

UNIVERSIDADE FEDERAL FLUMINENSE  
INSTITUTO DE FÍSICA  
COORDENAÇÃO DO CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**Estudo da influência da força de emparelhamento na  
transferência de dois nêutrons na reação  $^{13}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{15}\text{C}$**

JONAS LEONARDO FERREIRA

NITERÓI  
MARÇO DE 2015

UNIVERSIDADE FEDERAL FLUMINENSE  
INSTITUTO DE FÍSICA  
COORDENAÇÃO DO CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

**Estudo da influência da força de emparelhamento na  
transferência de dois nêutrons na reação  $^{13}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{15}\text{C}$**

JONAS LEONARDO FERREIRA

Dissertação realizada sob orientação do Prof.  
Dr. Jesús Lubián Ríos, apresentada ao De-  
partamento de Física, em complementação  
aos requisitos para obtenção do título de  
Mestre em Física.

NITERÓI  
MARÇO DE 2015

F383 Ferreira, Jonas Leonardo.

Estudo da influência da força de emparelhamento na transferência de dois nêutrons na reação  $^{13}\text{C}(180,160)^{15}\text{C}$  / Jonas Leonardo Ferreira ; orientador: Jesús Lubian Ríos -- Niterói, 2015.  
95 p. : il.

Dissertação (Mestrado) - Universidade Federal Fluminense, Instituto de Física, 2015.  
Bibliografia: p. 93-95.

1. REAÇÃO NUCLEAR. 2. ESPALHAMENTO (FÍSICA). I. Lubian Ríos, Jesús, Orientador. II. Universidade Federal Fluminense. Instituto de Física, Instituição responsável. III. Título.

CDD 539.7

UNIVERSIDADE FEDERAL FLUMINENSE  
INSTITUTO DE FÍSICA  
COORDENAÇÃO DO CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**Estudo da influência da força de emparelhamento na  
transferência de dois nêutrons na reação  $^{13}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{15}\text{C}$**

JONAS LEONARDO FERREIRA

**Banca Examinadora:**

**Prof. Dr. Jesús Lubián Ríos (Orientador-UFF)**

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

**Prof. Dr. Djalma Rosa Mendes Junior (UFF)**

NITERÓI  
MARÇO DE 2015

# Dedicatória

*À minha querida esposa Gleicy e aos meus filhos, William e Joana,  
minhas maiores motivações*

# Agradecimentos

Agradeço à Deus por estar presente em toda minha trajetória, por renovar minhas forças nos dias difíceis e por me mostrar novos horizontes. Muito obrigado, meu Deus!

Meus sinceros agradecimentos àquela que esteve sempre ao meu lado me apoiando e me encorajando: Gleicy, minha esposa.

Aos meus pais, deixo meus agradecimentos, pois, mesmo em suas simplicidades, me educaram com preceitos impescendíveis na constituição do meu caráter: a ética e a moral.

Agradeço também ao meu Orientado, Dr. Lubián, pelos seus ensinamentos. Pela oportunidade que me deu ao aceitar ser meu orientador e, assim, revelar-me suas experiências e saberes em Física Nuclear Teórica.

Não poderia deixar de agradecer também aos colegas do grupo de Física Nuclear Teórica, pelo encorajamento em prosseguir, pelas discussões e aprofundamentos sobre os tópicos de nossas pesquisas. Dentre esses colegas, destaco a grande amiga, Bárbara Paes, pela importante contribuição na conclusão desse trabalho.

O meu muito obrigado a todos aqueles que de forma direta e indireta contribuíram para que mais este degrau pudesse ter sido alcançado

# Resumo

Neste trabalho, estudaremos os efeitos da força de emparelhamento referente à transferência de dois nêutrons na reação direta  $^{13}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{15}\text{C}$ , a uma energia de bombardeamento de 84 MeV. Recentemente, foram encontrados indícios de que a correlação entre dois nêutrons no processo de transferência, na reação  $^{12}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{14}\text{C}$  [1], desempenha um papel crucial nesse processo, de modo que a transferência por *cluster* é favorecida. Cálculos de canais de reação acoplados (CRC) foram realizados levando em conta os modelos de interação microscópica (coordenadas independentes), de *cluster* e de transferência sequencial com o objetivo de investigar a influência da força de emparelhamento na reação  $^{13}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{15}\text{C}$ . Os resultados indicam que, mesmo envolvendo um núcleo ímpar, a transferência simultânea de dois nêutrons correlacionados exerce um papel fundamental no mecanismo de transferência, de modo que o modelo *cluster* é o que melhor descreve essa reação.

# Abstract

In this work we study the effects of the pairing correlation between two neutrons in the direct transfer reaction  $^{13}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{15}\text{C}$ , at 84 MeV of bombarding energy. Recently, it was found an evidence that the correlation between two neutrons in the transfer process, in the reaction  $^{12}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{14}\text{C}$ , plays a crucial role. Exact finite range (EFR) coupled reaction channel (CRC) calculations were performed taking into account the independent coordinates, cluster and sequential transfer models in order to investigate the influence of the pairing correlations in the  $^{13}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{15}\text{C}$  reaction. The results indicate that, even involving an odd nucleus, the simultaneous transfer of two correlated neutrons plays a fundamental role in the transfer mechanism, so that, the cluster model is the best to describe this reaction.



# Conteúdo

<b>1</b>	<b>Formalismo Teórico</b>	<b>13</b>
1.1	Canais Acoplados e Canais de Reação Acoplados . . . . .	13
1.2	Aproximação Born de Ondas Distorcidas (DWBA) e de Canais Acoplados (CCBA) . . . . .	19
1.3	Representação das funções de onda . . . . .	24
1.4	Potencial Double-folding . . . . .	25
1.5	Potencial de São Paulo . . . . .	28
1.6	Reação de Transferência . . . . .	31
1.7	Amplitude de Transferência: a matriz-T . . . . .	35
1.8	A representação partícula-buraco . . . . .	41
<b>2</b>	<b>Estudo e Análise da Transferência de dois Nêutrons na Reação Direta</b>	
	$^{13}C(^{18}O, ^{16}O)^{15}C$	<b>44</b>
2.1	O experimento $^{13}C(^{18}O, ^{16}O)^{15}C$ e a estrutura do $^{15}C$ . . . . .	44
2.2	Análise dos dados Teóricos e Experimentais . . . . .	46
<b>3</b>	<b>Conclusões e Perspectivas Futuras</b>	<b>74</b>
	<b>Appendices</b>	<b>77</b>
<b>A</b>	<b>Formalismo Teóricos - demonstrações</b>	<b>78</b>
<b>B</b>	<b>Espalhamento estacionário e a equação de Lippmann-Schwinger</b>	<b>80</b>

B.1	A equação de Lippmann-Schwinger . . . . .	81
C	Input no código NuShellX	84
D	Input modelo de Cluster, Coordenadas Independentes e Modelo Sequencial (CRC e DWBA)	85

# Lista de Figuras

1.1	Modelo mais simples de canais de reações acoplados (CRC) . . . . .	18
1.2	Representação esquemática da interação nucleon-nucleon entre os núcleos alvo e projétil. . . . .	26
1.3	Coordenadas para a descrição da reação de transferência $A+a(=b+2n) \rightarrow$ $B(=A+2n)+b$ . . . . .	32
1.4	Reação de transferência de nucleons - tipo <i>stripping</i> . . . . .	36
2.1	Espectro de energia do $^{15}\text{C}$ . . . . .	45
2.2	Seção de choque diferencial para o estado fundamental do $^{15}\text{C}(1/2^+)$ . . . . .	48
2.3	Seção de choque diferencial para o estado $E^*(5/2^+) = 0.74$ MeV do $^{15}\text{C}$ . . . . .	48
2.4	Seção de choque diferencial para o estado $E^*(1/2^-) = 3.103$ MeV do $^{15}\text{C}$ . . . . .	49
2.5	Seção de choque diferencial para o estado $E^*(5/2^-) = 4.22$ MeV do $^{15}\text{C}$ . . . . .	49
2.6	Seção de choque diferencial para o estado $E^*(3/2^-) = 4.66$ MeV do $^{15}\text{C}$ . . . . .	50
2.7	Seção de choque diferencial para o estado $E^*(7/2^-) = 6.84$ MeV do $^{15}\text{C}$ . . . . .	50
2.8	Seção de choque diferencial para o estado $E^*(9/2^-) = 6.84$ MeV do $^{15}\text{C}$ . . . . .	51
2.9	Seção de choque diferencial para o estado $E^*(7/2^-) = 7.35$ MeV do $^{15}\text{C}$ . . . . .	51
2.10	Seção de choque diferencial para o estado $E^*(9/2^-) = 7.35$ MeV do $^{15}\text{C}$ . . . . .	52
2.11	Modelos de funções de onda para os estados do $^{15}\text{C}$ impressos pelo NuShellX. . . . .	55
2.12	Comparação dos estados de energia experimentais e os teóricos calculados pelo NuShellX. . . . .	56
2.13	Seção de choque diferencial para o estado fundamental do $^{15}\text{C}$ . . . . .	58

2.14	Seção de choque diferencial para o estado $E^*(5/2^+) = 0.74$ MeV do $^{15}\text{C}$ .	59
2.15	Seção de choque diferencial para o estado $E^*(1/2^-) = 3.103$ MeV do $^{15}\text{C}$ .	59
2.16	Seção de choque diferencial para o estado $E^*(5/2^-) = 4.22$ MeV do $^{15}\text{C}$ .	60
2.17	Seção de choque diferencial para o estado $E^*(3/2^-) = 4.66$ MeV do $^{15}\text{C}$ .	60
2.18	Seção de choque diferencial para o estado $E^*(7/2^-) = 6.84$ MeV do $^{15}\text{C}$ .	61
2.19	Seção de choque diferencial para o estado $E^*(9/2^-) = 6.84$ MeV do $^{15}\text{C}$ .	61
2.20	Seção de choque diferencial para o estado $E^*(7/2^-) = 7.35$ MeV do $^{15}\text{C}$ .	62
2.21	Seção de choque diferencial para o estado $E^*(9/2^-) = 7.35$ MeV do $^{15}\text{C}$ .	62
2.22	Esquema de níveis do $^{14}\text{C}$ .	64
2.23	Esquema de níveis do $^{15}\text{C}$ .	64
2.24	Seção de choque diferencial para o estado fundamental do $^{15}\text{C}$ .	68
2.25	Seção de choque diferencial para o estado $E^* = 0.74$ MeV do $^{15}\text{C}$ .	69
2.26	Esquema de acoplamento para a transferência sequencial de dois nêutrons para formar o estado fundamental do $^{15}\text{C}$ .	69
2.27	Esquema de acoplamento para a transferência sequencial de dois nêutrons para formar o primeiro estado excitado do $^{15}\text{C}$ .	70
2.28	Comparação das influências dos estados <i>single particle</i> do $^{18}\text{O}$ na seção de choque do $^{15}\text{C}$ .	72
2.29	Comparação da coerência e incoerência entre os estados <i>single particle</i> $1p_{1/2}$ e $1d_{5/2}$ do $^{18}\text{O}$ .	72
2.30	Comparação da coerência e incoerência entre os estados <i>single particle</i> $1p_{1/2}$ e $2s_{1/2}$ do $^{18}\text{O}$ .	73
2.31	Comparação da coerência e incoerência entre os estados <i>single particle</i> $1d_{5/2}$ e $2s_{1/2}$ do $^{18}\text{O}$ .	73
C.1	Input do código NuShellX para o cálculo das funções de onda e amplitudes espectroscópicas na reação $^{13}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{15}\text{C}$ .	84

# Lista de Tabelas

2.1	Parâmetros geométricos dos <i>cores</i> $^{16}\text{O}$ e $^{13}\text{C}$ . Sendo $r$ o raio reduzido e $a$ , a difusividade . . . . .	47
2.2	Resultados do NuShellX para o $^{14}\text{C}$ utilizando o modelo espacial <i>psd</i> . . . . .	53
2.3	Resultados do NuShellX para o $^{15}\text{C}$ utilizando o modelo espacial <i>psd</i> . . . . .	53
2.4	Resultados do NuShellX para os estados de energia do $^{15}\text{C}$ . . . . .	54
2.5	Amplitudes espectroscópicas calculadas pelo NuShellX, referentes à transferência de dois nêutrons na reação direta $^{13}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{15}\text{C}$ . . . . .	57
2.6	Parâmetros geométricos dos <i>cores</i> $^{17}\text{O}$ e $^{14}\text{C}$ que constituem a partição intermediária. Sendo $r$ o raio nuclear e $a$ , a difusividade. . . . .	58
2.7	Parâmetros geométricos dos <i>cores</i> $^{17}\text{O}$ e $^{13}\text{C}$ para o primeiro nêutron transferido e dos <i>cores</i> $^{16}\text{O}$ e $^{14}\text{C}$ para o segundo nêutron transferido. Sendo $r$ o raio reduzido e $a$ , a difusividade. . . . .	65
2.9	Amplitudes espectroscópicas referentes à transferência de 1 nêutron na reação $^{14}\text{C}(^{17}\text{O}, ^{16}\text{O})^{15}\text{C}$ . . . . .	67
2.8	Amplitudes espectroscópicas calculadas pelo NuShellX, referentes à transferência de 1 nêutron na reação direta $^{13}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{O})^{14}\text{C}$ . . . . .	68

# Introdução

O estudo das reações nucleares tem sido objeto de várias pesquisas nas últimas décadas devido a sua natureza complexa e, conseqüentemente, à dificuldade de se desenvolver uma teoria geral que as descrevessem por completo. Isso porque a dinâmica das reações envolve o conhecimento da interação nuclear que, em geral, é tratada como uma interação de muitos corpos e, antes de tentar descrever o processo das reações, é necessário conhecer os potenciais nucleares intrínsecos dos núcleos interagentes e a relação entre eles. Nesse contexto, vários graus de liberdades são levados em conta nas funções de onda que descrevem os estados intrínsecos dos núcleos parceiros da colisão e de seus movimentos relativos.

Numa reação, os núcleos interagentes são denominados de projétil e alvo e seus produtos, de fragmentos ou partículas residuais. Podemos representar a configuração inicial entre os núcleos parceiros da colisão de  $a + A$  e os núcleos residuais de  $b + B$ , de modo que cada par de estados dessas representações é denominado de canal e cada possível combinação de núcleos, de partição.

As equações exatas que descrevem a dinâmica da reação nuclear, conforme já mencionado, envolve muitos graus de liberdade e, portanto, são impraticáveis mesmo com o uso de computadores modernos. Dessa forma, quase sempre recorreremos a aproximações (caracterizadas pelas restrições impostas ao espaço das funções de onda que descrevem a reação nuclear) e ao uso de potenciais de interação nuclear efetivos ou fenomenológicos que descrevem o comportamento médio das interações entre os nucleons (denominaremos sempre que possível os constituintes do núcleo - prótons e nêutrons - de nucleon). Essas

aproximações são reveladas através das restrições impostas ao espaço de Hilbert e da utilização de um potencial óptico (potencial complexo) que simula a perda de fluxo devido aos canais que foram desconsiderados na equação do espaço modelo.

Dentre os potenciais utilizados para descrever as interações nucleares, o potencial *double folding*, que leva em conta o conhecimento da distribuição de carga e de matéria de ambos os núcleos que interagem, tem se destacado na descrição das interações nas reações nucleares. Em nossos cálculos, utilizamos o potencial *double folding* São Paulo (SPP) que leva em conta o modelo de interação microscópica (nucleon-nucleon) e os efeitos quânticos da não-localidade [2].

No tratamento das reações de transferências ou colisões de *rearrangement*, quando um núcleo interage com outro, existe uma chance do projétil interagir inelasticamente com apenas um nucleon localizado na superfície do núcleo alvo (ou simplesmente com um modo normal de alguma forma de oscilação) e esse nucleon escapar do núcleo. Como não há formação de um sistema composto intermediário, ou seja, o nucleon sai diretamente do estado inicial para o estado final, esse processo é denominado de *reação direta* [3] e também é considerado como um processo de superfície. Portanto, são fontes importantes no estudo da estrutura nuclear.

As reações diretas são caracterizadas por serem altamente seletivas quanto ao estado final a serem populados e isso significa dizer que as características desse estado serão importantes. Por exemplo, a transferência de um nucleon popula fortemente estados *single particle*, enquanto que transferência de dois nucleons populam estados que apresentam fortes correlações de emparelhamento, ou seja, quando os dois nucleons ficam emparelhados com spins antiparalelos devido a existência de um campo nuclear médio.

Sendo assim, a teoria das reações diretas tenta resolver a dinâmica das colisões que envolvem o canal de *rearrangement* através da equação de Schrödinger e com a utilização de algum modelo espacial específico das componentes que pensamos ser importantes numa reação. Além disso, reações diretas estão conectadas diretamente, ou via vários passos,

com o canal elástico de entrada e, portanto, a seção de choque depende dos ângulos de saída relativos à direção do feixe de incidência.

Dentro do campo das reações diretas, as reações de transferência de dois nêutrons, em particular ( $^{18}O,^{16}O$ ), tem sido objeto de pesquisas ao longo das últimas décadas a fim de verificar que tipo de mecanismo descreve esse processo de transferência. Os dois nêutrons podem ser transferidos, a grosso modo, de duas maneiras diferentes: sequencialmente e simultaneamente (ou direta). De modo que, a amplitude da transferência deve ser dada pela soma coerente entre as amplitudes do mecanismo sequencial e direto. Em alguns casos foi observado que o mecanismo sequencial é mais relevante no processo de transferência. Em outros, o mecanismo de transferência direta prevalece na reação. E ainda, em outros, ambos os mecanismos são importantes e competitivos. Por exemplo, foi verificado por [4] que os dois processos de transferência são importantes nas reações  $^{12}C(^{18}O,^{16}O)^{14}C$  e  $^{48}Ca(^{18}O,^{16}O)^{50}Ca$ , porém, na reação  $^{48}Ca(^{16}O,^{14}C)^{50}Ti$ , a seção de choque é determinada quase inteiramente pelo processo sequencial. Foi verificado igualmente que as reações  $^{208}Pb(^{16}O,^{18}O)^{206}Pb$  [5] e  $^{64}Ni(^{16}O,^{14}C)^{66}Zn$  [6] são predominantemente realizadas através do mecanismo sequencial. O estudo desses mecanismos de transferência, além de nos prover de informações sobre a estrutura nuclear, nos dá algumas informações sobre a influência da força de emparelhamento dos nucleons no processo de transferência.

A análise dessas reações, em geral, são realizadas a partir da medida da seção de choque. A seção de choque está associada à probabilidade de alguma reação ocorrer e, para uma dada energia de bombardeamento, pode ser definida para cada conjunto de estados acessíveis de cada possíveis conjunto de núcleos residuais. Nas investigações citadas no parágrafo anterior, as predições teóricas dessa medida quantitativa foram comumente multiplicadas por um fator de escala (parâmetro livre) a fim de ajustar aos dados experimentais.

Neste trabalho estaremos interessados em estudar a reação de *stripping* (aquela



em que o projétil perde nucleons para o alvo)  $^{13}\text{C}(^{18}\text{O},^{16}\text{O})^{15}\text{C}$ , à 84 MeV, a fim de indentificar os efeitos da força de emparelhamento, entre os dois nêutrons transferidos, sobre esse processo. Estudos recentes sobre a transferência de dois nêutrons na reação  $^{12}\text{C}(^{18}\text{O},^{16}\text{O})^{14}\text{C}$ , à 84 MeV, [1] já encontraram evidências do papel crucial desempenhado pela força de emparelhamento nessa reação e as previsões teóricas, acerca da seção de choque, foram realizadas sem a utilização de qualquer fator de escala cujo objetivo fosse ajustá-la aos dados experimentais. Além disso, mostrou-se que o processo de transferência direta era o mecanismo mais importante da reação, o que contraria as conclusões tomadas por [4].

