

UNIVERSIDADE FEDERAL FLUMINENSE
INSTITUTO DE FÍSICA
MESTRADO EM FÍSICA

HUGO SOLER DE OLIVEIRA

Reações de transferências para o sistema ${}^6\text{Li} + {}^{89}\text{Y}$ com energias próximas a
barreira coulombiana.

Niterói-RJ

2019

HUGO SOLER DE OLIVEIRA

Reações de transferências para o sistema ${}^6\text{Li} + {}^{89}\text{Y}$ com energias próximas a barreira coulombiana.

Dissertação realizada sob orientação do Prof. Dr. Jesús Lubián Ríos e coorientação da Dr. Bárbara Esther da Fonseca Paes Ribeiro, apresentada ao Departamento de Física, em complementação aos requisitos para obtenção do título de Mestre em Física.

Orientador:

Prof. Dr. JESÚS LUBIÁN RÍOS

Coorientador:

Dra. BÁRBARA ESTHER DA FONSECA PAES RIBEIRO

Niterói-RJ

2019

Ficha catalográfica automática - SDC/BIF
Gerada com informações fornecidas pelo autor

O48r Oliveira, Hugo Soler de
Reações de transferências para o sistema $6\text{Li} + 89\text{Y}$ com energias próximas a barreira coulombiana. / Hugo Soler de Oliveira ; Jesús Lubián Ríos, orientador ; Bárbara Esther da Fonseca Paes Ribeiro, coorientadora. Niterói, 2019.
61 f. : il.

Dissertação (mestrado)-Universidade Federal Fluminense, Niterói, 2019.

DOI: <http://dx.doi.org/10.22409/PPGF.2019.m.15218475769>

1. Reação nuclear. 2. Reação de transferência. 3. Canais acoplados. 4. Canais de reação acoplados. 5. Produção intelectual. I. Lubián Ríos, Jesús, orientador. II. Esther da Fonseca Paes Ribeiro, Bárbara, coorientadora. III. Universidade Federal Fluminense. Instituto de Física. IV. Título.

CDD -

Hugo Soler de Oliveira

Reações de transferências para o sistema ${}^6\text{Li} + {}^{89}\text{Y}$ com energias próximas a barreira coulombiana.

Trabalho de conclusão de curso de autoria de Hugo Soler de Oliveira, aprovada pela banca examinadora constituída pelos seguintes professores:

Aprovada em 2019.

BANCA EXAMINADORA

Prof. Dr. Jesús Lubián Ríos

Orientador

Dra. Bárbara Esther da Fonseca Paes Ribeiro

Coorientadora

Prof. Dr. Luiz Felipe Alvahydo de Ulhoa Canto

UFF

Prof. Dr. Sérgio Barbosa Duarte

CBPF

Niterói-RJ

2019

"Nós vamos morrer, e isto nos torna afortunados. A maioria das pessoas nunca vai morrer, porque nunca vai nascer. As pessoas potenciais que poderiam estar no meu lugar, mas que jamais verão a luz do dia, são mais numerosas que os grãos de areia da Arábia. Certamente esses fantasmas não nascidos incluem poetas maiores que Keats, cientistas maiores que Newton. Sabemos disso porque o conjunto das pessoas possíveis permitidas pelo nosso DNA excede em muito o conjunto das pessoas reais. Apesar dessas probabilidades assombrosas, somos você e eu, com toda a nossa banalidade, que estamos aqui."

Richard Dawkins

AGRADECIMENTOS

Agradeço a minha mãe pelo seu esforço e apoio incondicionais.

Ao meu avô que apesar de todas as dificuldades me fortaleceu e que para mim foi muito importante.

A todos os meus professores que de alguma forma ajudaram a diminuir minha ignorância.

Agradeço a Isabella por todo o amparo e carinho dedicados a mim.

A minha coorientadora pelo gasto de tempo e paciência com a confecção desse trabalho.

Ao meu orientador, pela sabedoria e conhecimento transmitidos a mim.

Hugo Soler de Oliveira

RESUMO

Este trabalho tem como foco o estudo de três tipos de reações de transferência no sistema ${}^6\text{Li} + {}^{89}\text{Y}$ para energias próximas à barreira coulombiana. Com o objetivo de analisar os diferentes processos de transferência, foram realizados cálculos de canais reações acoplados (CRC) usando o código FRESCO [1] levando em conta a aproximação de *finit-range*. Foram feitos novamente cálculos de transferência de um nêutron, de forma similar ao reportado na ref. [2]. Para a transferência de um próton, foram feitos cálculos utilizando amplitudes espectroscópicas calculadas microscopicamente e amplitudes espectroscópicas com o valor de 1.0 de forma a identificar o efeito na seção de choque quando comparada com dados experimentais. Na reação de transferência de um dêuteron foram levados em conta dois mecanismos: a reação de transferência direta e a reação de transferência sequencial, na qual um próton é transferido seguido de um nêutron e a transferência de um nêutron seguido de um próton. Para as partes imaginária e real do potencial óptico de interação, foi utilizado o potencial de São Paulo (SPP) [3]. Um potencial da forma *Woods-Saxon* foi utilizado para gerar as funções de onda *single-particle*. Como resultados do estudo da reação ${}^{89}\text{Y}({}^6\text{Li}, {}^5\text{Li}){}^{90}\text{Y}$ obtivemos a predominância da reação de transferência quando comparada com os dados experimentais e do estudo das reações ${}^{89}\text{Y}({}^6\text{Li}, {}^5\text{He}){}^{90}\text{Zr}$ e ${}^{89}\text{Y}({}^6\text{Li}, {}^4\text{He}){}^{91}\text{Zr}$, os cálculos teóricos indicaram que as outras reações, como o *breakup* seguido de fusão incompleta, poderiam ter um papel maior do que a transferências, levando a crer que para obter uma boa descrição do dado experimental essas possíveis reações devem ser levadas em conta.

ABSTRACT

The objective of this work is to study of three possible transfer reactions that can occur in the system ${}^6\text{Li} + {}^{89}\text{Y}$ at energies close to the Coulomb barrier. To analyse the relevance of the different transfer mechanisms, coupled reaction channels calculations (CRC) were performed, using the FRESCO code [1]. The one-neutron transfer reaction was reanalyzed, taking into account the results of ref.[2]. For the one-proton transfer reaction, calculations using spectroscopic amplitudes from extensive shell model calculations and assuming value equal to 1.0 were performed, with the goal to identify the influence of increase these amplitudes in the cross section. In the one-deuteron transfer reaction there were take into account two kind of mechanism: the direct transfer reaction and the sequential transfer reaction in which a proton is transferred firstly then a neutron or a neutron is transferred followed a proton. The São Paulo potential (SPP) [3] was used for the imaginary and real parts of the optical potential and the finite-range approximation was used. A Wood-Saxon potential generate the single-particle wave functions was employed. As a result for the one-neutron transfer for the ${}^{89}\text{Y}({}^6\text{Li}, {}^5\text{Li}){}^{90}\text{Y}$ reaction, we obtained a predominance of the transfer reaction. Otherwise, for the one-proton transfer ${}^{89}\text{Y}({}^6\text{Li}, {}^5\text{He}){}^{90}\text{Zr}$ and one-deuteron transfer ${}^{89}\text{Y}({}^6\text{Li}, {}^4\text{He}){}^{91}\text{Zr}$ reactions, the theoretical results indicated that other reactions, such as the breakup followed by incomplete fusion, might be more relevant reaction mechanisms than the transfer one. this fact allows us to believe that in order to obtain a good description of the experimental data, these other reactions mechanisms must be included in the coupling scheme.

LISTA DE FIGURAS

2.1	Representação de uma reação onde pode haver a troca de um nucleon.	18
2.2	Representação da interação nucleon-nucleon entre dois núcleos.	25
3.1	Representação das coordenadas na reação de transferência de um nucleon. . . .	32
3.2	Esquema de reações do tipo stripping.	35
4.1	Esquema de acoplamentos dos <i>overlaps</i> $\langle {}^{89}Y {}^{90}Y \rangle$ para transferência de um nêutron	42
4.2	Esquema de acoplamentos dos <i>overlaps</i> $\langle {}^6Li {}^5Li \rangle$ para transferência de um nêutron.	43
4.3	Comparação das seções de choque elástica entre cálculos considerando (CRC) ou não (CC) o acoplamento do canal de transferência de um nêutron.	44
4.4	Seção de choque integral dos estados ${}^{90}Y_{0.202}(3^-)$ e ${}^{90}Y_{0.681}(7^+)$ do ${}^{90}Y$ com o estado fundamental do 5Li na reação ${}^6Li({}^{89}Y, {}^{90}Y){}^5Li$	45
4.5	Esquema de acoplamento dos <i>overlaps</i> $\langle {}^{89}Y {}^{90}Zr \rangle$ para transferência de um próton.	46
4.6	Esquema de acoplamento dos <i>overlaps</i> $\langle {}^6Li {}^5He \rangle$ para transferência de um próton.	46
4.7	Comparação entre o dado experimental e os diferentes tipos de cálculo para as seções de choque de transferência da reação de 1 próton <i>stripping</i> ${}^{89}Y({}^6Li, {}^5He){}^{90}Zr$	48
4.8	Esquema de acoplamentos dos <i>overlaps</i> $\langle {}^{89}Y {}^{91}Zr \rangle$ considerados na transferência direta de um dêuteron.	49
4.9	Esquema de acoplamentos dos <i>overlaps</i> $\langle {}^6Y {}^4He \rangle$ considerados na transferência direta de um dêuteron.	50
4.10	Comparação entre a seção de choque pela energia e os dados experimentais, para os estados: $(1/2^+)1.205$ MeV, $(5/2^+)1.466$ MeV e $(11/2)2.170$ MeV. . .	50

4.11	Esquema de acoplamentos dos <i>overlaps</i> considerados na transferência sequencial de um próton seguido de um nêutron.	51
4.12	Esquema de acoplamentos dos <i>overlaps</i> considerados considerados na transferência sequencial de um próton seguido de um nêutron no ${}^6\text{Li}$	52
4.13	Esquema de acoplamentos considerados na transferência sequencial de um nêutron seguido de um próton no ${}^{89}\text{Y}$	52
4.14	Esquema de acoplamentos considerados na transferência sequencial de um nêutron seguido de um próton no ${}^6\text{Li}$	53

LISTA DE TABELAS

4.1	Amplitudes espectroscópicas usada para o cálculo de CRC para transferência de um nêutron.	43
4.2	Amplitude espectroscópica dos <i>overlaps</i> do alvo usada para o cálculo de CRC para transferência de um próton.	47
4.3	Comparação entre as seções de choque integrada teórica para transferência direta e sequencial de um dêuteron.	53

SUMÁRIO

Agradecimentos

Resumo

Abstract

Lista de Tabelas

1	Introdução	9
2	Formalismo Teórico	15
2.1	Canais Acoplados e Canais de Reação Acoplados	15
2.2	Aproximação de Born de Ondas Distorcidas	20
2.3	Funções de onda e suas bases	22
2.4	Potencial Folding	23
2.5	Potencial de São Paulo	27
3	Reações de transferência	30
3.1	Amplitude de transferência	34
4	Reações de transferência no sistema ${}^6\text{Li} + {}^{89}\text{Y}$	41
4.1	Transferência de um nêutron na reação ${}^6\text{Li}({}^{89}\text{Y}, {}^{90}\text{Y}){}^5\text{Li}$	42
4.2	Transferência de um próton na reação ${}^6\text{Li}({}^{89}\text{Y}, {}^{90}\text{Zr}){}^5\text{He}$	45
4.3	Transferência de um dêuteron na reação ${}^6\text{Li}({}^{89}\text{Y}, {}^{91}\text{Zr}){}^4\text{He}$	48
5	Conclusões	54

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

O estudo dos blocos fundamentais que moldam o universo e o mundo da forma que conhecemos fascina à humanidade desde o primórdio da filosofia. Na antiguidade, a ideia de átomo, partícula indivisível, foi concebida primeiramente por Demócrito (546 - 460 a.C.). Essa concepção foi largamente discutida por filósofos naturais e, mais tarde, físicos durante boa parte da história da humanidade.

Em 1896 Becquerel, dá um grande salto para a concepção do átomo, descobrindo a radiação [4], pesquisa que lhe rendeu o prêmio nobel, junto a Pierre Curie e Marie Curie. Mais tarde com J. J. Thomson, o elétron, e, posteriormente, o átomo, foram detectados pela primeira vez [5], criando assim o modelo do "pudim de ameixas".

O início do século XX ficou marcado pela descoberta de Rutherford, o núcleo, mostrando que o átomo de Thomson era divisível e tinha uma parte central envolvida com elétrons "orbitando" em seu entorno, o conhecido modelo planetário [6]. Rutherford também, foi responsável pela realização de um sonho da humanidade, a transmutação da matéria em 1919 [7]. Essas descobertas foram o começo do que conhecemos como a física nuclear.

A física nuclear ainda é de grande relevância para a ciência moderna. O conhecimento do núcleo é usado na medicina para tratamento de doenças, como no caso do câncer com a radioterapia ou pela detecção de doenças através de isótopos radioativos. Pode-se utilizar o decaimento radioativo para datar inúmeros objetos. A datação de carbono pode ser usada para estudos biológicos, paleontológicos e arqueológicos. A datação de chumbo foi utilizada para determinar a idade da terra.

A física nuclear também permite o estudo das propriedades básicas das interações físicas. Nesse sentido, uma pesquisa que tem reunido o foco dos físicos é a medição do decaimento beta duplo sem emissão de neutrinos. A medição desse decaimento significa que o neutrino é uma partícula de majorana e isso melhoraria a nossa compreensão de fundamentos do universo e sua formação [8].

No último século, embora os físicos tenham estudado incansavelmente o núcleo atômico, ainda não temos um modelo completo para os fenômenos nucleares, como caracterizar núcleos longe da linha de estabilidade. Um dos problemas reside na dificuldade de descrever as complexas interações nucleares. Para descrever o núcleo atômico precisamos resolver a equação de Schrödinger para seus constituintes, prótons e nêutrons, que são comumente chamados de nucleons (ou partículas, como chamaremos no presente trabalho). A dinâmica entre esses nucleons é complexa, pois depende da interação entre eles. Dessa forma, um sistema com vários nucleons é tratado como um problema de muitos corpos.

A dinâmica das reações nucleares é descrita por interações que abarcam muitos graus de liberdades. Consequentemente, conseguir soluções para sua dinâmica, mesmo que numéricas, exigem o uso de potenciais nucleares efetivos e aproximações. Os potenciais efetivos, podem ser construídos com base nas interações médias entre os nucleons ou de forma empírica. As aproximações, usadas para descrever a reação nuclear, são feitas através do truncamento das funções de onda e, dessa forma, é necessário a utilização de potenciais ópticos. Esses potenciais são complexos, de forma a levar em conta a perda de fluxo devido aos canais que não estão sendo considerados explicitamente. Fenomenologicamente, o potencial nuclear tem a característica de ser atrativo, de curto alcance e, a pequenas distâncias, deve ser maior que o potencial coulombiano, pois sem esse potencial atrativo não haveria formação de núcleos. Além disso, o potencial nuclear não depende da carga do nucleon e nem de seu spin, por isso, nem toda partícula sente a ação do potencial nuclear. Portanto, um fator importante que deve ser levado em conta nos cálculos são os potenciais de interação a serem utilizados e suas características, que devem ser respeitadas para a descrição do núcleo. Numa primeira aproximação fenomenológica para o potencial nuclear, podemos utilizar um potencial da forma Woods-Saxon, este tipo de potencial tem uma forma radial da forma da distribuição de Fermi de dois parâmetros (raio e difusividade) e uma profundidade que multiplica esta distribuição [9]. Porém, potenciais microscópicos baseados na interação nucleon-nucleon e que levem em conta a distribuição dos nucleons dentro do núcleo são mais desejáveis. Como eles levam em conta explicitamente as propriedades intrínsecas dos núcleos, tem uma dependência suave com a energia e as massas (ou cargas) dos núcleos interagentes. Os potenciais deste tipo são chamados de *folding* e *double-folding*. Nesse trabalho, será utilizado o potencial *double-folding* São Paulo (SPP), que trata as interações nucleon-nucleon, efeitos da não-localidade de Pauli e é independente de parâmetros livres [3, 10].

Quando um feixe de núcleos (projéteis) atinge outros núcleos (alvos), durante uma colisão nuclear, diversos processos podem ocorrer, como por exemplo: espalhamento elástico (em que os estados internos do projétil e do alvo são mantidos durante a interação), espalhamento inelástico (em que o projétil, ou o alvo ou ambos mudam seu estado interno), *breakup* (quando o núcleo se quebra), fusão e etc. Através de cada um desses possíveis processos, pode-se estudar determinada característica dos nucleos envolvidos na reação. Reações onde existe a possibilidade de ter, como resultado da interação entre dois núcleos, a transferência de um ou mais nucleons, entre o projétil e o alvo, são chamadas de reações de transferência ou colisões de *rearrangement*. Quando um ou mais nucleons são transferidos do projétil para o alvo, chamamos essa reação de *stripping* e quando a transferência acontece no sentido contrário ela é chamada de *pick-up*. Essas interações ocorrem geralmente com nucleons que ocupam as camadas mais externas do núcleo e são altamente seletivas aos seus estados finais. Por essa razão, esses tipos de reações, conhecidas como reações diretas, são periféricas. Ou seja, ocorrem na superfície nuclear e, por isso, são ferramentas importantes no estudo da estrutura dos núcleos envolvidos no processo de colisão. Para realizar cálculos teóricos alguns ingredientes são fundamentais, além do potencial utilizado nas possíveis diferentes partições, como por exemplo: os fatores de forma, as amplitudes espectroscópicas, que são calculadas microscopicamente, e um apropriado modelo nuclear microscópico. Dessa forma, podemos obter uma correta seção de choque de transferência ou ao menos a sua magnitude. Esses cálculos são realizados utilizando o código Fresco [1], que é um código que realiza cálculos de canais acoplados (CC) e/ou de canais de reação acoplados (CRC).

Através do estudo das reações de transferência de nucleons, pode-se extrair informações sobre a estrutura nuclear e sobre o comportamento da seção de choque de transferência. Também é possível identificar, no caso da transferência de um nucleon, as características do estado para o qual a partícula vai popular, que nesse caso possui característica *single-particle*. Já para a transferência de duas ou mais partículas, as características dos estados para os quais os nucleons vão popular, são características do tipo coletivas. O estudo dessas reações de transferência também é uma forma de se estudar a correlação de pares (ou *pairing correlations*) e das correlações de longo alcance (*long-range correlations*) [11–27]. Através das reações de transferência, podemos sondar certas características da estrutura nuclear, como por exemplo *Giant Pairing Vibration* [22]. Estas Vibrações foram recentemente observadas na reação de transferência de dois nêutrons para o contínuo do $^{12,13}\text{C}$ nas reações $^{18}\text{O} + ^{12,13}\text{C}$ a 84 MeV. Foram observadas

ressonâncias perto de 12 MeV com $J^\pi = 0^+$. Além do mais, as reações de transferência também são úteis para produzir núcleos fora da linha de estabilidade por causa das propriedades estruturais únicas que esses núcleos produzidos possuem. Por isso, ao longo dos últimos anos, o estudo de transferência de nêutrons, especialmente, tem se aprofundado de forma a analisar o comportamento da seção de choque de transferência para diferentes tipos de reações, além de uma profunda investigação sobre a existência do efeito de emparelhamento de nêutrons.

O grupo de física nuclear da UFF tem feito um aprofundado estudo teórico do comportamento dos mecanismos de reação de transferência de nêutrons para os processos induzidos por íons pesados, a energias em torno e acima da barreira Coulombiana [17, 21, 22] e, nos últimos dois anos, tem estendido esse estudo à análise dos estados de características *single particles* e de correlação de nucleons para a transferência de um ou mais prótons, de um dêuteron e uma partícula alfa, relativa a diversos sistemas. Neste presente trabalho, a reação ${}^6\text{Li}+{}^{89}\text{Y}$ proporciona, através dos dados experimentais atualmente mensurados, a análise de alguns dos mecanismos de transferência, além do estudo do comportamento desses mecanismos quando o projétil envolvido na reação é um núcleo fracamente ligado.

