ^{64}Zn$. Mostramos o efeito de acoplamento dos diferentes canais inelásticos sobre o canal do elástico. Primeiro, comparamos a função de excitação

experimental quase-elástica com o cálculo sem nenhum acoplamento (interação puramente elástica) na Figura 5.3 (linha pontilhada), a qual não descreve nossos dados. Em seguida, incluímos na matriz de acoplamento o estado excitado 2_1^+ do alvo, que possui uma energia de excitação $E = 0.99155 \text{ MeV}$ e uma probabilidade de transição experimental $B(E2) = 1600 \text{ e}^2 \text{ fm}^4$ [Rama 01] que é usada para calcular a deformação nuclear e coulombiana: o elemento de matriz reduzido para parte coulombiana é $M2 = 40.0 \text{ efm}^2$, que fornece um parâmetro de deformação $\beta_C = 0.3107$, enquanto que, para a parte nuclear, o comprimento de deformação $\delta_2 = 1.1636$ fornece uma deformação $\beta_N = 0.2744$. Na Figura 5.4, observamos que, ao se incluir o estado excitado 2_1^+ do alvo (linha tracejada), a seção de choque quase-elástica aumenta em energias acima de 32.7 MeV , aproximadamente 0.3 MeV superior à barreira de Coulomb experimental ($V_{exp} = 32.4 \text{ MeV}$) obtida por um ajuste no pico da distribuição de barreiras quase-elásticas experimental. Como terceiro passo, incluímos os estados inelásticos 2_1^+ e 3_1^- do alvo, sendo que a energia de excitação do estado 3_1^- é $E = 2.99838 \text{ MeV}$, a probabilidade média de transição experimental para o estado fundamental é $B(E3) = 33100 \text{ e}^2 \text{ fm}^6$ [Kibe 02], com este valor calculamos o elemento de matriz reduzido $M3 = 181.934 \text{ efm}^3$ que fornece um parâmetro de deformação $\beta_C = 0.3333$, enquanto que o comprimento de deformação nuclear é $\delta_3 = 1.103 \text{ fm}$ que fornece uma deformação $\beta_N = 0.260$. Na Figura 5.5 vemos que a previsão da função de excitação quase-elástica incluindo esses dois estados excitados 2_1^+ e 3_1^- do alvo (linha cheia grossa), se aproxima dos dados na região da barreira de Coulomb ($V_{exp} = 32.4 \text{ MeV}$). O efeito desses canais é diminuir a seção de choque quase-elástica nessa região e aumentar a seção de choque acima da energia $E = 35.0 \text{ MeV}$. A seguir, incluímos todos os estados excitados quadrupolar, octupolar, hexadecapolar de mais de um fônon, contidos na Tabela 5.3 até preencher uma energia de 3.720 MeV , e que devido às limitações de *hardware e software* permitem só um certo número de estados de energia. Na Figura 5.6, observa-se que o cálculo com todos esses acoplamentos (linha cheia fina) consegue boa aproximação aos dados na região de energia entre $E = (33.3 - 35.0) \text{ MeV}$ que está fora da região de Coulomb. Finalmente, incluímos o estado 3_1^- do ^{16}O , que possui uma

energia de excitação $E = 6.130 \text{ MeV}$ e uma probabilidade de transição experimental média de $B(E3) = 1040 \text{ e}^2 \text{ fm}^6$ [Kibe 02] que é usada para calcular o elemento de matriz reduzido cujo valor é $M3 = 32.25 \text{ e fm}^3$, fornecendo um parâmetro de deformação $\beta_C = 0.8860$, enquanto que, para a parte nuclear, o comprimento de deformação $\delta_3 = 1.8467$ fornece uma deformação $\beta_N = 0.6914$. Devido à dificuldade de não convergência no cálculo ao usar um elemento de matriz e um comprimento de deformação grande, como é no caso do oxigênio, decidimos usar o valor médio da probabilidade de transição [Kibe 02] que é muito menor do valor máximo encontrado ($B(E3) = 1740 \text{ e}^2 \text{ fm}^6$). Na Figura 5.7 vemos que o estado 3_1^- do oxigênio apresentou o efeito bem conhecido [Hagi 97, Mort 99]: um deslocamento de aproximadamente 0.3 MeV na função de excitação quase-elástica, permitindo uma excelente descrição de nossos dados experimentais em toda a região de energia. Um estudo prévio de deslocamento da barreira ao incluir esse estado permitiu prever que se usássemos o valor máximo da probabilidade de transição ($B(E3) = 1740 \text{ e}^2 \text{ fm}^6$) teremos mais um deslocamento de 0.20 MeV obtendo um ótimo acordo na região da barreira de Coulomb como vemos na Figura 5.8.

Figura 5.3: Comparação da função de excitação quase-elástica teórica-experimental do sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, a linha pontilhada representa o cálculo sem nenhum acoplamento.

Figura 5.4: Comparação da função de excitação quase-elástica teórica-experimental do sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, vemos que ao acoplar o estado 2_1^+ do alvo a descrição teórica descreve melhor os dados experimentais.

Figura 5.5: Comparação da função de excitação quase-elástica teórica-experimental do sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, no caso em que consideramos os acoplamentos do estado excitado quadrupolar e octupolar do alvo, os resultados mostram uma boa descrição de nossos dados.

Figura 5.6: Comparação da função de excitação quase-elástica teórica-experimental do sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, onde estão incluídos os estados inelásticos de mais de um fônon, estados excitados quadrupolar, octupolar e hexadecapolar do alvo.

Figura 5.7: Comparação da função de excitação quase-elástica teórica-experimental do sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, onde estão incluídos três estados inelásticos, o 2_1^+ e 3_1^- do ^{64}Zn e o 3_1^- do ^{16}O , e que descrevem muito bem os nossos dados.

Figura 5.8: Comparação da função de excitação quase-elástica teórica-experimental do sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, nessa previsão está incluído os estados excitados 2_1^+ e 3_1^- do alvo; al incluir na matriz de acoplamento o valor máximo da probabilidade de transição do estado 3_1^- do projétil, esse estado produziria mais um deslocamento de 0.20 MeV .