No processo de transferência, uma informação de estrutura bastante importante se dá através das amplitudes espectroscópicas que, em nossos cálculos, foram determinadas através do código NuShellX [7]. Para estados *single particle* puros e *cluster* de partícula alfa essas informações espectroscópicas são fáceis de serem determinadas experimentalmente, porém não é evidente para a transferência de dois nêutrons, pois, no vácuo, eles formam um sistema não ligado. Entretanto, a força de emparelhamento (que atua sobre o campo nuclear médio) liga os dois nêutrons e torna a configuração *core* mais o par de nêutrons importantes para algum estado particular. Dessa forma, não se pode determinar a contribuição individual desses nucleons na amplitude espectroscópica.

As amplitudes espectroscópicas são calculadas através dos *overlaps* das funções de onda *single particle* também calculadas por esse código, utilizando-se o modelo de camadas. Nesse programa computacional, é necessário definirmos um modelo espacial e um potencial de interação fenomenológico mais adequado a fim de descrever os estados de energia dos núcleos envolvidos na reação. Desse modo, utilizamos o modelo espacial *spdpf* e a interação *wbt* (essa interação fenomenológica foi desenvolvida por Warbuton e Brown) [8], pois puderam descrever os estados de energia de forma satisfatória. A escolha desse modelo espacial e do potencial de interação foi feita também com objetivo de descrever os estados mais energéticos do  $^{15}\text{C}$ , pois o modelo espacial *psd* (que levam

em conta os orbitais  $1p_{1/2}$ ,  $1d_{5/2}$  e  $2s_{1/2}$ ) e suas interações, usados no estudo da reação  $^{12}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{14}\text{C}$  [1], não puderam descrever esses estados satisfatoriamente.

Esta dissertação está dividida da seguinte forma:

No **Capítulo 1** desse trabalho, daremos uma pequena descrição do formalismo teórico utilizado no cálculo de canais de reação acoplados, na representação das funções de onda, na representação dos estados partícula-buraco (p-h), no potencial de interação double folding e nas amplitudes espectroscópicas da reação.

O **Capítulo 2**, apresenta o estudo e a análise do processo de transferência de dois nêutrons na reação  $^{13}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{15}\text{C}$ . É apresentado também o espectro de energia e a estrutura do  $^{15}\text{C}$ , assim como, uma discussão sobre a comparação entre as seções de choque experimentais e teóricas. Cálculos de CRC foram realizados a fim de descrever as seções de choque dessa reação utilizando o modelo *cluster*, coordenadas independentes (modelo microscópico) e o modelo sequencial. Para calcular as distribuições angulares de cada partição foi utilizado o código FRESCO [9] e modelo de interação de alcance finito.

No **Capítulo 3** são apresentadas nossas considerações finais sobre os efeitos de correlação entre os dois nêutrons transferidos, devido a força de emparelhamento, sobre o processo de transferência.

# Capítulo 1

## Formalismo Teórico

### 1.1 Canais Acoplados e Canais de Reação Acoplados

Numa reação direta, em geral, os dois métodos bastante utilizados para interpretar e analisar os dados teóricos confrontando-os com os dados experimentais são: *cálculo de canais acoplados e o método de ondas distorcidas*.

Uma reação direta é aquela em que o tempo de duração é suficientemente pequeno para não haver formação de núcleo composto. Quando falamos "tempo pequeno", estamos assumindo aquele associado ao período orbital de um típico nucleon atravessar o núcleo, que é da ordem de  $10^{-22} s$  (energia cinética da ordem de 20 MeV) e, se a reação ocorre nesse intervalo de tempo ou menos, não há tempo o suficiente para a energia ser partilhada entre o nucleon atingido e os outros nucleons do alvo. Em outras palavras, uma reação de formação de núcleo composto requer um tempo da ordem  $\gg 10^{-22} s$  [3].

Basicamente, o formalismo do cálculo de *canais acoplados* (CC) leva em conta a solução de um pequeno conjunto de equações acopladas que é reflexo da escolha de uma função de onda modelo com um número relativamente pequeno de termos, no qual assumimos ser suficiente para descrever, a princípio, o sistema físico de uma maneira geral.

O truncamento da função de onda total a um número de termos pequeno nos leva à construção de uma Hamiltoniana efetiva para a descrição da dinâmica da reação

nuclear. Claro que as restrições impostas à função de onda truncada levam em conta que os canais considerados são efetivamente mais importantes na reação. Além disso, esse método é considerado apenas quando estamos interessados em descrever os processos de espalhamento elástico e inelástico (e isso significa que os estados que formam a base de energia pertencem a mesma partição), ao passo que, quando consideramos o canal *rearrangement* (estados que formam a base de energia podem pertencer a mais de uma partição) dizemos que o método utilizado é o *canais de reação acoplados* (CRC).

Nesses métodos, estamos interessados, inicialmente, em resolver explicitamente a seguinte equação de Schrödinger:

$$(E - H)\Psi = 0 \quad (1.1)$$

No entanto, como estamos tratando apenas dos casos que envolvem as reações diretas, podemos representar o espaço completo de Hilbert das funções de onda como a soma de dois subespaços  $P$  e  $Q$ , de tal modo que o primeiro subespaço englobe apenas as reações diretas incluindo o espalhamento elástico com funções de onda dada por  $\Psi_P$  e o segundo subespaço represente aquelas reações que envolvem os núcleos compostos com funções de onda dada por  $\Psi_Q$ . Na realidade, ao subespaço  $Q$  são incluídas, em princípio, as reações que não são levadas em conta quando restrições são impostas ao subespaço  $P$ . Sendo assim, a função de onda modelo que representa o espaço  $P$  pode ser escrita da seguinte forma:

$$\Psi_P = \sum_{\alpha} \phi_a \phi_A \psi_{\alpha}(\mathbf{r}_{\alpha}) \quad , \quad (1.2)$$

onde,  $a$  e  $A$  representam o conjunto de números quânticos necessários para descrever os estados dos núcleos projétil e alvo, respectivamente;  $\alpha = a + A$ , representa a partição, de modo que a função de onda da partição  $\alpha$  pode ser definida como  $\phi_{\alpha} \equiv \phi_a \phi_A$ .

De uma maneira geral,  $\phi_a$  e  $\phi_A$  podem representar funções de onda de estados ligados dos núcleos alvo e projétil ou podem representar estados discretos de níveis contínuo.

$H$  é a hamiltoniana modelo que descreve a evolução das funções de onda modelo.  $H$  é dado por:

$$H = h_\alpha + T_\alpha + V_\alpha \quad , \quad (1.3)$$

onde,  $T_\alpha$  é o operador energia cinética referente ao movimento relativo entre o alvo e o projétil;  $V_\alpha$  é potencial de interação; e  $h_\alpha$  representa a hamiltoniana referente aos graus de liberdades internos dos núcleos alvo e projétil, de modo que:

$$h|\phi_\alpha\psi_\alpha(\mathbf{r}_\alpha)\rangle = h|\phi_a\phi_A\psi_\alpha(\mathbf{r}_\alpha)\rangle = (\varepsilon_a + \varepsilon_A)|\phi_a\phi_A\psi_\alpha(\mathbf{r}_\alpha)\rangle. \quad (1.4)$$

Além disso, as funções de onda modelo são definidas a partir da projeção do espaço de Hilbert completo no subespaço das funções de onda modelo, em outras palavras:

$$\Psi_P = P\Psi \quad , \quad (1.5)$$

sendo  $P$ , o operador projetor que projeta as funções de onda do espaço completo no espaço das funções de onda modelo.

Analogamente, definimos  $Q$  como o operador que projeta as funções de onda no subespaço complementar à  $P$ .  $P$  e  $Q$  possuem as seguintes propriedades:

$$P^2 = P, \quad Q^2 = Q, \quad P + Q = 1, \quad PQ = QP = 0. \quad (1.6)$$

Utilizando as propriedades de  $P$  e  $Q$ , obtemos:

$$[E - (PHP)]P\Psi = (PHQ)Q\Psi \quad (1.7)$$

$$Q\Psi = \frac{1}{E + i\epsilon - (QHP)}(QHP)P\Psi. \quad (1.8)$$

Levando a eq.1.8 na eq.1.7, chegamos à seguinte equação:

$$\left[ E - (PHP) - (PHQ)\frac{1}{E + i\epsilon - (QHP)}(QHP) \right] P\Psi = 0. \quad (1.9)$$

Destacamos aqui que a quantidade positiva  $\epsilon$  é para ser considerada infinitesimal e foi introduzida para levar em conta o correto tratamento da singularidade que aparece no

denominador da eq.1.9. A grosso modo, o termo  $i\epsilon$  garante o processo de reversão temporal.

Seja  $H_{ef}$ , a hamiltoniana efetiva no espaço das autofunções modelo, definida como

$$H_{ef} = (PHP) - (PHQ) \frac{1}{E + i\epsilon - (QHP)} (QHP). \quad (1.10)$$

Então, a expressão reduzida para a equação de Schrödinger fica da seguinte maneira:

$$(E - H_{ef})P\Psi = 0. \quad (1.11)$$

Resolvendo a equação de Schrödinger para a função de onda modelo, definida pela eq.1.2, chegamos à seguinte expressão:

$$(E - h_\alpha - T_\alpha - V_{\alpha\alpha}) \sum_\alpha \phi_\alpha \Psi_\alpha(\mathbf{r}_\alpha) = 0. \quad (1.12)$$

Multiplicando pela esquerda por  $\phi_\alpha^*$  e integrando por todas as coordenadas internas  $\xi'_\alpha$ , chegamos ao seguinte resultado:

$$[E - \varepsilon_\alpha - T_\alpha] \psi_\alpha(\mathbf{r}_\alpha) - \int \left( \phi_\alpha^* V_\alpha \sum_\alpha \phi_\alpha \psi_\alpha(\mathbf{r}_\alpha) \right) d\xi_\alpha = 0 \quad , \quad (1.13)$$

sendo,  $\varepsilon_\alpha = \varepsilon_{ai} + \varepsilon_{Ai}$ .

Então,

$$\left[ E - \varepsilon_\alpha - T_\alpha - \int \phi_\alpha^* V_\alpha \phi_\alpha d\xi_\alpha \right] \psi_\alpha(\mathbf{r}_\alpha) = \left( \sum_{\alpha' \neq \alpha} \int \phi_\alpha^* V_{\alpha\alpha'} \phi_{\alpha'} d\xi_{\alpha'} \right) \psi_{\alpha'}(\mathbf{r}_{\alpha'}). \quad (1.14)$$

Definindo o canal  $\phi_\alpha \equiv |\alpha\rangle$  e, portanto,  $V_{\alpha\alpha'} \equiv \langle \alpha | V_{\alpha\alpha'} | \alpha' \rangle \equiv \int \phi_\alpha^* V_{\alpha\alpha'} \phi_{\alpha'} d\xi_{\alpha'}$ , obtemos o seguinte sistema de equações acopladas:

$$[E - \varepsilon_\alpha - T_\alpha - V_{\alpha\alpha}] \psi_\alpha(\mathbf{r}_\alpha) = \sum_{\alpha' \neq \alpha} V_{\alpha\alpha'} \psi_{\alpha'}(\mathbf{r}_{\alpha'}). \quad (1.15)$$

Está claro que a eq.1.15 representa o acoplamento do canal  $\alpha$  com todos os outros canais  $\alpha'$  envolvidos na reação nuclear. Então, se os estados que descrevem essa reação pertencem a mesma partição, chamamos esse método de canais acoplados (CC). Para resolver esse sistema de equações para um canal específico devemos ter conhecimento de

todas as funções de onda dos outros canais. Resolver esse sistema de equações analiticamente é uma tarefa impossível (mesmo com a utilização de computadores sofisticados) e, normalmente, lançamos mão de alguma aproximação (como por exemplo, DWBA-aproximação Born de ondas distorcidas, CCBA-aproximação Born de canais acoplados) para chegar a algum resultado explícito.

Nessas aproximações, levamos em conta os canais que manifestam-se ser fisicamente mais relevantes para o sistema [10] e simulamos, a partir de um potencial complexo (um potencial óptico, diga-se de passagem), a perda de fluxo para os outros canais não levados em conta. Além disso, podemos considerar que apenas um certo número  $N$  de termos da expansão, dada pela eq.1.2, são suficientes para descrever o sistema físico, de modo que, o uso de uma hamiltoniana efetiva ou de uma interação efetiva se faz necessário.

Está claro também na eq.1.15 que o potencial  $V_{\alpha\alpha}$  representa um potencial diagonal que está relacionado ao espalhamento elástico, enquanto que o potencial  $V_{\alpha\alpha'}$  está associado a um potencial não-diagonal que acopla o canal de espalhamento elástico com todos os outros canais.

Quando levamos em consideração o processo de *rearrangement* as equações ficam um pouco mais complicadas, uma vez que termos não ortogonais aparecem nas equações devido à não-ortogonalidade dos estados que formam a base de estados de energia, por pertencerem a partições diferentes ou canal *arrangement*, conforme define [11]. No caso mais simples de canais de reação acoplados (CRC), temos a situação em que dois núcleos interagem e apenas duas partições ( $\alpha$  e  $\beta$ ) estão acessíveis no canal de saída, por exemplo, o espalhamento elástico e transferência de nucleons. A figura 1.1 ilustra a situação em que o núcleo  $a$  ( $= b + 2n$ ) interage com o núcleo  $A$  e transfere dois nêutrons para este núcleo. A configuração final é constituída pelos núcleos  $b + B$  ( $= A + 2n$ ) em seus diversos estados. Essa reação, em particular, será objeto de estudo neste trabalho em que o projétil  $a = {}^{18}\text{O}$  ( $= {}^{16}\text{O} + 2n$ ) e o alvo  $A = {}^{13}\text{C}$  interagem resultando nos núcleos residuais  $b = {}^{16}\text{O}$  e  $B = {}^{15}\text{C}$  ( $= {}^{13}\text{C} + 2n$ ).

Na situação descrita na figura 1.1, temos:

$$H = h_\alpha + T_\alpha + V_\alpha = h_\beta + T_\beta + V_\beta \quad (1.16)$$

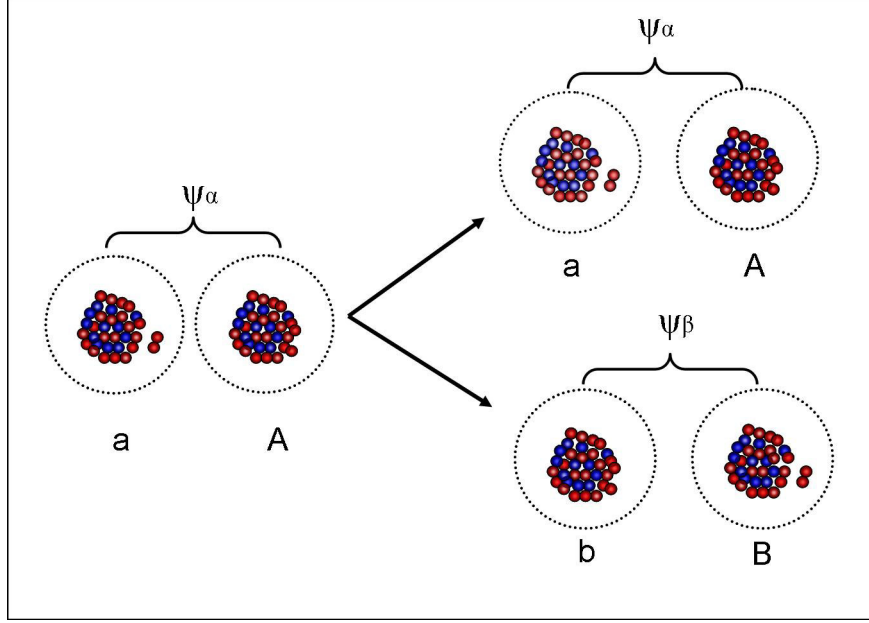


Figura 1.1: Modelo mais simples de canais de reações acoplados (CRC)

De maneira análoga ao método dos canais acoplados, podemos obter o seguinte par de equações acopladas:

$$[E_\alpha - \epsilon_\alpha - T_\alpha - V_{\alpha\alpha}] \psi_\alpha(\mathbf{r}_\alpha) = \langle \phi_\alpha | (H - E) | \phi_\beta \psi_\beta \rangle \quad (1.17)$$

$$[E_\beta - \epsilon_\beta - T_\beta - V_{\beta\beta}] \psi_\beta(\mathbf{r}_\beta) = \langle \phi_\beta | (H - E) | \phi_\alpha \psi_\alpha \rangle. \quad (1.18)$$

Essas são as equações integro-diferenciais de reações acopladas. Explicitamente, elas podem ser escritas da seguinte maneira:

$$[E_\alpha - \epsilon_\alpha - T_\alpha - V_{\alpha\alpha}] \psi_\alpha(\mathbf{r}_\alpha) = \int K_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_\alpha, \mathbf{r}_\beta) \psi_\beta(\mathbf{r}_\beta) d\mathbf{r}_\beta. \quad (1.19)$$

$$[E_\beta - \epsilon_\beta - T_\beta - V_{\beta\beta}] \psi_\beta(\mathbf{r}_\beta) = \int K_{\beta\alpha}(\mathbf{r}_\beta, \mathbf{r}_\alpha) \psi_\alpha(\mathbf{r}_\alpha) d\mathbf{r}_\alpha. \quad (1.20)$$

Onde as funções *kernels* são dadas da seguinte forma:

$$K_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_\alpha, \mathbf{r}_\beta) = J_{\alpha\beta} \int \phi_\alpha^*(\xi_\alpha) [H - E] \phi_\beta(\xi_\beta) d\xi_\alpha \quad (1.21)$$



$$K_{\beta\alpha}(\mathbf{r}_\beta, \mathbf{r}_\alpha) = J_{\beta\alpha} \int \phi_\beta^*(\xi_\beta) [H - E] \phi_\alpha(\xi_\alpha) d\xi_\beta \quad , \quad (1.22)$$

sendo  $J_{\beta\alpha}$  e  $J_{\alpha\beta}$ , os jacobianos que transformam as coordenadas internas  $\xi_\alpha$  e  $\xi_\beta$  nas coordenadas  $(\zeta_\alpha, \mathbf{r}_\beta)$  e  $(\zeta_\beta, \mathbf{r}_\alpha)$ , respectivamente. As coordenadas  $\zeta_\alpha$  são independentes de  $\mathbf{r}_\beta$ , assim como,  $\zeta_\beta$  são independentes de  $\mathbf{r}_\alpha$ . Além disso, as funções  $K$  podem ser tratadas como a soma de duas parcelas que estão associadas à interação (kernel de interação - ( $I$ )) e à não-ortogonalidade (kernel de não-ortogonalidade ( $N$ )). De modo que  $K_{\alpha\beta} = I_{\alpha\beta} + N_{\alpha\beta}$  e  $K_{\beta\alpha} = I_{\beta\alpha} + N_{\beta\alpha}$ . Sendo,

$$I_{\alpha\beta}(prior) = J_{\alpha\beta} \int \phi_\alpha^*(\xi_\alpha) V_\alpha \phi_\beta(\xi_\beta) d\xi_\alpha \quad (1.23)$$

$$N_{\alpha\beta}(prior) = J_{\alpha\beta} [T_\alpha - (E - \varepsilon_\alpha)] \int \phi_\alpha^*(\xi_\alpha) \phi_\beta(\xi_\beta) d\xi_\alpha \quad (1.24)$$

e, de maneira análoga,

$$I_{\beta\alpha}(prior) = J_{\beta\alpha} \int \phi_\beta^*(\xi_\beta) V_\alpha \phi_\alpha(\xi_\alpha) d\xi_\beta \quad (1.25)$$

$$N_{\beta\alpha}(prior) = J_{\beta\alpha} [T_\beta - (E - \varepsilon_\beta)] \int \phi_\beta^*(\xi_\beta) \phi_\alpha(\xi_\alpha) d\xi_\beta. \quad (1.26)$$

Para espalhamento inelástico,  $\alpha$  e  $\beta$  refere-se a estados de uma mesma partição. Nesse caso, o termo de não-ortogonalidade da função *kernel* é zero ( $N = 0$ ). O formalismo *prior* é utilizado quando o potencial de interação do canal de entrada aparece explicitamente na matriz interação. Analogamente, o formalismo *post* é usado quando o potencial do canal de saída aparece explicitamente naquela matriz. Informações mais detalhadas sobre as funções  $K$  são dadas na referência [10].