Particularmente, em se tratando de reações envolvendo núcleos fracamente ligados vários processos devem ser considerados, além do espalhamento elástico, espalhamento inelástico, fusão direta (projétil e alvo se funde sem que haja a quebra do projétil antes da absorção, também conhecida como fusão completa direta - *direct complete fusion (DCF)*), e transferência de um ou mais nucleons. Por exemplo, supondo que o projétil seja fracamente ligado, a interação coulombiana entre o projétil e o alvo pode provocar a quebra (*breakup*) do projétil em dois (ou mais) fragmentos. Ao entrar na região onde a interação nuclear se torna relevante um ou ambos (ou todos) os fragmentos podem ser absorvidos e se fundir ao alvo. Se algum dos fragmentos não se funde ao alvo, dizemos que a fusão foi incompleta (*incomplete fusion - ICF*). Por outro lado, se ocorrer de todos os fragmentos serem absorvidos um após o outro, esse processo se denomina de fusão completa sequencial (*sequential complete fusion - SCF*). Caso nenhum dos fragmentos sejam absorvidos pelo alvo, dizemos que houve um processo de quebra sem captura de fragmentos (*non-capture breakup - NCBU*) [28].

Nesse contexto, muitas reações envolvendo projéteis fracamente ligados foram exploradas, como por exemplo, reações usando feixes dos respectivos núcleos ${}^6,7\text{Li}$ e ${}^9\text{Be}$. Nas reações ${}^6\text{Li}+{}^{96}\text{Zr}$ [29], ${}^{7,6}\text{Li}+{}^{120,119}\text{Sn}$ [30], ${}^9\text{Be}+{}^{169}\text{Tm}$ [31], ${}^9\text{Be}+{}^{181}\text{Ta}$ [31] e ${}^9\text{Be}+{}^{187}\text{Re}$ [31] foi investigado a importância da fusão e do canal de transferência a energias incidentes nas proxi-

midades das barreiras coulombianas dos respectivos sistemas. Nesses trabalhos, foi verificado que abaixo da barreira coulombiana o processo de transferência, em particular, a transferência de um nêutron do projétil para o alvo se torna predominante, em relação à fusão. Ao passo que acima da barreira coulombiana essa relação se inverte. A razão para o processo de transferência de um nêutron ser predominante a energias abaixo da barreira coulombiana reside na não necessidade de tunelamento de partículas carregadas, uma vez que o nêutron não possui cargas e, portanto, apenas sentirá a ação da interação nuclear [29].

O núcleo ${}^6\text{Li}$, embora seja estável, é fracamente ligado, pois pode facilmente se quebrar, em ${}^4\text{He} + d$ (energia de separação de 1.47 MeV para ser comparada com o primeiro estado excitado à 2.18 MeV), devido a ação de um potencial externo. Então, nesse caso especial, tanto na análise de transferência de um nêutron quanto na de um próton, deve-se ter em mente que a transferência desses nucleons pode ter ocorrido através de um processo de *stripping* (em que o projétil transfere o nêutron ou o próton diretamente para o alvo), ou através de um processo de quebra (*breakup*) seguido da transferência do nêutron ou próton, proveniente do fragmento formado pelo dêuteron. O efeito desse mesmo processo de quebra seguido de transferência de nucleon (ou nucleons) também pode ser sondado através da reação envolvendo o núcleo ${}^7\text{Li}$ como projétil. Nesse caso, em especial, ${}^7\text{Li}$ se quebraria em ${}^4\text{He} + t$ e, em seguida, um nêutron seria transferido do trítio para o alvo.

Levando em conta as peculiaridades do núcleo ${}^6\text{Li}$ incidindo sobre um alvo de massa média ou pesada a uma energia de bombardeamento próxima à barreira coulombiana, seria interessante avaliar a importância dos processos de transferência de um nêutron, um próton e um dêuteron do projétil para o alvo. Em [2], as seções de choque de transferência de um nêutron, na reação ${}^6\text{Li} + {}^{89}\text{Y}$, à 22 e 34 MeV, foram mensuradas e puderam ser bem descritas pelos cálculos teóricos usando o método de canais de reação acoplados. Os dados experimentais estavam relacionados ao canal da partição final em que o “ejétil” ${}^6\text{Li}$ foi encontrado no seu estado fundamental e o núcleo residual ${}^{90}\text{Y}$, tanto no estado excitado ${}^{90}\text{Y}_{0.202}(3^-)$ quando no ${}^{90}\text{Y}_{0.681}(7^+)$, uma vez que a resolução energética dos detectores não permitiu distinguir esses dois estados excitados do núcleo residual.

Neste trabalho de dissertação, analisaremos a reação ${}^6\text{Li} + {}^{89}\text{Y}$ a uma energia incidente de 34 MeV, levando em conta a transferência de um nêutron, um próton e dêuteron, a fim de verificar se o canal de transferência permanece sendo o principal canal associados aos dados, experimentalmente mensurados, ou se outros processos, como por exemplo *breakup* seguido

de transferência, se tornam mais relevantes em detrimento do canal de transferência. É interessante notar que, no caso da transferência de um nêutron na reação ${}^6\text{Li} + {}^{89}\text{Y}$, o processo de transferência se mostrou predominante em relação à fusão completa, a energias abaixo da barreira coulombiana, por causa da não necessidade de tunelamento da barreira pelo nêutron transferido. Entretanto, o que podemos esperar sobre a predominância entre o processo de transferência e de fusão se estivermos analisando a transferência de partículas carregadas? Será que a transferência de um próton ou de um dêuteron, naquela mesma reação, mostrará a mesma tendência de comportamento apresentada entre a reação de transferência de um nêutron e a fusão?

Sendo assim, investigaremos as reações ${}^{89}\text{Y}({}^6\text{Li}, {}^5\text{Li}){}^{90}\text{Y}$, ${}^{89}\text{Y}({}^6\text{He}, {}^5\text{Li}){}^{90}\text{Zr}$ e ${}^{89}\text{Y}({}^6\text{Li}, {}^4\text{He}){}^{91}\text{Zr}$, a uma energia incidente de 34 MeV, com o propósito de averiguar a importância dos respectivos processos de transferência. Neste trabalho de Dissertação, os **Capítulo 2** e **3** apresentam alguns tópicos sobre o formalismo teórico necessários para a descrição do processo de transferência, enquanto que, no **Capítulo 4**, a análise teórica acerca das reações acima mencionadas será apresentada. Finalmente, no **Capítulo 5**, constam as conclusões relativas à interpretação física dos dados experimentais quando comparados aos resultados teóricos.

CAPÍTULO 2

FORMALISMO TEÓRICO

2.1 Canais Acoplados e Canais de Reação Acoplados

No estudo de sistemas nucleares com íons a baixa energias, dois métodos para análise de dados experimentais em reações diretas são largamente utilizados. Esses métodos são chamados de canais acoplados (CC) e ondas distorcidas (DW). É considerada reação direta aquela em que o tempo da reação é da ordem de 10^{-21} a 10^{-23} segundos. Nesse intervalo, a reação é rápida o suficiente para que não haja a formação de núcleo composto, a energia não é partilhada entre o nucleon atingido e os outros nucleons do alvo.

Na metodologia de CC, deve-se resolver um número suficiente de equações acopladas com o intuito de descrever o sistema nuclear. O número de equações acopladas é relacionado ao número de auto-estados da base da função de onda escolhida para descrever o sistema. Para a resolução desse sistema de equações podemos truncar a função de onda total. Esse truncamento é feito considerando os canais mais importantes para a reação[11], de forma a levar em conta a maior quantidade de autoestados possíveis para garantir uma melhor descrição da interação.

O truncamento desses auto-estados leva a construção de um hamiltoniano efetivo para descrever a reação nuclear. Porém, essa abordagem leva em conta apenas o canal elástico e os canais inelásticos. Ou seja, para base usamos apenas os estados da mesma partição.

Considere uma reação nuclear envolvendo a interação de dois núcleos. Para descrever esse sistema deve-se resolver a equação de Schrödinger:

$$(E - H)\Psi = 0. \tag{2.1}$$

Podemos definir dois subespaços, um para um seletor grupo de reações diretas P, e outro para toda as outras reações Q, as funções de onda correspondentes a cada subespaço são Ψ_P e

Ψ_Q respectivamente. Podemos expandir a função de onda dessas reações diretas como:

$$\Psi_P = \sum_{\alpha} \phi_A \phi_a \Psi_{\alpha}(\vec{R}_{\alpha}). \quad (2.2)$$

Temos que $\alpha = A + a$, onde A representa os números quânticos necessários para especificar o estado do alvo e a os do projétil. \vec{R}_{α} é a posição relativa entre os centros de massas do alvo e do projétil.

O Hamiltoniano efetivo desse sistema é dado por:

$$H_{ef} = H_{\alpha} + K_{\alpha} + V_{\alpha}. \quad (2.3)$$

Temos que H_{α} é a hamiltoniana intrínseca aos núcleos, K_{α} é a energia cinética entre os núcleos e V_{α} o potencial de interação entre o projétil e o alvo.

$$H_{\alpha}|\phi_{\alpha}\Psi_{\alpha}\rangle = \epsilon_{\alpha}|\phi_{\alpha}\Psi_{\alpha}\rangle, \quad (2.4)$$

onde, $\epsilon_{\alpha} = \epsilon_A + \epsilon_a$

Como, P e Q , são projetores podemos utilizar as seguintes propriedades:

$$P^2 = P \quad Q^2 = Q \quad P + Q = 1 \quad PQ = QP = 0. \quad (2.5)$$

De modo que obtemos:

$$(E - H)(P + Q)\Psi = 0, \quad (2.6)$$

multiplicando pela esquerda por P .

$$(E - PHP)P\Psi = (PHQ)Q\Psi. \quad (2.7)$$

E por Q

$$Q\Psi = \frac{1}{E - QHQ + i\epsilon}(QHP)P\Psi. \quad (2.8)$$

A fase no denominador $i\epsilon$ surge para evitar problemas numéricos. Substituindo 2.8 em

2.7, temos:

$$[E - PHP - PHQ \frac{1}{E - QHQ + i\epsilon} QHP] P\Psi = 0, \quad (2.9)$$

onde podemos ver de forma explicita o potencial de polarização:

$$V_{pol} = PHQ \frac{1}{E - QHQ + i\epsilon} QHP. \quad (2.10)$$

Esse potencial é responsável pelo acoplamento dos canais do sub-espço P com os outros canais de reação. Além disso, em geral, é complexo, não-local, dependente da energia e do momento angular.

Agora, podemos escrever a hamiltoniana efetiva na forma:

$$H_{ef} = PHP + PHQ \frac{1}{E - QHQ + i\epsilon} QHP. \quad (2.11)$$

Assim, utilizando a Eq 2.11 e 2.9:

$$(E - H_{ef})\Psi_P = 0. \quad (2.12)$$

Substituindo o hamiltoniano efetivo da Eq 2.3 na 2.12:

$$(E - H_\alpha - K_\alpha - V_\alpha) \sum_\alpha \phi_\alpha \psi_\alpha(\vec{R}_\alpha) = 0, \quad (2.13)$$

multiplicando por ϕ_α^* pela esquerda e integrando pelas coordenadas internas:

$$\int d\xi_\alpha \phi_\alpha^* (E - H_\alpha - K_\alpha - V_\alpha) \sum_{\alpha'} \phi_{\alpha'} \psi_{\alpha'}(\vec{R}_{\alpha'}) = 0. \quad (2.14)$$

$$\left[E - \epsilon_\alpha - K_\alpha - \int \phi_\alpha^* V_\alpha \phi_\alpha d\xi_\alpha \right] \psi_\alpha(\vec{R}_\alpha) = \sum_{\alpha' \neq \alpha} \left(\int \phi_\alpha^* V_\alpha \phi_{\alpha'} d\xi_\alpha \right) \psi_{\alpha'}(\vec{R}_{\alpha'}). \quad (2.15)$$

$$V_{\alpha\alpha'} = \langle \alpha | V_\alpha | \alpha' \rangle = \int \phi_\alpha^* V_\alpha \phi_{\alpha'} d\xi_\alpha. \quad (2.16)$$

Utilizando 2.16 na eq. 2.17:

$$[E - \varepsilon_\alpha - K_\alpha - V_{\alpha\alpha}] \Psi_\alpha(\vec{R}_\alpha) = \sum_{\alpha' \neq \alpha} V_{\alpha\alpha'} \Psi_{\alpha'}(\vec{R}_{\alpha'}). \quad (2.17)$$

$V_{\alpha\alpha}$ é o potencial diagonal relacionado ao espalhamento elástico e $V_{\alpha\alpha'}$ é o potencial relacionado ao acoplamento do canal elástico com os outros canais. Portanto, para determinar as funções de onda é preciso resolver esse sistema de várias equações diferenciais acopladas. Mesmo com o nível de processamento dos computadores atuais, precisamos utilizar alguma aproximação para resolver esse sistema. Usualmente se faz necessário o truncamento das funções de onda. Esse truncamento é realizado selecionando os canais mais relevantes para o sistema. Ademais, precisamos de um potencial óptico, para considerar a perda de fluxo para os canais que não estão sendo levados em conta.

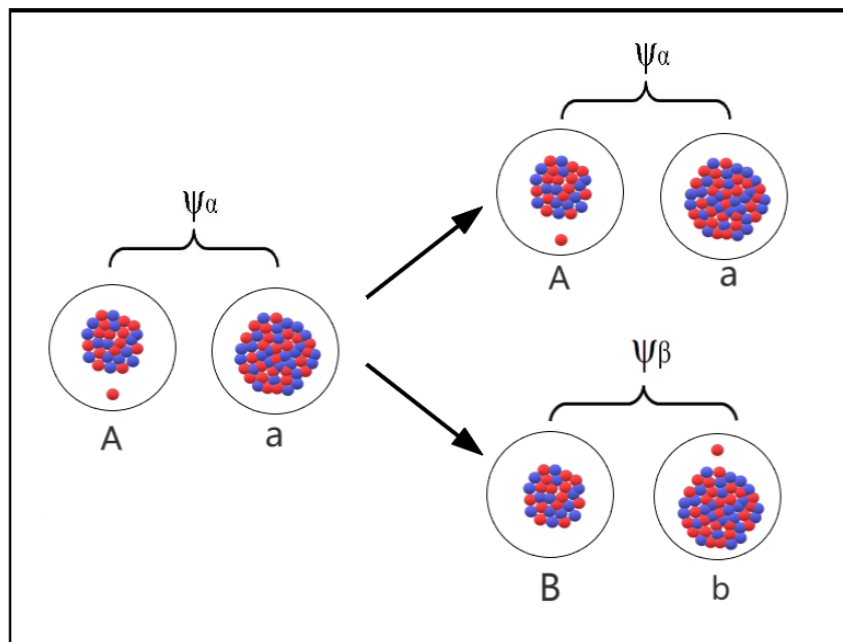


Figura 2.1: Representação de uma reação onde pode haver a troca de um nucleon.

É chamado de canais de reações acopladas (CRC) uma generalização do método de CC, onde é levado em conta processos de transferência de nucleons. Nesse método as equações tornam-se mais complexas pela presença de termos não-ortogonais relacionados aos overlaps entre estados pertencentes a diferentes partições, como demonstrado em [32]. Considere, agora, o processo onde dois núcleos interagem, a e A , podendo transferir um nucleon resultando nos núcleos B e b , como representando em 2.18. Dessa forma, é possível acessar dois grupos de canais de saída, os canais elásticos α e os canais de transferência β , como representandos na

fig. 2.1. Quando há transferência de apenas um núcleon, podemos esquematizar a reação de transferência na forma:

$$\begin{aligned} a + A &\rightarrow b + B, \\ a &= b + n, \\ B &= A + n. \end{aligned} \tag{2.18}$$

Temos que a função de onda, para os estados iniciais e finais, da reação de transferência no caso em que há apenas um único canal tanto na partição α quanto na β é escrita na forma:

$$\Psi_P = \phi_\alpha \psi_\alpha(\vec{R}_\alpha) + \phi_\beta \psi_\beta(\vec{R}_\beta). \tag{2.19}$$

Escrevendo seu Hamiltoniano:

$$H = H_\alpha + K_\alpha + V_\alpha = H_\beta + K_\beta + V_\beta. \tag{2.20}$$

A equação para o método de canais de reação acoplados (CRC), considerado apenas um canal de transferência, fica de modo análogo ao método de CC.

$$[E_\alpha - \varepsilon_\alpha - K_\alpha - V_{\alpha\alpha}] \psi_\alpha(\vec{R}_\alpha) = \langle \phi_\alpha | H - E | \phi_\beta \rangle \psi_\beta(\vec{R}_\beta), \tag{2.21}$$

$$[E_\beta - \varepsilon_\beta - K_\beta - V_{\beta\beta}] \psi_\beta(\vec{R}_\beta) = \langle \phi_\beta | H - E | \phi_\alpha \rangle \psi_\alpha(\vec{R}_\alpha). \tag{2.22}$$

Podemos escrever a eq. 2.21 e eq. 2.22 na forma integro-diferencial:

$$[E_\alpha - \varepsilon_\alpha - K_\alpha - V_{\alpha\alpha}] \psi_\alpha(\vec{R}_\alpha) = \int \kappa_{\alpha\beta}(\vec{R}_\alpha, \vec{R}_\beta) \psi_\beta(\vec{R}_\beta) d\vec{R}_\beta, \tag{2.23}$$

$$[E_\beta - \varepsilon_\beta - K_\beta - V_{\beta\beta}] \psi_\beta(\vec{R}_\beta) = \int \kappa_{\beta\alpha}(\vec{R}_\beta, \vec{R}_\alpha) \psi_\alpha(\vec{R}_\alpha) d\vec{R}_\alpha. \tag{2.24}$$

As funções $\kappa_{\beta\alpha}$ e $\kappa_{\alpha\beta}$ carregam informações da interação entre os núcleos e são chamadas funções *kernels*, dadas por:

$$\kappa_{\alpha\beta}(\vec{R}_\beta, \vec{R}_\alpha) = J_{\alpha\beta} \int \phi_\alpha^*(\xi_\alpha) [H - E] \phi_\beta^*(\xi_\beta) d\xi_\alpha, \tag{2.25}$$

$$\kappa_{\beta\alpha}(\vec{R}_\beta, \vec{R}_\alpha) = J_{\beta\alpha} \int \phi_\beta^*(\xi_\beta) [H - E] \phi_\alpha^*(\xi_\alpha) d\xi_\beta, \quad (2.26)$$

onde, $J_{\alpha\beta}$ e $J_{\beta\alpha}$ são os jacobianos da transformação das coordenadas internas. Quando se considera mais de um canal nas partições α e β é adicionado um somatório por α' e β' da eq. 2.19 à 2.26. Também, quando o espalhamento é elástico, α e β referem-se a mesma partição e o termo de não-ortogonalidade desses canais, das funções *kernel* é nulo. Utilizamos o formalismo *prior* quando o potencial de interação do canal de entrada aparece explicitamente na matriz de interação. Quando o potencial que aparece explicitamente é o canal de saída, utilizamos a representação *post*. Este trabalho não irá detalhar as propriedades das funções *kernel*, a referência [11] trata com mais detalhes tais funções.