A seguir procedemos a comparação das distribuições de barreiras teórica e experimental do sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ incluindo os acoplamentos dos diferentes estados inelásticos. A primeira análise a ser feita é quando nós obtemos a previsão da distribuição de barreiras no caso de se ter uma interação puramente elástica, como pode ser observado na Figura 5.9 (linha pontilhada). Vemos que para este tipo de interação o valor da barreira de Coulomb teórica é $V_{cal} = 33.2 \text{ MeV}$, aproximadamente 0.8 MeV maior que o valor experimental $V_{exp} = 32.4 \text{ MeV}$. Incluímos o primeiro estado excitado 2_1^+ do alvo, e observamos na Figura 5.10 (linha tracejada) que o efeito desse estado é reduzir a barreira de Coulomb para 33.0 MeV , cerca de 0.2 MeV menor que a barreira sem acoplamento (linha pontilhada). Além disso, vemos que a barreira foi abaixada 22% em relação à barreira sem acoplamento. Esses resultados mostram que o canal inelástico 2_1^+ do alvo se acopla fortemente ao canal elástico. Apesar de a distribuição de barreira teórica ter a mesma forma que a experimental, será necessário incluir outros estados para descrever os nossos dados. Incluindo na matriz de acoplamento os estados inelásticos 2_1^+ e 3_1^- do alvo, observamos o efeito destes acoplamentos na Figura 5.11 (linha cheia grossa), onde vemos uma diminuição na barreira em aproximadamente 0.3 MeV em relação a barreira sem acoplamento ($E_{bare} = 33.2 \text{ MeV}$). Nessa figura, vemos que esses acoplamentos inelásticos produzem uma queda mais suave na região entre 33.3 MeV e 36.9 MeV , embora em energias menores e/ou maiores o comportamento seja diferente. A seguir, incluímos no acoplamento todos os estados excitados de mais de um fônon listados na Tabela 5.3, estados excitados do quadrupolo, octupolo e hexadecapolo do alvo, o resultado desse cálculo é mostrado na Figura 5.12 (linha cheia fina), o qual não produz mudanças significativas na região da barreira coulombiana, mas produz uma queda mais suave entre 35.0 MeV e 38.5 MeV .

Finalmente, consideramos o efeito de excitação do projétil, ^{16}O . Como no caso da função de excitação, o efeito da inclusão do estado 3_1^- do ^{16}O na matriz de acoplamento foi deslocar a distribuição de barreiras de 0.3 MeV , o qual, juntamente com os estados 2_1^+ e 3_1^- do alvo, fornece uma boa descrição da distribuição de barreiras quase-elásticas conforme pode ser visto na Figura

5.13. Morton e Hagino [Mort 99, Hagi 97] explicaram o deslocamento da distribuição de barreiras em termos de adiabaticidade do projétil. Eles sugerem que quando a energia de excitação do estado do projétil é grande, a escala do tempo do movimento intrínseco é pequena, comparada com o tempo de tunelamento, originando que o projétil modifique a força nuclear de tal maneira que essa força esteja em uma configuração de energia mínima. No cálculo anterior, nós usamos uma probabilidade de transição média, $B(E3) = 1040 e^2 fm^6$, devido a problemas de convergência no cálculo; um estudo prévio de deslocamento da distribuição de barreiras, como na Figura 5.14, prediz que se usamos uma maior probabilidade de transição do estado excitado 3_1^- do ^{16}O , $B(E3) = 1740 e^2 fm^6$, obtemos mais um deslocamento de $0.2 MeV$ melhorando assim a previsão com relação a nossos dados.

Figura 5.9: Comparação da distribuição de barreiras quase-elásticas teórico-experimental do sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, a linha pontilhada representa um cálculo simples de espalhamento elástico.

Figura 5.10: Comparação da distribuição de barreiras quase-elásticas teórica e experimental. O cálculo descreve as duas curvas teóricas, a curva tracejada representa a previsão incluindo o estado excitado 2_1^+ do ^{64}Zn , o qual é um canal inelástico que fortemente se acopla ao canal do espalhamento elástico.

Figura 5.11: Comparação da distribuição de barreiras quase-elásticas teóricas-experimental para o sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, vemos que para reproduzir a descrição dos dados é necessário acoplar ao canal do espalhamento elástico os estados excitados 2_1^+ e 3_1^- do alvo.

Figura 5.12: Comparação da distribuição de barreiras quase-elásticas teóricas-experimental do sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, nela observamos os efeitos quando se acopla todos os estados inelásticos do alvo.

Figura 5.13: Comparação da distribuição de barreiras quase-elásticas teóricas-experimental do sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, nela observamos o deslocamento de 0.3 MeV na barreira coulombiana que produz o estado 3_1^- do projétil, ao se acoplar aos estados excitados, 2_1^+ e 3_1^- do alvo.

Figura 5.14: Comparação da distribuição de barreiras quase-elásticas teóricas-experimental do sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, mostramos o cálculo incluindo os acoplamentos dos estados vibracionais quadrupolar e octupolar do alvo, junto com o estado octupolar do projétil, usando de maneira aproximada a máxima probabilidade de transição do último estado; nela vemos que a previsão descreve bem os dados experimentais.

5.3.4 Função de Excitação e Distribuição de Barreiras Quase-elásticas do Sistema

Este sistema é mais interessante do que o sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ porque apresenta mais canais de reação no processo quase-elástico, além dos canais inelásticos 2_1^+ e 3_1^- do ^{64}Zn os quais se acoplam fortemente ao canal do elástico, incluiremos o canal de transferência de um nêutron. Para evidenciar a importância desses canais inelásticos tivemos que testar muitos outros, incluindo no cálculo valores experimentais dos elementos de transição para a parte coulombiana e comprimentos de deformação para a parte nuclear, essas informações são encontradas em citações bibliográficas [Sing 96, Rama 01, Kibe 02] e no *National Nuclear Data Center* [Cent 08a]. Por outro lado, em nossos cálculos testamos alguns estados inelásticos do ^{17}O [Bohr 69, Esse 79, Yasu 92] e o canal de transferência de um nêutron, a análise desses resultados serão mostrados a seguir.

Inicialmente, estudamos a função de excitação quase-elástica, incluindo unicamente o canal elástico, isto é, o cálculo sem nenhum acoplamento como observamos na Figura 5.15 (linha pontilhada). Esse cálculo teórico não consegue descrever bem os nossos dados experimentais. Ao incluir o canal inelástico do primeiro estado excitado 2_1^+ do ^{64}Zn (linha tracejada), podemos observar na Figura 5.16 que há um aumento na seção de choque da função de excitação quase-elástica para energias acima de 32.5 MeV , 0.3 MeV superior à barreira de Coulomb experimental $V_{exp} = 32.2 \text{ MeV}$, obtida da distribuição de barreiras quase-elásticas experimental. Na Figura 5.17 vemos que quando acrescentamos o estado 3_1^- do alvo (linha cheia-grossa) na matriz de acoplamento, a seção de choque teórica quase-elástica descreve bem os nossos dados experimentais em toda a região de energia. Para fazê-la mais realista possível, incluímos no cálculo, todos os estados excitados quadrupolar e octupolar de mais de um fônon, mostrada em linha cheia-fina na Figura 5.18, onde vemos que o cálculo teórico reduz a seção de choque no começo da energia de 33.6 MeV e vai até 35.6 MeV , além disso, observamos que a seção de choque aumenta em altas energias. Além do mais, incluímos nos cálculos