## 1.2 Aproximação Born de Ondas Distorcidas (DWBA) e de Canais Acoplados (CCBA)

Quando consideramos a ausência de potencial de interação, em condições assintóticas, a dinâmica da reação (que é descrita pela equação de Schrödinger) é descrita pela

solução de uma equação homogênea, cuja solução (para a parte radial) pode ser dada através de uma função exponencial que descreve o movimento de uma onda plana. Na presença de um potencial espalhador, a equação de Schrödinger se torna numa equação não-homogênea, cuja solução é dada pela soma da solução homogênea com a solução particular. Podemos pensar, neste último caso, que a função de onda que descreve a dinâmica nuclear é uma onda distorcida que é consequência de considerar o potencial de interação como um potencial distorcido, dado por  $U_\alpha = V_\alpha - W_\alpha$ . Nesse caso,  $U_\alpha$  é um potencial distorcido (normalmente complexo), podendo ser considerado dependente apenas da distância entre os centros de massa dos núcleos projétil e alvo (potencial esférico);  $W_\alpha$ , é o potencial residual, de modo que, quando consideramos a situação de fraco acoplamento, tem efeito desprezível em relação ao potencial  $V_\alpha$  e, portanto, o estado devido a ação do potencial  $V_\alpha$  pode ser substituído pelo estado de espalhamento devido a ação do potencial  $U_\alpha$  ( $|\alpha^+\rangle = |\alpha^{U+}\rangle$ ).

A equação de Schrödinger usual para a onda distorcida é dada da seguinte maneira:

$$(H' - E_\alpha)|\alpha^{U\pm}\rangle = 0. \quad (1.27)$$

Sendo,  $H' = T_\alpha + h_\alpha + U_\alpha$  e  $E_\alpha$ , a energia do estado de espalhamento  $|\alpha^{U\pm}\rangle$ . Onde, os estados de espalhamento para um canal *arrangement* de entrada é dado por  $|\phi_a\phi_A\chi^\pm(\mathbf{k}, \mathbf{r})\rangle = |\phi_a\chi^\pm(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{r}_\alpha)\rangle$ . Os símbolos + e - sobrescrito nas funções  $\chi$  representam a existência de ondas de saída e de entrada, respectivamente, na solução assintótica da eq. 1.27. As soluções formais da equação de Schrödinger para o estado de espalhamento são:

$$|\alpha^{U+}\rangle = |\alpha\rangle + \frac{1}{E_\alpha - H' + i\epsilon} U_\alpha |\alpha\rangle \quad (1.28)$$

e

$$|\alpha^{U-}\rangle = |\alpha\rangle + \frac{1}{E_\alpha - H'^\dagger - i\epsilon} U_\alpha^\dagger |\alpha\rangle. \quad (1.29)$$

Sendo,  $H'^\dagger = T_\alpha + h_\alpha + U_\alpha^\dagger$  e  $U_\alpha^\dagger$  é o hermitiano conjugado de  $U_\alpha$ . Podemos ainda escrever o estado de espalhamento completo, devido a ação do potencial  $V_\alpha$ , em termos do estado

de espalhamento, de modo que

$$|\alpha^+\rangle = |\alpha^{U+}\rangle + \frac{1}{E_\alpha - H + i\epsilon} W_\alpha |\alpha^{U+}\rangle. \quad (1.30)$$

Sendo,  $H = T_\alpha + h_\alpha + V_\alpha$ . Esta última equação é denominada de equação de Lippmann-Schwinger (no Apêndice B foi dada uma breve descrição do estado de espalhamento e da equação Lippmann-Schwinger). Analogamente, para o canal de saída  $|\beta^\pm\rangle = |\phi_\beta \chi_\beta^\pm(\mathbf{k}_\beta, \mathbf{r}_\beta)\rangle$  ( $\beta = b + B$ ), temos:

$$|\beta^{U+}\rangle = |\beta\rangle + \frac{1}{E_\beta - H' + i\epsilon} U_\beta |\beta\rangle \quad (1.31)$$

e

$$|\beta^{U-}\rangle = |\beta\rangle + \frac{1}{E_\beta - H'^\dagger - i\epsilon} U_\beta^\dagger |\beta\rangle. \quad (1.32)$$

Escrevendo o estado de espalhamento completo  $|\beta^-\rangle$ , devido a ação do potencial  $V_\beta$ , em termos do estado de espalhamento, obtemos:

$$|\beta^-\rangle = |\beta^{U-}\rangle + \frac{1}{E_\beta - H - i\epsilon} W_\beta^\dagger |\beta^{U-}\rangle. \quad (1.33)$$

Sendo,  $H = T_\beta + h_\beta + V_\beta$ . Então, a matriz interação pode ser escrita da seguinte forma:

$$\begin{aligned} \langle\beta^-|V_\alpha|\alpha\rangle &= \langle\beta^{U-}|V_\alpha|\alpha\rangle + \langle\beta^{U-}|W_\beta \frac{1}{E_\beta - H + i\epsilon} V_\alpha|\alpha\rangle \\ &= \langle\beta^{U-}|V_\alpha|\alpha\rangle + \langle\beta^{U-}|W_\beta (|\alpha^+\rangle - |\alpha\rangle) \\ &= \langle\beta^{U-}|V_\alpha - W_\beta|\alpha\rangle + \langle\beta^{U-}|W_\beta|\alpha^+\rangle. \end{aligned} \quad (1.34)$$

A matriz interação dada na equação anterior é definida como Matriz-T e está diretamente relacionada à seção de choque. A matriz-T será discutida na Seção 1.7. No caso em que os estados  $\alpha$  e  $\beta$  pertencem a partições diferentes ( $\alpha \neq \beta$ ), o primeiro termo da eq.1.34 desaparece e quando não consideramos o *rearrangement* ( $\alpha = \beta$ ), temos:

$$\begin{aligned} T_{\beta\alpha} &= \langle\beta^-|V_\alpha|\alpha\rangle = \langle\beta^{U-}|V_\alpha - W_\beta|\alpha\rangle \delta_{\beta\alpha} + \langle\beta^{U-}|W_\beta|\alpha^+\rangle \\ &= \langle\beta^{U-}|U_\beta|\alpha\rangle \delta_{\beta\alpha} + \langle\beta^{U-}|W_\beta|\alpha^+\rangle. \end{aligned} \quad (1.35)$$

Quando assumimos que a interação residual  $W$  é fraca, de modo que não afeta consideravelmente o estado de reação completa, estamos usando a aproximação *Born* de ondas distorcidas (DWBA) e, nesse caso, os acoplamentos dos canais inelásticos com o elástico é fraco. Então, podemos substituir a função estado da reação completa pela função estado de onda distorcida e a matriz-T toma a seguinte forma:

$$T_{\beta\alpha}^{DWBA} = \langle \beta^{U-} | U_{\beta} | \alpha \rangle \delta_{\beta\alpha} + \langle \beta^{U-} | W_{\beta} | \alpha^{U+} \rangle. \quad (1.36)$$

Note que, se considerarmos o processo de transferência de nucleons ( $\alpha \neq \beta$ ), o primeiro termo da eq.1.36 desaparece e a matriz de interação é dada por:

$$T_{\beta\alpha}^{DWBA} = \langle \beta^{U-} | W_{\beta} | \alpha^{U+} \rangle. \quad (1.37)$$

Explicitamente, temos:

$$T_{\beta\alpha} = \langle \phi_{\beta}^* \chi_{\beta}^{-*}(\mathbf{k}_{\beta}, \mathbf{r}_{\beta}) | W_{\beta} | \phi_{\alpha} \chi_{\alpha}^+(\mathbf{k}_{\alpha}, \mathbf{r}_{\alpha}) \rangle. \quad (post) \quad (1.38)$$

Devido a interação  $W_{\beta}$  entre os núcleos da partição de saída aparecer explicitamente na equação da matriz de interação, dizemos que a matriz-T está na representação *post*. De maneira análoga, podemos escrever a matriz-T na representação *prior* da seguinte forma:

$$T_{\beta\alpha} = \langle \phi_{\beta}^* \chi_{\beta}^{-*}(\mathbf{k}_{\beta}, \mathbf{r}_{\beta}) | W_{\alpha} | \phi_{\alpha} \chi_{\alpha}^+(\mathbf{k}_{\alpha}, \mathbf{r}_{\alpha}) \rangle. \quad (prior) \quad (1.39)$$

Assintoticamente, as funções de onda do movimento relativo, na representação das coordenadas e assumindo um potencial de interação de curto alcance, podem ser escritas da seguinte maneira:

$$\chi_{\alpha}^+(\mathbf{k}_{\alpha}, \mathbf{r}_{\alpha}) \rightarrow \exp(i\mathbf{k}_{\alpha} \cdot \mathbf{r}_{\alpha}) + \frac{\exp(ik_{\alpha}r_{\alpha})}{r_{\alpha}} f(\theta, \phi) \quad (1.40)$$

e

$$\chi_{\alpha}^-(\mathbf{k}_{\beta}, \mathbf{r}_{\beta}) \rightarrow \exp(i\mathbf{k}_{\beta} \cdot \mathbf{r}_{\beta}) + \frac{\exp(-ik_{\beta}r_{\beta})}{r_{\beta}} f^*(\pi - \theta, \pi + \phi). \quad (1.41)$$

Onde,  $f(\theta, \phi)$  e  $f^*(\pi - \theta, \pi + \phi)$ , são as respectivas amplitudes de espalhamento.

Se excitações inelásticas são importantes no canal da reação, então devemos escolher um potencial de interação tão realístico quanto possível para descrever o espalhamento inelástico naquele canal de reação. Isso significa que devemos projetar o potencial de interação escolhido no espaço dos  $N$  canais selecionados. Se  $V_\beta$  é o potencial que incorpora os efeitos do espalhamento inelástico na partição  $\beta$ , então a sua projeção no espaço dos  $N$  canais escolhidos é dada por

$$\nu_\beta = P_\beta V_\beta P_\beta, \quad (1.42)$$

onde,  $P_\beta = \sum_{\beta'=1}^N |\beta; \beta'\rangle \langle \beta; \beta'|$  é o operador projeção no canal *arrangement* final  $\beta$ . A função desse operador é acoplar o canal final  $|\beta; \beta\rangle$  com todos os outros  $N - 1$  canais  $|\beta; \beta'\rangle$  no espaço projetado. Podemos, portanto, escrever o estado do espaço truncado como  $|\beta^-(inel)\rangle$ , de modo que satisfaça a equação de Schrödinger:

$$(H_\beta + \nu_\beta - E_\beta)|\beta^-(inel)\rangle = 0. \quad (1.43)$$

Na representação das coordenadas, temos:

$$\begin{aligned} (H_\beta + \nu_\beta - E_\beta)\langle \mathbf{r}_\beta, \xi | \beta^-(inel)\rangle &= 0 \\ (H_\beta + \nu_\beta - E_\beta) \sum_{\beta'=1}^N \psi_{\beta\beta'}(\mathbf{r}_\beta) \phi_{\beta'}(\xi) &= 0. \end{aligned} \quad (1.44)$$

Introduzindo a interação  $\nu_\alpha$  no canal de entrada, obtemos  $|\alpha^+(inel)\rangle$ . Então, podemos substituir  $|\alpha^{U+}\rangle$  por  $|\alpha^+(inel)\rangle$  e  $|\beta^{U-}\rangle$  por  $|\beta^-(inel)\rangle$ , de modo que, no processo de transferência, a matriz-T pode ser escrita como a combinação do formalismo de canais acoplados e o formalismo da aproximação *Born* de ondas distorcidas. Esse método é conhecido como aproximação *Born* de canais acoplados (CCBA). Então,

$$T_{\beta\alpha}^{CCBA} = \langle \beta^-(inel) | W_\beta | \alpha^+(inel)\rangle \quad (post) \quad (1.45)$$

e

$$T_{\beta\alpha}^{CCBA} = \langle \beta^-(inel) | W_\alpha | \alpha^+(inel)\rangle \quad (prior). \quad (1.46)$$

Nesse caso, o formalismo CCBA funciona como uma extensão do método DWBA e é usado sempre que os efeitos das excitações inelásticas são importantes nos canais *arrangement* de entrada e de saída, porém o processo de transferência é fraco.

### 1.3 Representação das funções de onda

Para descrever a função de onda total do sistema temos que considerar os números quânticos que definem o estado da reação. Então, para cada partição  $\alpha = (a, A)$  temos que considerar os seguintes números quânticos:

$$\mathbf{I} = \mathbf{I}_a + \mathbf{I}_A \quad M_I = M_a + M_A \quad (1.47)$$

$$\mathbf{J} = \mathbf{I} + \mathbf{L} \quad M = M_I + M_L. \quad (1.48)$$

De modo que:  $\mathbf{I}_a$  é o spin do projétil com projeção  $M_a$ ;  $\mathbf{I}_A$  é o spin do alvo com projeção  $M_A$ ;  $\mathbf{I}$  é o spin total com projeção  $M_I$ ;  $\mathbf{L}$  é momento angular relativo entre alvo e projétil, com projeção  $M_L$  e  $\mathbf{J}$  é momento angular total do sistema com projeção  $M$ .

Então, podemos escrever a função de onda total da seguinte forma:

$$\begin{aligned} \Psi(\mathbf{R}, \xi_i, \xi_j) = \langle \mathbf{R} | \phi_{a_i} \phi_{A_j} \psi \rangle = & \sum_{\substack{I_a, I_A, I, L \\ M_{I_a}, M_{I_A}, M_I, M_L}} (I_a M_{I_a} I_A M_{I_A} | I M) (I M_I L M_L | J M) \\ & \times \phi_{a_i}(\xi_i) \phi_{A_j}(\xi_j) i^L Y_{L, M_L}^*(\theta, \phi) \frac{f_\alpha(R)}{R}. \end{aligned} \quad (1.49)$$

A função de onda total pode ser escrita também da seguinte maneira:

$$\begin{aligned} \Psi(\mathbf{R}, \xi_i, \xi_j) = \langle \mathbf{R} | \phi_{a_i} \phi_{A_j} \psi \rangle = & \sum_{\substack{L, I_a, J_a, I_A \\ M_L, M_{I_a}, M_{J_a}, M_{I_A}}} (L M_L I_a M_{I_a} | J_a M_{J_a}) (J_a M_{J_a} I_A M_{I_A} | J M) \\ & \phi_{a_i}(\xi_i) \phi_{A_j}(\xi_j) i^L Y_{L, M_L}^*(\theta, \phi) \frac{f_\alpha(R)}{R}. \end{aligned} \quad (1.50)$$

Onde:  $\mathbf{J}_a$  é o momento angular total do projétil, obtido a partir do acoplamento do momento angular  $\mathbf{L}$  e o spin do projétil, de modo que  $\mathbf{J}_a = \mathbf{L} + \mathbf{I}_a$ ;  $\mathbf{J}$  é obtido a partir do acoplamento de  $\mathbf{J}_a$  com o spin do alvo  $\mathbf{I}_A$ . Além disso:  $\phi_{a_i}(\xi_i)$  e  $\phi_{A_j}(\xi_j)$  são as funções

de onda intrínseca do projétil e do alvo, respectivamente;  $i^L Y_{L,M_L}^* (\theta, \phi) \frac{f_\alpha(R)}{R}$  representa a decomposição da função de onda do movimento relativo entre os núcleos nas partes angular e radial.

## 1.4 Potencial Double-folding

O estudo do espalhamento elástico e inelástico para núcleos de íons-pesados tem nos levado à descrição de um potencial de interação que está intimamente relacionado à densidade de carga, de nucleon e de matéria nuclear dos núcleos envolvidos na reação, assim como da energia de bombardeamento. Dentre os modelos de potencial já utilizado na literatura ao longo de décadas, o modelo de potencial *double-folding* tem se destacado bastante por conseguir descrever a interação entre nucleon-núcleo e núcleo-núcleo de forma bastante satisfatória. Esse potencial, além de possuir uma dependência da energia de bombardeamento, leva em conta a interação nucleon-nucleon dos núcleos envolvidos na reação, bem como o caráter não-local da interação nuclear devido a possibilidade de haver trocas de nucleons entre o projétil e o alvo. Essa não-localidade do potencial de interação se deve basicamente à natureza fermiônica dos nucleons e que segue ao princípio de exclusão de Pauli.

Numa reação de íons-pesados, para descrever a dinâmica da reação, faz-se necessário resolver a equação de Schrödinger expressa da seguinte forma:

$$\left( \frac{-\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + U(R) \right) \Psi = E\Psi, \quad (1.51)$$

onde,  $\Psi = \sum \phi_{a_i} \phi_{A_j} \psi_{ij}(\mathbf{R})$  é a função de onda total do sistema projétil-alvo ( $a + A$ ). As funções  $\phi_i$ , com  $i = a, A$ , estão relacionadas aos graus de liberdades internos de cada núcleo envolvido na reação e a função de onda  $\psi$  descreve o movimento relativo desses núcleos. Além disso, o potencial  $U(R)$  utilizado na equação anterior é um potencial complexo descrito pelo modelo óptico. Para o caso do espalhamento elástico, temos  $i = j = 0$ , de modo que, nesse caso, o potencial óptico pode ser descrito pela seguinte expressão,

resultante da resolução explícita da eq.1.51,

$$U = V_{00} + \sum_{\alpha\alpha'} V_{0\alpha} \left( \frac{1}{H - E + i\varepsilon} \right)_{\alpha\alpha'} V_{\alpha'0} \quad , \quad (1.52)$$

de modo que,

$$V_{00} = \langle \phi_{a0} \phi_{A0} | V | \phi_{a0} \phi_{A0} \rangle. \quad (1.53)$$

Sendo,  $V$  o potencial de interação  $a + A$  e o segundo termo da eq.1.52 leva em conta todos os estados excitados do alvo e/ou do projétil. Devemos mencionar aqui que o primeiro termo da eq.1.52 representa um potencial real que também é conhecido como potencial *folding*. Sendo assim, a seguinte definição pode ser inferida:

$$V_F \equiv V_{00}. \quad (1.54)$$

Podemos também definir que o potencial  $V$  é um operador local de dois nucleons [12], de modo que:

$$V = \sum_{ij} v_{ij} \quad (1.55)$$

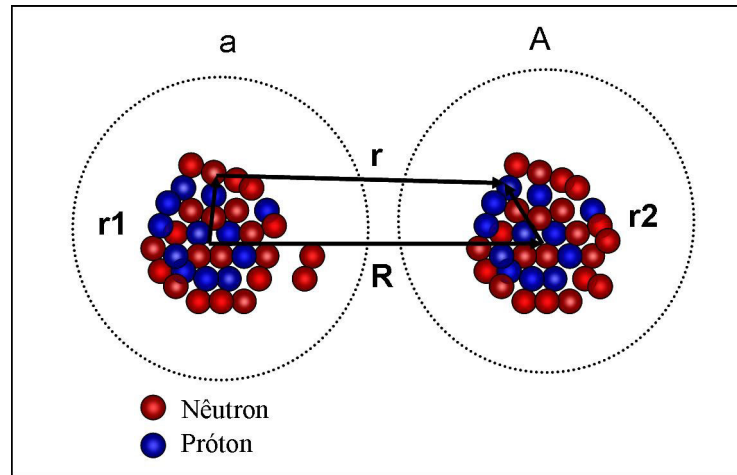


Figura 1.2: Representação esquemática da interação nucleon-nucleon entre os núcleos alvo e projétil.