2.2 Aproximação de Born de Ondas Distorcidas

Em situações assintóticas, onde desconsideramos o potencial de interação, podemos utilizar uma solução de equações homogêneas, para parte radial da equação de Schrödinger, que represente a dinâmica de uma reação. Essa solução é uma função exponencial que descreve o movimento de uma onda plana. Porém, a equação de Schrödinger, na presença de um potencial espalhador fraco, torna-se uma equação não-homogênea. Assim, suas soluções são a soma da solução homogênea mais a solução particular. Podemos interpretar isso, como se agora a função de onda resultante que descreve a dinâmica da interação fosse uma onda distorcida, assim o potencial efetivo dessa reação é considerado um potencial distorcido e é dado por:

$$U_\alpha = V_\alpha - W_\alpha, \quad (2.27)$$

onde U_α é o potencial distorcido, geralmente complexo, que depende apenas da separação entre os núcleos. Também, W_α é o potencial residual, ou seja, esse é o potencial que evidencia os acoplamentos. A dependência dos acoplamentos está ligada à diferença entre os potenciais W_α e V_α . Quando considerado situações com fraco acoplamentos dos canais, Pode-se considerar o estado resultante da ação do potencial V_α como o estado de espalhamento resultante da ação do potencial U_α . Dessa forma:

$$(H' - E_\alpha) |\alpha^{U^\pm}\rangle = 0, \quad (2.28)$$

com $H' = H_\alpha + K_\alpha + U_\alpha$ e E_α sendo a energia do estado espalhado $|\alpha^{U\pm}\rangle$. Como o estado espalhado é composto por ondas de saída $\psi^{(+)}$, e de entrada $\psi^{(-)}$, podemos escrever a solução da equação de Schrödinger:

$$\begin{aligned} |\alpha^{U+}\rangle &= |\alpha\rangle + \frac{1}{E_\alpha - H' + i\varepsilon} U_\alpha |\alpha\rangle, \\ |\alpha^{U-}\rangle &= |\alpha\rangle + \frac{1}{E_\alpha - H'^\dagger - i\varepsilon} U_\alpha^\dagger |\alpha\rangle, \end{aligned} \quad (2.29)$$

onde H'^\dagger e U_α são os hermitianos conjugados de H' e U_α . A partir da eq. 2.29 podemos escrever a equação de Lippmann-Schwinger, para o estado de espalhamento completo, devido ao potencial V_α :

$$|\alpha^+\rangle = |\alpha^{U+}\rangle + \frac{1}{E_\alpha - H + i\varepsilon} W_\alpha |\alpha^{U+}\rangle, \quad (2.30)$$

onde, $H = H_\alpha + K_\alpha + V_\alpha$. Também, de forma análoga, podemos escrever os canais de saída, espalhados pelo potencial V_β :

$$|\beta^-\rangle = |\beta^{U-}\rangle + \frac{1}{E_\beta - H - i\varepsilon} W_\beta^\dagger |\beta^{U-}\rangle. \quad (2.31)$$

Dessa forma, a interação desses canais pode ser escrita pela matriz:

$$\begin{aligned} \langle \beta^- | V_\alpha | \alpha \rangle &= \langle \beta^{U-} | V_\alpha | \alpha \rangle + \langle \beta^{U-} | W_\beta \frac{1}{E_\beta - H^\dagger + i\varepsilon} V_\alpha | \alpha \rangle, \\ &= \langle \beta^{U-} | V_\alpha | \alpha \rangle + \langle \beta^{U-} | W_\beta [|\alpha^+\rangle - |\alpha\rangle], \\ &= \langle \beta^{U-} | V_\alpha - W_\beta | \alpha \rangle + \langle \beta^{U-} | W_\beta | \alpha^+\rangle. \end{aligned} \quad (2.32)$$

Essa matriz é conhecida como Matriz-T e a seção de choque é proporcional ao quadrado do seu módulo. Quando não há *rearrangement* podemos escrever a eq. 2.32 na forma:

$$\begin{aligned} \langle \beta^- | V_\alpha | \alpha \rangle &= \langle \beta^{U-} | V_\alpha - W_\beta | \alpha \rangle + \langle \beta^{U-} | W_\beta | \alpha^+\rangle, \\ \langle \beta^- | V_\alpha | \alpha \rangle &= \langle \beta^{U-} | U_\beta | \alpha \rangle \delta_{\beta\alpha} + \langle \beta^{U-} | W_\beta | \alpha^+\rangle. \end{aligned} \quad (2.33)$$

Quando consideramos que o acoplamento entre os canal elásticos e inelástico é fraco, podemos utilizar o método de DWBA. Dessa forma, consideramos a interação residual W fraca,

ou seja, W não afeta de forma considerável os canais de reação. Assim podemos considerar

$$|\alpha^+ \rangle = |\alpha^{U+} \rangle. \quad (2.34)$$

Então a eq. 2.33 se transforma em:

$$T_{\alpha\beta}^{DWBA} = \langle \beta^{U-} | U_\beta | \alpha \rangle \delta_{\beta\alpha} + \langle \beta^{U-} | W_\beta | \alpha^{U+} \rangle. \quad (2.35)$$

Quando há transferência de nucleons o primeiro termo da equação acima desaparece. Podemos escrever essa nova Matriz-T na forma *post*, com o potencial residual dado pelos núcleos de saída:

$$T_{\alpha\beta}^{DWBA} = \langle \beta^{U-} | W_\beta | \alpha^{U+} \rangle. \quad (2.36)$$

De forma similar a Matriz-T pode ser expressada na forma *prior*, com o potencial residual dos núcleos da partição de entrada:

$$T_{\alpha\beta}^{DWBA} = \langle \beta^{U-} | W_\alpha | \alpha^{U+} \rangle. \quad (2.37)$$

Podemos escrever as funções de onda do movimento relativo, $|\alpha^+\rangle$ e $|\beta^+\rangle$ na representação de coordenadas. Essas funções, para um potencial de curto alcance, ficam na forma:

$$\chi_\alpha^{(+)}(\vec{k}_\alpha, \vec{r}_\alpha) \rightarrow \exp[i\vec{k}_\alpha \cdot \vec{r}_\alpha] + \frac{\exp[ik_\alpha r_\alpha]}{r_\alpha} f(\theta, \phi), \quad (2.38)$$

$$\chi_\beta^{(+)}(\vec{k}_\beta, \vec{r}_\beta) \rightarrow \exp[i\vec{k}_\beta \cdot \vec{r}_\beta] + \frac{\exp[ik_\beta r_\beta]}{r_\beta} f(\pi - \theta, \pi + \phi), \quad (2.39)$$

onde, $f(\theta, \phi)$ e $f(\pi - \theta, \pi + \phi)$ são as amplitudes de probabilidade de saída de uma onda esférica em relação à onda plana incidente, também conhecidas como amplitudes de espalhamento.

2.3 Funções de onda e suas bases

Como todo problema envolvendo princípios da mecânica quântica, necessitamos escolher uma base para a representação das funções de onda. Como os núcleos e as reações nucleares apresentam problemas com algum tipo de simetria esférica, escolheremos para nossos números quânticos o momento angular e suas projeções. Considerando um sistema com dois núcleos, a

e A , formando a partição α , precisamos dos seguintes conjuntos de números quânticos :

$$\begin{aligned}\mathbf{I} &= \mathbf{I}_a + \mathbf{I}_A & M_I &= M_a + M_A \\ \mathbf{J} &= \mathbf{I} + \mathbf{L} & M &= M_I + M_L\end{aligned}\tag{2.40}$$

Onde, \mathbf{I}_a é o spin do projétil com projeção M_a ; \mathbf{I}_A é o spin do alvo com projeção M_A . Também, \mathbf{I} é o spin total com projeção M_I ; \mathbf{L} é o momento angular do movimento relativo, entre os núcleos, com projeção M_L . Por fim, \mathbf{J} é o momento angular total do sistema com projeção M .

Então, podemos escrever as funções de onda:

$$\begin{aligned}\Psi(\vec{R}, \xi_i, \xi_j) &= \langle \vec{R} | \phi_{ai} \phi_{Aj} \Psi \rangle \\ \Psi(\vec{R}, \xi_i, \xi_j) &= \sum_{I, L, M_I, M_L, M} (IM_I LM_L | JM) \phi_{ai}(\xi_i) \phi_{Aj}(\xi_j) i^L Y_{L, M_L}^*(\theta, \phi) \frac{f_\alpha(R)}{R}\end{aligned}\tag{2.41}$$

2.4 Potencial Folding

Embora a física nuclear seja uma área estudada há algum tempo, ainda não há um consenso sobre o melhor modelo para descrever as interações nucleares. Parte desse problema pode ser traduzido nas interações entre os núcleon. A natureza dessas interações é muitas vezes complicada e ainda não compreendida completamente. Dessa forma é necessário recorrer ao uso de potenciais efetivos de interação para tentar descrever as reações nucleares.

Potenciais efetivos foram largamente estudados na literatura e para a sua criação há a necessidade deles serem relacionados com a densidade de nucleons, de matéria, de carga e com a energia de bombardeio. Assim os métodos *folding* foram usados durante anos para gerar potenciais para descrever reações de espalhamento nuclear. Utilizaremos para descrever reações nucleon-nucleon o potencial *double-folding* que pode ser definido a partir do modelo óptico para dois núcleos. Para isso, é necessário resolver equação de Schrödinger para um corpo:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu_\alpha} + U(\vec{R}) \right] \Psi(\vec{R}) = E \Psi(\vec{R}),\tag{2.42}$$

Onde μ_α é a massa reduzida do par de núcleos, \vec{R} é a separação dos centros da massas e E é a energia. Para a eq. 2.42 descreve corretamente o espalhamento elástico, devemos expandir a

função de onda total em termos dos auto-estados internos de cada núcleo.

$$\Psi = \sum_{ij} \phi_{ai} \phi_{Aj} \chi_{ij}(R), \quad (2.43)$$

no qual $\phi_{aj}(r_a)$ e $\phi_{Aj}(r_A)$ descrevem os estados intrínsecos do projétil e do alvo e $\chi_{ij}(R)$ descreve o movimento relativo dos pares de nucleons no estados internos rotulados i e j . O Estado $\chi_{00}(R)$ é o que descreve o espalhamento elástico, pois o $i, j = 0$ é o estado fundamental. Dessa forma, podemos escrever o potencial efetivo $U_{0p}(\vec{R})$, ignorando as assimetrias dos núcleos, porém consideramos os estados internos antissimétricos. Assim a forma do potencial é:

$$\begin{aligned} U_{0p}(\vec{R}) &= V_{00} + \sum_{\alpha\alpha'} V_{0\alpha} \frac{1}{E - H - i\epsilon} V_{\alpha'0} \\ &= U_F + \Delta U, \end{aligned} \quad (2.44)$$

na qual V é a interação dos pares e a soma é entre os estados excitados dos núcleos. O primeiro termo é real e é chamado de *Folded Potential* e tem a forma:

$$U_F(\vec{R}) = V_{00} \equiv (\phi_{a0} \phi_{A0} | V | \phi_{a0} \phi_{A0}). \quad (2.45)$$

Onde os brackets redondos denotam a dependência nas coordenadas internas dos núcleos. O termo que sobra, ΔU é referente ao potencial de polarização, o qual leva em conta o acoplamento do canal elástico com todos os outros canais acessíveis. É, geralmente, complexo, não-local e dependente da energia e momento angular. Podemos considerar que o potencial U é um operador local de dois nucleons [33], assim:

$$U_F = \sum_{ij} v_{ij}. \quad (2.46)$$

Logo, a interação nucleon-nucleon dos núcleos parceiros da colisão é descrita por v_{ij} , ou seja, os índices representam os nucleons do núcleo. Assim, quando temos muitos nucleons podemos escrever o potencial folding eq. 2.45, na forma:

$$U_F(\vec{R}) = \int \int \rho_1(\vec{r}_1) \rho_2(\vec{r}_2) v(r_{12} = \vec{R} - \vec{r}_1 + \vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2, \quad (2.47)$$

na qual $\rho_1(\vec{r}_1)$ e $\rho_2(\vec{r}_2)$ são as distribuições de densidade dos núcleos a e A , respectivamente,

$v(r_{12})$ é o potencial de interação núcleon-núcleon e r_{12} é o vetor de posição do nucleon pertencente ao projétil (a), em relação ao nucleon pertencente ao núcleo alvo (A), como visto na fig. 2.2. Precisamos integrar a eq. 2.47 em duas coordenadas, por ter duas densidades envolvidas, essa técnica é conhecida como *double-folding*. Podemos simplificar a eq. 2.47, a partir de uma transformada de Fourier, passando de 6 dimensões, 3 para o alvo e 3 para o projétil, para 3 dimensões.

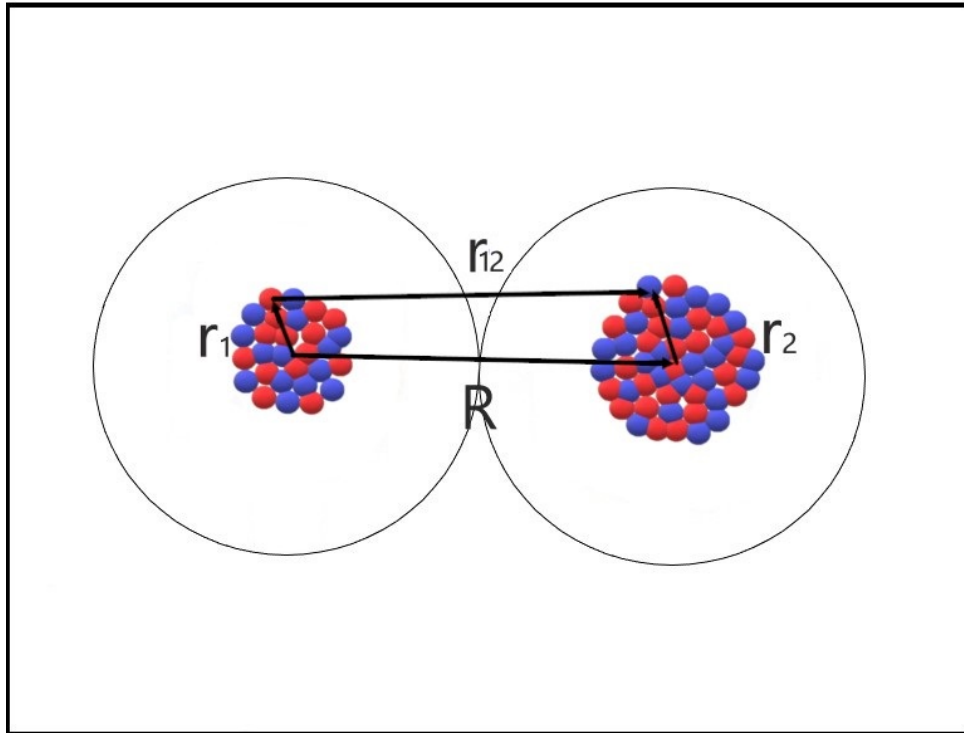


Figura 2.2: Representação da interação nucleon-núcleon entre dois núcleos.

Considerando duas funções, uma na representação de coordenadas $f(\vec{r})$ e outra na representação do momento $\bar{f}(\vec{k})$, estão diretamente relacionadas pelas transformadas de Fourier. Onde, \vec{k} é o momento relativo entre os núcleos. Temos que:

$$\begin{aligned} f(\vec{r}) &= \frac{1}{\sqrt[3]{2\pi}} \int \bar{f}(\vec{k}) e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}} d\vec{k}, \\ \bar{f}(\vec{k}) &= \int f(\vec{r}) e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} d\vec{r}, \end{aligned} \quad (2.48)$$

Podemos reescrever os potenciais na representação do momento:

$$v(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt[3]{2\pi}} \int \bar{v}(\vec{k}) e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}} d\vec{k}, \quad (2.49)$$

$$\bar{v}(\vec{k}) = \int v(\vec{r}) e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} d\vec{r}, \quad (2.50)$$

$$U_F(\vec{R}) = \frac{1}{\sqrt[3]{2\pi}} \int \bar{U}_F(\vec{k}) e^{-i\vec{k}\cdot\vec{R}} d\vec{k}, \quad (2.51)$$

$$\bar{U}_F(\vec{k}) = \int U_F(\vec{R}) e^{i\vec{k}\cdot\vec{R}} d\vec{R}. \quad (2.52)$$

Assim, multiplicando a eq. 2.47 por $e^{-i\vec{k}\cdot\vec{R}}$ e integrando por dR , tem-se a seguinte expressão:

$$\int U_F(R) e^{-i\vec{k}\cdot\vec{R}} dR = U_F(\vec{R}) = \int \int \int e^{-i\vec{k}\cdot\vec{R}} \rho_1(\vec{r}_1) \rho_2(\vec{r}_2) v(\vec{r}_{12}) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 d\vec{R}. \quad (2.53)$$

Sabendo que $\vec{R} = \vec{r}_{12} + \vec{r}_1 - \vec{r}_2$, temos que $d\vec{R} = d\vec{r}_{12} + d\vec{r}_1 - d\vec{r}_2$, porém $d\vec{r}_{12} \gg d\vec{r}_1, d\vec{r}_2$, dessa forma temos que $d\vec{R} = d\vec{r}_{12}$ e assim podemos reescrever as integrais:

$$\begin{aligned} \int U_F(R) e^{-i\vec{k}\cdot\vec{R}} dR &= \int \int \int e^{-i\vec{k}\cdot(\vec{r}_{12} + \vec{r}_1 - \vec{r}_2)} \rho_1(\vec{r}_1) \rho_2(\vec{r}_2) v(\vec{r}_{12}) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 d\vec{r}_{12}. \\ \int U_F(R) e^{-i\vec{k}\cdot\vec{R}} dR &= \int e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}_1} \rho_1(\vec{r}_1) d\vec{r}_1 \int e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}_2} \rho_2(\vec{r}_2) d\vec{r}_2 \int e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}_{12}} v(\vec{r}_{12}) d\vec{r}_{12}. \end{aligned} \quad (2.54)$$

Agora, podemos escrever a eq.2.47 na representação do momento, pois:

$$\bar{U}_F(\vec{k}) = \int e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}_1} \rho_1(\vec{r}_1) d\vec{r}_1 \int e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}_2} \rho_2(\vec{r}_2) d\vec{r}_2 \int e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}_{12}} v(\vec{r}_{12}) d\vec{r}_{12}. \quad (2.55)$$

Pelas definições das transformada de Fourier, dadas pela eq.2.48, podemos reduzir a eq.2.47 de 6 dimensões a uma equação de 3 dimensões:

$$\bar{U}_F(k) = \bar{\rho}_1(\vec{k}) \bar{\rho}_2(-\vec{k}) \bar{v}(\vec{k}). \quad (2.56)$$

Portanto, o grau de complexidade da solução para o potencial *double-folding* fica dependendo das densidades nucleares e do potencial bare, responsável pela interação nucleon-nucleon.

2.5 Potencial de São Paulo

É necessário criar uma sistemática confiável para as reações de espalhamento elástico, onde a probabilidade de outros canais seja muito fraca, tal que a parte real do potencial seja um potencial *bare*. O potencial efetivo é um importante fator para a descrição das reações nucleares. Para utilizar o potencial *double-folding* é necessário uma sistemática para as densidades de nucleons envoltos em sua definição, como descrito em [3]. Há também a necessidade de especificar o potencial de interação nucleon-nucleon que leva em conta a interação spin-orbital, não-localidade e a dependência com a energia. Nesse trabalho utilizaremos a a interação do Potencial de São Paulo (SPP), para descrever as reações nucleares diretas.

Esse potencial foi construído a partir da análise de dados de espalhamento elástico e cálculos microscópicos de Hatree Fock Bogolyubov para alguns sistemas onde não estavam disponíveis os dados experimentais. É um potencial *double-folding* e leva em conta o princípio de não-localidade de Pauli que contem informação das trocas de nucleons entre os núcleos durante a reação. Além de tudo, o SPP é bem descrito na literatura e vem sendo usado em dezenas de trabalhos pelo grupo de física nuclear teórico da UFF, tendo se mostrado eficaz como potencial *bare* em vários tipos de reações de transferência.

Para começar a descrever o SPP, é importante ressaltar que os nucleons são férmions podemos utilizar a função biparamétrica de fermi para representar as distribuições de densidades de carga e de matéria.

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R_0}{a}\right)}, \quad (2.57)$$

na qual ρ_0 é densidade do *core* relacionada a saturação do core, a é a difusividade nuclear e R_0 é o raio nuclear onde a densidade de matéria cai à metade.. Esses três parâmetros se relacionam a partir da condição de normalização:

$$\int \rho(r)r^2 dr d\Omega = X, \quad (2.58)$$

onde X pode ser o número de carga, o número de nêutrons ou número total de nucleons.

Com base na referência [3], podemos escrever a densidade de carga, $\rho_{ch}(r)$, e a densi-

dade de matéria, $\rho_m(r)$, da seguinte forma:

$$\rho_{ch}(r) = \int \rho_p(\vec{r}') \rho_{chp}(\vec{r} - \vec{r}') d\vec{r}', \quad (2.59)$$

$$\rho_m(r) = \int \rho_n(\vec{r}') \rho_{mn}(\vec{r} - \vec{r}') d\vec{r}', \quad (2.60)$$

onde, $\rho_m(r)$ é a densidade de massa, $\rho_{ch}(r)$ é a densidade de carga e os subíndices p e n fazem referência ao próton e ao nêutron, respectivamente.

O SPP é produzido assumindo que o potencial não-local $V_{NL}(R)$ é um potencial double-folding descrito pela eq. 2.47. A interação não-local é descrita pelo potencial bare $U(R, R')$, para íons-pesados. O potencial *bare* é definido pelo tratamento microscópico das relações núcleon-núcleon e pode ser escrito, aproximadamente, na forma:

$$U(R, R') = V_{NL}\left(\frac{R+R'}{2}\right) \frac{1}{\pi^{3/2} b^3} \exp\left(-\frac{|\vec{R} - \vec{R}'|}{b}\right), \quad (2.61)$$

na qual b é o alcance da não-localidade de Pauli. A não-localidade é associada à troca de nucleon e é incorporada à equação de Schrödinger através do potencial bare. A equação é dada pela seguinte expressão:

$$\frac{-\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 \psi(\vec{R}) + [V_C(R) + V_{pol}(R, E) + iW_{pol}(R, E)] \psi(\vec{R}) + \int U(R, R') \psi(\vec{R}') d\vec{R}' = E \psi(\vec{R}). \quad (2.62)$$

onde, $V_C(R)$ é o potencial coulombiano e os potenciais $V_{pol}(R, E)$ e $iW_{pol}(R, E)$ são potenciais de polarização que levam em conta o acoplamento com os canais não-elásticos. Finalmente, de acordo com [3], pode-se extrair um potencial local equivalente do potencial óptico, na forma:

$$V_{LE}(R, E) = \int \rho_1(r_1) \rho_2(r_2) v_{NN}(v, \vec{R} - \vec{r}_1 + \vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2, \quad (2.63)$$

$$v_{NN}(v, \vec{r}_{12}) = v_f(\vec{r}_{12}) e^{-4v^2/c^2}, \quad (2.64)$$

onde, c é a velocidade da luz.