o estado excitado $\frac{1}{2}^+$ do ^{17}O com energia $E = 0.870 \text{ MeV}$ mas seu efeito não modifica a função de excitação quase-elástica. Por último, incluímos na matriz de acoplamento os canais inelásticos 2_1^+ e 3_1^- do ^{64}Zn junto com o canal de transferência de *um* nêutron ($Q_{1n} = +3.836140 \text{ MeV}$) para formar o núcleo de ^{65}Zn , em qualquer dos seus 9 estados excitados até uma energia $E = 1.047390 \text{ MeV}$. Para incluir fatores espectroscópicos experimentais para essa transferência, foi feita o ajuste dos dados da função de excitação de transferência de *um* nêutron. O resultado desses acoplamentos entre inelásticos do alvo e transferência de *um* nêutron, mostrada na Figura 5.19, produz um aumento na seção de choque quase-elástica, em relação aos acoplamentos 2_1^+ e 3_1^- do ^{64}Zn , no começo de 31.2 MeV até 36.2 MeV , isto é, na região abaixo e acima da barreira de Coulomb experimental ($V_{exp} = 32.2 \text{ MeV}$). Para finalizar, mostramos a Figura 5.20 onde fizemos um deslocamento de 0.60 MeV para visualizar melhor a comparação teórica (linha cheia grossa) com a experimental com boa descrição dos dados. Presumimos que esse deslocamento seja produzido ao incluir o estado excitado 3_1^- do ^{16}O no cálculo, similar ao sistema previamente analisado $^{16}O + ^{64}Zn$. Outra possibilidade que explicaria esse deslocamento seria usar um valor de difusividade maior que a adotada ($a = 0.56 \text{ fm}$) no potencial de dupla-convolução de São Paulo.

Figura 5.15: Função de excitação quase-elástica do sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, onde mostramos o cálculo sem nenhum acoplamento.

Figura 5.16: Função de excitação quase-elástica do sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ incluindo o estado excitado 2_1^+ do alvo.

Figura 5.17: Função de excitação quase-elástica do sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ onde mostramos o efeito que produzem os estados vibracionais, 2_1^+ e 3_1^- , do alvo.

Figura 5.18: Função de excitação quase-elástica do sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ incluindo vários estados inelásticos, como os estados vibracionais quadrupolar e octupolar do alvo.

Figura 5.19: Comparação da função de excitação quase-elástica teórica e experimental do sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, vemos que existe um acoplamento forte entre o canal de transferência de *um* nêutron e os canais inelásticos, 2_1^+ e 3_1^- do alvo, esse acoplamento gera um aumento na seção de choque quase-elástica.

Figura 5.20: Comparamos a função de excitação quase-elástica teórica com a experimental do sistema $^{17} + ^{64}\text{Zn}$, e para observar melhor o comportamento do acoplamento entre o canal de transferência de um nêutron com os estados excitados 2_1^+ e 3_1^- do alvo, fizemos um deslocamento de 0.6 MeV para representar a previsão se usarmos um valor de difusividade maior no potencial de dupla-convolução.

A comparação das distribuições de barreiras teórica e experimental são mostradas nas figuras a seguir, nelas podemos observar mais claramente os efeitos dos acoplamentos. O primeiro cálculo é para uma simples interação entre dois núcleos, no qual não existe nenhuma contribuição inelástica, mostrado na Figura 5.21 (em linha pontilhada), essa previsão fornece o valor da barreira de Coulomb $V_{cal} = 33.0 \text{ MeV}$. Ao incluir o primeiro estado inelástico 2_1^+ do alvo, como pode ser visto na Figura 5.22 (linha tracejada), a barreira é afetada sendo reduzida para o valor de $V_{cal} = 32.8 \text{ MeV}$, 0.2 MeV menor do que o cálculo sem nenhum acoplamento. Observamos também que a altura distribuição de barreiras quase-elásticas calculada é reduzida em 22% aproximadamente. Quando foram incluídos os estados 2_1^+ e 3_1^- do alvo, como podemos ver na Figura 5.23 (linha cheia fina) a distribuição de barreiras quase-elásticas sofre uma diminuição significativa na altura da barreira coulombiana, $V_{cal} = 32.6 \text{ MeV}$. Como já foi observado previamente, na função de excitação e distribuição de barreiras quase-elásticas no sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, incluindo-se os outros estados excitados quadrupolar, octupolar e hexadecapolar de mais de um fônon, não são geradas mudanças significativas na região próxima à barreira de Coulomb. Portanto, os estados mais relevantes até agora analisados são o 2_1^+ e 3_1^- do alvo.

Finalmente, decidimos incluir o canal de transferência de *um* nêutron, junto com os possíveis estados excitados que ocuparia a partícula, até o valor de $E^* = 1.04739 \text{ MeV}$. A informação do canal de transferência foi obtida pelo ajuste da função de excitação experimental de transferência de *um* nêutron. Nesse cálculo, incluímos junto com o canal de transferência de *um* nêutron, os estados inelásticos mais relevantes do alvo, os estados coletivos vibracionais 2_1^+ e 3_1^- . Dessa forma, podemos observar na Figura 5.24 (em linha cheia-grossa) que todos esses acoplamentos aumentam a altura da barreira em aproximadamente 0.4 MeV com relação ao cálculo incluindo os dois estados inelásticos do alvo (linha cheia fina); a altura da barreira obtida por esses acoplamentos é $V_{cal} = 33.0 \text{ MeV}$ que é igual à previsão sem nenhum acoplamento. Observamos, na Figura 5.25, que a previsão teórica reproduz muito bem os dados se fizermos um deslocamento de 0.60 MeV na distribuição da barreiras

teórica. Há algumas hipóteses que justificariam tal deslocamento. Primeiro, pode ter havido uma correção exagerada da perda de energia do feixe no alvo. Em segundo lugar viriam as possibilidades teóricas. A principal, e a mais provável, seria o potencial de dupla-convolução, o qual se baseou nos valores médios dos parâmetros das densidades usada no potencial de São Paulo. Uma pequena variação no potencial, devido à maior difusividade do ^{17}O em relação ao ^{16}O , poderia dar conta do deslocamento de 0.60 MeV . Essa hipótese será fortalecida mais adiante na análise do ^{18}O , onde seremos forçados a usar uma difusividade ainda maior. Outra hipótese, seria mais uma vez, o estado 3_1^- do ^{16}O . Porém, a inclusão desse estado no cálculo com tantos canais abertos (incluindo os de transferência) conduz a dificuldades de convergência no FRESKO e, por isso, não pôde ser testada.