Assim,  $v_{ij}$  representa a interação nucleon-nucleon dos núcleos parceiros de colisão, ou seja,  $i$  representa os nucleons de um núcleo (projétil, por exemplo) e  $j$ , os nucleons do



outro núcleo (alvo, por exemplo). Desta forma, o potencial *folding* pode ser reescrito da seguinte forma:

$$U_F = \int d\mathbf{r}_1 \int d\mathbf{r}_2 \rho(\mathbf{r}_1) \rho(\mathbf{r}_2) v(\mathbf{r}). \quad (1.56)$$

Sendo,  $\mathbf{r} = \mathbf{R} - \mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2$  o vetor posição do nucleon pertencente ao projétil (*a*) em relação ao nucleon pertencente ao núcleo alvo (*A*);  $\mathbf{R}$ , o vetor posição do centro de massa do projétil em relação ao centro de massa do alvo;  $\rho(\mathbf{r}_1)$  e  $\rho(\mathbf{r}_2)$  são as densidades dos núcleos *a* e *A*, respectivamente.

O fato da eq.1.56 levar em conta a integral do produto das densidades dos dois núcleos envolvidos na reação deve-se a técnica comumente conhecida como modelo *double-folding*. Embora essa equação seja uma integral de seis dimensões, podemos simplificá-la com o uso das transformadas de fourier, transformando-a em três integrais unidimensionais.

Sabendo-se que, duas funções  $f(\mathbf{r})$  (na representação das coordenadas) e  $\bar{f}(\mathbf{k})$  (na representação do momento) estão intimamente relacionadas a partir das transformadas de fourier, dadas por:

$$f(\mathbf{r}) = (2\pi)^{-3} \int d\mathbf{k} \bar{f}(\mathbf{k}) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \quad (1.57)$$

$$\bar{f}(\mathbf{k}) = \int d\mathbf{r} f(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}. \quad (1.58)$$

Podemos reescrever  $V_F(\mathbf{R})$  e  $v(\mathbf{r})$  na representação do momento, de modo que:

$$v(\mathbf{r}) = (2\pi)^{-3} \int d\mathbf{k} \bar{v}(\mathbf{k}) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \quad (1.59)$$

$$\bar{v}(\mathbf{k}) = \int d\mathbf{r} v(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \quad (1.60)$$

e

$$V_F(\mathbf{R}) = (2\pi)^{-3} \int d\mathbf{k} \bar{V}_F(\mathbf{k}) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}} \quad (1.61)$$

$$\bar{V}_F(\mathbf{k}) = \int d\mathbf{R} V_F(\mathbf{R}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}}. \quad (1.62)$$

Se multiplicarmos a eq.1.56 por  $e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}}$  e integrarmos por  $d\mathbf{R}$ , obtemos a seguinte expressão:

$$\int d\mathbf{R} V_F(\mathbf{R}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}} = \int d\mathbf{r}_1 \int d\mathbf{r}_2 \rho(\mathbf{r}_1) \rho(\mathbf{r}_2) \int d\mathbf{R} v(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}}. \quad (1.63)$$

Fazendo a seguinte mudança de variável do lado direito da eq.1.63  $\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}_2 + \mathbf{r}_1$  e, portanto,  $d\mathbf{R} = d\mathbf{r}$ . Obtemos:

$$\int d\mathbf{R} V_F(\mathbf{R}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}} = \int d\mathbf{r}_1 \int d\mathbf{r}_2 \rho(\mathbf{r}_1) \rho(\mathbf{r}_2) \int d\mathbf{r} v(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}\cdot(\mathbf{r}-\mathbf{r}_2+\mathbf{r}_1)} \quad (1.64)$$

$$\int d\mathbf{R} V_F(\mathbf{R}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}} = \int d\mathbf{r}_1 \int d\mathbf{r}_2 \rho(\mathbf{r}_1) \rho(\mathbf{r}_2) \int d\mathbf{r} v(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} e^{i(-\mathbf{k})\cdot\mathbf{r}_2} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_1} \quad (1.65)$$

$$\int d\mathbf{R} V_F(\mathbf{R}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}} = \int d\mathbf{r}_1 \rho(\mathbf{r}_1) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_1} \int d\mathbf{r}_2 \rho(\mathbf{r}_2) e^{i(-\mathbf{k})\cdot\mathbf{r}_2} \int d\mathbf{r} v(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}. \quad (1.66)$$

Portanto, utilizando a transformada de fourier dada pela eq.1.62, chegamos à seguinte relação:

$$\bar{V}_F(\mathbf{k}) = \int d\mathbf{r}_1 \rho(\mathbf{r}_1) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_1} \int d\mathbf{r}_2 \rho(\mathbf{r}_2) e^{i(-\mathbf{k})\cdot\mathbf{r}_2} \int d\mathbf{r} v(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}. \quad (1.67)$$

Por fim, verificamos que a eq.1.56, de seis dimensões, foi reduzida a três integrais unidimensionais. Utilizando a definição dada pela eq.1.58,  $\bar{V}_F(\mathbf{k})$  fica reduzida à seguinte expressão:

$$\bar{V}_F(\mathbf{k}) = \bar{\rho}(\mathbf{k}) \bar{\rho}(-\mathbf{k}) \bar{v}(\mathbf{k}). \quad (1.68)$$

Assim sendo, a solução para o potencial *double-folding* fica relativamente mais simples, dependendo apenas da complexidade das densidades nucleares e do potencial *bare* (nucleon-nucleon) que está relacionado à parte central do potencial nuclear sem acoplamentos.

## 1.5 Potencial de São Paulo

O Potencial de São Paulo (SPP) é definido a partir do modelo *double-folding* e leva em consideração o princípio da não-localidade de Pauli que, por sua vez, está relacionado a possíveis trocas de nucleons entre projétil e alvo, durante a reação direta.

Vimos que o potencial *double-folding* está associado às densidades dos núcleos envolvidos na reação. Isso significa que, para podermos desenvolver uma sistemática para

o potencial nuclear, precisamos primeiramente definir uma sistemática para as densidades nucleares [2]. Essa sistematização das densidades é realizada a partir da análise dos dados de espalhamento elástico já existentes na literatura.

Se assumirmos que as distribuições de carga e de matéria podem ser descritas pela função biparamétrica de Fermi (2pF), então

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R_0}{a}\right)}, \quad (1.69)$$

onde,  $\rho_0$  é a densidade nuclear relacionada à saturação do *core*,  $R_0$  é o raio nuclear e  $a$  é a difusividade nuclear. Esses parâmetros estão correlacionados através da seguinte condição de normalização:

$$\int \rho(r)r^2 dr d\Omega = 4\pi \int \rho(r)r^2 dr = X. \quad (1.70)$$

X podendo ser o número de carga (Z), o número de nêutrons (N) ou o número de nucleons (A=N+Z).

De forma análoga, as densidades de cargas e de matéria são definidas a partir da convolução entre a distribuição de carga no núcleo com a distribuição de carga intrínseca no espaço livre e a convolução da distribuição de nucleons no núcleo com a distribuição de matéria intrínseca do nucleon, respectivamente [2]. Ou seja:

$$\rho_{ch}(r) = \int d\mathbf{r}' \rho_p(\mathbf{r}') \rho_{chp}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (1.71)$$

$$\rho_m(r) = \int d\mathbf{r}' \rho_n(\mathbf{r}') \rho_{mn}(\mathbf{r} - \mathbf{r}'). \quad (1.72)$$

Vimos também, na definição do potencial *double-folding*, que a interação efetiva nucleon-nucleon é definida por um potencial  $v(\mathbf{r}) \equiv v_{NN}(\mathbf{r})$ . Na construção do potencial SPP assume-se que a interação não-local  $V_{NL}(\mathbf{R})$  é igual ao potencial *double-folding* dado pela eq.1.56. Essa interação não-local é descrita a partir do potencial *bare*  $U(R, R')$  para o íon-pesado, definido mediante o tratamento microscópico da interação nucleon-nucleon e construído na seguinte aproximação:

$$U(R, R') = V_{NL} \left( \frac{R + R'}{2} \right) \frac{1}{\pi^{3/2} b^3} \exp\left( -\frac{|\mathbf{R} - \mathbf{R}'|}{b} \right)^2, \quad (1.73)$$

sendo,  $b$  o alcance da não-localidade de Pauli, de modo que  $b \approx \frac{b_0 m_0}{\mu}$ . Com,  $b_0$  sendo o parâmetro de não-localidade nucleon-núcleo,  $m_0$ , a massa do nucleon e  $\mu$ , a massa reduzida do sistema núcleo-núcleo. É importante ressaltar que o potencial  $U(R, R')$  é introduzido na descrição explícita da equação integro-diferencial de Schrödinger e a não-localidade dessa interação está associada exclusivamente à troca de nucleon. A equação integro-diferencial é dada pela seguinte expressão:

$$\frac{-\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 \psi(\mathbf{R}) + [V_C(R) + V_{pol}(R, E) + iW_{pol}(R, E)] \psi(\mathbf{R}) + \int U(R, R') \psi(\mathbf{R}') d\mathbf{R}' = E \psi(\mathbf{R}) \quad , \quad (1.74)$$

onde,  $V_C(R)$  é o potencial local de coulomb e os potenciais  $V_{pol}(R, E)$  e  $iW_{pol}(R, E)$  são potenciais de polarização e levam em conta o acoplamento com os canais não-elásticos. Nota-se que  $U(R, R')$  (ver eq.1.73) foi introduzido na eq.1.74 de maneira que, no limite que  $b \rightarrow 0$ , obtemos a equação diferencial de Schrödinger usual.

Podemos ainda extrair do potencial óptico um potencial local equivalente, definido da seguinte forma [13]:

$$V_{LE}(R, E) \approx V_F(R) \exp \left[ - \left( \frac{\mu b^2}{2\hbar^2} \right) (E - V_C(R) - V_{LE}(R, E)) \right] \quad , \quad (1.75)$$

sendo,

$$\frac{2}{\mu} [E - V_C(R) - V_{LE}(R, E)] = \frac{2}{\mu} E_k(R) = v^2 \quad , \quad (1.76)$$

onde,  $E_k$  é a energia cinética e  $v$ , a velocidade relativa dos núcleos.

Substituindo a eq.1.76 na eq.1.75, obtemos:

$$V_{LE}(R, E) \approx V_F(R) e^{-\left(\frac{m_0 b_0 v}{2\hbar}\right)^2} \approx V_F(R) e^{-4v^2/c^2} \quad , \quad (1.77)$$

sendo  $c$ , a velocidade da luz.

Chegamos a conclusão que o efeito da não-localidade de Pauli se reflete num potencial de interação que depende da velocidade relativa entre projétil e alvo. Além disso,

$$V_{LE} = V_F = \int \rho(r_1) \rho(r_2) v_{NN}(v, \mathbf{R} - \mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 \quad (1.78)$$

e

$$v_{NN}(v, \mathbf{r}) = v_f(\mathbf{r})e^{-4v^2/c^2}. \quad (1.79)$$

Esse potencial de interação nucleon-nucleon efetivo, definido pela eq.1.79, que leva em conta os efeitos quânticos não-locais, quando comparado aos dados experimentais, descreve muito bem os resultados de espalhamento elástico e não-elástico para energias de bombardeamento abaixo da barreira coulombiana e centenas de MeV acima dela, além de não possuir parâmetros livres [2, 13, 14], isso o torna livre de ambiguidade.

## 1.6 Reação de Transferência

Reações de transferência são altamente seletivas. Isso indica que elas são muito sensíveis ao relacionamento dos estados nuclear inicial e final envolvidos e por isso pode ser muito útil para sondar a estrutura nuclear.

Enquanto espalhamento inelástico responde fortemente a correlações coletivas nas funções de onda nuclear, reações de transferência responde a vários outros tipos de correlações de nucleons. A transferência de um nucleon sonda o caráter *single particle* do estado e a transferência de dois nucleons revela as correlações nucleon-nucleon, como por exemplo, o emparelhamento.

No estudo das reações de transferência, uma informação bastante importante para o estudo da estrutura nuclear são revelados através dos fatores espectroscópicos  $S$ , que são definidos a partir dos *overlaps* das funções de onda dos núcleos interagentes.

Sendo assim,  $S_{l_1, j_1}(b, x/a)$ , para o sistema  $a$ , dá a probabilidade de quando o sistema estiver no estado  $\Psi_a$ , ele será encontrado compondo-se do *cluster*  $x$  com momento angular orbital  $l_1$  e momento angular total  $j_1$  relativo ao núcleo  $b$  no estado  $\Psi_b$  e, semelhantemente,  $S_{l_2, j_2}(A, x/B)$ , para o sistema B, é a probabilidade de que, quando B estiver no estado  $\Psi_B$ , ele será composto do cluster  $x$  com momento angular  $l_2$  e momento angular total  $j_2$  relativo ao núcleo A no estado  $\Psi_A$ . Portanto, qualquer reação de transferência envolve dois fatores espectroscópicos, um para o núcleo doador e um para o receptor.

Quando a reação envolve a transferência de um único nucleon, a função de onda de interação que define a configuração final  $B = A + x$ , por exemplo, é dada por:

$$\Psi_{BI_B M_B T_B N_B}(\mathbf{r}_{xA}, \sigma_x, \tau_x, \xi) = B^{-1/2} \sum_{l,j} \langle I_A M_A j M_B - M_A | I_B M_B \rangle \langle T_A N_A 1/2 N_B - N_A | T_B N_B \rangle \times \phi_{AI_A M_A T_A N_A}(\xi) \psi_{Alj M_B - M_A N_B - N_A}^B(\mathbf{r}_{xA}, \sigma_x, \tau_x), \quad (1.80)$$

sendo  $\mathbf{r}_{xA}$ , o vetor posição do nucleon  $x$  relativo ao centro de massa do *core* formado pelos outros nucleons  $A = B - 1$ ;  $\sigma_x$  e  $\tau_x$  são suas variáveis de spin e isospin;  $1/2$  é o isospin da partícula transferida com projeção  $N_B - N_A$  e  $\xi$  são as variáveis internas de B que também são variáveis internas de A.

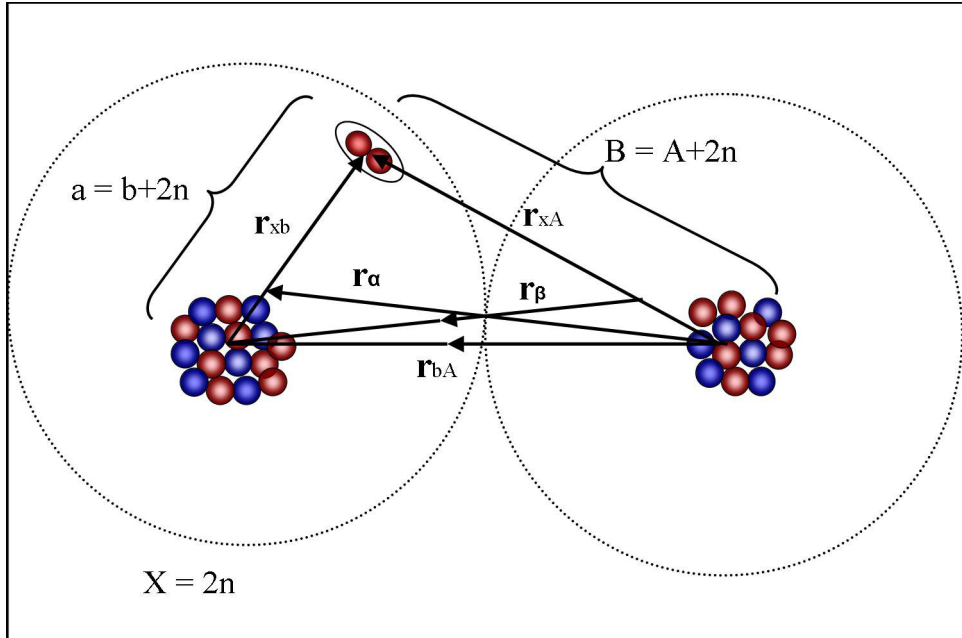


Figura 1.3: Coordenadas para a descrição da reação de transferência  $A + a(= b + 2n) \rightarrow B(= A + 2n) + b$ .

A figura 1.3 ilustra um modelo representativo das coordenadas envolvidas na reação de transferência de dois nêutrons no formato de *cluster*. Nesse caso, o *cluster* pode ser considerado como uma única partícula estruturada. Onde:

$$\mathbf{r}_{xA} = J_{\alpha\beta}^{1/3} \left[ \mathbf{r}_\alpha - \frac{b}{a} \mathbf{r}_\beta \right] \quad (1.81)$$

$$\mathbf{r}_{xb} = J_{\alpha\beta}^{1/3} \left[ \frac{A}{B} \mathbf{r}_\alpha - \mathbf{r}_\beta \right] \quad (1.82)$$

$$\mathbf{r}_{bA} = \frac{1}{A+a} [a\mathbf{r}_\alpha + B\mathbf{r}_\beta] \quad , \quad (1.83)$$

onde  $J_{\alpha\beta}$  é o jacobiano que transforma as coordenadas  $(\mathbf{r}_{xA}, \xi_x, \xi_b, \xi_A)$  nas coordenadas  $(\mathbf{r}_\alpha, \xi_x, \xi_b, \xi_A)$ . De modo que:

$$J_{\alpha\beta} = \left[ \frac{aB}{x(a+A)} \right]^3. \quad (1.84)$$

Sendo,  $a$ ,  $A$ ,  $x$  e  $B$  as massas do projétil, do alvo, do *cluster* (ou da partícula estruturada) e do núcleo residual  $B$ , respectivamente.

Tomando a superposição das funções de onda  $\Psi_A$  e  $\Psi_B$ , chegamos à seguinte expressão:

$$\begin{aligned} \langle \Psi_B | \Psi_A \rangle &= B^{-1/2} \int d\xi \sum_{l,j} \langle I_A M_A j M_B - M_A | I_B M_B \rangle \langle T_A N_A 1/2 N_B - N_A | T_B N_B \rangle \\ &\quad \times \psi_{AljM_B-M_A N_B-N_A}^{*B}(\mathbf{r}_{xA}, \sigma_x, \tau_x) \phi_{AI_A M_A T_A N_A}^*(\xi) \phi_{AI_A M_A T_A N_A}(\xi) \end{aligned} \quad (1.85)$$

$$\begin{aligned} \langle \Psi_B | \Psi_A \rangle &= B^{-1/2} \sum_{l,j} \psi_{AljM_B-M_A N_B-N_A}^{*B}(\mathbf{r}_{xA}, \sigma_x, \tau_x) \langle I_A M_A j M_B - M_A | I_B M_B \rangle \\ &\quad \times \langle T_A N_A 1/2 N_B - N_A | T_B N_B \rangle \end{aligned} \quad (1.86)$$

Então, a definição de fator espectroscópico é dada por:

$$S_{ljn}(AI_A T_A, x | BI_B T_B) = \int |\psi_{Aljmn}^B|^2 d\mathbf{r}_{xA} d\sigma_x d\tau_x, \quad (1.87)$$

onde,  $n = N_B - N_A$  e  $m = M_B - M_A$ .