A eq. 2.64 define um potencial efetivo de interação nucleon-nucleon que leva em conta

os efeitos quânticos não-locais, tem bons resultado quando usado para descrever dados experimentais e é livre de parâmetros livres.

CAPÍTULO 3

REAÇÕES DE TRANSFERÊNCIA

Como já mencionado acima, as reações de transferência nuclear são muito sensíveis aos estados finais e iniciais dos núcleos envolvidos na reação. Por essa razão, podemos utilizar esse tipo de interação para sondar características da estrutura nuclear. Nesse trabalho focaremos nas reações de transferência direta e reações de transferência sequencial, no qual existe uma partição intermediária entre as partições iniciais e finais durante a reação.

Para entender as reações de transferência, é preciso entender o funcionamento e as informações relevantes que as seções de choque podem conter. No espalhamento elástico é predominante a ação do potencial coulombiano, por isso, é comum dividir a seção de choque elástica pela seção de choque de Rutherford. Dessa forma, evidenciase a sensibilidade da seção de choque elástica para com o potencial nuclear. No espalhamento inelástico podemos observar a coletividade das funções de onda nuclear. Por outro lado, nas reações de transferência há diferentes tipos de correlações de nucleons quando mais de um nucleon é transferido. Enquanto a transferência de um nucleon é descrita pelo estado *single-particle*, a transferência de dois nucleons pode ser caracterizada pelas correlações nucleon-nucleon, sendo uma delas o emparelhamento entre esses dois nucleons. Podemos utilizar um potencial óptico para esse tipo de reação, esse potencial médio da interação dos núcleos tem sido utilizado largamente na literatura para descrever reações diretas, possuindo a forma:

$$U(\vec{R}) = V(\vec{R}) + iW(\vec{R}). \quad (3.1)$$

A parte real do potencial, como esperado, tem uma parte Coulombiana e uma parte nuclear. Podemos dizer que os núcleos possuem uma densidade uniforme de carga, dessa forma o potencial coulombiano pode ser escrito.

$$V_c(R) = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^3}{R} \right) \left(\frac{3}{2} - \frac{R^2}{2R_{nucleo}^2} \right) \quad R < R_{sistema}, \quad (3.2)$$

$$V_c(R) = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^3}{R} \right) \quad R > R_{sistema}, \quad (3.3)$$

no qual $R_{sistema}$ é o raio de um círculo que engloba os núcleos alvo e projétil. Por outro lado, para a parte nuclear utilizamos o potencial fenomenológico *Wood-Saxon* que é definido da seguinte maneira:

$$v(R) = - \frac{v_0}{1 + \exp\left(\frac{R - R_{sistema}}{a}\right)}, \quad (3.4)$$

em que $R_{sistema} = r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) = R_1 + R_2$, A_1 e A_2 são as massas nuclear, Z_1 e Z_2 são os números de prótons e os subíndices 1 e 2 denotam o alvo e o projétil. O valor de r_0 é geralmente $1.25 * 10^{-13} \text{ cm}$. Outro potencial muito usado, em especial pelo grupo de reações nucleares da UFF é o potencial *double-folding* de São Paulo, descrito na seção anterior.

Para realizar os cálculos das reações de transferência utilizamos princípios da mecânica quântica. Um desses princípios é o da sobreposição de funções de onda, os chamados *overlaps*. Considerando uma reação de transferência, onde dois núcleos, $a = b + n$ e A , interagem transferindo uma partícula, n , resultando nos núcleos b e $B = A + n$, é possível definir a função de onda para o núcleo B composto por um core e uma partícula de valência:

$$\begin{aligned} \Psi_{B I_B M_B T_B N_B}(\vec{r}_{nA}, \sigma_n, \tau_n, \xi) &= B^{-1/2} \sum_{l,j} \langle I_A M_A \ j(M_B - M_A) | I_B M_B \rangle, \\ &\times \langle T_A N_A \ 1/2(N_B - N_A) | T_B N_B \rangle \phi_{A I_A M_A T_A N_A}(\xi) \Psi_{A l j, M_B - M_A, N_B - N_A}^B(\vec{r}_{nA}, \sigma_n, \tau_n), \end{aligned} \quad (3.5)$$

sendo, \vec{r}_{nA} o vetor posição do nucleon n relativo ao centro de massa do core formado pelos outros nucleons $A = B - n$, σ_n e τ_n as variáveis de spin e isospin, $1/2$ é o isospin do nucleon transferido, com projeção $N_B - N_A$ e ξ são as variáveis internas de B que também são as variáveis internas de A .

A representação das coordenadas para a descrição de uma reação de transferência é mostrado na fig. 3.1. O modelo é idêntico para a transferência de um dêuteron no modelo de cluster, quando os dois nucleons são transferidos como uma partícula, sem considerar sua estrutura. Temos as seguintes relações entre os raios intrínsecos com os raios relativos.

$$\vec{r}_{nA} = J_{\alpha\beta}^{1/3} \left[\vec{r}_\alpha - \frac{b}{a} \vec{r}_\beta \right] \quad (3.6)$$

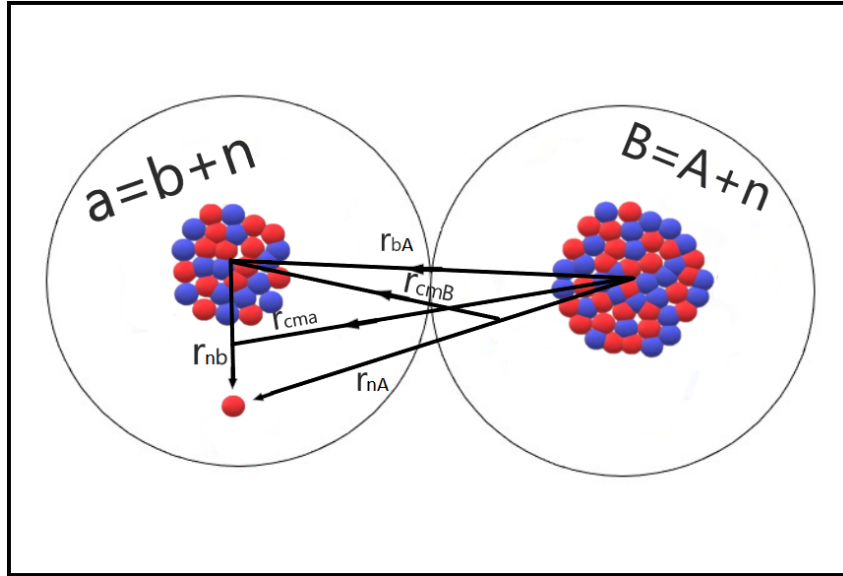


Figura 3.1: Representação das coordenadas na reação de transferência de um nucleon.

$$\vec{r}_{nb} = J_{\alpha\beta}^{1/3} \left[\frac{A}{B} \vec{r}_{\alpha} - \vec{r}_{\beta} \right] \quad (3.7)$$

$$\vec{r}_{bA} = \frac{1}{A+a} [a\vec{r}_{\alpha} - B\vec{r}_{\beta}] \quad (3.8)$$

Onde, $J_{\alpha\beta}$ é o jacobiano que transforma as coordenadas $\vec{r}_{nA}, \xi_n, \xi_b, \xi_A$, nas coordenadas $\vec{r}_{\alpha}, \xi_n, \xi_b, \xi_A$. Explicitamente:

$$J_{\alpha\beta} = \left[\frac{aB}{n(a+A)} \right]^3 \quad (3.9)$$

Temos que a superposição das funções de onda dos estados A e B é:

$$\begin{aligned} \langle \Psi_B | \Psi_A \rangle = & B^{1/2} \int d\xi \sum_{l,j} \langle I_A M_A \ j(M_B - M_A) | I_B M_B \rangle \langle T_A N_A \ 1/2(N_B - N_A) | T_B N_B \rangle \\ & \times \Psi_{Alj, M_B - M_A, N_B - N_A}^{*B}(\vec{r}_{nA}, \sigma_n, \tau_n) \phi_{AI_A M_A T_A N_A}(\xi) \phi_{AI_A M_A T_A N_A}^*(\xi). \end{aligned} \quad (3.10)$$

Podemos inserir a integral dentro do somatório e utilizar a propriedade de ortonormali-

dade das funções de onda do núcleo A . Dessa forma:

$$\begin{aligned} \langle \Psi_B | \Psi_A \rangle = & B^{1/2} \sum_{l,j} \langle I_A M_A \ j(M_B - M_A) | I_B \ M_B \rangle \langle T_A N_A \ 1/2(N_B - N_A) | T_B N_B \rangle \\ & \times \Psi_{Alj, M_B - M_A, N_B - N_A}^{*B}(\vec{r}_{nA}, \sigma_n, \tau_n). \end{aligned} \quad (3.11)$$

Definindo o fator espectroscópico S , a partir dos *overlaps* das funções de onda dos núcleos interagentes. utilizando a seguinte notação: $S_{l_1, j_1}(b, n/a)$ é o fator espectroscópico para o sistema a , dá a probabilidade de quando o sistema estiver no estado Ψ_a , ele sera encontrado compondo-se do nucleon n com momento angular orbital l_1 e momento angular total j_1 relativo ao núcleo b no estado Ψ_b . Toda reação de transferência envolve dois fatores espectroscópicos, pois envolve $S_{l_1, j_1}(b, n/a)$ que tem relação com o projétil e $S_{l_2, j_2}(B, n/A)$ que é relativo ao alvo. Neste trabalho utilizaremos a amplitude espectroscópica que é a raiz quadrada do fator espectroscópico.

$$S_{l_j n}(A I_A T_A, n | B I_B T_B) = \int |\Psi_{Aljmn}^B|^2 d\vec{r}_{nA} d\sigma_n d\tau_n, \quad (3.12)$$

chamando $n = N_B - N_A$ e $m = M_B - M_A$.

Decompondo a função de onda temos:

$$\Psi_{Aljmn}^B(\vec{r}_{nA}, \sigma_n, \tau_n) = \sum_{\mu} R_{Aljmn}^B(r_{nA}) i^l Y_l^{m-\mu}(\theta, \phi) \chi_{s\mu}(\sigma_n) \chi_{tn}(\tau_n) (l m - \mu \ s \mu | j m). \quad (3.13)$$

Onde s é o spin do nucleon. Assim podemos substituir a eq.3.13 na eq.3.12 e utilizar as condições de ortonormalidade. ficando, finalmente, na forma:

$$S_{l_j n}(A I_A T_A, n | B I_B T_B) = \int |R_{Aljmn}^B(r_{nA})|^2 r_{nA}^2 dr_{nA}. \quad (3.14)$$

Quando temos mais de um nucleon sendo transferido podemos considerar mais de um mecanismo de transferência. Entende-se como mecanismo de transferência a forma considerada para a reação de transferência. Temos como exemplo a transferência sequencial e a transferência direta. Na transferência sequencial transfere-se um nucleon, é formado um par de núcleos intermediários (partição) e depois é transferido outro nucleon e assim por diante, até que todos os nucleons a serem transferido o sejam. Outro mecanismo de transferência é quando esses nucle-

ons são transferidos juntos, como no modelo de *cluster*. No modelo de *cluster* a transferência depende unicamente das coordenadas do centro de massa das partículas, de modo análogo a transferência de um único nucleon.

Utilizamos, na função de onda, o número quântico principal, definido a partir da modelagem do oscilador harmônico no modelo de camadas. Assim, além de l e j , N também é um número quântico usado para definir a função de onda. Como o número de quanta é conservado em qualquer transformação canônica, temos:

$$2(N-1) + l + 2(v-1) + t = \sum_{i=1}^n 2(n_i-1) + l_i, \quad (3.15)$$

sendo, (n_i, l_i) os números quânticos que definem os estados das partículas que irão compor o *cluster*, (v, t) os números quânticos do *cluster* e (N, l) os números quânticos do cluster em relação ao *core*. Quando o *cluster* é formado por 4 ou menos nucleons, como por exemplo uma partícula alfa ou dois nêutrons, não há estados excitados, logo $v = 1$ e $t = 0$, ou seja o *cluster* esta no estado $1s$.

3.1 Amplitude de transferência

Para obter a seção de choque de transferência é necessário levar em conta vários ingredientes. Além dos potenciais ópticos das diferentes partições, as interações *core-core*, os fatores de forma para derivar as funções de onda do acoplamentos das partículas transferidas aos *cores* precisamos ter as amplitudes espectroscópicas. Dessa forma, para englobar todos esses valores é definido uma matriz, a matriz-T que é utilizada para definir a amplitude de transferência e pode ser escrita como vimos no final da seção anterior:

$$T_{a \rightarrow b} = \langle b^- | W_\beta | a^+ \rangle, \quad (3.16)$$

onde W_β , definido na seção 2.2, é a interação residual do canal final β . Podemos escrever esse potencial através das interações entre os nucleons que compõe os dois núcleos, V_β , e o potencial distorcido U_β no canal de saída ou de *arrangement* β . Assim:

$$V_\beta = \sum_{i \in a, j \in b} v(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \quad (3.17)$$

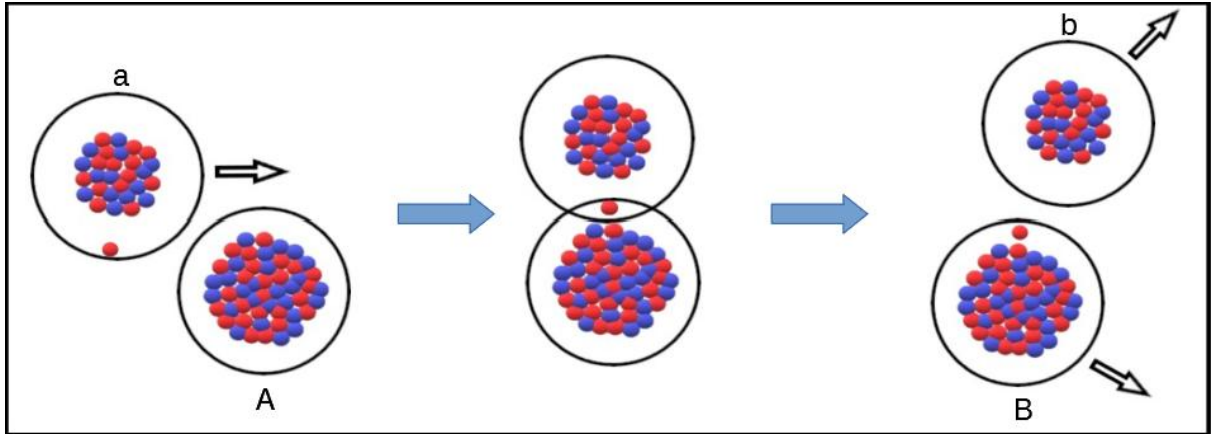


Figura 3.2: Esquema de reações do tipo stripping.

e

$$W_{\beta} = V_{\beta} - U_{\beta} \quad (3.18)$$

Na fig. 3.2 temos uma situação do tipo *stripping*, um núcleo $a = b + 2n$ interagindo com o núcleo A e transferindo dois nucleons. No canal de saída, portanto, temos o núcleo b e $B = A + 2n$ em vários possíveis estados.

Reescrevendo os estados inicial e final na representação de coordenadas temos:

$$|a^{+}\rangle = \phi_{I_A M_A}^A \phi_{I_a M_a}^a \chi^{+}(\vec{K}_{\alpha}, \vec{r}_{\alpha}), \quad (3.19)$$

$$\langle b^{-}| = \chi^{-*}(\vec{K}_{\beta}, \vec{r}_{\beta}) \phi_{I_b M_b}^{b*} \phi_{I_B M_B}^{B*}. \quad (3.20)$$

Na partição de entrada, a função de onda utilizada para descrever o movimento relativo dos núcleos é $\chi^{+}(\vec{K}_{\alpha}, \vec{r}_{\alpha})$ e os estados intrínsecos são descritos por $\phi_{I_A M_A}^A$ para o núcleo A e $\phi_{I_a M_a}^a$ para o núcleo a . Na partição de saída, para os estados intrínsecos temos $\phi_{I_b M_b}^{b*}$ para o núcleo b e $\phi_{I_B M_B}^{B*}$ para o núcleo B com o movimento relativo descrito pela função $\chi^{-}(\vec{K}_{\beta}, \vec{r}_{\beta})$. Essas funções são encontradas a partir do potencial distorcido. O potencial de interação $U_{\alpha}(\vec{r}_{\alpha})$ tem as informações das interações entre o *core* do núcleo a com sua partícula x , podendo estar estruturada ou não e também com o núcleo A . O potencial $U_{\beta}(\vec{r}_{\beta})$, por outro lado, traz as informações do núcleo b e do *core* do B com sua partícula recebida x , estruturada ou não.

Levando em conta as eqs.3.19 e 3.20, podemos reescrever a eq. 3.16 na representação

das coordenadas:

$$T_{a \rightarrow b}^{DWBA} = J \int \int \int \chi^{-*}(\vec{K}_\beta, \vec{r}_\beta) \phi_{I_b M_b}^{b*} \phi_{I_B M_B}^{B*} W_\beta \phi_{I_A M_A}^A \phi_{I_a M_a}^a \chi^+(\vec{K}_\alpha, \vec{r}_\alpha) d\vec{r}_\alpha d\vec{\xi}_\alpha d\vec{r}_\beta, \quad (3.21)$$

onde, $\vec{\xi}_\alpha$ representa todas as variáveis internas, de todos os núcleos, tanto no canal de entrada quando no canal de saída. J é o jacobiano da transformação de coordenadas internas às coordenadas \vec{r}_α e \vec{r}_β .

Podemos definir um fator baseado na eq. 3.21. Assim, reunindo todas as partes dependentes apenas das coordenadas internas, temos:

$$\Gamma_{M_A M_a M_B M_b}(\vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta; \alpha \rightarrow \beta) = J \int \phi_{I_b M_b}^{b*} \phi_{I_B M_B}^{B*} W_\beta \phi_{I_A M_A}^A \phi_{I_a M_a}^a d\vec{\xi}. \quad (3.22)$$

A matriz de interação $\Gamma_{M_A M_a M_B M_b}(\vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta; \alpha \rightarrow \beta)$ quando rotacionada afeta unicamente as funções de onda intrínsecas, mantendo a interação do potencial residual invariante, pois W_β é um escalar. Os spins dos estados intrínsecos podem ser acoplados de modo a obter-se o spin transferido no processo de reação. Dessa forma:

$$\begin{aligned} \vec{s} &= \vec{I}_A - \vec{I}_b, & \vec{j} &= \vec{I}_B - \vec{I}_a, \\ M_s &= M_A - M_b, & M_j &= M_B - M_a, \end{aligned} \quad (3.23)$$

$$\vec{l} = \vec{j} - \vec{s}, \quad m = M_j - M_s, \quad (3.24)$$

sendo \vec{l} o momento angular orbital com projeção m .