Foi mostrado por Shorto e colaboradores [Shor 08, Shor 07] no sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ que o efeito de reorientação do spin-nuclear do estado fundamental do ^{63}Cu é importante na distribuição de barreira quase-elástica. Satchler [Satc 63] mostrou que o canal de reorientação do spin de núcleos com spin do estado fundamental maior ou igual a $\frac{3}{2}$ é muito importante para vários sistemas. Uma vez que nosso projétil possui spin $(\frac{5}{2})_1^+$, decidimos testar o efeito que esse canal teria em nosso sistema.

Na literatura, alguns autores entre eles [Esse 79, Yasu 92], mediram em diferentes sistemas a seção de choque do primeiro estado excitado $(\frac{1}{2})_1^+$ do projétil. Assim, decidimos incluir esse estado em nossos cálculos com o FRESKO. Após incluir esse estado, $(\frac{1}{2})_1^+$ do ^{17}O , junto com os outros estados inelásticos quadrupolar e octupolar do ^{64}Zn (de mais de um fônon), concluímos que o efeito de reorientação do estado fundamental do projétil é irrelevante em comparação a todos os estados inelásticos do alvo. A reorientação não produz alteração significativa na distribuição de barreiras quase-elásticas especialmente na região da barreira de Coulomb.

Figura 5.21: Comparação da distribuição de barreiras quase-elásticas teórico-experimental do sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, a linha pontilhada representa um cálculo simples de espalhamento elástico.

Figura 5.22: Comparação da distribuição de barreiras quase-elásticas teórica e experimental do sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$. O cálculo mostra que o estado excitado 2_1^+ do ^{64}Zn é fortemente acoplado ao canal do elástico.

Figura 5.23: Comparação da distribuição de barreiras quase-elásticas teóricas-experimental do sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, ao se incluir na matriz de acoplamento os dois importantes canais inelásticos, o 2_1^+ e 3_1^- do ^{64}Zn , vemos uma boa descrição de nossos dados.

Figura 5.24: Comparação da distribuição de barreiras quase-elásticas teóricas-experimental do sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, vemos claramente que o acoplamento do canal de transferência de *um* nêutron com os canais inelásticos, 2_1^+ e 3_1^- do alvo, produzem um aumento na altura da barreira coulombiana de aproximadamente 0.40 MeV , com relação ao cálculo incluindo os canais inelásticos, 2_1^+ e 3_1^- do alvo.

Figura 5.25: Para observar melhor a comparação da distribuição de barreiras quase-elásticas teórica e experimental incluindo a transferência de *um* nêutron e os estados excitados, 2_1^+ e 3_1^- do alvo, um prévio estudo usando um valor de difusividade maior que a adotada permitiria um deslocamento de 0.60 MeV na barreira de Coulomb.

5.3.5 Função de Excitação e Distribuição de Barreiras Quase-elásticas do Sistema

$$^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$$

O sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ é muito interessante e complexo, porque além de possuir estados excitados vibracionais como o 2_1^+ e 3_1^- do ^{64}Zn , possui o canal transferência de *um* nêutron e também a transferência de *dois* nêutrons, que podem ser tratadas como transferências de *cluster* no modelo de transferência de uma partícula ou ainda mais complicado como é a transferência sequencial. Devemos levar em conta os canais inelásticos do projétil (^{18}O), a reorientação dos seus estados excitados, tal como foi feito no sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$. O que se refere à transferência de *dois* nêutrons devemos incluir os 18 estados excitados do ^{66}Zn , até $E^* = 3.6890 \text{ MeV}$, para assim descrever a função de excitação experimental de transferência de dois nêutrons, ver Tabela 5.8. Os valores experimentais obtidos dessa comparação teórica-experimental são usados no cálculo teórico para poder reproduzir e explicar os dados experimentais da função de excitação e distribuição de barreiras quase-elásticas para os sistemas de interesse. Algumas das referências destes parâmetros podem ser obtidas na bibliografia [Sing 96, Rama 01, Kibe 02].

Começamos estudando e explicando a função de excitação quase-elástica experimental, comparando-a com cálculos teóricos de canais acoplados. Inicialmente, incluímos no cálculo teórico unicamente o canal do elástico, isto é o cálculo sem nenhum acoplamento, tal como é observado na Figura 5.26 (linha pontilhada), e que não reproduz bem os nossos dados experimentais. Assim decidimos incluir o primeiro estado vibracional 2_1^+ do ^{64}Zn (linha tracejada) e observamos na Figura 5.27, que a partir da energia de 31.5 MeV a seção de choque quase-elástica aumenta. O efeito desse canal inelástico começa a surgir 0.5 MeV abaixo da barreira de Coulomb experimental $V_{exp} = 32.0 \text{ MeV}$ (a qual foi obtida da distribuição de barreiras quase-elásticas experimental). Ao acrescentar na matriz de acoplamento o outro estado vibracional 3_1^- do alvo mostrada na Figura 5.28 (em linha cheia-fina) a seção de choque quase-elastica teórica aumenta e se aproxima a nossos dados experimentais em en-

ergias superiores a 34.0 MeV . Continuamos acrescentando o estado excitado 2_1^+ do ^{18}O , com valores experimentais do elemento de matriz e parâmetro de deformação dadas na Tabela 5.6, cujo efeito é mostrado na Figura 5.29 (linha pontilhada-tracejada). Um melhor acordo do cálculo teórico com os dados experimentais foi obtido, especialmente a partir de uma energia de 33.4 MeV . Finalmente, decidimos incluir todos os estados possíveis: os estados excitados quadrupolar de mais de um fônon do alvo e projétil, octupolar e hexadecapolar de mais de um fônon no alvo e efeitos de reorientação do projétil, porém, seus efeitos sobre a distribuição de barreira são de menor importância do que os estados excitados quadrupolar e octupolar do alvo e quadrupolar do projétil.

A seguir, incluímos no cálculo os estados inelásticos mais importantes do alvo-projétil junto com o canal de transferência de *dois* nêutrons, que inclui os 18 estados excitados no ^{66}Zn cujos valores das suas informações espectroscópicas foram obtidas pelo ajuste da função de excitação de transferência experimental. O resultado da inclusão desse canal na matriz de acoplamento no cálculo é mostrada na Figura 5.30 (em linha cheia grossa), a previsão desse cálculo é muito favorável para a comparação teórica-experimental, permitindo uma melhor reprodução de nossos dados. O canal de *dois* nêutrons aumenta a seção de choque quase-elástica, como podemos observar claramente na região da barreira coulombiana, entre as energias 30.4 MeV e 35.7 MeV com relação aos acoplamento inelásticos 2_1^+ e 3_1^- do alvo e 2_1^+ do projétil. A cinemática de reação para o sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ prevê que para que *um* nêutron seja transferido, precisaria de uma energia equivalente a um $Q = -0.0648 \text{ MeV}$, ou seja, seria bastante provável do ponto de vista energético. Assim, decidimos incluir na matriz de acoplamento a transferência de *um* nêutron, usando os valores espectroscópicos experimentais obtidos do sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$. É uma aproximação válida desde que essa transferência é muito difícil de ser detectada no próprio sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$. O resultado da inclusão do canal de *um* nêutron acoplado junto com os outros canais é observado na Figura 5.31, sendo que este processo de *stripping* de um nêutron produz uma leve melhora no acordo da função de excitação teórica com a experimental.