Além disso, a função de onda  $\psi_{Aljmn}^B$  pode ser decomposta nas partes radial, angular, spin e isospin, de modo que:

$$\psi_{Aljmn}^B(\mathbf{r}_{xA}, \sigma_x, \tau_x) = \sum_{\mu} R_{Aljmn}^B(r_{xA}) i^l Y_l^{m-\mu}(\theta, \phi) \chi_{s\mu}(\sigma_x) \chi_{tn}(\tau_x) \langle lsm - \mu\mu | jm \rangle, \quad (1.88)$$

sendo  $s$ , o spin do nucleon. Substituindo a eq.1.88 na eq.1.87, obtemos:

$$S_{ljn}(AI_A T_A, x | BI_B T_B) = \int |R_{Aljmn}^B(r_{xA})|^2 r_{xA}^2 dr_{xA}. \quad (1.89)$$

Quando consideramos a transferência de mais de um nucleon, podemos pensar que cada nucleon é transferido por vez ou que os nucleons são transferidos de uma só vez como

o formato de um aglomerado de nucleons (comumente conhecido como *cluster*). Nesse último caso, levamos em conta que a interação envolvida na transferência depende apenas do centro de massa do *cluster* e não de suas variáveis internas. Desse modo, podemos pensar que essa transferência se dá de forma análoga à transferência de um único nucleon. Além do mais, os estados internos do *cluster* são considerados os mesmos em ambos os núcleos (antes e após a transferência) e, caso não sejam, as diferenças são incorporadas à constante de normalização.

A função de onda depende não apenas dos números quânticos  $l$  e  $j$ , mas também do número quântico principal  $N$ , que é definido a partir de um poço de potencial do oscilador harmônico do modelo de camadas e o número de quanta deve ser conservado. Assim sendo, a função de onda dos nucleons, que compõem o *cluster*, nos orbitais  $(n_i, l_i)$  são transformadas numa função de onda intrínseca do *cluster* no estado  $(\eta, \iota)$  e numa função de onda relativa ao movimento do centro de massa no estado  $(N, l)$ .

$$2(N - 1) + l + 2(\eta - 1) + \iota = \sum_{i=1}^x 2(n_i - 1) + l_i \quad (1.90)$$

Quando o número de nucleons do *cluster* é menor ou igual a 4, no caso de dois nêutrons ou uma partícula alfa, assumimos que o *cluster* está num estado intrínseco caracterizado por  $\eta = 1$  e  $\iota = 0$ , ou seja, que está no estado  $1s$ .

Nesse contexto, na transferência de dois nêutrons, teremos:

$$2(N - 1) + l = 2(n_1 - 1) + l_1 + 2(n_2 - 1) + l_2. \quad (1.91)$$

De modo que, assumimos a condição de que o *cluster* formado pelos dois nêutrons está no estado intrínseco  $1s$  e, nesse caso,  $\eta = 1$  e  $\iota = 0$ . Além disso, os dois nucleons estão emparelhados com spins antiparalelos. A influência dos efeitos de emparelhamento dos nucleons e de correlação será discutida com mais detalhes no Capítulo 2.



## 1.7 Amplitude de Transferência: a matriz-T

Numa reação de transferência, em particular as reações diretas, uma informação quântica de grande importância se dá por meio da amplitude de transferência e esta engloba os fatores de forma, amplitudes espectroscópicas e/ou fatores espectroscópicas.

Definimos a amplitude de transferência por intermédio da matriz-T, da seguinte forma:

$$T_{a \rightarrow b} = \langle b^- | W_\beta | a^+ \rangle, \quad (1.92)$$

sendo  $W_\beta$ , a interação residual no canal final  $\beta$ , definido a partir do somatório das interações de dois nucleons pertencentes aos núcleos  $b$  e  $B$ ,  $V_\beta$ , e do potencial distorcido  $U_\beta$  no canal *arrangement*  $\beta$ . Então:

$$V_\beta = \sum_{i \in a, j \in B} v_{ij}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \quad (1.93)$$

$$W_\beta = V_\beta - U_\beta. \quad (1.94)$$

Esquemáticamente, numa reação direta do tipo *stripping*, temos a situação descrita na figura 1.4 em que o núcleo  $a$  ( $= b + 2n$ ) interage com o núcleo  $A$  e transfere dois nucleons para este núcleo. A configuração final é constituída pelos núcleos  $b+B$  ( $= A+2n$ ) em seus diversos estados. Podemos imaginar, por exemplo, que  $a = {}^{18}\text{O}$  ( $= {}^{16}\text{O} + 2n$ ) e o alvo  $A = {}^{13}\text{C}$  interagem resultando nos núcleos residuais  $b = {}^{16}\text{O}$  e  $B = {}^{15}\text{C}$  ( $= {}^{13}\text{C} + 2n$ ).

Reescrevendo os estados  $|a^+\rangle$  e  $\langle b^-|$  na representação das coordenadas, obtemos as seguintes expressões:

$$|a^+\rangle = \phi_{I_A M_A}^A \phi_{I_a M_a}^a \chi^+(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{r}_\alpha) \quad (1.95)$$

e

$$\langle b^-| = \chi^{(-)*}(\mathbf{k}_\beta, \mathbf{r}_\beta) \phi_{I_b M_b}^{*b} \phi_{I_B M_B}^{*B}, \quad (1.96)$$

onde, as funções de onda  $\phi_{I_A M_A}^A$  e  $\phi_{I_a M_a}^a$  representam os estados intrínsecos dos núcleos  $A$  e  $a$  com movimento relativo representado pela função de onda distorcida  $\chi^+(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{r}_\alpha)$

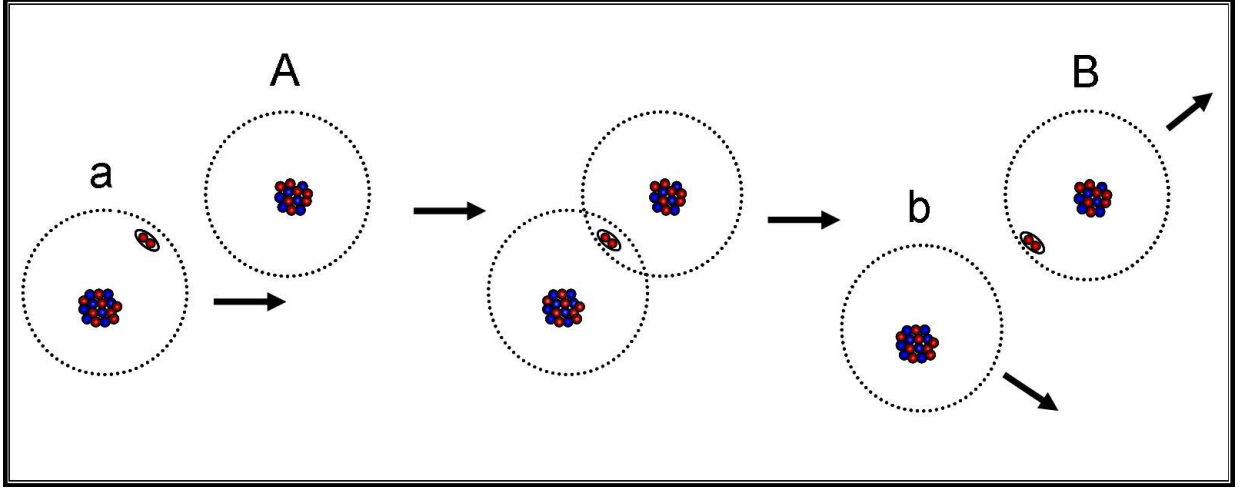


Figura 1.4: Reação de transferência de nucleons - tipo *stripping*.

na partição  $\alpha$  (canal de entrada), sendo estas obtidas por intermédio de um potencial distorcido. Enquanto que as funções de onda  $\phi_{I_B M_B}^{*B}$  e  $\phi_{I_b M_b}^{*b}$  representam os estados intrínsecos dos núcleos  $B$  e  $b$  com movimento relativo representado pela função de onda distorcida  $\chi^{(-)*}(\mathbf{k}_\beta, \mathbf{r}_\beta)$  (canal de saída). Além disso, o potencial de interação  $U_\alpha(\mathbf{r}_\alpha)$  leva em conta as interações entre o *core* do núcleo  $a$  com sua partícula  $x$  (que pode ser estruturada ou não) e também com o núcleo  $A$ ; já o potencial  $U_\beta(\mathbf{r}_\beta)$  leva em conta a interação entre o *core* do núcleo  $B$  com sua partícula recebida (estruturada ou não) e também com o núcleo residual  $b$ .

Levando as eqs.1.95 e 1.96 na eq.1.92, podemos reescrever a matriz-T na representação das coordenadas, de modo que:

$$T_{a \rightarrow b}^{DWBA} = J \int \int \int \chi^{(-)*}(\mathbf{k}_\beta, \mathbf{r}_\beta) \phi_{I_b M_b}^{*b} \phi_{I_B M_B}^{*B} W_\beta \phi_{I_A M_A}^A \phi_{I_a M_a}^a \chi^+(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{r}_\alpha) d^3 r_\alpha d^3 r_\beta d^3 \xi \quad (1.97)$$

Em que,  $\xi$  representa todas as variáveis internas de  $A$ ,  $a$ ,  $B$  e  $b$  inclusive a variável spin.  $J$  é o jacobiano de transformação que conecta as coordenadas internas às coordenadas  $\mathbf{r}_\alpha$  e  $\mathbf{r}_\beta$ .

Da eq.1.97, podemos definir o seguinte fator geométrico:

$$\Gamma_{M_A M_b M_B M_a}(\mathbf{r}_\alpha, \mathbf{r}_\beta; \alpha \rightarrow \beta) = J \int \phi_{I_b M_b}^{*b} \phi_{I_B M_B}^{*B} W_\beta \phi_{I_A M_A}^A \phi_{I_a M_a}^a d\xi \quad (1.98)$$

$\Gamma_{M_A M_b M_B M_a}(\mathbf{r}_\alpha, \mathbf{r}_\beta; \alpha \rightarrow \beta)$  é conhecido como matriz interação cuja transformação

por rotações afeta apenas as funções de ondas intrínsecas, mantendo a interação  $W_\beta$  invariante. Os quatros spins das funções de onda intrínsecas podem ser acoplados de modo a obter-se o spin transferido no processo de reação. Sendo assim:

$$\mathbf{s} = \mathbf{I}_a - \mathbf{I}_b \quad , \quad \mathbf{j} = \mathbf{I}_B - \mathbf{I}_A \quad (1.99)$$

$$M_s = M_a - M_b \quad , \quad M_j = M_A - M_B. \quad (1.100)$$

Se  $\mathbf{l}$  é o momento angular orbital com projeção  $m$ , então:

$$\mathbf{l} = \mathbf{j} - \mathbf{s} \quad , \quad m = M_j - M_s. \quad (1.101)$$

Desse modo, podemos escrever a matriz interação a partir do acoplamento do spin  $I_a$  com  $I_b$  resultando em  $s$ , em seguida,  $I_B$  com  $I_A$  resultando em  $j$  e, finalmente, acoplando  $j$  com  $s$  resultando no momento angular orbital  $l$ . Então:

$$\begin{aligned} \tilde{\Gamma}_{l(sj)m}(\mathbf{r}_\alpha, \mathbf{r}_\beta; \alpha \rightarrow \beta) &= \sum_{M_j M_l} \sum_{M_B M_a} \sum_{M_A M_b} (j - M_j s M_s | l - m) (I_a M_a I_b - M_b | s - M_s) \\ &\times (I_A M_A I_B - M_B | j - M_j) (-1)^{I_b - M_b + I_B - M_B} \Gamma_{M_A M_b M_B M_a}(\mathbf{r}_\alpha, \mathbf{r}_\beta; \alpha \rightarrow \beta). \end{aligned} \quad (1.102)$$

Dessa forma, invertendo a eq.1.102, obtemos

$$\begin{aligned} \Gamma_{M_A M_b M_B M_a}(\mathbf{r}_\alpha, \mathbf{r}_\beta; \alpha \rightarrow \beta) &= \sum_{lm} \sum_{s M_s} \sum_{j M_j} (j - M_j s M_s | l - m) (I_a M_a I_b - M_b | s - M_s) \\ &\times (I_A M_A I_B - M_B | j - M_j) (-1)^{I_b - M_b + I_B - M_B} \tilde{\Gamma}_{l(sj)m}(\mathbf{r}_\alpha, \mathbf{r}_\beta; \alpha \rightarrow \beta). \end{aligned} \quad (1.103)$$

Nesse processo de inversão, multiplicamos pela esquerda a eq.1.102 por  $(j - M'_j s M'_s | l - m) (I_a M'_a I_b - M'_b | s - M'_s) (I_A M'_A I_B - M'_B | j - M'_j)$  e fizemos uso da relação de ortogonalidade dos coeficientes de Clebsch-Gordan:

$$\sum_{jm} (j_1 m_1 j_2 m_2 | jm) (j_1 m'_1 j_2 m'_2 | jm) = \delta_{m_1 m'_1} \delta_{m_2 m'_2}. \quad (1.104)$$

Aplicando as seguintes relações de simetria dos coeficientes de Clebsch-Gordan

$$\langle j_1 m_1 j_2 m_2 | jm \rangle = (-1)^{j_2 + m_2} \sqrt{\frac{2j + 1}{2j_1 + 1}} \langle j_2 - m_2 j m | j_1 m_1 \rangle, \quad (1.105)$$

$$\langle j_1 m_1 j_2 m_2 | jm \rangle = (-1)^{j_1 + j_2 - j} \langle j_2 m_2 j_1 m_2 | jm \rangle, \quad (1.106)$$

e

$$\langle j_1 m_1 j_2 m_2 | j m \rangle = (-1)^{j_1 + j_2 - j} \langle j_1 - m_1 j_2 - m_2 | j - m \rangle, \quad (1.107)$$

chegamos à seguinte expressão:

$$\begin{aligned} \Gamma_{M_A M_b M_B M_a}(\mathbf{r}_\alpha, \mathbf{r}_\beta; \alpha \rightarrow \beta) &= \sum_{lsj} (-1)^{I_b - M_b + I_B + I_A + s - m} \left( \frac{2l + 1}{2I_B + 1} \right)^{1/2} \\ &\quad \times (l m s M_a - M_b | j M_B - M_A) (I_a M_a I_b - M_b | s M_a - M_b) \\ &\quad \times (I_A M_A j M_B - M_A | I_B M_B) \tilde{\Gamma}_{l(sj)m}(\mathbf{r}_\alpha, \mathbf{r}_\beta; \alpha \rightarrow \beta). \end{aligned} \quad (1.108)$$

Assim sendo, podemos escrever  $\Gamma_{l(sj)m}$  em termos de  $\tilde{\Gamma}_{l(sj)m}$  do seguinte modo:

$$\Gamma_{l(sj)m}(\mathbf{r}_\alpha, \mathbf{r}_\beta; \alpha \rightarrow \beta) = (-1)^{I_B + I_A + s - m} \left( \frac{2l + 1}{2I_B + 1} \right)^{1/2} i^l \tilde{\Gamma}_{l(sj)m}(\mathbf{r}_\alpha, \mathbf{r}_\beta; \alpha \rightarrow \beta). \quad (1.109)$$

$\Gamma_{l(sj)m}$  é comumente conhecido como coeficiente de multipolo e pode ser reescrito como o produto de dois termos,  $A_{lsj}$  e  $f_{l(sj)m}(\mathbf{r}_\alpha, \mathbf{r}_\beta)$ . O primeiro representando os coeficientes espectroscópicos que contém a informação espectroscópica do núcleo e o segundo representando a função *fator de forma* que contém a informação geométrica nuclear, ou seja, a distribuição angular. Sendo assim:

$$\Gamma_{l(sj)m}(\mathbf{r}_\alpha, \mathbf{r}_\beta; \alpha \rightarrow \beta) = A_{lsj} f_{l(sj)m}(\mathbf{r}_\alpha, \mathbf{r}_\beta). \quad (1.110)$$

Com essas informações, podemos escrever a amplitude de transferência da seguinte forma:

$$\begin{aligned} T_{a \rightarrow b}^{DWBA} &= \int \int \chi^{(-)*}(\mathbf{k}_\beta, \mathbf{r}_\beta) \sum_{lsj} (-1)^{I_b - M_b + I_B + I_a + s - m} \left( \frac{2l + 1}{2I_B + 1} \right)^{1/2} \\ &\quad \times (l m s M_a - M_b | j M_B - M_A) (I_a M_a I_b - M_b | s M_a - M_b) \\ &\quad \times (I_A M_A j M_B - M_A | I_B M_B) \tilde{\Gamma}_{l(sj)m}(\mathbf{r}_\alpha, \mathbf{r}_\beta; \alpha \rightarrow \beta) \chi^+(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{r}_\alpha) d^3 r_\alpha d^3 r_\beta d^3 r_\xi. \end{aligned} \quad (1.111)$$

Inserindo as eqs. 1.109 e 1.110 na eq. 1.111, chegamos à seguinte expressão para a amplitude de transferência:

$$\begin{aligned} T_{a \rightarrow b}^{DWBA} &= \int \int \chi^{(-)*}(\mathbf{k}_\beta, \mathbf{r}_\beta) \sum_{lsj} (-1)^{I_b - M_b} (l m s M_a - M_b | j M_B - M_A) \\ &\quad \times (I_a M_a I_b - M_b | s M_a - M_b) (I_A M_A j M_B - M_A | I_B M_B) \\ &\quad \times A_{lsj} f_{l(sj)m}(\mathbf{r}_\alpha, \mathbf{r}_\beta) \chi^+(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{r}_\alpha) d^3 r_\alpha d^3 r_\beta d^3 r_\xi \end{aligned} \quad (1.112)$$

e definindo a amplitude reduzida  $B_{l(sj)m}$ , de modo que

$$B_{l(sj)m}(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{k}_\beta) = \frac{i^{-l}}{(2l+1)^{1/2}} \int \int \chi^{(-)*}(\mathbf{k}_\beta, \mathbf{r}_\beta) f_{l(sj)m}(\mathbf{r}_\alpha, \mathbf{r}_\beta) \chi^+(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{r}_\alpha) d^3r_\alpha d^3r_\beta. \quad (1.113)$$

Finalmente, a expressão para a amplitude de transferência pode ser escrita da seguinte forma:

$$\begin{aligned} T_{a \rightarrow b}^{DWBA} = & \sum_{lsj} \sum_m (2l+1)^{1/2} i^l (-1)^{I_b - M_b} (l m s M_a - M_b | j M_B - M_A) \\ & \times (I_a M_a I_b - M_b | s M_a - M_b) (I_A M_A j M_B - M_A | I_B M_B) \\ & \times A_{lsj} B_{l(sj)m}(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{k}_\beta). \end{aligned} \quad (1.114)$$

Através das amplitudes de transferência, dada na eq. 1.114, podemos extrair a seção de choque diferencial ( $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ) que está associada à probabilidade de uma dada reação ocorrer. De modo que,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_\alpha \mu_\beta}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_\beta}{k_\alpha} \frac{1}{(2I_A + 1)(2I_a + 1)} \sum_m |T_{a \rightarrow b}^{DWBA}|^2. \quad (1.115)$$

Então,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_\alpha \mu_\beta}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{2I_B + 1}{(2I_A + 1)(2I_a + 1)} \frac{k_\beta}{k_\alpha} \sum_{lsj} |A_{lsj}|^2 \sum_m |B_{l(sj)m}|^2. \quad (1.116)$$

Em geral, a função  $B_{l(sj)m}(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{k}_\beta)$  é uma integral de seis dimensões e, dependendo do problema físico em questão, pode ser reduzida a uma integral de três dimensões pela inclusão de uma função delta ( $\delta$ ) e, se considerarmos, por exemplo, que o núcleo residual  $b$  é ejetado no mesmo ponto em que o projétil  $a$  se desintegra. Nesse caso, sabendo-se que a função  $f_{l(sj)m}(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{k}_\beta)$ , sob rotações dos eixos de coordenadas, se transforma como os harmônicos esféricos  $Y_{lm}^*$ , podemos escrevê-la em termos dele e com a inclusão da função delta chegamos a seguinte aproximação:

$$f_{l(sj)m}(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{k}_\beta) = f_{l(sj)}(r_\alpha) Y_{lm}^*(\hat{\mathbf{r}}_\alpha) \delta\left(\mathbf{r}_\beta - \frac{m_A}{m_B} \mathbf{r}_\alpha\right). \quad (1.117)$$

Esse ansatz é denominado de *aproximação de alcance zero*.