Reescrevendo a matriz de interação com o acoplamento dos spins \vec{I}_a com o \vec{I}_b resultando em \vec{s} , \vec{I}_A com \vec{I}_B resultando em \vec{j} e, finalmente, acoplando \vec{j} com \vec{s} resultando no momento angular orbital \vec{l} , podemos escrever:

$$\begin{aligned} \bar{\Gamma}_{l(sj)m}(\vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta; \alpha \rightarrow \beta) &= \sum_{M_j M_l} \sum_{M_B M_a} \sum_{M_A M_b} (j - M_j \ s \ M_s | l - m) (I_a M_a \ I_b - m b | s - M_s) \\ &\times (I_A M_A \ I_B - M_B | j - M_j) (-1)^{I_b - M_b + I_B - M_B} \Gamma_{M_A M_a M_B M_b}(\vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta; \alpha \rightarrow \beta). \end{aligned} \quad (3.25)$$

Também, podemos inverter a eq. 3.25:

$$\begin{aligned} \Gamma_{M_A M_a M_B M_b}(\vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta; \alpha \rightarrow \beta) &= \sum_{lm} \sum_{s M_s} \sum_{j M_j} (j - M_j \ s \ M_s | l - m) (I_a M_a \ I_b - m b | s - M_s) \\ &\times (I_A M_A \ I_B - M_B | j - M_j) (-1)^{I_b - M_b + I_B - M_B} \bar{\Gamma}_{l(sj)m}(\vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta; \alpha \rightarrow \beta) \end{aligned} \quad (3.26)$$

Temos as seguintes relações dos coeficientes de Clebsh-Gordan:

$$\begin{aligned} \sum_{jm} (j_1 m_1 \ j_2 m_2 | jm) (j_1 m'_1 \ j_2 m'_2 | jm) &= \delta_{m_1 m'_1} \delta_{m_2 m'_2}, \\ (j_1 m_1 \ j_2 m_2 | jm) &= (-1)^{j_1 + j_2 - j} (j_2 m_2 \ j_1 m_1 | jm), \\ (j_1 m_1 \ j_2 m_2 | jm) &= (-1)^{j_1 + j_2 - j} (j_1 - m_1 \ j_2 - m_2 | j - m). \end{aligned} \quad (3.27)$$

Utilizando as relações 3.27, podemos reescrever a eq.3.26:

$$\begin{aligned} \Gamma_{M_A M_a M_B M_b}(\vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta; \alpha \rightarrow \beta) &= \sum_{lsj} (-1)^{I_b - M_b + I_B + I_a + s - m} \left(\frac{2l + 1}{2I_B + 1} \right)^{1/2} \\ &\times (lm \ s \ M_a - M_b | j \ M_B - M_A) (I_a M_a \ I_b - M_b | s \ M_a - M_b) \\ &\times (I_A M_A \ j \ M_b - M_A | I_B M_B) \bar{\Gamma}_{l(sj)m}(\vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta; \alpha \rightarrow \beta). \end{aligned} \quad (3.28)$$

Podemos escrever $\Gamma_{l(sj)m}(\vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta; \alpha \rightarrow \beta)$ em termos de $\bar{\Gamma}_{l(sj)m}(\vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta; \alpha \rightarrow \beta)$, que é comumente conhecido como coeficiente de multipolo.

$$\Gamma_{l(sj)m}(\vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta; \alpha \rightarrow \beta) = (-1)^{I_b + I_a + s - m} \left(\frac{2l + 1}{2I_B + 1} \right)^{1/2} i^l \bar{\Gamma}_{l(sj)m}(\vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta; \alpha \rightarrow \beta). \quad (3.29)$$

O coeficiente de multipolo também pode ser escrito como produto de dois termos, A_{lsj} e $f_{l(sj)m}(\vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta)$, assim:

$$\Gamma_{l(sj)m}(\vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta; \alpha \rightarrow \beta) = A_{lsj} f_{l(sj)m}(\vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta). \quad (3.30)$$

utilizando as definições da matriz de interação, podemos reescrever a amplitude de trans-

ferência:

$$\begin{aligned}
T_{a \rightarrow b}^{DWBA} &= \int \int \chi^{-*}(\vec{k}_\beta, \vec{r}_\beta) \sum_{lsj} (-1)^{I_b - M_b + I_B + I_a + s - m} \left(\frac{2l + 1}{2I_B + 1} \right)^{1/2} \\
&\quad \times (lm \ s \ M_A - M_b | j \ M_B - M_a) (I_A M_A \ I_b - M_b | s - M_a - M_b) \\
&\quad \times (I_a M_a \ j \ M_B - M_a | I_B M_B) \bar{\Gamma}_{l(sj)m}(\vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta; \alpha \rightarrow \beta) \chi^+(\vec{k}_\alpha, \vec{r}_\alpha) d\vec{r}_\alpha d\vec{r}_\beta d\vec{r}_\xi.
\end{aligned} \tag{3.31}$$

Agora, utilizando as eqs. 3.29 e 3.30 na eq. 3.31, temos:

$$\begin{aligned}
T_{a \rightarrow b}^{DWBA} &= \int \int \chi^{-*}(\vec{k}_\beta, \vec{r}_\beta) \sum_{lsj} (-1)^{I_b - M_b} (lm \ s \ M_A - M_b | j \ M_B - M_a) \\
&\quad \times (I_A M_A \ I_b - M_b | s - M_a - M_b) (I_a M_a \ j \ M_B - M_a | I_B M_B) \\
&\quad \times A_{lsj} f_{l(sj)m}(\vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta) \chi^+(\vec{k}_\alpha, \vec{r}_\alpha) d\vec{r}_\alpha d\vec{r}_\beta d\vec{r}_\xi.
\end{aligned} \tag{3.32}$$

A partir da equação acima, definimos a amplitude reduzida, $B_{l(sj)m}(\vec{k}_\alpha, \vec{K}_\beta)$, de modo que:

$$B_{l(sj)m}(\vec{k}_\alpha, \vec{K}_\beta) = \frac{i^{-l}}{(2l + 1)^{1/2}} \int \int \chi^{-*}(\vec{k}_\beta, \vec{r}_\beta) f_{l(sj)m}(\vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta) \chi^+(\vec{k}_\alpha, \vec{r}_\alpha) d\vec{r} d\vec{r}_\beta. \tag{3.33}$$

A equação para a amplitude de transferência, finalmente, toma a forma:

$$\begin{aligned}
T_{a \rightarrow b}^{DWBA} &= \sum_{lsj} \sum_m (2l + 1)^{1/2} i^l (-1)^{I_b - M_b} (lm \ s \ M_A - M_b | j \ M_B - M_a) \\
&\quad \times (I_A M_A \ I_b - M_b | s - M_a - M_b) (I_a M_a \ j \ M_B - M_a | I_B M_B) \\
&\quad \times A_{lsj} B_{l(sj)m}(\vec{k}_\alpha, \vec{K}_\beta).
\end{aligned} \tag{3.34}$$

A função $B_{l(sj)m}(\vec{k}_\alpha, \vec{K}_\beta)$ é resolvida a partir de uma integral em seis dimensões, porém, dependendo do problema físico, podemos diminuir o número de dimensões. Podemos escrever a função $f_{l(sj)m}(\vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta)$ em termos dos harmônicos esféricos, pois a função é invariante sob rotações dos eixos de coordenadas, assim escrevendo a função na forma da aproximação *finite-range*, onde

consideramos que a reação ocorre em um espaço limitado:

$$f_{l(sj)m}(\vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta) = \sum_{l_\alpha l_\beta m_\beta} f_{l(sj)l_\alpha l_\beta}(r_\alpha, r_\beta) (l_\beta m_\beta \ l_\alpha \ m - m_\beta | l m) Y_{l_\beta m_\beta}^*(\hat{r}_\beta) Y_{l_\alpha m - m_\beta}^*(\hat{r}_\alpha). \quad (3.35)$$

Temos que a função $f_{l(sj)l_\alpha l_\beta}(r_\alpha, r_\beta)$ carrega o potencial de *finite-range* e a função de onda da partícula transferida.

Considerando que o núcleo residual b é ejetado no mesmo ponto em que o projétil a interage com alvo e incluindo a função δ , reduzimos o problema para 3 dimensões, essa é a aproximação de *zero-range*. Assim, podemos reescrever a eq. 3.35, na forma:

$$f_{l(sj)m}(\vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta) = f_{l(sj)m}(r_\alpha) Y_{lm}^*(\hat{r}_\alpha) \delta \left(\vec{r}_\beta - \frac{m_A}{m_B} \vec{r}_\alpha \right). \quad (3.36)$$

Porém, quando os núcleos, projétil e alvo, tem tamanhos consideráveis, a aproximação *zero-range* deixa de ser válida e devemos utilizar a aproximação *finite-range*, pois pelas dimensões dos núcleos a interação passa a acontecer em um maior intervalo espacial.

Podemos escrever a seção de choque diferencial através da amplitude de transferência:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_\alpha \mu_\beta}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_\beta}{k_\alpha} \frac{1}{(2I_A + 1)(2I_a + 1)} \sum_m |T_{a \rightarrow b}^{DWBA}|^2. \quad (3.37)$$

Utilizando a eq. 3.34 na eq. 3.37, temos:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_\alpha \mu_\beta}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_\beta}{k_\alpha} \frac{2I_B + 1}{(2I_A + 1)(2I_a + 1)} \sum_{lsj} |A_{lsj}|^2 \sum_m |B_{l(sj)m}|^2. \quad (3.38)$$

Podemos escrever a matriz-T para o caso conhecido como aproximação born de canais acoplados (CCBA). Nesse devemos escrever funções de onda que levem em conta os canais inelásticos. Em outras palavras, é necessário resolver a seguinte equação de Schrödinger:

$$\begin{aligned} (H_\beta + v_\beta - E_\beta) \sum_{\beta'=1}^n \Psi_{\beta\beta'}(\vec{r}_\beta) \Psi_{\beta'}(\xi) &= 0, \\ (H_\alpha + v_\alpha - E_\alpha) \sum_{\alpha'=1}^n \Psi_{\alpha\alpha'}(\vec{r}_\alpha) \Psi_{\alpha'}(\xi) &= 0, \end{aligned} \quad (3.39)$$

onde v_β e v_α é o potencial que incorpora os efeitos do espalhamento inelástico. Podemos

reescrever a Matriz-T do método de DWBA, na forma:

$$\begin{aligned} T_{\beta\alpha}^{CCBA} &= \langle \beta_{inel}^- | w_\beta | \alpha_{inel}^+ \rangle, \quad (post) \\ T_{\beta\alpha}^{CCBA} &= \langle \beta_{inel}^- | w_\alpha | \alpha_{inel}^+ \rangle, \quad (prior) \end{aligned} \tag{3.40}$$

onde, $|\beta_{inel}^- \rangle$ e $|\alpha_{inel}^+ \rangle$ são as funções de onda do subespaço das excitações inelásticas. Esse método é usado sempre que os efeitos das excitações inelásticas são importantes nos canais de *arrangement* de entrada e de saída.

CAPÍTULO 4

REAÇÕES DE TRANSFERÊNCIA NO SISTEMA ${}^6\text{Li} + {}^{89}\text{Y}$

Como alvo principal dos estudos desse trabalho foi escolhido o sistema composto pelo alvo de ${}^{89}\text{Y}$ e o projétil sendo ${}^6\text{Li}$. Os dados utilizados nesse capítulo foram retirados no acelerador Tandem-XTU no *Laboratori Nazionali di Legnaro*, por colaboradores [2] Private communication G. Zhang et al. (unpublished, to be published elsewhere). Foram estudadas três tipos de reações: transferência de um nêutron, um próton e um dêuteron. Para os cálculos das seções de choque utilizamos o método de CRC. Esses cálculos foram computados utilizando o código FRESCO [1]. Em todos os casos foi utilizado o potencial *double-folding* de São Paulo, tanto na parte imaginária como na parte real do potencial óptico. Como há perda de fluxo para os canais que não são levados em conta é utilizado um potencial complexo, no qual a parte imaginária é multiplicada por um fator de força de acordo com refs. [34, 35]. Esse fator de força foi estudado e fixado de forma semi-empírica para diferentes tipos de cálculos. No caso onde é levado em conta os acoplamentos na partição é utilizado 0.6 para o fator de força, como é o caso da partição de entrada. Na partição de entrada estão sendo considerados todos os principais mecanismos de reação direta, exceto o canal de quebra. Esta parte imaginária leva em conta ainda a perda para o canal de fusão que acontece no interior da barreira coulombiana. Nas partições intermediárias e de saída não foram considerados os acoplamentos e, portanto, foi utilizado 0.78. Esta prescrição permite descrever de forma aproximada o espalhamento elástico em sistemas onde não há acoplamentos fortes com o canal elástico [34, 36]. Para gerar as funções de onda *single-particle* foram utilizados potenciais com a forma de *Wood-Saxon* com raios e difusividades fixados e variada a profundidade dos mesmos de forma a descrever a energia de ligação experimental das partículas aos respectivos *cores*. Também deve-se levar em conta os estados excitados dos núcleos. Para descrever esses estados coletivos, quando possível, foram utilizadas as probabilidades de transição elétricas da Ref.[37].

Para realizar os cálculos microscópicos de CRC é necessário calcular as amplitudes espectroscópicas das sobreposições das funções de onda, tanto do projétil quanto do alvo. Para o

alvo, utilizamos o código NuShellX [38] que, através do modelo de camadas, calcula as amplitudes espectroscópicas. Porém, quando o modelo de camadas não é adequado para descrever as características nucleares ou há alguma limitação computacional, acaba-se recorrendo aos valores presentes na literatura, como é o caso das amplitudes espectroscópicas dos *overlaps* do projétil neste trabalho.

4.1 Transferência de um nêutron na reação ${}^6\text{Li}({}^{89}\text{Y}, {}^{90}\text{Y}){}^5\text{Li}$

A primeira análise feita para as reações de transferência no sistema ${}^6\text{Li} + {}^{89}\text{Y}$ é a transferência de um nêutron, resultando nos núcleos ${}^5\text{Li}$ e ${}^{90}\text{Y}$. Essa reação foi escolhida primariamente por ter resultados publicados [2]. Como descrito no capítulo anterior, faz-se necessário calcular a sobreposição das funções de onda dos núcleos interagentes para obter as amplitudes espectroscópicas. Para tal, utilizamos o modelo espacial *sn* e a interação efetiva *snt*. Nessa modelagem, considera-se o *core* formado por um núcleo de ${}^{56}\text{Ni}$ e temos como camadas de valência, para prótons e nêutrons, os orbitais $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$, $1g_{9/2}$, $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, $2d_{3/2}$ e $3s_{1/2}$, como mostrando na tab. 4.1. Os fatores espectroscópicos dos *overlaps* do projétil foram tomados da Ref. [39]. A representação dos *overlaps* dos núcleos são mostrados nas figs. 4.1 e 4.2

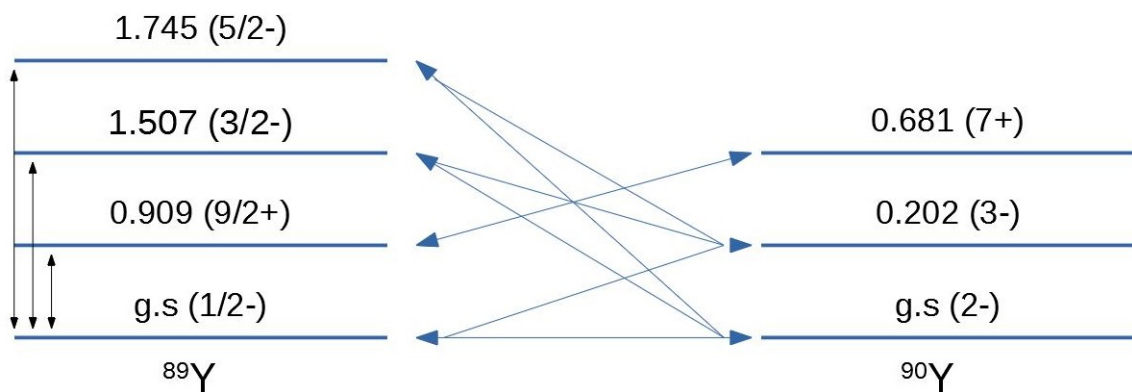


Figura 4.1: Esquema de acoplamentos dos *overlaps* $\langle {}^{89}\text{Y} | {}^{90}\text{Y} \rangle$ para transferência de um nêutron

Para gerar as funções de onda *single-particle* utilizamos o potencial *Wood-Saxon*, com profundidade de 60 MeV, raio reduzido de 1,25 fm e difusividade de 0,65 fm, esses valores são conhecidos na literatura e foram ligeiramente variados para ajustar os cálculos teóricos sendo

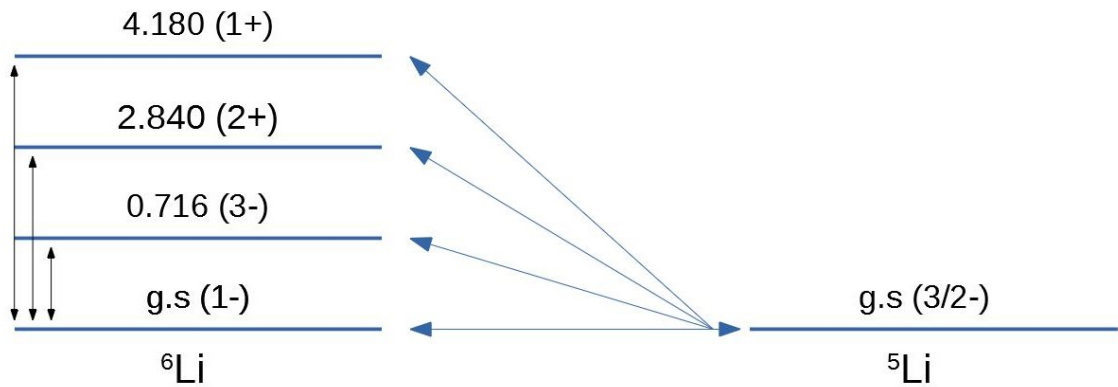


Figura 4.2: Esquema de acoplamentos dos *overlaps* $\langle {}^6Li | {}^5Li \rangle$ para transferência de um nêutron.

que a profundidade do potencial é variada para garantir a descrição das energias de ligação experimentais do nêutron ao *core*.

Estado inicial	j	Estado final	Ampl. espec.
${}^{89}Y_{g.s}(1/2-)$	$(2d_{5/2})$	${}^{90}Y_{g.s}(2-)$	0.993
${}^{89}Y_{g.s}(1/2-)$	$(2d_{5/2})$	${}^{90}Y_{0.202}(3-)$	1.1512
	$(1g_{7/2})$		0.00001
	$(2d_{5/2})$		-0.990
${}^{89}Y_{0.909}(9/2+)$	$(1g_{9/2})$	${}^{90}Y_{0.681}(7+)$	0.068
	$(1g_{7/2})$		0.052
${}^{89}Y_{1.507}(3/2-)$	$(2d_{5/2})$	${}^{90}Y_{g.s}(2-)$	0.017
	$(1g_{7/2})$		-0.031
	$(2d_{5/2})$		-0.010
${}^{89}Y_{1.507}(3/2-)$	$(1g_{7/2})$	${}^{90}Y_{0.202}(3-)$	0.039
	$(1g_{9/2})$		0.752
	$(2d_{5/2})$		-0.026
${}^{89}Y_{1.745}(5/2-)$	$(1g_{7/2})$	${}^{90}Y_{g.s}(2-)$	0.016
	$(1g_{9/2})$		-0.159
	$(2d_{5/2})$		0.002
${}^{89}Y_{1.745}(5/2-)$	$(1g_{7/2})$	${}^{90}Y_{0.202}(3-)$	0.023
	$(1g_{9/2})$		0.911

Tabela 4.1: Amplitudes espectroscópicas usada para o cálculo de CRC para transferência de um nêutron.

Os cálculos para a seção de choque integrada no ângulo sólido foram realizados para intervalo de energia entre 18 a 38 MeV. Como primeira análise, pode-se observar a diferença entre a seção de choque gerada através dos métodos de CC e CRC do canal elástico com energia $E_{lab} = 34.0$ MeV, veja fig.4.3. A seção de choque para os ângulos dianteiros dos dois métodos

tem resultados semelhantes, porém para os ângulos traseiros começam a ocorrer grandes discrepâncias entre os métodos. A diferença entre os cálculos de CC e CRC é que no primeiro método não leva-se em conta os canais de *rearrangement*, assim, no segundo método esses canais são abertos e isso gera um aumento da seção de choque elástica. Esse resultado indica que, com energia $E_{lab} = 34.0$ MeV, incluir o canal de transferência causa um aumento da seção de choque para os ângulos traseiros.