Figura 5.26: Comparação da função de excitação quase-elástica teórica-experimental para o sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, a linha pontilhada é o cálculo para o potencial de interação do espalhamento elástico.

Figura 5.27: Comparação da função de excitação quase-elástica teórica-experimental no sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, vemos em linha tracejada a contribuição na seção de choque do estado excitado 2_1^+ do alvo.

Figura 5.28: Comparação da função de excitação quase-elástica teórica-experimental para o sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, nesta figura vemos a contribuição significativa na seção de choque do estado 3_1^- ao se acoplar ao estado 2_1^+ do alvo.

Figura 5.29: Comparação da função de excitação quase-elástica teórica-experimental do sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, vemos que ao acoplar o estado excitado 2_1^+ do ^{18}O junto com os outros estados inelásticos do alvo conseguimos uma melhor descrição de nossos dados em energias acima da barreira de Coulomb.

Figura 5.30: Comparação da função de excitação quase-elástica teórica-experimental no sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, nas predições ao se acoplar o canal de transferência de *dois* nêutrons permite explicar a descrição de nossos dados.

Figura 5.31: Comparação da função de excitação quase-elástica teórica-experimental no sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, para uma descrição mais realista incluímos o acoplamento de transferência de um nêutron obtida do sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ junto com os outros canais mostrados em linha fina. Existe uma leve melhora dos resultados (linha cheia grossa).

Passaremos agora para a comparação das distribuições de barreiras teórica e experimental do sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, mencionando antes que para melhorar os nossos cálculos tivemos que usar uma difusividade igual a 0.60 fm no potencial de dupla-convolução de São Paulo, o qual é diferente da difusividade usual ($a = 0.56\text{ fm}$) considerada na análise dos sistemas $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ e $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$. Começaremos comparando a distribuição de barreiras experimental com o cálculo no qual não existe nenhuma contribuição inelástica, mostrada na Figura 5.32 (linha pontilhada), onde vemos que o valor da barreira de Coulomb experimental está próximo do valor teórico, ao redor de 32.2 MeV . Segundo o mesmo procedimento, incluímos inicialmente o primeiro estado inelástico 2_1^+ do alvo, cujo resultado é mostrado pela linha tracejada na Figura 5.32, onde vemos que a barreira é reduzida para o valor de $V_{cal} = 32.0\text{ MeV}$, 0.2 MeV menor do que o cálculo sem nenhum acoplamento. Na mesma figura observamos que a distribuição de barreiras quase-elásticas é reduzida em 22% aproximadamente. Quando acoplamos os estados 2_1^+ e 3_1^- do ^{64}Zn , Figura 5.33 (linha cheia-fina), a distribuição das barreiras quase-elásticas sofre uma diminuição na altura da barreira de Coulomb, $V_{cal} = 31.9\text{ MeV}$, que é 0.1 MeV menor em relação ao estado 2_1^+ do alvo, também existe um aumento na altura da distribuição de barreiras quase-elásticas de aproximadamente 2%. Outro estado que foi incluído no cálculo e que se acopla fortemente ao canal do elástico é o estado excitado 2_1^+ do projétil, que se pode ver na Figura 5.33 (linha tracejada-pontilhada). A inclusão desse estado produz uma diminuição da barreira de Coulomb em aproximadamente 0.15 MeV e uma redução na altura da distribuição de barreiras quase-elásticas de 3.0% em comparação ao cálculo feito incluindo os estados 2_1^+ e 3_1^- do ^{64}Zn . Incluímos, da mesma forma que no sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, todos os estados inelásticos quadrupolar, octupolar e hexadecapolar do alvo e projétil, até preencher estados com 3.92 MeV de energia de excitação, os resultados não produzem mudanças significativas na distribuição de barreiras quase-elásticas, mínimas mudanças também foram obtidas quando incluímos os outros estados inelásticos que possuem efeitos de reorientação.

Por último, mostramos a comparação dos cálculos teóricos com a distribuição de barreiras quase-

elásticas levando-se em conta o canal de transferência de *dois* nêutrons junto com os outros estados inelásticos relevantes. Na Figura 5.34 observamos o cálculo teórico de canais acoplados incluindo o processo de transferência de *dois* nêutrons (linha cheia-grossa) considerando os 18 estados excitados do núcleo ^{66}Zn , $E^* = 3.6890 \text{ MeV}$, que foram necessários para descrever a função de excitação de transferência de *dois* nêutrons. Nessa figura, podemos visualizar que há um aumento na barreira de Coulomb, de aproximadamente 0.60 MeV com relação ao acoplamento do estado excitado 2_1^+ e 3_1^- do alvo e 2_1^+ do projétil (linha pontilhada-tracejada); inclusive supera o valor teórico da barreira sem nenhum acoplamento em 0.3 MeV de energia (linha pontilhada), como podemos ver na Figura 5.35. O aumento na barreira de Coulomb sugeriria que a transferência de *dois* nêutrons não favoreceria a fusão. Na Figura 5.34, vemos que o acoplamento da transferência é muito forte, pois vemos que a previsão abaixa a altura da barreira quase-elástica em 8% com relação ao cálculo envolvendo os três estados inelásticos. Em seguida, decidimos incluir os três canais inelásticos, o canal de transferência de *dois* nêutrons junto ao de transferência de *um* nêutron, tal como é mostrado na Figura 5.36 (em linha cheia-grossa), comparando-a com o cálculo incluindo os estados inelásticos mais o canal de stripping de *dois* nêutrons. Para incluir a transferência de *um* nêutron foram usados dados espectroscópicos de 9 estados excitados no ^{65}Zn , com amplitudes espectroscópicas iguais a 0.68, as quais foram obtidas fazendo-se o ajuste dos dados da função de excitação de transferência de *um* nêutron do sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$. O resultado foi ainda mais satisfatório, pois reduz em 11% a distribuição de barreiras quase-elásticas em comparação ao cálculo incluindo *dois* nêutrons mais os estados inelásticos do alvo. O resultado final da distribuição de barreiras teórica é ainda melhor quando a deslocamos em energia de 0.35 MeV , como podemos ver na Figura 5.37. Embora o acoplamento de *um* nêutron não proporcione uma mudança no valor da barreira de Coulomb, ele tem uma contribuição importante na dinâmica de reação no sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$. Um primeiro cálculo exploratório nos revelou que esse deslocamento de 0.35 MeV em energia pode ser eliminado se usarmos um potencial de dupla-convolução gerado com uma difusividade maior que 0.60 fm para o ^{18}O . Já foi observado em