No entanto, quando os núcleos projétil e alvo são de tamanhos apreciáveis a aproximação de alcance zero deixa de ser válida e, portanto, um tratamento exato deverá

ser tomado acerca da função  $B_{l(sj)m}$ . Podemos escrever  $f_{l(sj)m}(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{k}_\beta)$  em termos dos harmônicos esféricos, de modo que:

$$f_{l(sj)m}(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{k}_\beta) = \sum_{l_\alpha l_\beta m_\beta} f_{l(sj)l_\alpha l_\beta}(r_\alpha, r_\beta) (l_\beta m_\beta l_\alpha m - m_\beta | lm) Y_{l_\beta m_\beta}^*(\hat{\mathbf{r}}_\beta) Y_{l_\alpha m - m_\beta}^*(\hat{\mathbf{r}}_\alpha). \quad (1.118)$$

Nesse caso, o fator de forma  $f_{l(sj)l_\alpha l_\beta}(r_\alpha, r_\beta)$  carrega o potencial de *alcance finito* e a função de onda da partícula transferida.

A seção de choque diferencial para o método CRC segue um processo semelhante à de DWBA, porém com complicações extras devido aos termos não ortogonais na matriz de interação e à consideração de um potencial de interação exato.

No caso do *rearrangement* envolvendo apenas duas partições  $\alpha$  e  $\beta$  a função de onda projetada no espaço modelo pode ser escrita como

$$\Psi = \sum_{\alpha} \chi_{\alpha}(\mathbf{r}_{\alpha}) \phi_{\alpha}(\xi_{\alpha}) + \sum_{\beta} \chi_{\beta}(\mathbf{r}_{\beta}) \phi_{\beta}(\xi_{\beta}), \quad (1.119)$$

de modo que satisfaça a equação de Schrödinger  $(E - H)|\Psi\rangle = 0$ . Podemos pensar na situação física descrita pela figura 1.1 (Seção 1.1) em que os núcleos na partição  $\alpha$  se encontram no estado fundamental e, na reação, podem ocorrer espalhamento elástico e transferência de dois nêutrons, sendo que os núcleos da partição  $\beta$  permanecem no estado fundamental. Então, a eq. 1.119 se torna

$$\Psi = \chi_{\alpha}(\mathbf{r}_{\alpha}) \phi_{\alpha}(\xi_{\alpha}) + \chi_{\beta}(\mathbf{r}_{\beta}) \phi_{\beta}(\xi_{\beta}). \quad (1.120)$$

Assintoticamente, a função de onda do movimento relativo dos núcleos da partição  $\beta$ , a partir das condições de contorno impostas, é expressa da seguinte forma

$$\chi_{\beta}(\mathbf{r}_{\beta}) = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \delta_{\alpha\beta} - \frac{\mu_{\beta}}{2\pi\hbar^2} \int \frac{e^{ik_{\beta}\cdot|\mathbf{r}_{\beta}-\mathbf{r}'_{\beta}|}}{|\mathbf{r}_{\beta}-\mathbf{r}'_{\beta}|} \langle \phi_{\beta} | V_{\beta} | \Psi_{\alpha}^{+} \rangle d\mathbf{r}'_{\beta}. \quad (1.121)$$

Dessa forma, quando  $\beta = \alpha$ , temos a situação inicial em que os núcleos  $a$  e  $A$  são representados por uma função de onda plana mais uma onda esférica e na situação em que  $\beta \neq \alpha$ , temos ondas esféricas apenas. Tomando o limite  $\mathbf{r}_{\beta} \gg \mathbf{r}'_{\beta}$ , temos  $|\mathbf{r}_{\beta} - \mathbf{r}'_{\beta}| \approx r_{\beta} - \hat{\mathbf{r}}_{\beta} \cdot \mathbf{r}'_{\beta} = r_{\beta} - \hat{\mathbf{k}}_{\beta} \cdot \mathbf{r}'_{\beta}$ . Então,

$$\chi_{\beta}(\mathbf{r}_{\beta}) = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \delta_{\alpha\beta} - \frac{\mu_{\beta}}{2\pi\hbar^2} \frac{e^{ik_{\beta}r_{\beta}}}{r_{\beta}} \int e^{ik'_{\beta}\cdot\mathbf{r}'_{\beta}} \langle \phi_{\beta} | V_{\beta} | \Psi_{\alpha}^{+} \rangle d\mathbf{r}'_{\beta}. \quad (1.122)$$

Dessa expressão, podemos extrair a amplitude de espalhamento  $f_{\beta\alpha}$  e a amplitude de transferência  $T_{\beta\alpha}$  que é definida pela renormalização da primeira.

$$f_{\beta\alpha} = -\frac{\mu_\beta}{2\pi\hbar^2} \int e^{i\mathbf{k}'_\beta \cdot \mathbf{r}'_\beta} \langle \phi_\beta | V_\beta | \Psi_\alpha^+ \rangle d\mathbf{r}'_\beta = -\frac{\mu_\beta}{2\pi\hbar^2} \langle e^{i\mathbf{k}'_\beta \cdot \mathbf{r}'_\beta} \phi_\beta | V_\beta | \Psi_\alpha^+ \rangle. \quad (1.123)$$

e

$$T_{\beta\alpha} = \langle e^{i\mathbf{k}'_\beta \cdot \mathbf{r}'_\beta} \phi_\beta | V_\beta | \Psi_\alpha^+ \rangle. \quad (1.124)$$

Então, podemos escrever a seção de choque da seguinte forma:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_\alpha \mu_\beta}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_\beta}{k_\alpha} |T_{\beta\alpha}(\mathbf{k}_\beta, \mathbf{k}_\alpha)|^2. \quad (1.125)$$

## 1.8 A representação partícula-buraco

Podemos pensar sobre os estados excitados do núcleo como sendo representados pela aniquilação de uma partícula, em um estado de energia  $i$ , da configuração do estado fundamental (criação de um estado buraco) e a criação de uma partícula em um dado estado  $m$  acima do nível de Fermi. Nesse caso, a configuração normal (estado fundamental) é representada pela distribuição dos férmions (prótons e nêutrons) nos estados  $\varepsilon_i$ , onde  $1 < i \leq A$ , e o estado  $\varepsilon_A$  é o nível de Fermi.

Sendo assim, o estado fundametal do núcleo pode ser representado da seguinte maneira:

$$|\Psi_0\rangle = \prod_{i=1}^A a_i^\dagger |0\rangle. \quad (1.126)$$

Com energia dada por:

$$E_0 = \sum_{i=1}^A \varepsilon_i. \quad (1.127)$$

O valor esperado de um dado operador sobre o estado fundamental é, pois, representado por:

$$\langle \Psi_0 | T | \Psi_0 \rangle = \left( \prod_{i=1}^A \langle 0 | a_i \right) T \left( \prod_{i=1}^A a_i^\dagger | 0 \rangle \right) = \langle 0 | a_1 \dots a_A T a_1^\dagger \dots a_A^\dagger | 0 \rangle. \quad (1.128)$$

Matematicamente, o estado fundamental possui propriedades semelhantes ao estado vácuo. Dessa maneira, podemos definir as propriedades dos operadores  $a$  e  $a^\dagger$  atuando sobre o estado fundamental da seguinte forma:

$$a_i|0\rangle = 0 \quad , \quad i > A \quad (1.129)$$

$$a_i^\dagger|0\rangle = 0 \quad , \quad i \leq A. \quad (1.130)$$

Sendo assim, um estado excitado pode ser representado pela aniquilação de uma partícula em um estado ocupado abaixo do nível de Fermi (ou no nível de Fermi), denominado estado buraco, e a criação de uma partícula em um estado desocupado acima desse nível, denominado estado partícula. Ou seja,

$$|\Psi_{ki}\rangle = a_k^\dagger a_i |\Psi_0\rangle \quad , \quad k > A \quad , \quad i \leq A. \quad (1.131)$$

Nesse caso, a energia de excitação é dada por:

$$E_{ki} - E_0 = \varepsilon_k - \varepsilon_i. \quad (1.132)$$

O estado  $|\Psi_{ki}\rangle$  é denominado de estado 1p-1h (uma partícula/um buraco). A generalização para outros estados np-nh é imediata, através da aplicação dos operadores  $a$  e  $a^\dagger$ . Então, por exemplo, um estado 2p-2h é gerado a partir da seguinte aplicação:

$$|\Psi_{kmij}\rangle = a_k^\dagger a_m^\dagger a_i a_j |\Psi_0\rangle \quad , \quad k, m > A \quad , \quad i, j \leq A. \quad (1.133)$$

Com energia de excitação  $E_{kmij} - E_0 = \varepsilon_k + \varepsilon_m - \varepsilon_i - \varepsilon_j$ .

Esse formalismo se torna muito importante quando estamos tratando de reações de transferência, principalmente no que diz respeito ao cálculo do fator espectroscópico e da amplitude de transferência. Isso porque, ao transferir um nucleon de um núcleo para outro, os operadores  $a$  e  $a^\dagger$  desempenha um papel importante nesse processo de transferência, pois atua na aniquilação do nucleon (ou, criação de um buraco) no núcleo doador e na criação do nucleon no núcleo receptor. Simulando, dessa forma, o processo de transferência.



Supondo que o  $^{18}\text{O}$  transfira um nêutron para o  $^{13}\text{C}$  e que os núcleos residuais permaneçam no estado fundamental, temos os seguintes fatores espectroscópicos:

$$S_a = \frac{|\langle ^{18}\text{O}_{g.s.}(0^+) | a_i^\dagger | ^{17}\text{O}_{g.s.}(5/2^+) \rangle|^2}{2J + 1} \quad (1.134)$$

e

$$S_b = \frac{|\langle ^{14}\text{C}_{g.s.}(0^+) | a_k^\dagger | ^{13}\text{C}_{g.s.}(1/2^-) \rangle|^2}{2J + 1}. \quad (1.135)$$

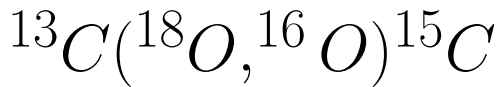
Seguindo a mesma linha de raciocínio, o fator espectroscópico para a transferência de um nêutron do  $^{18}\text{O}$  para o  $^{13}\text{C}$ , deixando o  $^{14}\text{C}^*$  em um de seus estados excitados (o primeiro estado excitado por exemplo) pode ser expresso da seguinte maneira:

$$S = \frac{|\langle ^{14}\text{C}_{g.s.}^*(1^-) | a_{2s_{1/2}}^\dagger | ^{13}\text{C}_{g.s.}(1/2^-) \rangle|^2}{2J + 1}. \quad (1.136)$$

O operador  $a_{2s_{1/2}}^\dagger$  significa que uma partícula foi criada no estado  $2s_{1/2}$ .

# Capítulo 2

## Estudo e Análise da Transferência de dois Nêutrons na Reação Direta



### 2.1 O experimento $^{13}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{15}\text{C}$ e a estrutura do $^{15}\text{C}$

O experimento foi realizado no *Laboratori Nazionali del Sud* (LNS) em Catania, por colaboradores italianos [15]. O feixe de  $^{18}\text{O}$  com energia de incidência de 84 MeV bombardeou o alvo constituído de  $^{13}\text{C}$ , 99% enriquecido e espessura de  $140\mu\text{g}/\text{cm}^2$ . Os isótopos de oxigênio produzidos nas colisões foram detectados pelo espectrômetro MAGNEX com o objetivo de estudar a estrutura do  $^{14}\text{C}$  e  $^{15}\text{C}$  via transferência de 1 nêutron e de 2 nêutrons. A figura 2.1 representa o espectro de energia do  $^{15}\text{C}$  resultante da reação de transferência de 2 nêutrons.

Os estados mais simples que podem existir no  $^{15}\text{C}$  são formados por estados do tipo 1p-2h, ou seja, um nêutron na camada *sd* acoplado com dois buracos do  $^{14}\text{C}$  no estado fundamental. Esses estados são de paridade positiva e possuem os seguintes momentos angulares totais:  $J = \frac{1}{2}$  e  $\frac{5}{2}$ . Os demais estados excitados, além de possuírem paridade negativa, são de natureza mais complexa, pois são constituídos por estados do tipo 2p-3h

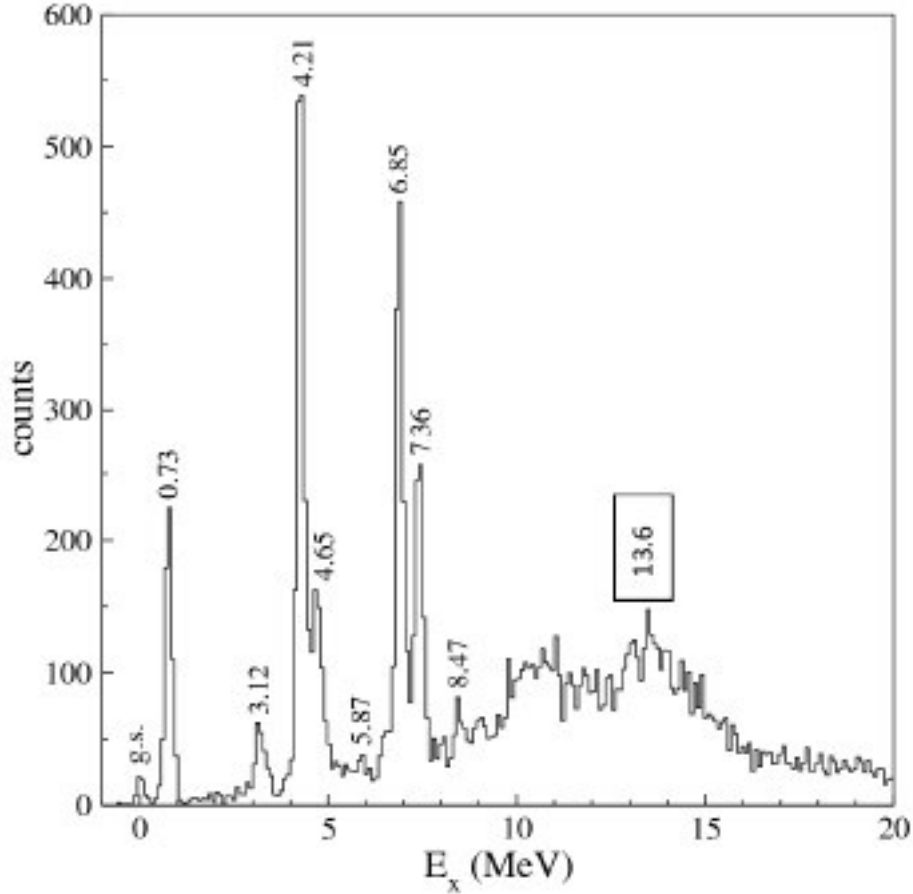


Figura 2.1: Espectro de energia do  $^{15}\text{C}$ .

em que dois nêutrons na camada  $sd$  se acoplam com três buracos da camada  $p$ . Esses estados possuem momento angular total compreendido desde  $J = \frac{1}{2}$  até  $J = \frac{9}{2}$ .

Os estados fundamental e primeiro excitado do  $^{15}\text{C}$  são estados *single particle* fracamente ligados com energia de separação  $S_n = 1.218$  MeV (ou seja, estados 1p-2h) e podem ser populados via transferência de um nêutron para o  $^{14}\text{C}$ , ao passo que os estados 2p-3h não podem ser populados via esse processo. A menos que exista a presença de um *core* excitado no  $^{14}\text{C}$ . Entretanto, estes estados (2p-3h) podem ser populados a partir da transferência de dois nêutrons para o  $^{13}\text{C}$  [16].

A função de onda do estado fundamental do  $^{15}\text{C}$  pode ser construída a partir do produto tensorial da função de onda do estado fundamental do  $^{14}\text{C}$  e da função de onda de *single particle* na camada  $2s_{1/2}$  ( $|^{15}\text{C}_{g.s.}(1/2^+)\rangle = |^{14}\text{C}_{g.s.}(0^+) \otimes (2s_{1/2})_\nu\rangle$ ) com amplitude

espectroscópica igual a 0.98. Essa amplitude espectroscópica foi calculada com o código NuShellX que pode ser verificada na tabela 2.9. Além disso, o estado de espalhamento elástico, em que após a transferência direta dos dois nêutrons os núcleos residuais ficam no estado fundamental, os orbitais a serem populados pelos dois nêutrons são  $1p_{1/2}$  e  $2s_{1/2}$ . Então, podemos construir a função de onda do estado fundamental do  $^{15}\text{C}$  a partir de  $^{13}\text{C}_{g.s}(1/2^- \otimes (1p_{1/2}2s_{1/2}))_\nu$ .

## 2.2 Análise dos dados Teóricos e Experimentais

Neste estudo, estamos interessados em investigar a influência da força de emparelhamento, existente no campo nuclear, por ocasião da transferência de dois nêutrons na reação de transferência direta  $^{13}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{15}\text{C}$ .

Podemos pensar sobre essa transferência de duas maneiras diferentes:

- a) Supondo que os dois nucleons são transferidos de uma só vez para o  $^{13}\text{C}$  formando o  $^{15}\text{C}$  em seus respectivos estados;
- b) Supondo que os dois nêutrons são transferidos sequencialmente. Ou seja, um nucleon é transferido para o  $^{13}\text{C}$  formando o  $^{14}\text{C}$  e, em seguida, o outro nucleon é transferido para o  $^{14}\text{C}$  formando o  $^{15}\text{C}$ .

No primeiro caso, podemos considerar que os dois nêutrons formam uma partícula estruturada se movendo em torno do *core* formado pelo  $^{13}\text{C}$  e  $^{16}\text{O}$ , sujeita a uma força de emparelhamento, presente no campo nuclear médio, de tal modo que o momento angular intrínseco desse *cluster* seja zero. Ao assumir que o emparelhamento dos dois nucleons resulta no momento angular intrínseco zero, estamos lançando mão de uma aproximação para esse modelo que é conhecida na literatura como aproximação extrema do modelo *cluster*.

Levando em conta o modelo *cluster* e utilizando o código FRESCO em nossos cálculos teóricos de CRC (modelo do *input* se encontra no Apêndice D), chegamos aos resultados representados nas figuras 2.2 à 2.10. Nesses cálculos, consideramos um potencial

realístico do tipo Wood-Saxon para gerar as funções de onda *single particle*. Os parâmetros geométricos considerados para os *cores*  $^{16}\text{O}$  e  $^{13}\text{C}$  estão representados na tabela 2.1. Para as partes real e imaginária do potencial nuclear foi considerado o potencial SPP, porém a parte imaginária foi multiplicada por um fator ( $N=0.6$ ) [17] que está relacionado com todos aqueles canais que não foram levados em conta. Além disso, o formalismo de alcance finito e a representação *prior* foram utilizados na matriz de interação. Essas figuras reproduzem razoavelmente bem os dados experimentais uma vez que em nossos cálculos não foram utilizados parâmetros livres.

	$V$ (MeV)	$r$ (fm)	$a$ (fm)
$^{16}\text{O}$	60	1.20	0.60
$^{13}\text{C}$	60	1.28	0.60

Tabela 2.1: Parâmetros geométricos dos *cores*  $^{16}\text{O}$  e  $^{13}\text{C}$ . Sendo  $r$  o raio reduzido e  $a$ , a difusividade

A Seção de choque diferencial do segundo estado excitado apresenta um caráter oscilante. Essa característica é típica de transferência com  $L = 0$ , pois possui uma única projeção, de modo que não contribui para a suavização da seção de choque diferencial. O estado fundamental também apresenta esse caráter oscilante e, nesse caso,  $L=1$ . Entretanto, o número de projeções não são suficientes para suavizar totalmente a seção de choque diferencial. Note que a seção de choque diferencial (eq. 1.116) depende explicitamente da soma de todas as projeções do momento angular transferido. Esse efeito também foi observado na reação  $^{12}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{14}\text{C}$  [15] e no estado de espalhamento elástico na reação  $^{26}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{14}\text{C})^{28}\text{Si}$  [18], em que dois prótons foram transferidos para o estado fundamental do núcleo residual.