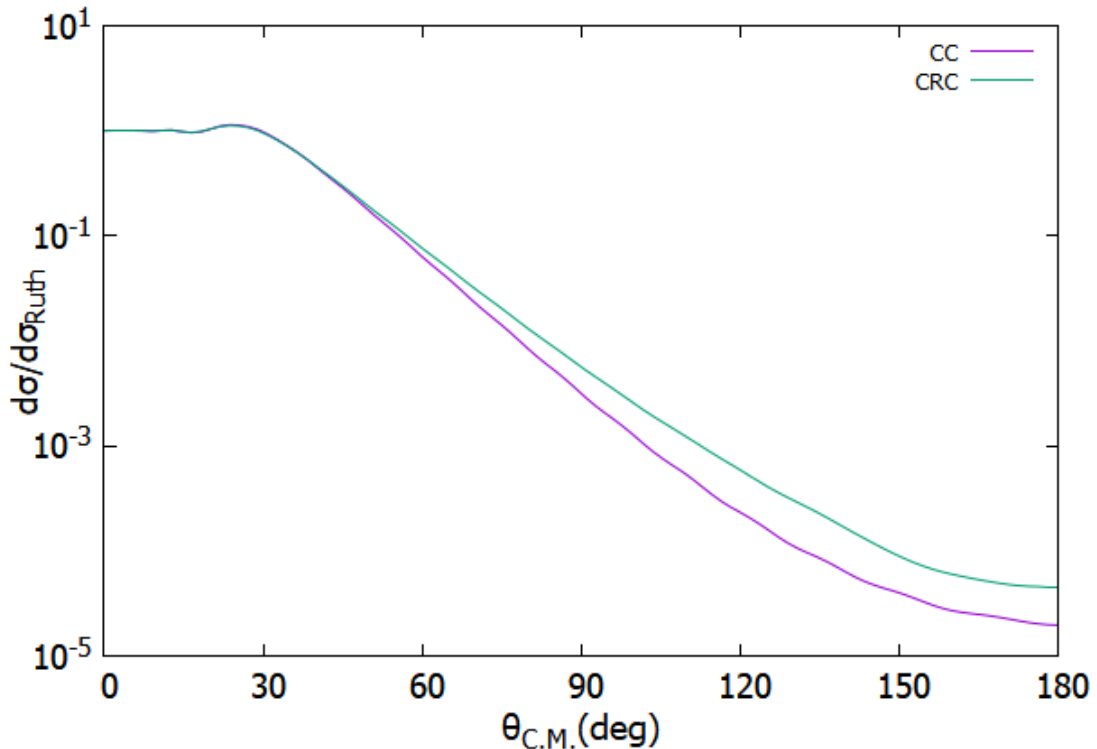


Figura 4.3: Comparação das seções de choque elástica entre cálculos considerando (CRC) ou não (CC) o acoplamento do canal de transferência de um nêutron.

Podemos ver na figura 4.4 que a seção de choque de transferência gerada através do método de CRC concorda com os dados experimentais, isso demonstra que o método de CRC leva em conta as funções de onda *single-particle* mais relevantes. Também, de acordo com a ref. [2], o modelo espacial usado para gerar as amplitudes espectroscópicas não possuem os estados $2p_{3/2}$ e $1f_{5/2}$ e essa ausência causa uma diminuição da seção de choque de transferência.

Além disso, na fig. 4.4 é possível observar o aumento da seção de choque de transferência até energias próximas a da barreira coulombiana, próximo de 23 MeV, e depois começa a cair. Essa diminuição da seção de choque para energias menores a da barreira acontece pelo efeito do *threshold*, pois para energias muito baixas a chance de haver transferência é pequena e vai crescendo até um limite onde a energia é suficiente para vencer a barreira coulombiana.

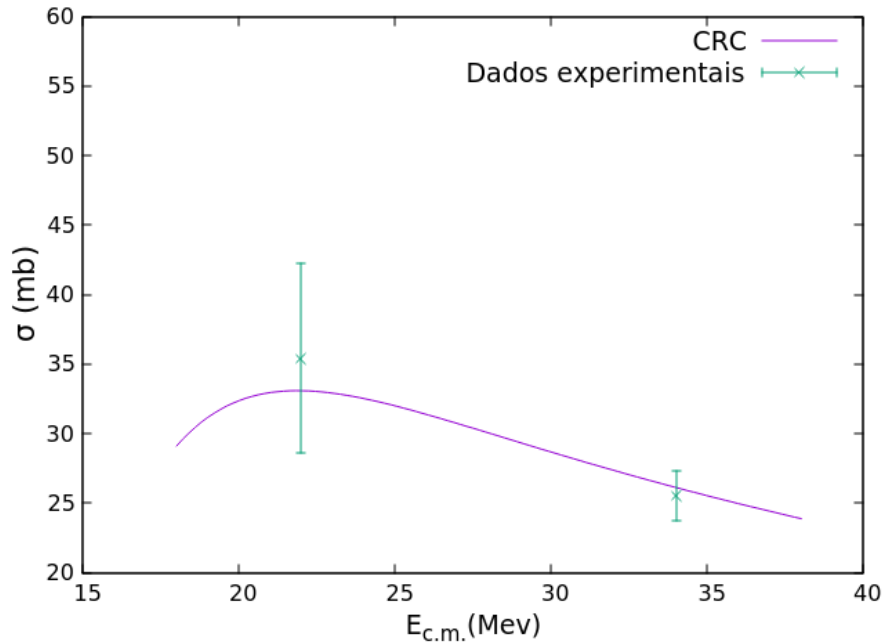


Figura 4.4: Seção de choque integral dos estados $^{90}\text{Y}_{0.202}(3^-)$ e $^{90}\text{Y}_{0.681}(7^+)$ do ^{90}Y com o estado fundamental do ^5Li na reação $^6\text{Li}(^{89}\text{Y}, ^{90}\text{Y})^5\text{Li}$.

Estes resultados demonstram que podemos confiar que a sistemática empregada neste trabalho, que é largamente utilizada pelo grupo de física nuclear da UFF, é adequada para descrever a transferência de um ou mais nêutrons, como demonstrado nos trabalhos [21, 26, 40–48].

4.2 Transferência de um próton na reação $^6\text{Li}(^{89}\text{Y}, ^{90}\text{Zr})^5\text{He}$

Antes da análise da transferência de um dêuteron é importante analisar a transferência de próton, pois um dos mecanismos possíveis para a transferência de dêuteron é a transferência sequencial de um próton seguido pela transferência de um nêutron.

Os acoplamentos estão representados nas figs. 4.5 e 4.6 para os *overlaps* do alvo e o projétil, respectivamente. As amplitudes espectroscópicas do alvo estão mostradas na tabela 4.2. Os fatores espectroscópicos dos *overlaps* do projétil foram tomados da Ref. [39].

Utilizando essas amplitudes espectroscópicas no cálculo de CRC, a soma da seção de choque de transferência dos estados (2^+) 2.186 e MeV (4^-) 2.739 MeV, em mb, fica 3 ordens de grandeza abaixo do valor experimental. Como no cálculo de CRC a amplitude espectroscópica é responsável por carregar as informações da estrutura nuclear, há a possibilidade da discordância entre os dados e a seção de choque teórica ser motivado pela deficiência do modelo

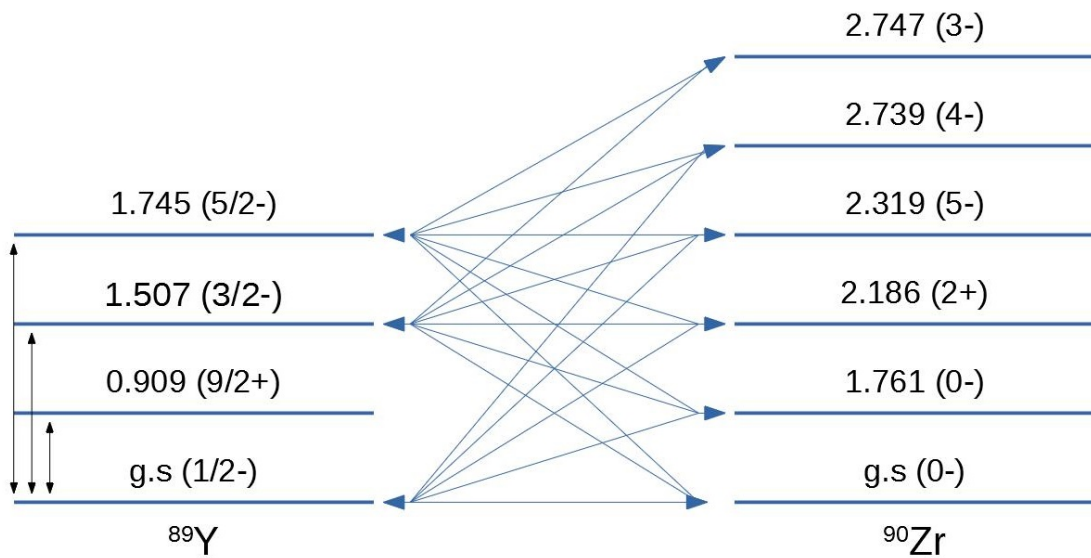


Figura 4.5: Esquema de acoplamento dos *overlaps* $\langle ^{89}\text{Y} | ^{90}\text{Zr} \rangle$ para transferência de um próton.

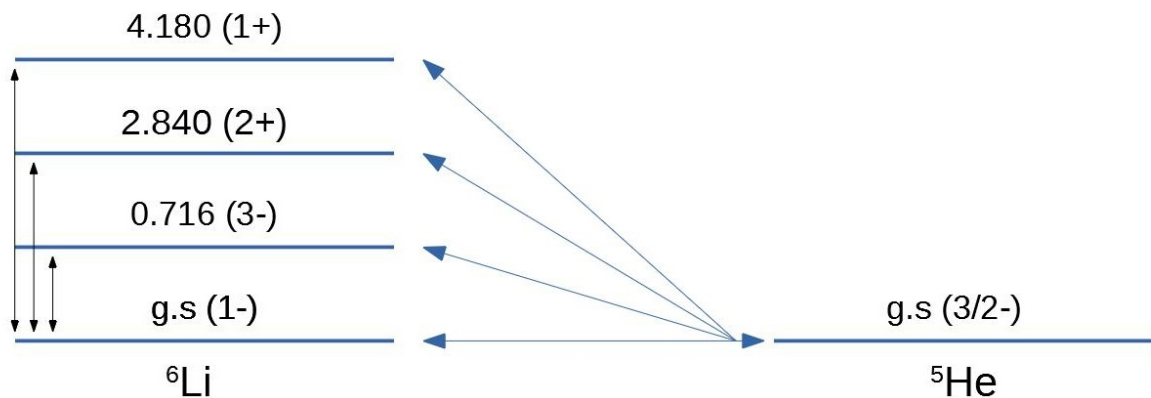


Figura 4.6: Esquema de acoplamento dos *overlaps* $\langle ^6\text{Li} | ^5\text{He} \rangle$ para transferência de um próton.

especial usado, pois há núcleos que não se encaixam nos modelos pré determinados utilizados no NushellX. Portanto, para verificar a validade desse modelo espacial podemos utilizar 1.0 para a amplitude espectroscópica que supervaloriza o cálculo da seção de choque. Como a seção de choque mesmo com valores superestimados das amplitudes espectroscópica, é esperado que os valores teóricos fiquem superiores aos valores experimentais. Se isso acontecer temos indícios de que o modelo espacial não é adequado para descrever a reação, necessitando um modelo espacial mais amplo. Com essa artimanha podemos sondar os valores superiores que o modelo permite alcançar, pela dependência na amplitude espectroscópica, para a seção de choque do método de CRC.

Utilizando 1.0 para as amplitudes espectroscópicas, tivemos um aumento na seção de

choque teórica, se comparada com os valores do cálculo microscópico, porém pouco expressivo, como é possível ver na fig. 4.7. Além disso, variamos, nos limites físicos, os valores de raio reduzido e difusividade do potencial de *Wood-Saxon* no cálculo das funções de onda *single particle* não resultando em nenhuma diferença significativa na seção de choque integrada.

Estado inicial	j	Estado final	Ampl. espec.
$^{89}\text{Y}_{g.s.}(1/2-)$	(2p1/2)	$^{90}\text{Zr}_{g.s.}(0+)$	1.1512
$^{89}\text{Y}_{g.s.}(1/2-)$	(2p1/2)	$^{90}\text{Zr}_{1.760}(0+)$	-0.7078
$^{89}\text{Y}_{g.s.}(1/2-)$	(2p3/2) (1f5/2)	$^{90}\text{Zr}_{2.186}(2+)$	0.0340 -0.1074
$^{89}\text{Y}_{g.s.}(1/2-)$	(1g9/2)	$^{90}\text{Zr}_{2.319}(5-)$	0.9668
$^{89}\text{Y}_{g.s.}(1/2-)$	(1g9/2)	$^{90}\text{Zr}_{2.739}(4-)$	0.9612
$^{89}\text{Y}_{0.909}(9/2+)$	(1g9/2)	$^{90}\text{Zr}_{g.s.}(0+)$	1.0005
$^{89}\text{Y}_{0.909}(9/2+)$	(1g9/2)	$^{90}\text{Zr}_{1.760}(0+)$	1.1291
$^{89}\text{Y}_{0.909}(9/2+)$	(1g9/2)	$^{90}\text{Zr}_{2.186}(2+)$	1.3616
$^{89}\text{Y}_{0.909}(9/2+)$	(2p1/2) (2p3/2) (1f5/2)	$^{90}\text{Zr}_{2.319}(5-)$	0.8663 0.0417 -0.0434
$^{89}\text{Y}_{0.909}(9/2+)$	(2p1/2) (2P3/2) (1f5/2)	$^{90}\text{Zr}_{2.739}(4-)$	-0.8712 0.0603 0.0191
$^{89}\text{Y}_{0.909}(9/2+)$	(2p3/2) (1f5/2)	$^{90}\text{Zr}_{2.747}(3-)$	0.3594 -0.0572
$^{89}\text{Y}_{1.507}(3/2-)$	(2p3/2)	$^{90}\text{Zr}_{g.s.}(0+)$	-1.8407
$^{89}\text{Y}_{1.507}(3/2-)$	(2p3/2)	$^{90}\text{Zr}_{1.760}(0+)$	0.2185
$^{89}\text{Y}_{1.507}(3/2-)$	(2p1/2) (2p3/2) (1f5/2)	$^{90}\text{Zr}_{2.186}(2+)$	-0.0110 -0.0119 0.0738
$^{89}\text{Y}_{1.507}(3/2-)$	(1g9/2)	$^{90}\text{Zr}_{2.319}(5-)$	0.0421
$^{89}\text{Y}_{1.507}(3/2-)$	(1g9/2)	$^{90}\text{Zr}_{2.739}(4-)$	-0.0954
$^{89}\text{Y}_{1.507}(3/2-)$	(1g9/2)	$^{90}\text{Zr}_{2.747}(3-)$	0.9401
$^{89}\text{Y}_{1.745}(5/2+)$	(1f5/2)	$^{90}\text{Zr}_{g.s.}(0+)$	-2.3174
$^{89}\text{Y}_{1.745}(5/2+)$	(1f5/2)	$^{90}\text{Zr}_{1.760}(0+)$	0.0312
$^{89}\text{Y}_{1.745}(5/2+)$	(2p1/2) (2p3/2) (1f5/2)	$^{90}\text{Zr}_{2.186}(2+)$	-0.0631 -0.1360 0.1814
$^{89}\text{Y}_{1.745}(5/2+)$	(1g9/2)	$^{90}\text{Zr}_{2.319}(5-)$	-0.0458
$^{89}\text{Y}_{1.745}(5/2+)$	(1g9/2)	$^{90}\text{Zr}_{2.739}(4-)$	-0.0011
$^{89}\text{Y}_{1.745}(5/2+)$	(1g9/2)	$^{90}\text{Zr}_{2.747}(3-)$	-0.0569

Tabela 4.2: Amplitude espectroscópica dos *overlaps* do alvo usada para o cálculo de CRC para transferência de um próton.

O modelo usado nesse trabalho tem-se mostrado eficaz para descrever reações com reações de transferência que incluem próton, como mostrado nas refs. [26, 46, 49, 50]. Há motivos para acreditar que o espalhamento elástico esteja sendo bem descrito pela sistemática empregada, porém faltam dados experimentais para corroborar isso. Embora haja chance do *model space* desse trabalho não estar descrevendo a reação, existe uma boa possibilidade de outros

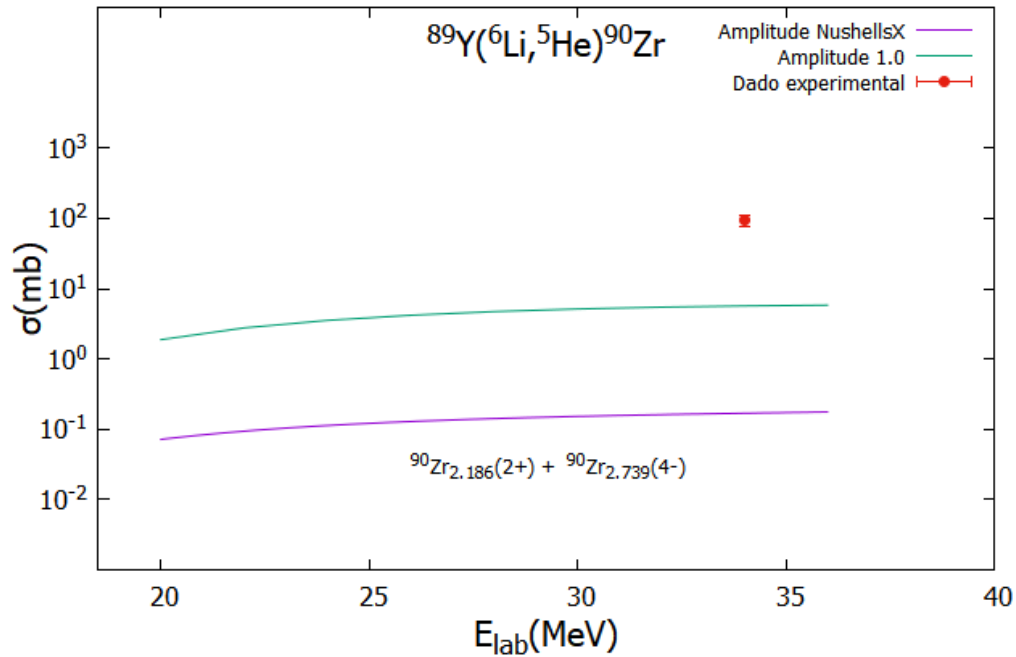


Figura 4.7: Comparação entre o dado experimental e os diferentes tipos de cálculo para as seções de choque de transferência da reação de 1 próton *stripping* $^{89}\text{Y}(^6\text{Li}, ^5\text{He})^{90}\text{Zr}$.

mecanismos que não estão sendo levados em conta tenham maior importância para essa reação. como a quebra do projétil em um dêuteron e um ^4He , seguido de uma fusão incompleta. Nesse trabalho não iremos nos adentrar nesses possíveis processos, embora devam ser fonte de estudos futuros. Apesar de que a medição dos dados não tenha sido mostrada neste trabalho, gostaríamos de comentar que o método usado para determinar a seção de choque foi mediante coincidências de medição dos raios gama emitidos pelo núcleo residual e a partícula alfa emitida. Gostaríamos de lembrar que nesta reação existem muitas fontes de produzir partículas alfas o que poderia estar contaminando o processo físico que se está querendo medir. Esta discussão está em processo com nossos colaboradores experimentais.

4.3 Transferência de um dêuteron na reação $^6\text{Li}(^{89}\text{Y}, ^{91}\text{Zr})^4\text{He}$

Outro canal de rearrangement que devemos analisar é o de transferência de um dêuteron. Nessa reação os núcleos finais são o ^4He e ^{91}Zr . Há vários mecanismos de reação para que haja a formação desses núcleos finais. Porém, nesse trabalho, focamos nas reações direta. Dessa forma, iremos considerar dois possíveis mecanismos. No primeiro caso, o dêuteron é transferido diretamente, para isso, assumimos que o projétil é composto por um *core* de ^4He mais um dêuteron, como uma partícula de valência. Ha estrutura de *cluster* há sido bem de-

monstrada e usada em vários cálculos de canais acoplados discretizando o contínuo (continuum discretized coupled channel - CDCC)(veja por exemplo as referencias [51–58]). Isto significa que a função de onda do ${}^6\text{Li}$ tem uma componente de cluster significativa, o que será usado no presente trabalho. O segundo caso possível é a transferência de uma partícula seguida de outra. Para a transferência sequencial, também há duas possibilidades, transferir um próton e depois um nêutron ou transferir um nêutron seguido de um próton, sendo essas duas opções diferentes fisicamente, pois os núcleos que formam as partições intermediárias são diferentes e portanto interagem de modos distintos. Neste trabalho, foram realizados dois tipo de cálculos, um para transferência direta e outro para transferência direta mais a transferência sequencial.

Os cálculos para gerar as amplitudes espectroscópicas são muito demorados, mesmo com computadores potentes. Por essa razão realizamos cálculos preliminares. Esses cálculos preliminares de transferência direta foram realizados com o valor de 1.0 para as amplitudes espectroscópicas. Com esse valor que superestima a seção de choque podemos testar se o modelo de espaço que estamos considerando é suficiente para descrever a interação. Os acoplamentos considerados na transferência direta podem ser vistos nas figs. 4.8 e 4.9 para os *overlaps* do alvo e do projétil, respectivamente.