outros trabalhos [Ross 02, Sime 02b, Shor 07] que o ^{18}O exige, de fato, uma difusividade igual ou maior que 0.60 fm , ao invés do valor médio de 0.56 fm , usado pelo potencial de São Paulo. Além disso, observamos anteriormente no caso do sistema $^{17}\text{O}+^{64}\text{Zn}$ que o projétil ^{17}O , precisaria uma difusividade entre 0.56 fm e 0.60 fm . Uma continuidade muito interessante deste trabalho, será uma análise posterior minuciosa de nossos dados variando-se os valores das difusividades do ^{17}O e ^{18}O com o objetivo de obtermos de forma indireta a difusividade desses núcleos. Outra possível explicação desse deslocamento seria acoplar o estado 3_1^- do ^{16}O , tal como foi visto na análise do sistema $^{16}\text{O}+^{64}\text{Zn}$, o qual gera um deslocamento. Mas, incluir no cálculo esse canal inelástico, junto com os muitos outros inelásticos do alvo e projétil, além do canal de transferência de *um* e *dois* nêutrons dificulta a convergência do cálculo, e portanto a análise de nossos dados.

Figura 5.32: Comparação da distribuição de barreiras quase-elásticas teórica-experimental no sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, nela podemos ver os cálculos teóricos sem levar em conta nenhum acoplamento e incluindo o primeiro estado excitado 2_1^+ do alvo.

Figura 5.33: Comparação da distribuição de barreiras quase-elásticas teórica-experimental no sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, as predições mostram o efeito que produz (linha pontilhada-tracejada) o estado 2_1^+ do projétil ao se acoplar aos estados excitados 2_1^+ e 3_1^- do alvo.

Figura 5.34: Comparação da distribuição de barreiras quase-elásticas teórica-experimental no sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, nela vemos a importância de acoplar *dois* nêutrons aos estados inelásticos do alvo e projétil, pois incluir o canal de transferência reduz em 8% a distribuição de barreiras quase-elásticas teórica.

Figura 5.35: Comparação da distribuição de barreiras quase-elásticas teórica-experimental no sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, nela vemos a importância de acoplar os *dois* nêutrons aos estados inelásticos, 2_1^+ e 3_1^- do alvo e o estado 2_1^+ do projétil, produzindo um aumento no valor da barreira de Coulomb de aproximadamente 0.30 MeV com relação ao cálculo sem nenhum acoplamento.

Figura 5.36: Comparação da distribuição de barreiras quase-elásticas teórica-experimental no sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, observamos o acoplamento do canal de transferência de *um* e *dois* nêutrons junto com os estados inelásticos do alvo e projétil, melhoram a descrição de nossos dados.

Figura 5.37: Comparação da distribuição de barreiras quase-elásticas teórica-experimental no sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, o cálculo em linha cheia-grossa leva em conta o canal de transferência de *um* e *dois* nêutrons junto aos estados inelásticos do alvo e projétil. No cálculo da distribuição de barreiras foi feito o deslocamento de 0.35 MeV para uma melhor comparação com os nossos dados.

Conclusões e Perspectivas

Este trabalho confirmou que a distribuição de barreiras quase-elásticas experimental é uma poderosa ferramenta para determinar os canais mais importantes de uma reação, os quais podem favorecer o aumento da seção de choque de fusão. Ajustes foram realizados sobre as funções de excitação de transferência de *um* e *dois* nêutrons para os sistemas $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ e $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ e, desta maneira, determinamos os valores experimentais das amplitudes espectroscópicas. Esses valores espectroscópicos foram usados na análise teórica por comparação com os dados da função de excitação e da distribuição de barreiras quase-elásticas experimentais de dois sistemas, $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ e $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$. Verificamos que os canais de transferência de *um* ou *dois* nêutrons se acoplam fortemente aos canais elástico e inelásticos que aparecem nessa reação e permitem a descrição da dinâmica de interação entre o projétil e o alvo. Para realizar a análise acima, usamos um potencial com forte fundamento físico como é o potencial de dupla convolução, e desta maneira, não usar parâmetros livres em nossos cálculos, exceto durante o ajuste das transferências para obter seus valores experimentais. Esse potencial é conhecido como potencial de dupla convolução de São Paulo, o qual usa informações de densidades nucleares dos núcleos que participam da colisão. A escolha do potencial imaginário de curto alcance garante a absorção de fluxo de partículas que vão para fusão e não afeta os canais

quase-elásticos.

A seguir, mostramos as conclusões específicas para cada sistema, resultado da análise dos processos quase-elásticos:

Foi feita a comparação do cálculo com dados da função de excitação e distribuição de barreiras quase-elásticas, distribuição angular elástica, distribuição angular inelástica do estado 2_1^+ e a função de excitação do estado 2_1^+ do alvo no sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ [Huiz 07]. A análise com o programa CQUEL [Hagi 04] mostrou que os canais mais importantes são os estados inelásticos 2_1^+ e 3_1^- do ^{64}Zn , os quais descreveram todos os processos citados acima, mas vale ressaltar que o parâmetro de deformação da parte coulombiana foi escolhida como sendo a mesma da parte nuclear para um raio $r_0 = 1.06 \text{ fm}$.

Ainda para o sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, a comparação dos dados da função de excitação e distribuição de barreiras quase-elásticas experimentais, com cálculos obtidos usando o FRESCO [Thom 88], permitiu confirmar que os estados excitados, 2_1^+ e 3_1^- , do alvo são aqueles que fortemente se acoplam ao canal do elástico. Um pequeno deslocamento de 0.5 MeV no cálculo, permitiria descrever perfeitamente os dados. Por isso, incluímos na matriz de acoplamento o estado excitado 3_1^- do projétil, com uma probabilidade de transição média (devido à não convergência da grande disparidade dos valores tabelados) mesmo usando esse valor médio, comprovamos o efeito de deslocamento na barreira da distribuição quase-elástica, devido a esse estado excitado do ^{16}O .