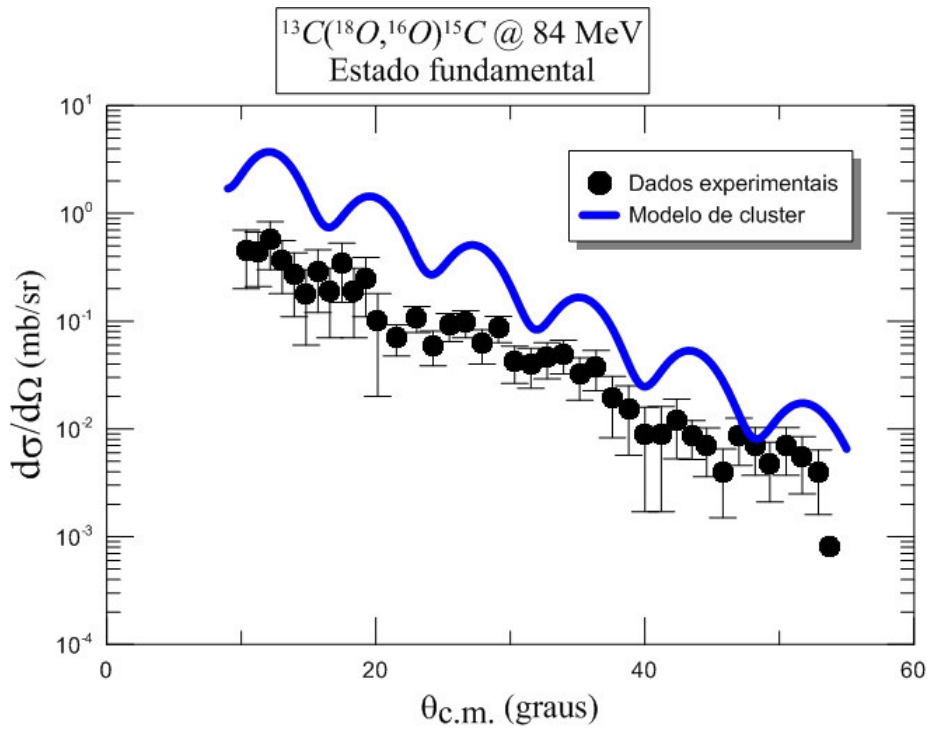


Figura 2.2: Seção de choque diferencial para o estado fundamental do  $^{15}\text{C}(1/2^+)$ .

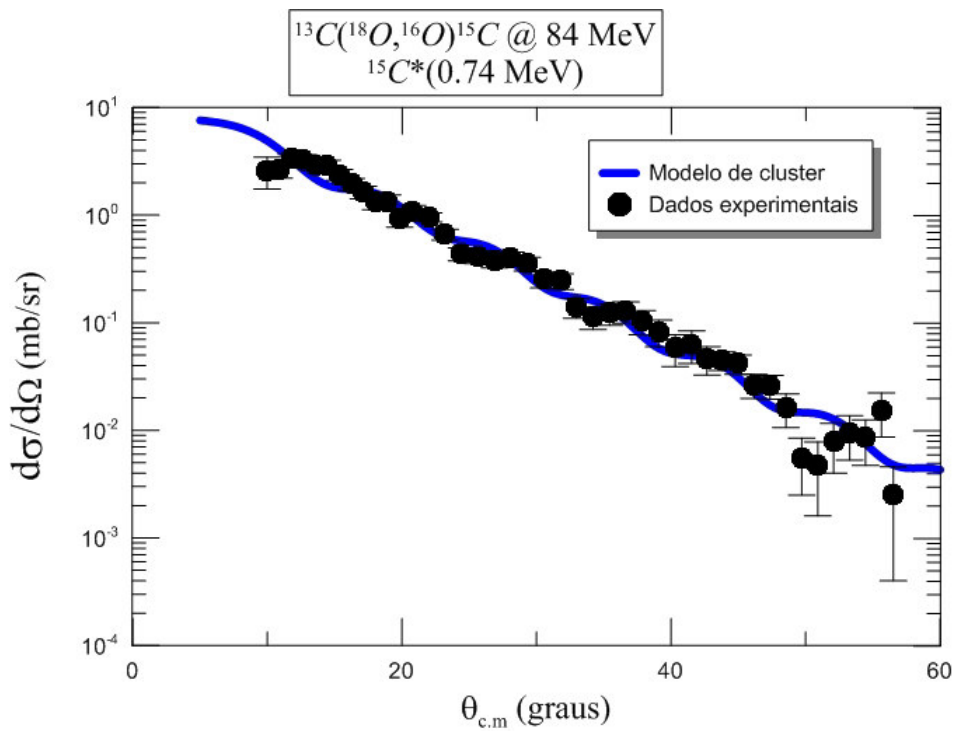


Figura 2.3: Seção de choque diferencial para o estado  $E^*(5/2^+) = 0.74 \text{ MeV}$  do  $^{15}\text{C}$ .

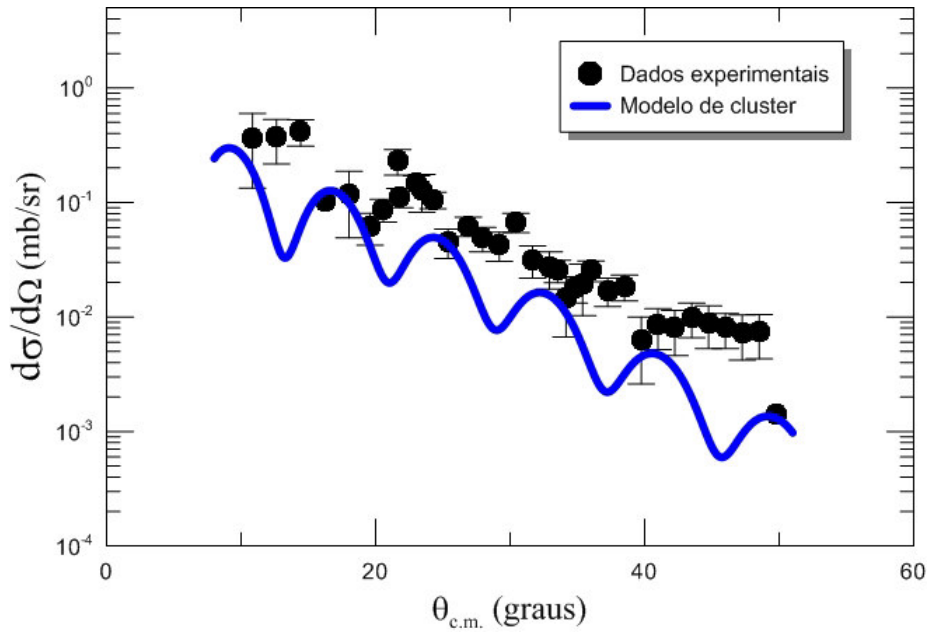


Figura 2.4: Seção de choque diferencial para o estado  $E^*(1/2^-) = 3.103$  MeV do  $^{15}\text{C}$ .

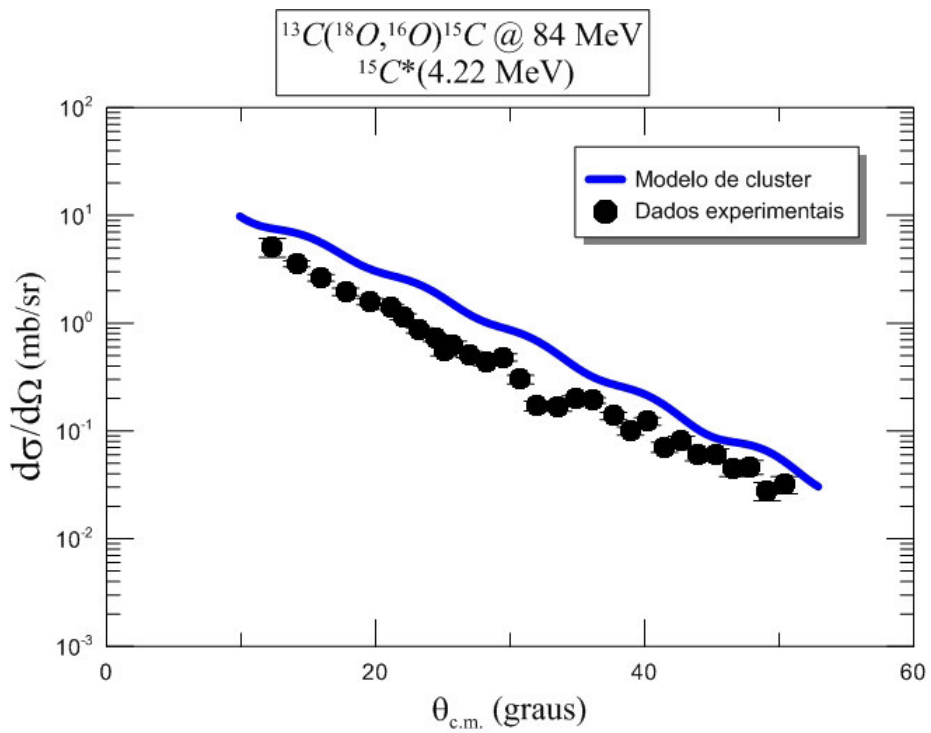


Figura 2.5: Seção de choque diferencial para o estado  $E^*(5/2^-) = 4.22$  MeV do  $^{15}\text{C}$ .

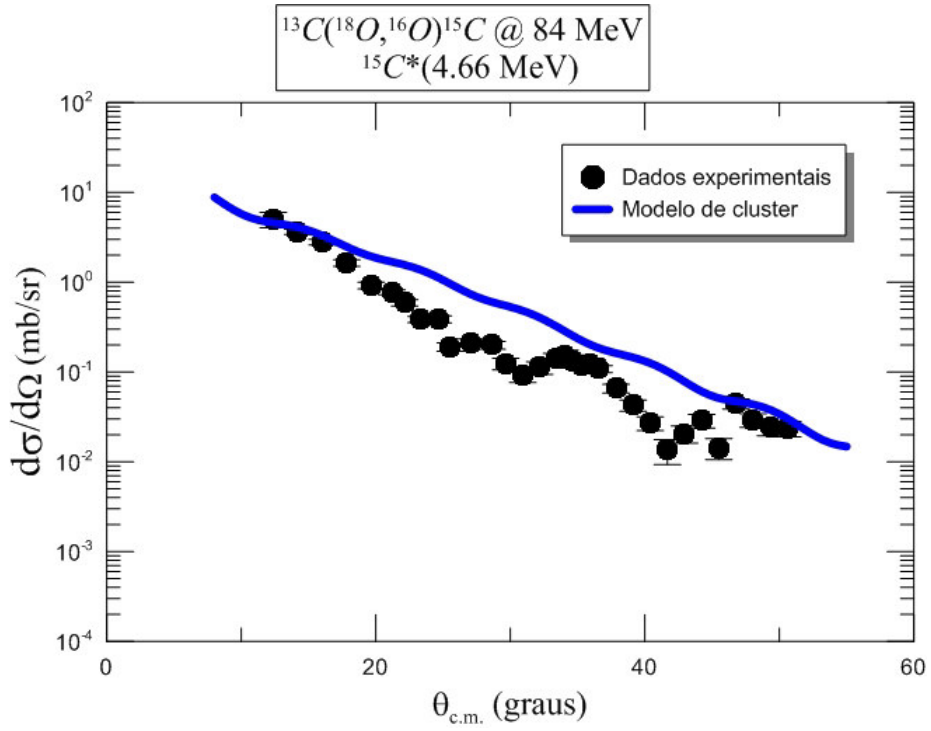


Figura 2.6: Seção de choque diferencial para o estado  $E^*(3/2^-) = 4.66 \text{ MeV}$  do  $^{15}\text{C}$ .

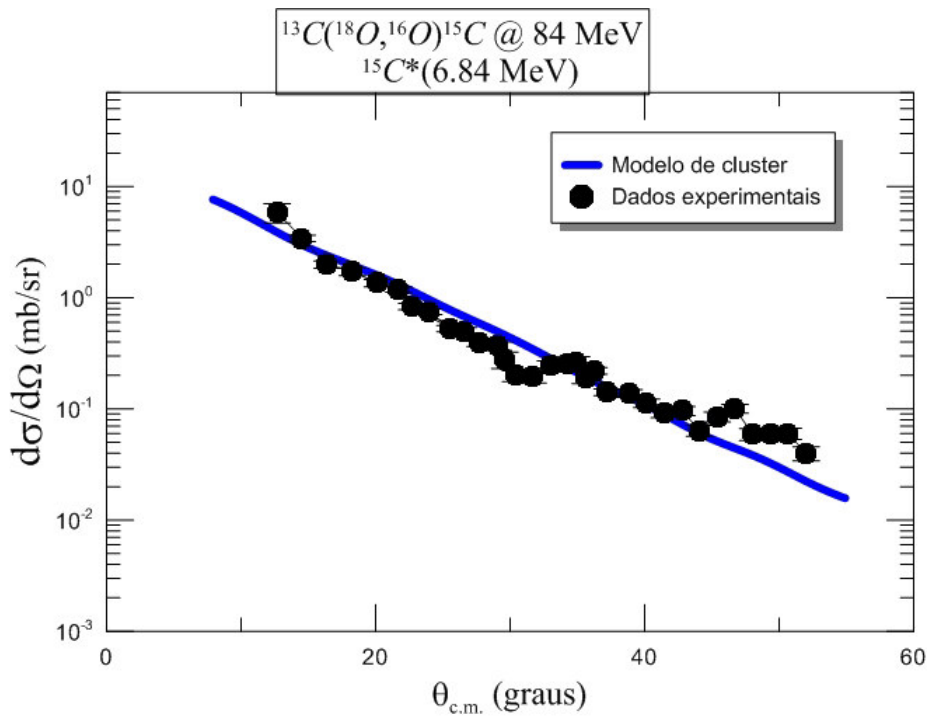


Figura 2.7: Seção de choque diferencial para o estado  $E^*(7/2^-) = 6.84 \text{ MeV}$  do  $^{15}\text{C}$ .



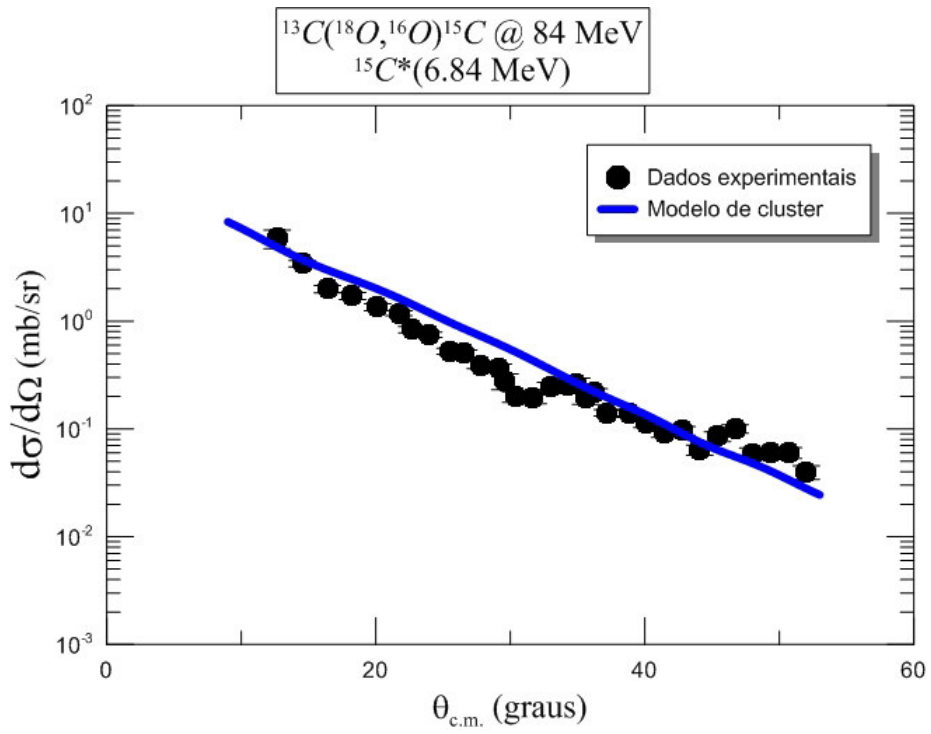


Figura 2.8: Seção de choque diferencial para o estado  $E^*(9/2^-) = 6.84 \text{ MeV}$  do  $^{15}\text{C}$ .

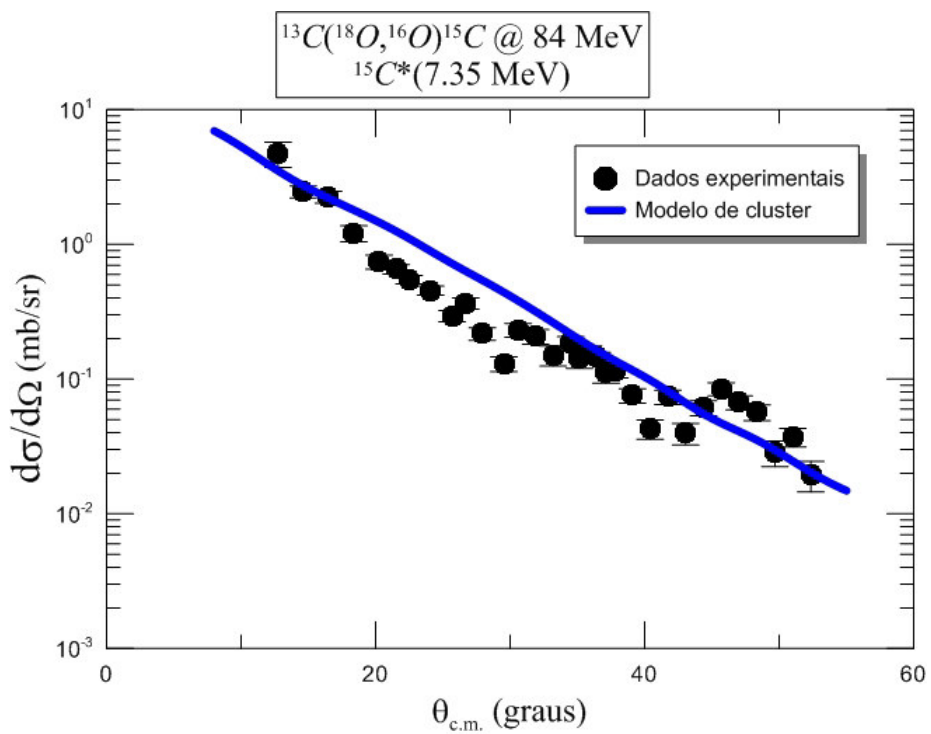


Figura 2.9: Seção de choque diferencial para o estado  $E^*(7/2^-) = 7.35 \text{ MeV}$  do  $^{15}\text{C}$ .