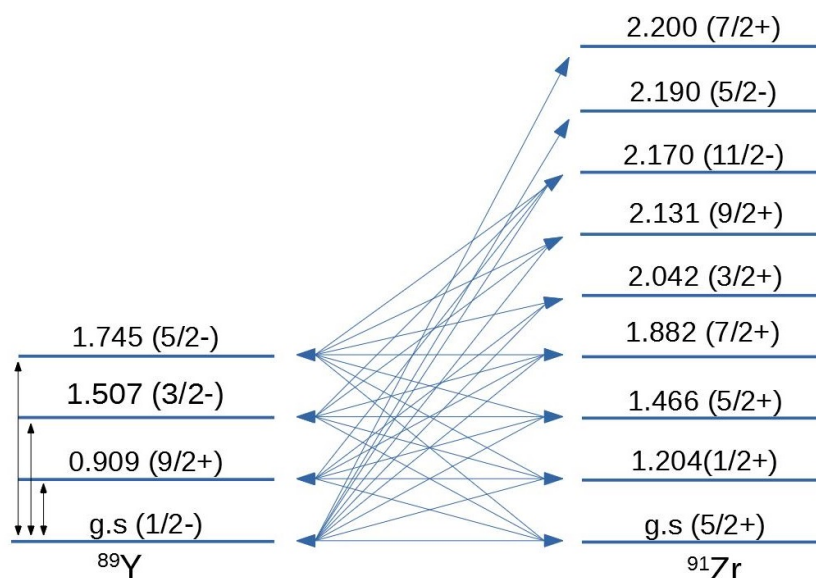


Figura 4.8: Esquema de acoplamentos dos *overlaps* $\langle {}^{89}\text{Y} | {}^{91}\text{Zr} \rangle$ considerados na transferência direta de um dêuteron.

Utilizando esta aproximação para a transferência direta de um dêuteron, o valor teórico

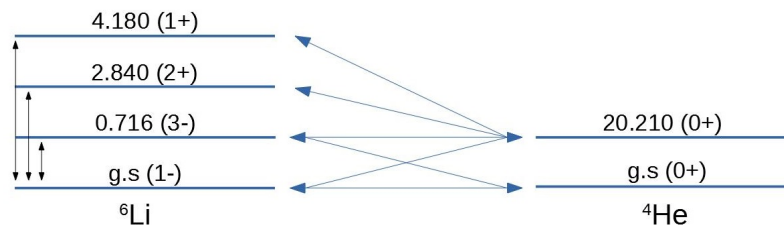


Figura 4.9: Esquema de acoplamentos dos *overlaps* $\langle {}^6Y|{}^4He \rangle$ considerados na transferência direta de um dêuteron.

da soma das seções de choque integrada dos canais $(1/2^+)1.205$ MeV, $(5/2^+)1.466$ MeV e $(11/2)2.170$ MeV foi de 7.7×10^{-1} mb. Sendo o valor mensurado de 55.33 ± 9.61 mb, temos uma diferença entre a seção de choque teórica e os dados experimentais de cerca de duas ordens de grandeza, como mostrado na fig. 4.10. Como o valor do experimento está acima dos resultados teóricos, variamos, dentro dos limites físicos, os valores de raio reduzido e difusividade do potencial *Wood-Saxon*, e os valores da seção de choque de transferência não sofrerem alterações significativas.

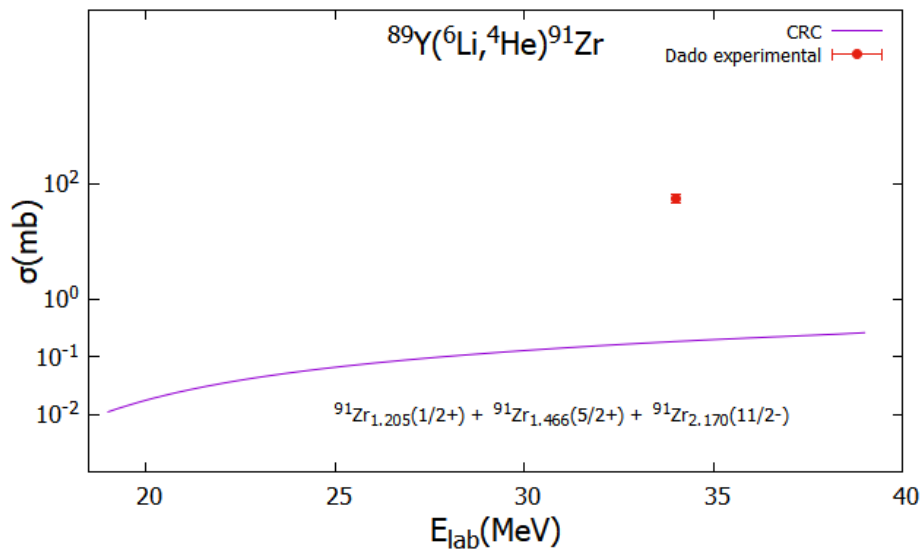


Figura 4.10: Comparação entre a seção de choque pela energia e os dados experimentais, para os estados: $(1/2^+)1.205$ MeV, $(5/2^+)1.466$ MeV e $(11/2)2.170$ MeV.

Na expectativa de melhorar a discrepância entre a seção de choque teórica e os dados experimentais foi adicionado ao cálculo os outras duas possíveis transferências sequenciais que levam aos mesmos núcleos residuais nos mesmos estados finais. No primeiro caso, transfere-se um próton, resultando na formação da partição intermediária de 5He e ${}^{90}Zr$, e depois um

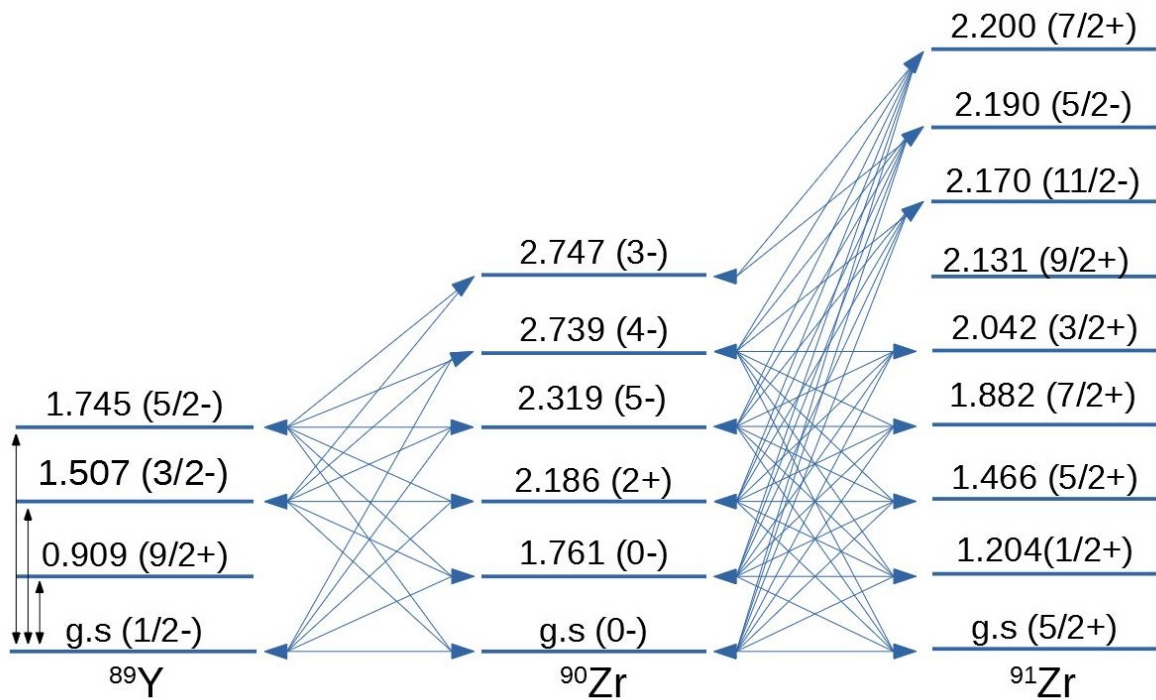


Figura 4.11: Esquema de acoplamentos dos *overlaps* considerados na transferência sequencial de um próton seguido de um nêutron.

nêutron. No segundo, primeiro ocorre a transferência de um nêutron, resultando na formação intermediária de ^5Li e ^{90}Y , e depois um próton. Os acoplamentos levados em conta nesse cálculo para os overlaps do alvo estão listados nas figs. 4.11 e 4.13 e para o projétil nas figs. 4.12 e 4.14.

No caso da transferência inicial de nêutron, utilizamos a mesma metodologia do caput 4.1. Os valores utilizados para a amplitude espectroscópica da partição intermediária com a partição final, utilizamos o valor 1.0 para o cálculo preliminar. Como na transferência de próton a seção de choque teórica ficou abaixo da seção de choque experimental, o valor utilizado para a amplitude espectroscópica foi 1.0, pois era o valor que deixava a seção de choque de transferência mais próximo dos dados. Para a partição inicial com a intermediária e da intermediária com a final, também foi utilizado o valor 1.0 para a amplitude espectroscópica.

Porém, mesmo com a adição desses outros canais a seção de choque ainda está muito abaixo dos dados, como podemos ver na tab 4.3, onde não há nenhuma grande diferença na ordem de grandeza da seção de choque de transferência de um dêuteron se comparada com a fig. 4.10. De fato, as seções de choque dos canais de transferência sequencial são diminutas. Além disso, pode-se notar o fato de que a seção de choque para a transferência de nêutron seguido de próton é menor do que a transferência de próton seguida de nêutron. É provável

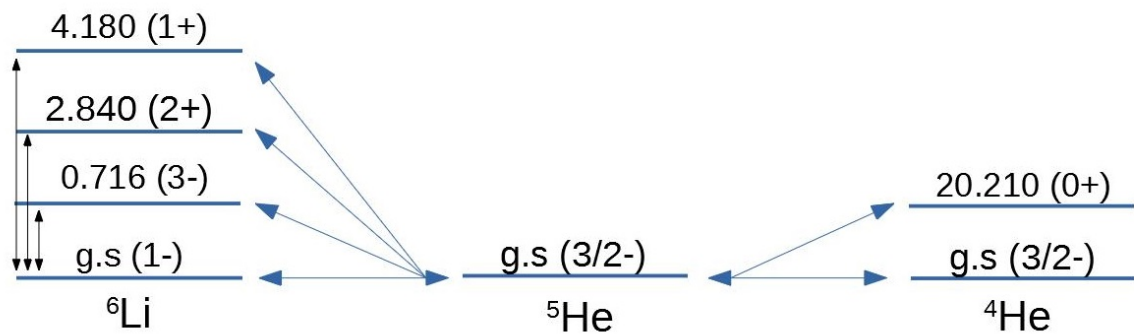


Figura 4.12: Esquema de acoplamentos dos *overlaps* considerados na transferência sequencial de um próton seguido de um nêutron no ${}^6\text{Li}$.

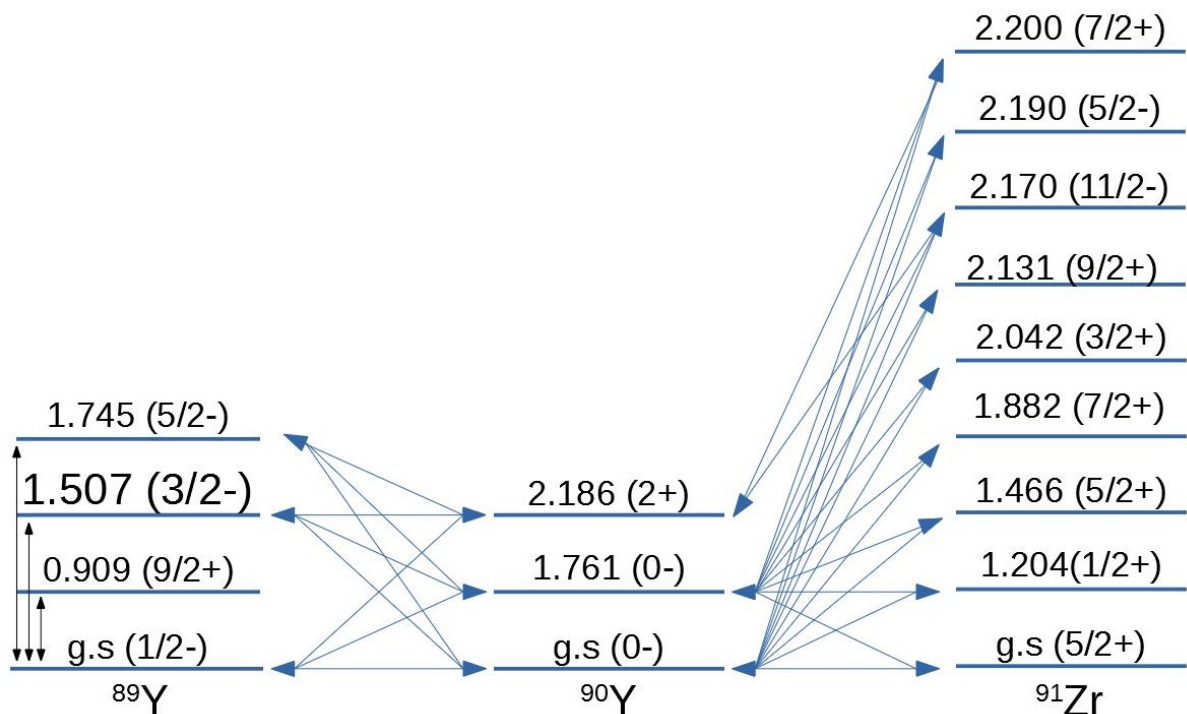


Figura 4.13: Esquema de acoplamentos considerados na transferência sequencial de um nêutron seguido de um próton no ${}^{89}\text{Y}$.

que isso ocorra porque o Q-value da transferência de prótons na reação é mais de três vezes o da transferência de nêutron, embora a soma dos Q-value nos dois mecanismos de transferência deva ser igual, o segundo passo da transferência é um processo de segunda ordem e isso torna a seção de choque total, do mecanismo onde se transfere próton depois nêutron, maior que o outro.

Uma possibilidade para a discordância entre os dados experimentais e a seção de choque teórica, é que no experimento, esteja sendo observado o *breakup* seguido de fusão incompleta. Esse cenário se faz provável pois como podemos ver nas Refs. [53, 59], a seção de choque de

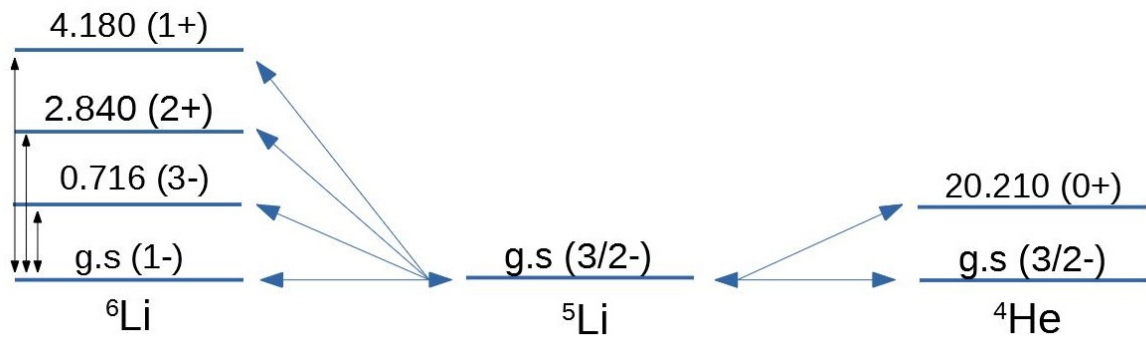


Figura 4.14: Esquema de acoplamentos considerados na transferência sequencial de um nêutron seguido de um próton no ${}^6\text{Li}$.

Estados do ${}^4\text{He}$ (MeV)	Estados do ${}^9\text{Li}$ (MeV)	Seção de choque integrada (mb)		
		n-p	p-n	d
(0 ⁺) 0.0	(5/2 ⁺) 0.0	1.14×10^{-3}	5.38×10^{-2}	2.83×10^{-1}
(0 ⁺) 0.0	(1/2 ⁺) 1.204	1.01×10^{-3}	3.23×10^{-2}	1.20×10^{-1}
(0 ⁺) 0.0	(5/2 ⁺) 1.446	2.31×10^{-3}	8.03×10^{-2}	3.66×10^{-1}
(0 ⁺) 0.0	(7/2 ⁺) 1.882	2.78×10^{-3}	7.20×10^{-2}	3.60×10^{-1}
(0 ⁺) 0.0	(3/2 ⁺) 2.042	3.08×10^{-3}	7.30×10^{-2}	2.83×10^{-1}
(0 ⁺) 0.0	(9/2 ⁺) 2.131	1.22×10^{-2}	5.39×10^{-1}	3.08×10^{-1}
(0 ⁺) 0.0	(11/2 ⁻) 2.170	4.24×10^{-3}	2.40×10^{-2}	2.84×10^{-1}

Tabela 4.3: Comparação entre as seções de choque integrada teórica para transferência direta e sequencial de um dêuteron.

breakup para o sistema composto de ${}^6\text{Li}$ depende do potencial coulombiano, do raio nuclear e da energia da reação. Dessa forma a seção de choque para a fusão incompleta pode chegar a valores próximos aos dos dados experimentais.

CAPÍTULO 5

CONCLUSÕES

Nesse trabalho, foi feita uma análise teórica da transferência de um nêutron, um próton e um dêuteron no sistema ${}^6\text{Li} + {}^{89}\text{Y}$. Para os cálculos das diferentes transferências foi utilizado o método de canais acoplados de reação (CRC) e através do código FRESCO foram obtidas as seções de choque correspondentes a cada um destes canais. Dessa forma foi possível fazer a comparação entre as seções de choque integradas de transferência com os dados obtidos experimentalmente, identificando os aspectos positivos e negativos da metodologia utilizada. Essa concordância entre os cálculos teóricos e os dados experimentais é de suma importância para a validação da sistemática usada nos cálculos. Como foi mostrado em trabalhos anteriores, toda a metodologia utilizada nos cálculos microscópicos de CRC tem tido muito sucesso em descrever a transferência de um e dois nêutrons.

Os resultados teóricos da seção de choque para a transferência de um nêutron na reação ${}^{89}\text{Y}({}^6\text{Li}, {}^5\text{Li}){}^{90}\text{Y}$ tem uma ótima concordância com os dados experimentais como esse resultado já era esperado, pois a mesma metodologia já havia sido utilizada em um trabalho anterior [2]. Também foi mostrado o efeito da inclusão dos canais de transferência na seção de choque elástica para a energia de 34.0 Mev, através da comparação entre os métodos de CC e CRC, onde foi visto que há um aumento da seção de choque elástica para ângulos traseiros quando os canais de transferência são incluídos.

Na transferência de um próton na reação ${}^{89}\text{Y}({}^6\text{Li}, {}^5\text{He}){}^{90}\text{Zr}$, foi feito o cálculo utilizando uma metodologia similar com a utilizada na transferência de um nêutron. Entretanto, os resultados ficam cerca de 3 ordens de grandeza abaixo dos dados experimentais. Isso nos levou a testar a validade do modelo espacial utilizado nos cálculos das amplitudes espectroscópicas. Para isso foram consideradas amplitudes espectroscópicas 1.0 para todos os *overlaps* do alvo, de forma a identificar a dependência das seções de choque nos valores das amplitudes utilizadas. Contudo, mesmo com esse aumento do valor das amplitudes, a seção de choque teórica ainda ficou mais de 2 ordens abaixo do valor experimental. Isto é um indício da possível existência

de outros mecanismos de reações, além da reação de transferência que populam estes mesmos núcleos residuais nos mesmos estados detectados experimentalmente.

Na transferência de um dêuteron estudamos dois mecanismos para descreve-la. O primeiro mecanismo utilizado foi a transferência direta de um dêuteron. Como resultado a seção de choque integrada de transferência ficou cerca de três ordens de grandeza abaixo dos dados experimentais. Então estudamos a possibilidade da maior parte do fluxo que chega a essas partições ser de transferência sequencial. No entanto, na transferência sequencial de um nêutron seguido de um próton a seção de choque é cerca de 2 ordens de grandeza abaixo da transferência direta, e a de um próton seguido de um nêutron é cerca de 1 ordem de grandeza.

Contudo, para uma análise mais aprofundada é necessário maiores informações experimentais sobre a reação, como a seção de choque elástica para garantir que o potencial usado está adequado para a reação. Também, há suspeita que, tanto na transferência de um dêuteron como de um próton, o que esta sendo medido possa ser fusão incompleta mais transferência, ou outros mecanismos de reação que produzam partículas alfas e o núcleo residual nas energias detectadas experimentalmente. O canal de quebra (breakup), onde o projétil quebra antes de se aproximar do alvo e esse fragmento sofre fusão com o alvo é muito provável em projeteis fracamente ligados com o ${}^6\text{Li}$ que possui um limiar de quebra de 1.45 MeV. Como o ${}^6\text{Li}$ quebra facilmente, esses outros mecanismos podem ser relevantes.