Foi essencial a medida da função de excitação de transferência de *um* nêutron no sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ e de *dois* nêutrons para o sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, pois pudemos ajustá-los com os cálculos do FRESCO e deduzir os valores experimentais das amplitudes espectroscópicas para vários estados excitados do ^{65}Zn e do ^{66}Zn , as quais não existem na literatura. No caso do sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ foi encontrada uma amplitude espectroscópica média de 0.68 para 9 estados do ^{65}Zn . Enquanto que, no caso do sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$, foi determinado um valor médio de 1.0 para 18 estados do ^{66}Zn . Essa

foi a primeira determinação dessas amplitudes.

A comparação dos cálculos teóricos com a função de excitação e com a distribuição de barreiras quase-elásticas experimentais do sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ mostra um forte acoplamento do canal elástico com os estados excitados vibracionais de quadrupolo e octupolo do alvo. Porém, foi necessária a inclusão na matriz de acoplamento do canal de transferência de *um* nêutron para descrever os nossos dados, mostrando que esse canal é importante nesse sistema e aumentaria a seção de choque de fusão. O cálculo final indica a necessidade de um pequeno deslocamento na barreira do potencial, indicando que a difusividade do ^{17}O usada para calcular a parte real do potencial na dupla-convolução de São Paulo, deve ser ligeiramente superior ao valor 0.56 fm usado no cálculo do potencial de dupla-convolução de São Paulo, o efeito de uma difusividade maior será mais acentuado no caso do ^{18}O .

Nesse interessante sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$ foi corroborado de novo que os canais inelásticos, 2_1^+ e 3_1^- , do alvo se acoplam fortemente ao canal do elástico. A novidade aparece quando acoplamos o estado 2_1^+ do projétil que mostrou um acoplamento semelhante aos outros canais. Posteriormente, a inclusão na matriz de acoplamento do canal de transferência de *dois* nêutrons evidenciou que esse canal possui um acoplamento muito forte, quase da mesma intensidade do que o estado 2_1^+ do alvo. Ainda assim, não foi suficiente para descrever os dados da distribuição quase-elástica; era necessário incluir o canal de transferência de *um* nêutron, uma vez que não é possível realizar a medida direta desse canal devido ao seu valor do Q , fomos forçados a usar os valores de amplitudes espectroscópicas que determinamos para a transferência de *um* nêutron no sistema $^{17}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$. Enfim, esse último acoplamento foi apropriado para a descrição de nossos dados, confirmando mais uma vez que o canal de transferência de *um* e *dois* nêutrons são essenciais na dinâmica de reação nesse sistema. Finalmente, observamos que um melhor acordo com os dados é obtido quando o potencial real de interação é gerado pela dupla convolução com uma difusividade 0.60 fm para o ^{18}O , conforme indicado por outros trabalhos na literatura. Na verdade, o valor 0.62 fm seria ainda mais conveniente.

Como continuidade deste trabalho, pretendemos incluir a transferência seqüencial de nêutron no caso do $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}$. Além disso, como verificamos que as distribuições de barreiras são muito sensíveis às difusividades, pretendemos realizar um estudo sistemático para a determinação indireta da difusividade nuclear.

Referências Bibliográficas

- [Bala 83] A. B. Balantekin, S. E. Konin, e J. W. Negele. *Phys. Rev. C*, Vol. 28, pp. 1565–1569, 1983.
- [Bala 86] A. B. Balantekin e P. E. Reiner. *Phys. Rev. C*, Vol. 33, No. 1, pp. 379–381, 1986.
- [Bala 96] A. B. Balantekin, A. J. DeWeerd, e S. Kuyucak. *Phys. Rev. C*, Vol. 54, No. 4, pp. 1853–1862, 1996.
- [Bala 98] A. B. Balantekin e N. Takigawa. *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 70, pp. 77–98, 1998.
- [Beck 80] M. Beckerman, M. Salomaa, A. Sperduto, H. Enge, J. Ball, A. DiRienzo, S. Gazes, Y. Chen, J. D. Molitoris, e M. Nai-Feng. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 45, pp. 1472–1475, 1980.
- [Beck 81] M. Beckerman, J. Ball, H. Enge, M. Salomaa, A. Sperduto, S. Gazes, A. DiRienzo, e J. D. Molitoris. *Phys. Rev. C*, Vol. 23, pp. 1581–1589, 1981.
- [Beck 82] M. Beckerman, J. D. M. M. Salomaa, A. Sperduto, e A. DiRienzo. *Phys. Rev. C*, Vol. 25, pp. 837–849, 1982.
- [Beck 88] M. Beckerman. *Rep. Prog. Nucl. Phys.*, Vol. 51, p. 1047, 1988.

- [Bohr 69] A. Bohr e B. Mottelson. *Nuclear Structure*. Vol. 1, W.A. Benjamin, 1969.
- [Cent 08a] N. N. D. Center. visitado em 06/05/2008. <http://www.nndc.bnl.gov/chart/getdataset.jsp?nucleus=65ZN>.
- [Cent 08b] N. N. D. Center. visitado em 10/07/2008. <http://www.nndc.bnl.gov/chart/getdataset.jsp?nucleus=66ZN>.
- [Cham 02] L. C. Chamon. *Phys. Rev. C*, Vol. 66, No. 014610, 2002.
- [Crem 05] E. Crema, L. C. Chamon, e P. R. S. Gomes. *Phys. Rev. C*, Vol. 72, pp. 034610/1–5, 2005.
- [Esse 79] H. Essel, K. E. Rehm, H. Bohn, H. J. Korner, e H. Spieler. *Phys. Rev. C*, Vol. 19, No. 6, pp. 2224–2236, 1979.
- [Fesh 58] H. Feshbach. “Unified Theory of Nuclear Reactions”. *Ann. Phys.*, Vol. 5, pp. 357–390, 1958.
- [Frob 96] P. Frobrich e R. Lipperheide. *Theory of Nuclear Reactions*. Oxford University Press Inc., Walton Street, Oxford, New York, 1996.
- [Gamo 28] G. Gamow. *Z. Phys.*, Vol. 51, No. 204, pp. 1–9, 1928.
- [Gros 83] E. E. Gross e M. P. Fewell. *Nucl. Phys. A*, Vol. 411, pp. 329–336, 1983.
- [Hagi 04] K. Hagino. “Private Communication”. 2004.
- [Hagi 97] K. Hagino, N. Takigawa, e A. B. Balantekin. *Phys. Rev. C*, Vol. 56, p. 2104, 1997.
- [Hagi 99] K. Hagino, N. Rowley, e A. T. Kruppa. *Comput. Phys. Commun.*, Vol. 123, pp. 143–152, 1999.

- [Hick 87] S. E. Hicks e M. T. McEllistrem. *Nucl. Phys. A*, Vol. 468, pp. 372–380, 1987.
- [Hill 53] D. L. Hill e J. A. Wheeler. *Phys. Rev.*, Vol. 89, pp. 1102–1145, 1953.
- [Huiz 07] J. F. P. Huiza, E. Crema, R. F. Simoes, D. S. Monteiro, J. M. B. Shorto, N. Added, e P. R. S. Gomes. *Phys. Rev. C*, Vol. 75, pp. 064601/1–7, 2007.
- [Kibe 02] T. Kibedi e R. H. Spear. “Atomic Data and Nuclear Data Tables”. In: , 2002.
- [Land 77] L. D. Landau e E. M. Lifshitz. *Quantum Mechanics*. Vol. 3, USSR Academy of Sciences, 1977.
- [Leig 95] 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*, Vol. 52, pp. 3151–3166, 1995.
- [Love 75] W. G. Love e T. Baker. *Phys. Lett.*, Vol. 35, pp. 1219–1223, 1975.
- [Miln 94] W. T. Milner. “VAXPAK”. 1994. Laboratório Pelletron.
- [Mort 99] C. R. Morton, A. C. Berriman, M. Dasgupta, D. J. Hinde, J. O. Newton, K. Hagino, e I. J. Thompson. *Phys. Rev. C*, Vol. 60, pp. 044608/1–11, 1999.
- [Rama 01] S. Raman. “Atomic Data and Nuclear Data Tables”. 2001.
- [Riba 89] R. V. Ribas. “Manual do Sistema SPM-CAMAC para Adquisição de Dados IFUSP”. 1989.
- [Ross 02] E. S. Rossi, D. Pereira, L. C. Chamon, C. P. Silva, M. A. G. Alvarez, L. R. Gasques, J. Lubian, B. V. Carlson, e C. D. Contic. *Nucl. Phys. A*, Vol. 707, pp. 325–342, 2002.
- [Rowl 91] N. Rowley, G. R. Satchler, e P. H. Stelson. *Phys. Lett. B*, Vol. 254, No. 1,2, pp. 25–29, 1991.

- [Rowl 96] N. Rowley, H. Timmers, J. R. Leigh, M. Dasgupta, D. J. Hinde, J. Mein, C. R. Morton, e J. O. Newton. *Phys. Lett. B*, Vol. 373, pp. 23–29, 1996.
- [Sale 88] S. Salem-Vasconcelos, M. J. Bechara, J. H. Hirata, e O. Dietzsch. *Phys. Rev. C*, Vol. 51, pp. 2439 – 2442, 1988.
- [Satc 63] G. R. Satchler. *Nucl. Phys.*, Vol. 45, pp. 197–208, 1963.
- [Satc 74] G. R. Satchler e C. B. Fulmer. *Phys. Lett.*, Vol. 50B, pp. 309–312, 1974.
- [Satc 83] G. R. Satchler. *Direct Nuclear Reactions*. Oxford University, 1983.
- [Shor 07] J. M. B. Shorto. *Mecanismos de Reação nos Sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$* . PhD thesis, Universidade de São Paulo, 2007.
- [Shor 08] J. M. B. Shorto, E. Crema, R. F. Simões, D. S. Monteiro, J. F. P. Huiza, N. Added, e P. R. S. Gomes. *Phys. Rev. C*, Vol. 78, pp. 064610/1–7, 2008.
- [Sime 02a] R. F. Simões, D. S. Monteiro, L. K. Ono, A. M. Jacob, J. M. B. Shorto, N. Added, e E. Crema. *Phys. Lett. B*, Vol. 527, pp. 187–192, 2002.
- [Sime 02b] R. F. Simões. *Medidas das Distribuições das Barreiras de Fusão para os Sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{58,60}\text{Ni}$* . PhD thesis, Universidade de São Paulo, 2002.
- [Sing 07] B. Singh. “Nuclear Data Sheets 108, 197 (2007)”. 2007. <http://www.nndc.bnl.gov/chart/checkENSDFDatasets.jsp?nucleus=64ZN>.
- [Sing 96] B. Singh. “Nuclear Data Sheets”. 1996. <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/getdataset.jsp?nucleus=64ZN>.
- [Sinh 00] S. Sinha e R. Varma. *Phys. Rev. C*, Vol. 61, pp. 034612/1–10, 2000.

- [Site 71] A. G. Sitenko. *Lectures in Scattering Theory*. Pergamon Press Ltd., Headington Hill Hall, Oxford, New York, 1971.
- [Spea 77] R. H. Spear. *Nucl. Instr. and Meth.*, Vol. 147, pp. 455–459, 1977.
- [Stel 88] P. H. Stelson. *Phys. Lett. B*, Vol. 205, pp. 190–194, 1988.
- [Stel 90] P. H. Stelson, H. J. Kim, M. Beckerman, D. Shapira, e R. L. Robinson. *Phys. Rev. C*, Vol. 41, pp. 1584–1599, 1990.
- [Suai 03] A. A. P. Suaide. “SPMRoot”. 2003. The Pelletron-Linac Laboratory data analysis tools for ROOT.
- [Thom 01] I. J. Thompson. “Methods of Direct Reaction Theories”. *Department of Physics, University of Surrey, England*, pp. 1–24, 2001.
- [Thom 04] I. J. Thompson. “Coupled Reaction Channels Calculations in Nuclear Physics”. *Department of Engineering Mathematics, University of Bristol, England*, pp. 1–41, 2004.
- [Thom 59] T. D. Thomas. *Phys. Rev. C*, Vol. 116, pp. 703–712, 1959.
- [Thom 88] I. J. Thompson. “FRESCO”. *Computer Physics Reports*, Vol. 7, pp. 167–212, 1988.
- [Timm 95] H. Timmers, J. R. Leigh, M. Dasgupta, D. J. Hinde, R. C. Lemmon, J. C. Mein, C. R. Morton, J. O. Newton, e N. Rowley. *Nucl. Phys. A*, Vol. 584, pp. 190–204, 1995.
- [Timm 96] H. Timmers. *Expressions of Inner Freedom*. PhD thesis, The Australian National University, 1996.
- [Vaz 74] L. C. Vaz e J. M. Alexander. *Phys. Rev. C*, Vol. 10, pp. 464–478, 1974.
- [Wang 08] N. Wang e W. Scheid. *Phys. Rev. C*, Vol. 78, pp. 014607/1–7, 2008.

[Wong 73] C. Y. Wong. Vol. 31, No. 12, pp. 766–769, 1973.

[Wong 98] S. S. Wong. *Introductory Nuclear Physics*. Die Deutsche Bibliothek, 1998.

[Wood 54] R. D. Woods e D. S. Saxon. *Phys. Rev. C*, Vol. 95, pp. 577–578, 1954.

[Yasu 92] M. Yasue. *Phys. Rev. C*, Vol. 46, pp. 1242–1256, 1992.