Baseado nos resultados teóricos, a transferência de um nêutron é um processo bem descrito, pois provem majoritariamente da reação de transferência. Por outro lado, para os casos que, experimentalmente, foram considerados as partículas alfas e raios gamas provenientes dos núcleos residuais como geradas por reações de transferência de um próton e um dêuteron, nossos resultados indicam que outros mecanismos mais complexos sejam mais prováveis do que as reações de transferências. Dessa forma, em um trabalho futuro é necessário a inclusão de outros mecanismos de reação para descrever esses canais de *rearrangement*, como por exemplo, o mecanismo de fusão incompleta.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 1 THOMPSON, I. J. Ij thompson, comput. phys. rep. 7, 167 (1988). *Comput. Phys. Rep.*, v. 7, p. 167, 1988.
- 2 ZHANG, G.; ZHANG, G.; HU, S.; YAO, Y.; XIANG, J.; ZHANG, H.; LUBIAN, J.; FERREIRA, J.; PAES, B.; CARDOZO, E. *et al.* One-neutron stripping processes to excited states of $y^* 90$ in the $y 89$ (li 6, li 5) $y^* 90$ reaction. *Physical Review C*, APS, v. 97, n. 1, p. 014611, 2018.
- 3 CHAMON, L. C.; CARLSON, B. V.; GASQUES, L. R.; PEREIRA, D.; CONTI, C. D.; ALVAREZ, M.; HUSSEIN, M. S.; RIBEIRO, M. C.; JR, E. R.; SILVA, C. P. Toward a global description of the nucleus-nucleus interaction. *Physical Review C*, APS, v. 66, n. 1, p. 014610, 2002.
- 4 BECQUEREL, A. H. Sur les radiations invisibles émises par les corps phosphorescents. *CR Acad. Sci. Paris*, v. 122, p. 501, 1896.
- 5 THOMSON, J. J. XI. cathode rays. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, Taylor & Francis, v. 44, n. 269, p. 293–316, 1897.
- 6 RUTHERFORD, E.; SODDY, F. Lx. radioactive change. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, Taylor & Francis, v. 5, n. 29, p. 576–591, 1903.
- 7 RUTHERFORD, E. Liv. collision of α particles with light atoms. iv. an anomalous effect in nitrogen. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, Taylor & Francis, v. 37, n. 222, p. 581–587, 1919.
- 8 KLAPDOR-KLEINGROTHAUS, H.; DIETZ, A.; HARNEY, H.; KRIVOSHEINA, I. Evidence for neutrinoless double beta decay. *Modern Physics Letters A*, World Scientific, v. 16, n. 37, p. 2409–2420, 2001.
- 9 BERTULANI, C. A. Nuclear reactions. *arXiv preprint arXiv:0908.3275*, 2009.
- 10 CHAMON, L. C.; PEREIRA, D.; HUSSEIN, M. S.; RIBEIRO, M. A. C.; GALETTI, D. Nonlocal description of the nucleus-nucleus interaction. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 79, p. 5218–5221, Dec 1997. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.79.5218>>.
- 11 SATCHLER, G. R. Direct nuclear reactions. 1983.
- 12 . Ra broglia and a. winther: Heavy ion reactions, vol. 1: Elastic and inelastic reactions, benjamin/cummings, massachusetts, 1981, xviii+ 292 , 24.5× 17cm, 29.50 (frontiers in physics; a lecture note and reprint series, no. 52). , , v. 38, n. 3, p. 241–242, 1983.

- 13 RIPKA, G.; BARANGER, M.; VOGT, E. *Advances in nuclear physics*. [S.l.]: Plenum, New York, 1968.
- 14 OERTZEN, W. V. W. von oertzen and a. vitturi, rep. prog. phys. 64, 1247 (2001). *Rep. Prog. Phys.*, v. 64, p. 1247, 2001.
- 15 BOND, P. Pd bond, hj korner, mc lemaire, dj pisano, and ce thorn, phys. rev. c 16, 177 (1977). *Phys. Rev. C*, v. 16, p. 177, 1977.
- 16 KAMMURI, T. On the importance of the sequential transfer process in the two-nucleon transfer between heavy ions. *Nuclear Physics A*, Elsevier, v. 259, n. 2, p. 343–364, 1976.
- 17 LEMAIRE, M.; LOW, K. M.-c. lemaire and ks low, phys. rev. c 16, 183 (1977). *Phys. Rev. C*, v. 16, p. 183, 1977.
- 18 TAKEMASA, T.; YOSHIDA, H. Analysis of two-nucleon transfer reactions by heavy ions on the basis of one-and two-step processes. *Nuclear Physics A*, Elsevier, v. 304, n. 1, p. 229–242, 1978.
- 19 INCI, I.; VITTURI, A. Heavy-ion two-particle transfer reactions as a probe of pairing correlations. In: IOP PUBLISHING. *Journal of Physics: Conference Series*. [S.l.], 2011. v. 321, n. 1, p. 012004.
- 20 CARBONE, D.; CAPPUZZELLO, F.; CAVALLARO, M.; CUNSOLO, A.; FOTI, A.; TUDISCO, S.; BONDÌ, M.; SANTAGATI, G.; TARANTO, G.; CHEN, R. *et al.* Enhancement of the two neutron transfer channel in ^{18}O induced reactions at 84 mev. In: IOP PUBLISHING. *Journal of Physics: Conference Series*. [S.l.], 2011. v. 312, n. 8, p. 082016.
- 21 CAVALLARO, M.; CAPPUZZELLO, F.; BONDÌ, M.; CARBONE, D.; GARCIA, V.; GARGANO, A.; LENZI, S.; LUBIAN, J.; AGODI, C.; AZAIEZ, F. *et al.* Quantitative analysis of two-neutron correlations in the ^{12}C (^{18}O , ^{16}O) ^{14}C reaction. *Physical Review C*, APS, v. 88, n. 5, p. 054601, 2013.
- 22 CAPPUZZELLO, F.; CARBONE, D.; CAVALLARO, M.; BONDÌ, M.; AGODI, C.; AZAIEZ, F.; BONACCORSO, A.; CUNSOLO, A.; FORTUNATO, L.; FOTI, A. *et al.* Signatures of the giant pairing vibration in the ^{14}C and ^{15}C atomic nuclei. *Nature communications*, Nature Publishing Group, v. 6, p. 6743, 2015.
- 23 CAVALLARO, M.; AGODI, C.; ASSIÉ, M.; AZAIEZ, F.; CAPPUZZELLO, F.; CARBONE, D.; SÉRÉVILLE, N. D.; FOTI, A.; PANDOLA, L.; SCARPACI, J. *et al.* Neutron decay of ^{15}C resonances by measurements of neutron time-of-flight. *Physical Review C*, APS, v. 93, n. 6, p. 064323, 2016.
- 24 CARBONE, D.; FERREIRA, J. L.; CAPPUZZELLO, F.; LUBIAN, J.; AGODI, C.; CAVALLARO, M.; FOTI, A.; GARGANO, A.; LENZI, S. M.; LINARES, R.; SANTAGATI, G. Microscopic cluster model for the description of new experimental results on the $^{13}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{15}\text{C}$ two-neutron transfer at 84 mev incident energy. *Phys. Rev. C*, American Physical Society, v. 95, p. 034603, Mar 2017. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.95.034603>>.
- 25 ERMAMATOV, M. J.; LINARES, R.; LUBIAN, J.; FERREIRA, J. L.; CAPPUZZELLO, F.; CARBONE, D.; CAVALLARO, M.; CUBERO, M.; FARIA, P. N. de; FOTI, A.;

SANTAGATI, G.; ZAGATTO, V. A. B. Comprehensive analysis of high-lying states in ^{18}O populated with (t, p) and $(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})$ reactions. *Phys. Rev. C*, American Physical Society, v. 96, p. 044603, Oct 2017. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.96.044603>>.

26 SCARDUELLI, V.; CREMA, E.; GUIMARÃES, V.; ABRIOLA, D.; ARAZI, A.; BARBARÁ, E. de; CAPURRO, O.; CARDONA, M.; GALLARDO, J.; HOJMAN, D. *et al.* Elastic and inelastic scattering for the $b\ 10+ \text{ni}\ 58$ system at near-barrier energies. *Physical Review C*, APS, v. 96, n. 5, p. 054610, 2017.

27 PAES, B.; SANTAGATI, G.; VSEVOLODOVNA, R. M.; CAPPUZZELLO, F.; CARBONE, D.; CARDOZO, E. N.; CAVALLARO, M.; GARCÍA-TECOCOATZI, H.; GARGANO, A.; FERREIRA, J. L.; LENZI, S. M.; LINARES, R.; SANTOPINTO, E.; VITTURI, A.; LUBIAN, J. Long-range versus short-range correlations in the two-neutron transfer reaction $^{64}\text{Ni}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{66}\text{Ni}$. *Phys. Rev. C*, American Physical Society, v. 96, p. 044612, Oct 2017. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.96.044612>>.

28 GOMES, P. R. S.; LUBIAN, J.; CANTO, L. F.; OTOMAR, D. R.; JUNIOR, D. R. M.; FARIA, P. N. de; LINARES, R.; SIGAUD, L.; RANGEL, J.; FERREIRA, J. L.; FERIOLI, E.; PAES, B.; CARDOZO, E. N.; CORTES, M. R.; ERMAMATOV, M. J.; LOTTI, P.; HUSSEIN, M. S. Reactions with weakly bound nuclei, at near barrier energies, and the breakup and transfer influences on the fusion and elastic scattering. *Few-Body Systems*, v. 57, n. 3, p. 165–176, Mar 2016. ISSN 1432-5411. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/s00601-015-1036-2>>.

29 HU, S. P.; ZHANG, G. L.; YANG, J. C.; ZHANG, H. Q.; GOMES, P. R. S.; LUBIAN, J.; FERREIRA, J. L.; WU, X. G.; ZHONG, J.; HE, C. Y.; ZHENG, Y.; LI, C. B.; LI, G. S.; QU, W. W.; WANG, F.; ZHENG, L.; YU, L.; CHEN, Q. M.; LUO, P. W.; LI, H. W.; WU, Y. H.; ZHOU, W. K.; ZHU, B. J.; SUN, H. B. One-neutron stripping processes to excited states of the $^6\text{Li} + ^96\text{Zr}$ reaction at near-barrier energies. *Phys. Rev. C*, American Physical Society, v. 93, p. 014621, Jan 2016. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.93.014621>>.

30 FISICHELLA, M.; SHOTTER, A. C.; FIGUERA, P.; LUBIAN, J.; PIETRO, A. D.; FERNANDEZ-GARCIA, J. P.; FERREIRA, J. L.; LATTUADA, M.; LOTTI, P.; MUSUMARRA, A.; PELLEGRITI, M. G.; RUIZ, C.; SCUDERI, V.; STRANO, E.; TORRESI, D.; ZADRO, M. Breakup and n -transfer effects on the fusion reactions $^6,7\text{Li} + ^{120,119}\text{Sn}$ around the coulomb barrier. *Phys. Rev. C*, American Physical Society, v. 95, p. 034617, Mar 2017. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.95.034617>>.

31 FANG, Y. D.; GOMES, P. R. S.; LUBIAN, J.; FERREIRA, J. L.; JUNIOR, D. R. M.; ZHOU, X. H.; LIU, M. L.; ZHANG, N. T.; ZHANG, Y. H.; LI, G. S.; WANG, J. G.; GUO, S.; QIANG, Y. H.; GAO, B. S.; ZHENG, Y.; LEI, X. G.; WANG, Z. G. One-neutron stripping from ^9Be to ^{169}Tm , ^{181}Ta , and ^{187}Re at near-barrier energies. *Phys. Rev. C*, American Physical Society, v. 93, p. 034615, Mar 2016. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.93.034615>>.

32 FRÖBRICH, P.; LIPPERHEIDE, R. *Theory of nuclear reactions*. [S.l.]: Clarendon Press, 1996.

33 SATCHLER, G. Gr satchler and wg love, phys. rep. 55, 183 (1979). *Phys. Rep.*, v. 55, p. 183, 1979.

- 34 GASQUES, L.; CHAMON, L. C.; GOMES, P.; LUBIAN, J. Comparison between heavy-ion reaction and fusion processes for hundreds of systems. *Nuclear Physics A*, Elsevier, v. 764, p. 135–148, 2006.
- 35 PEREIRA, D.; LUBIAN, J.; OLIVEIRA, J. R. B. d.; SOUSA, D. de; CHAMON, L. C. An imaginary potential with universal normalization for dissipative processes in heavy-ion reactions. *Physics Letters B*, Elsevier, v. 670, n. 4-5, p. 330–335, 2009.
- 36 ALVAREZ, M. Mag alvarez et al., nucl. phys. a723, 93 (2003). *Nucl. Phys.*, v. 723, p. 93, 2003.
- 37 RAMAN, S. S. raman, cw nester, jr., and p. tikkanen, at. data nucl. data tables 78, 1 (2001). *At. Data Nucl. Data Tables*, v. 78, p. 1, 2001.
- 38 RAE, G. W. Nushellx. <<http://www.garsington.eclipse.co.uk>>, 2008.
- 39 COHEN, S.; KURATH, D. Spectroscopic factors for the 1p shell. *Nuclear Physics A*, Elsevier, v. 101, n. 1, p. 1–16, 1967.
- 40 CAVALLARO, M.; AGODI, C.; ASSIÉ, M.; AZAIEZ, F.; CAPPUZZELLO, F.; CARBONE, D.; SÉRÉVILLE, N. D.; FOTI, A.; PANDOLA, L.; SCARPACI, J. *et al.* Neutron decay of c 15 resonances by measurements of neutron time-of-flight. *Physical Review C*, APS, v. 93, n. 6, p. 064323, 2016.
- 41 CARBONE, D.; FERREIRA, J.; CAPPUZZELLO, F.; LUBIAN, J.; AGODI, C.; CAVALLARO, M.; FOTI, A.; GARGANO, A.; LENZI, S.; LINARES, R. *et al.* Microscopic cluster model for the description of new experimental results on the c 13 (o 18, o 16) c 15 two-neutron transfer at 84 mev incident energy. *Physical Review C*, APS, v. 95, n. 3, p. 034603, 2017.
- 42 ERMAMATOV, M.; LINARES, R.; LUBIAN, J.; FERREIRA, J.; CAPPUZZELLO, F.; CARBONE, D.; CAVALLARO, M.; CUBERO, M.; FARIA, P. de; FOTI, A. *et al.* Comprehensive analysis of high-lying states in o 18 populated with (t, p) and (o 18, o 16) reactions. *Physical Review C*, APS, v. 96, n. 4, p. 044603, 2017.
- 43 PAES, B.; SANTAGATI, G.; VSEVOLODOVNA, R. M.; CAPPUZZELLO, F.; CARBONE, D.; CARDOZO, E.; CAVALLARO, M.; GARCÍA-TECOCOATZI, H.; GARGANO, A.; FERREIRA, J. *et al.* Long-range versus short-range correlations in the two-neutron transfer reaction ni 64 (o 18, o 16) ni 66. *Physical Review C*, APS, v. 96, n. 4, p. 044612, 2017.
- 44 CARDOZO, E.; LUBIAN, J.; LINARES, R.; CAPPUZZELLO, F.; CARBONE, D.; CAVALLARO, M.; FERREIRA, J.; GARGANO, A.; PAES, B.; SANTAGATI, G. Competition between direct and sequential two-neutron transfers in the o 18+ si 28 collision at 84 mev. *Physical Review C*, APS, v. 97, n. 6, p. 064611, 2018.
- 45 CARDOZO, E.; ERMAMATOV, M.; FERREIRA, J.; PAES, B.; SINHA, M.; LUBIAN, J. Neutron pick-up in the 55 mn (d, t) 54 mn reaction. *The European Physical Journal A*, Springer, v. 54, n. 9, p. 150, 2018.
- 46 CREMA, E.; ZAGATTO, V.; SHORTO, J.; PAES, B.; LUBIAN, J.; SIMÕES, R.; MONTEIRO, D.; HUIZA, J.; ADDED, N.; MORAIS, M. *et al.* Reaction mechanisms of the

- o 18+ cu 63 system at near-barrier energies. *Physical Review C*, APS, v. 98, n. 4, p. 044614, 2018.
- 47 LINARES, R.; ERMAMATOV, M.; LUBIAN, J.; CAPPUZZELLO, F.; CARBONE, D.; CARDOZO, E.; CAVALLARO, M.; FERREIRA, J.; FOTI, A.; GARGANO, A. *et al.* Analysis of the one-neutron transfer to o 16, si 28, and ni 64 induced by the (o 18, o 17) reaction at 84 mev. *Physical Review C*, APS, v. 98, n. 5, p. 054615, 2018.
- 48 LUBIAN, J.; CAPPUZZELLO, F.; CARBONE, D.; CAVALLARO, M.; ERMAMATOV, M.; FERREIRA, J.; LINARES, R.; NUNES, E.; PAES, B. Short-range (pairing) versus long-range (collective) correlations in two-neutron transfer reactions induced by 18o. In: IOP PUBLISHING. *Journal of Physics: Conference Series*. [S.l.], 2018. v. 1056, n. 1, p. 012035.
- 49 ZHANG, G.; ZHANG, G.; LIN, C.; LUBIAN, J.; RANGEL, J.; PAES, B.; FERREIRA, J.; ZHANG, H.; QU, W.; JIA, H. *et al.* Angular distribution of elastic scattering induced by f 17 on medium-mass target nuclei at energies near the coulomb barrier. *Physical Review C*, APS, v. 97, n. 4, p. 044618, 2018.
- 50 CONDORI, R. P.; DIAS, H.; LUBIAN, J. Using a double folding potential for the derivation of the spectroscopic factors of the (3 he, d) transfer reaction. *International Journal of Modern Physics E*, World Scientific, v. 25, n. 09, p. 1650061, 2016.
- 51 CAMACHO, A. G.; DIAZ-TORRES, A.; GOMES, P.; LUBIAN, J. Impact of li 6 resonances on the near-barrier elastic scattering with sm 144. *Physical Review C*, APS, v. 93, n. 2, p. 024604, 2016.
- 52 OTOMAR, D.; GOMES, P.; LUBIAN, J.; CANTO, L.; HUSSEIN, M. Theoretical study of the elastic breakup of weakly bound nuclei at near-barrier energies. *Physical Review C*, APS, v. 92, n. 6, p. 064609, 2015.
- 53 OTOMAR, D.; GOMES, P.; LUBIAN, J.; CANTO, L.; HUSSEIN, M. Nuclear and coulomb breakup of the weakly bound 6 li nucleus with targets in the range from a= 59 to 208. *Physical Review C*, APS, v. 87, n. 1, p. 014615, 2013.
- 54 WOODARD, A.; FIGUEIRA, J.; OTOMAR, D.; NIELLO, J. F.; LUBIAN, J.; ARAZI, A.; CAPURRO, O.; CARNELLI, P.; FIMIANI, L.; MARTÍ, G. *et al.* Breakup coupling effects on near-barrier inelastic scattering of the weakly bound 6li projectile on a 144sm target. *Nuclear Physics A*, Elsevier, v. 873, p. 17–27, 2012.
- 55 OTOMAR, D.; LUBIAN, J.; GOMES, P.; CORREA, T. Breakup following neutron transfer for the 7li+ 144sm system. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, IOP Publishing, v. 40, n. 12, p. 125105, 2013.
- 56 OTOMAR, D.; LUBIAN, J.; GOMES, P. Investigation of breakup effects on 6 li+ 144 sm scattering by means of cdcc calculations. *The European Physical Journal A*, Springer, v. 46, n. 2, p. 285–289, 2010.
- 57 DIAZ-TORRES, A. A. diaz-torres, ij thompson, and c. beck, phys. rev. c 68, 044607 (2003). *Phys. Rev. C*, v. 68, p. 044607, 2003.
- 58 SAKURAGI, Y. Y. sakuragi, m. yahiro and m. kamimura, prog. theor. phys. 68, 322 (1982). *Prog. Theor. Phys.*, v. 68, p. 322, 1982.

59 HU, S.; ZHANG, G.; YANG, J.; ZHANG, H.; GOMES, P.; LUBIAN, J.; WU, X.; ZHONG, J.; HE, C.; ZHENG, Y. *et al.* Small suppression of the complete fusion of the $li\ 6+$ $zr\ 96$ system at near-barrier energies. *Physical Review C*, APS, v. 91, n. 4, p. 044619, 2015.