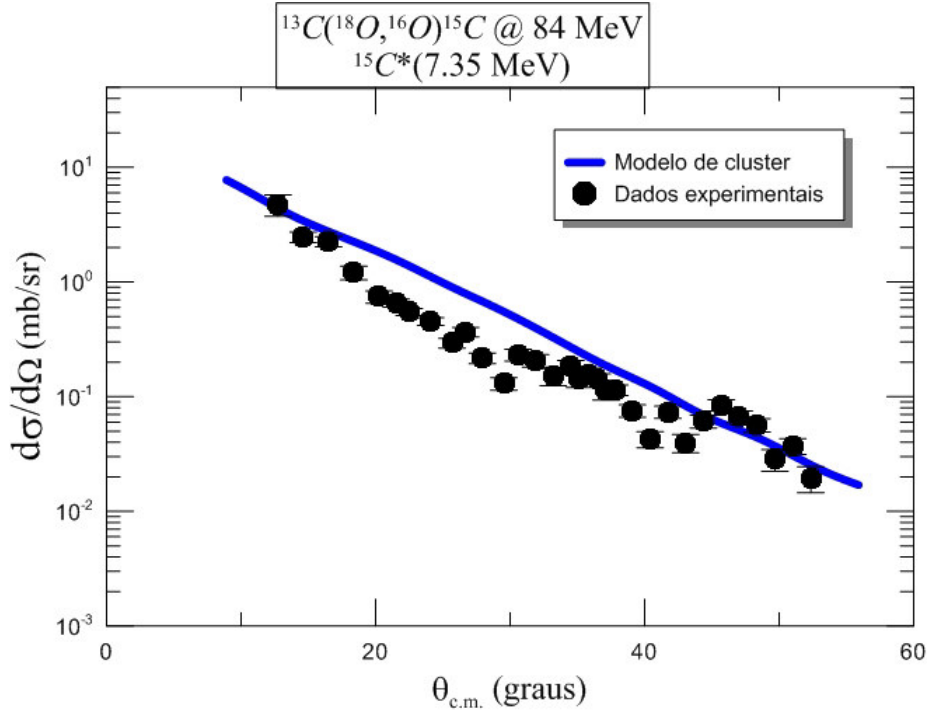


Figura 2.10: Seção de choque diferencial para o estado  $E^*(9/2^-) = 7.35$  MeV do  $^{15}\text{C}$ .

Outra forma de pensar sobre a transferência de dois nêutrons é que, no vácuo, eles não formam um sistema ligado e, portanto, podem ser transferidos independentes um do outro. Em outras palavras, podem ser transferidos de uma só vez, porém são consideradas partículas espacialmente separadas e podem, após a transferência, ocupar diferentes orbitais. Nesse caso, tomamos como referência o modelo de coordenadas independentes (que leva em conta a descrição da interação entre os nucleons sob uma perspectiva microscópica) para os cálculos teóricos. Para lançar mão desse modelo, é necessário conhecermos as amplitudes espectroscópicas associadas à transferência dos dois nêutrons transferidos do  $^{18}\text{O}$  para o  $^{13}\text{C}$ . Essas amplitudes foram calculadas utilizando-se o código computacional NuShellX [7].

No NuShellX, é necessário definirmos o modelo espacial e o potencial de interação médio para a construção das funções de onda que melhor representem os estados considerados do núcleo em questão, que, no nosso caso, são os estados do  $^{15}\text{C}$ . Essas funções de ondas são construídas levando em conta que o núcleo é formado por um *core* e a partícula

na camada de valência define o estado desse núcleo. É através da superposição dessas funções de onda que as amplitudes são extraídas.

Com o objetivo de determinar o modelo espacial e a interação que melhor representem os estados de energia dos  $^{14}\text{C}$  e  $^{15}\text{C}$ , realizamos cálculos com o NuShellX utilizando os modelos espaciais e interações ilustrados nas tabelas 2.2 e 2.3.

$^{14}\text{C}$		Dados NuShellX								Dados experimentais	
Modelo espacial	zbm			zbe	zmpn			psdpn		E (MeV)	$J^\pi$
Interação	zbmii	rewil	zwm	rewile	rewilpn	zmpiipn	rwcdpn	psdmod	psdmwkp		
	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	$0^+$
	6.148	5.402	4.738	5.171	5.402	6.148	5.467	5.709	7.453	6.093	$1^-$
	5.879	6.024	6.174	5.806	6.024	5.879	6.058	6.118	9.560	6.589	$0^+$
	6.448	6.084	5.387	5.853	6.084	6.448	6.141	6.016	8.170	6.728	$3^-$
	6.934	6.628	6.714	6.397	6.628	6.934	6.646	7.640	6.835	7.012	$2^+$
	7.198	6.944	6.438	6.713	6.944	7.198	7.015	7.020	9.343	7.341	$2^-$
	8.832	9.923	8.611	9.692	9.923	8.832	9.981	7.898	11.497	8.317	$2^+$
	8.124	10.311	8.669	10.125	10.311	8.124	10.393	8.756	10.866	9.746	$0^+$
				11.457					9.992	13.252	$2^+$
	9.368	9.872	9.148	9.641	9.872	9.368	9.926	9.780	14.016	10.736	$4^+$

Tabela 2.2: Resultados do NuShellX para o  $^{14}\text{C}$  utilizando o modelo espacial *psd*.

$^{15}\text{C}$		Dados NuShellX								Dados experimentais	
Modelo espacial	zbm			zbe	zmpn			psdpn		E (MeV)	$J^\pi$
Interação	zbmii	rewil	zwm	rewile	rewilpn	zmpiipn	rwcdpn	psdmod	psdmwkp		
	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	$1/2^+$
	0.563	0.449	0.668	0.453	0.449	0.563	0.440	0.538	1.064	0.74	$5/2^+$
	2.136	2.676	2.260	2.449	2.676	2.136	2.83	2.405	4.396	3.103	$1/2^-$
	3.895	3.009	3.288	2.782	3.009	3.895	3.016	3.720	6.096	4.22	$5/2^-$
	4.434	3.315	3.810	3.088	3.315	4.434	3.328	4.461	7.033	4.657	$3/2^-$
	4.123	4.879	5.090	2.233	4.879	4.123	4.849	4.384	5.076	4.78	$3/2^+$
	6.675	6.523	5.612	6.295	6.523	6.675	6.590	5.354	8.149	6.84	$7/2^-$
	5.860	5.388	5.197	5.161	5.388	5.860	5.418	5.317	8.281	6.84	$9/2^-$
	6.985	6.678	6.772	8.085	6.678	6.985	6.729	6.715	10.113	7.35	$7/2^-$
				8.085				8.411	11.365	7.35	$9/2^-$

Tabela 2.3: Resultados do NuShellX para o  $^{15}\text{C}$  utilizando o modelo espacial *psd*.

Os resultados apontam que o modelo que melhor representa os estados de energia de ambos  $^{14}\text{C}$  e  $^{15}\text{C}$  é o modelo espacial com os orbitais  $1p_{1/2}$ ,  $1d_{5/2}$  e  $2s_{1/2}$  (**zbm**) e interação **zbmii** (versão modificada da interação zbm) [19,20], conforme previsto por [1]. Porém, quando levamos em conta os estados mais energéticos desses núcleos, esse modelo não faz uma boa descrição para esses estados. Dessa forma, foi necessário escolher um modelo espacial maior.

Para o nosso sistema, utilizamos o modelo espacial **spsdpf** e potencial de interação **wbt**, pois puderam representar os estados de energia com boa aproximação, inclusive os estados mais energéticos. A princípio, esse modelo espacial não possui um *core* específico e informações mais detalhadas sobre esse modelo pode ser encontrada em [8].

Realizamos os cálculos dos estados de energia do  $^{15}\text{C}$  limitado até a camada *sd* sem restrições quanto ao número de nêutrons. Em seguida, nesse espaço limitado, consideramos um *core* fechado constituído por duas partículas alfas e, por fim, ainda considerando essa última restrição acrescentamos os orbitais  $1f_{7/2}$  e  $1f_{5/2}$  a fim de descrever os estados mais energéticos. Os resultados podem ser vistos na tabela 2.4 e a figura C.1 (Apêndice C) ilustra o input para o cálculo das funções de onda e amplitudes espectroscópicas no código NuShellX.

$^{15}\text{C}$	Dados NuShellX				Dados Experimentais	
	spsdpf				E(MeV)	$J^\pi$
Modelo espacial	wbt					
Interação	sem restrições até a camada sd	com restrições nos orbitais 1d3/2 e 1d5/2	cluster: 2 alfas (limitado até a camada sd)	cluster: 2 alfas (incluído os orbitais f7/2 e f5/2)		
	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	1/2 <sup>+</sup>
	0.688	0.687	0.679	0.697	0.74	5/2 <sup>+</sup>
	2.545	2.554	2.603	2.388	3.103	1/2 <sup>-</sup>
	4.395	4.398	4.485	4.432	4.22	5/2 <sup>-</sup>
	4.651	4.665	4.709	4.595	4.657	3/2 <sup>-</sup>
	4.800	4.800	4.792	4.794	4.78	3/2 <sup>+</sup>
	6.720	6.723	6.793	6.695	6.84	7/2 <sup>-</sup>
	7.009	7.017	7.006	6.971	6.84	9/2 <sup>-</sup>
	7.574	7.581	7.662	7.432	7.35	7/2 <sup>-</sup>
	9.167	9.174	9.166	9.158	7.35	9/2 <sup>-</sup>

Tabela 2.4: Resultados do NuShellX para os estados de energia do  $^{15}\text{C}$ .

Se supusermos que os nucleons preenchem os orbitais até a camada *sd*, nenhuma restrição acerca do número de ocupação desses orbitais é necessária, porém se o número de nêutrons for reduzido, com a finalidade de dirimir o tempo de cálculo computacional, observamos que os estados de energia não sofrem alterações substanciais.

A figura 2.12 ilustra o modelo de informações de saída para as funções de onda (.lpe) reproduzidas pelo código NuShellX com estados de energia, momento angular total

e paridades associados ao  $^{15}\text{C}$ . Sendo assim, a figura 2.12 representa a comparação entre os dados experimentais e teóricos dos estados de energia do  $^{15}\text{C}$ .

c\_15t.lpt

29/12/2014

```

-----
a = 15 z = 6
spsdpftb 1.00000 1.00000 0.0000 1.6777 -0.1206 5.2588 7.6213
2.6423 0.0000 0.0000 0.0000 0.0000
spsdpfmw 1.00000 1.03597 0.0000 0.0000 0.0000 0.0000 0.0000
0.0000 0.0000 0.0000 0.0000 0.0000 0.0000
0s0f1p0 1.00000 1.00000 4.8300 7.0200 5.3435 0.0000 0.0000
0.0000 6.7950 10.8210 3.9620 4.3370
spsdpfcm 10.00000 10.00000 0.0000 1.0000 1.0000 2.0000 2.0000
2.0000 3.0000 3.0000 3.0000 3.0000

N NJ E(MeV) Ex(MeV) J p lowest Ex name
1 1 -117.419 0.000 1/2 +1 0.000 tt6f01.lpe
2 1 -116.723 0.697 5/2 +1 0.697 tt6f05.lpe
3 1 -115.032 2.388 1/2 -1 2.388 tt6f11.lpe
4 1 -112.987 4.432 5/2 -1 4.432 tt6f15.lpe
5 1 -112.824 4.595 3/2 -1 4.595 tt6f13.lpe
6 1 -112.626 4.794 3/2 +1 4.794 tt6f03.lpe
7 2 -111.866 5.553 1/2 -1 tt6f11.lpe
8 2 -111.523 5.897 3/2 -1 tt6f13.lpe
9 2 -111.509 5.910 1/2 +1 tt6f01.lpe
10 2 -111.395 6.025 3/2 +1 tt6f03.lpe
11 2 -111.252 6.167 5/2 +1 tt6f05.lpe
12 2 -111.004 6.415 5/2 -1 tt6f15.lpe
13 3 -110.772 6.647 5/2 -1 tt6f15.lpe
14 1 -110.725 6.695 7/2 -1 6.695 tt6f17.lpe
15 3 -110.512 6.907 5/2 +1 tt6f05.lpe
16 1 -110.448 6.971 9/2 -1 6.971 tt6f19.lpe
17 2 -109.987 7.432 7/2 -1 tt6f17.lpe
18 1 -109.899 7.520 7/2 +1 7.520 tt6f07.lpe
19 4 -109.826 7.594 5/2 +1 tt6f05.lpe
20 3 -109.572 7.847 3/2 +1 tt6f03.lpe
21 3 -109.467 7.952 3/2 -1 tt6f13.lpe
22 4 -109.217 8.203 5/2 -1 tt6f15.lpe
23 4 -109.040 8.379 3/2 +1 tt6f03.lpe
24 3 -108.950 8.469 1/2 -1 tt6f11.lpe
25 3 -108.949 8.471 7/2 -1 tt6f17.lpe
26 2 -108.854 8.565 7/2 +1 tt6f07.lpe
27 1 -108.789 8.630 9/2 +1 8.630 tt6f09.lpe
28 5 -108.465 8.954 5/2 +1 tt6f05.lpe
29 2 -108.261 9.158 9/2 -1 tt6f19.lpe
30 2 -108.175 9.244 9/2 +1 tt6f09.lpe
31 5 -107.983 9.436 3/2 +1 tt6f03.lpe
32 4 -107.932 9.487 3/2 -1 tt6f13.lpe
33 5 -107.791 9.629 5/2 -1 tt6f15.lpe
34 3 -107.730 9.689 1/2 +1 tt6f01.lpe
35 3 -107.621 9.798 7/2 +1 tt6f07.lpe
36 5 -107.299 10.120 3/2 -1 tt6f13.lpe
37 4 -107.053 10.366 7/2 -1 tt6f17.lpe
38 3 -106.921 10.498 9/2 +1 tt6f09.lpe
39 4 -106.787 10.633 1/2 +1 tt6f01.lpe
40 5 -106.572 10.847 7/2 -1 tt6f17.lpe
41 4 -106.533 10.886 1/2 -1 tt6f11.lpe
42 4 -106.507 10.913 7/2 +1 tt6f07.lpe
43 5 -106.087 11.333 7/2 +1 tt6f07.lpe
44 3 -105.982 11.437 9/2 -1 tt6f19.lpe
45 4 -105.819 11.600 9/2 +1 tt6f09.lpe
46 5 -105.588 11.831 1/2 -1 tt6f11.lpe
47 5 -105.118 12.302 1/2 +1 tt6f01.lpe
48 4 -105.062 12.358 9/2 -1 tt6f19.lpe
49 5 -104.331 13.089 9/2 -1 tt6f19.lpe
50 5 -103.480 13.939 9/2 +1 tt6f09.lpe

```

Figura 2.11: Modelos de funções de onda para os estados do  $^{15}\text{C}$  impressos pelo NuShellX.

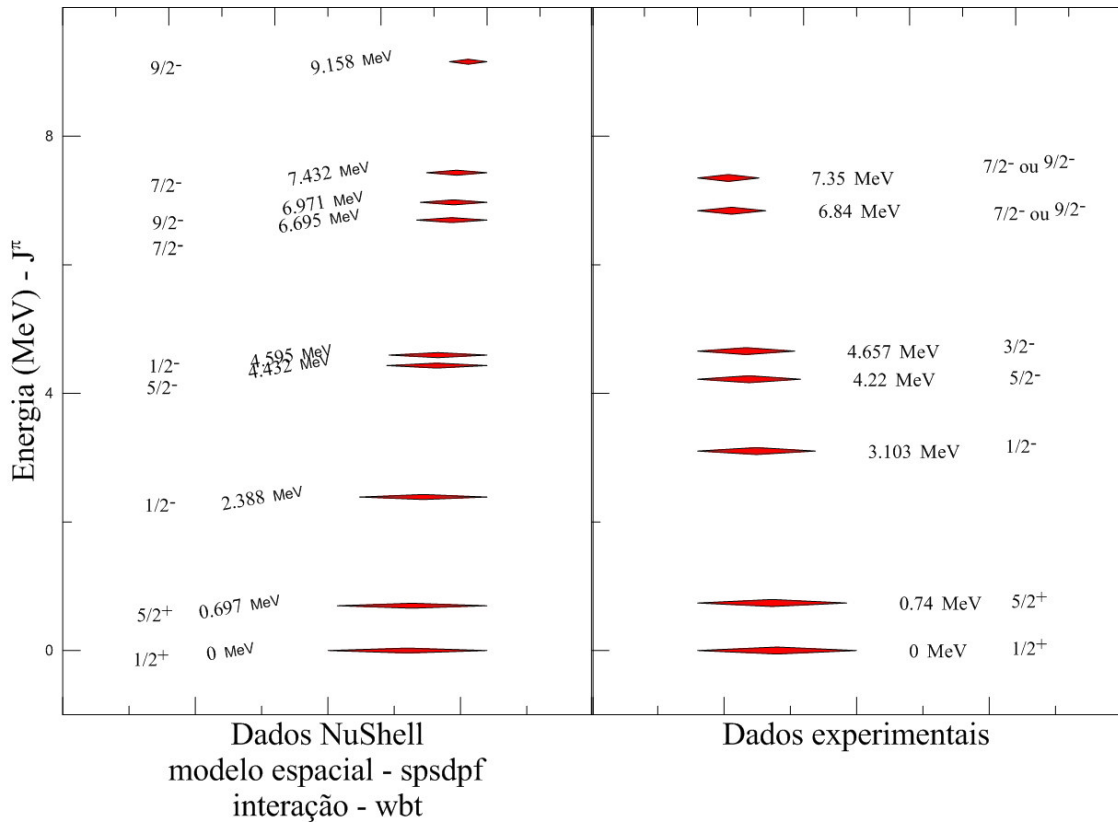


Figura 2.12: Comparação dos estados de energia experimentais e os teóricos calculados pelo NuShellX.

Uma vez que o modelo espacial e o potencial de interação escolhido descrevem razoavelmente bem os estados de energia do  $^{15}\text{C}$ , as amplitudes espectroscópicas podem ser calculadas com o NuShellX. A tabela 2.5 representa os resultados teóricos para essas amplitudes.

Voltando ao curso de nossa discussão e de posse das amplitudes espectroscópicas referentes às transições dos dois nêutrons, foi possível construir um input no código FRESCO (Apêndice D), utilizando o modelo de coordenadas independentes nos cálculos de CRC, para calcular as seções de choque diferenciais dos estados do  $^{15}\text{C}$  levando em conta as possíveis camadas em que os nêutrons passaram a povoar e seus respectivos acoplamentos de momento angular. Assim sendo, as figuras 2.13 à 2.21 representam os resultados teóricos para esse modelo em comparação aos resultados experimentais e aos resultados teóricos do modelo cluster. Nesses cálculos, consideramos um potencial rea-

estado inicial	$j_1 j_2$	$J_{12}$	estado final	Amp. Espec.
$^{18}O_{g.s.}(0^+)$	$(p_{1/2})^2$	0	$^{16}O_{g.s.}(0^+)$	0.241
	$(d_{5/2})^2$			-0.871
	$(s_{1/2})^2$			-0.367
$^{18}O_{1.98}(2^+)$	$(d_{5/2})^2$	2	$^{16}O_{g.s.}(0^+)$	0.641
	$(d_{5/2})(s_{1/2})$			0.638
$^{18}O_{g.s.}(0^+)$	$(d_{5/2})(p_{1/2})$	3	$^{16}O_{6.13}(3^-)$	0.801
$^{13}C_{g.s.}(1/2^-)$	$(p_{1/2})(s_{1/2})$	1	$^{15}C_{g.s.}(1/2^+)$	-0.66358
$^{13}C_{g.s.}(1/2^-)$	$(p_{1/2})(d_{5/2})$	3	$^{15}C_{0.74}(5/2^+)$	0.84700
$^{13}C_{g.s.}(1/2^-)$	$(d_{5/2})^2$	0	$^{15}C_{3.103}(1/2^-)$	-0.67323
	$(d_{3/2})^2$			-0.20155
	$(s_{1/2})^2$			-0.58584
$^{13}C_{g.s.}(1/2^-)$	$(d_{5/2})^2$	2	$^{15}C_{4.22}(5/2^-)$	0.48192
	$(d_{5/2})(s_{1/2})$			0.70602
	$(d_{3/2})(s_{1/2})$			-0.24470
$^{13}C_{g.s.}(1/2^-)$	$(d_{5/2})(d_{3/2})$	2	$^{15}C_{4.66}(3/2^-)$	0.11343
	$(d_{3/2})(s_{1/2})$			0.14424
$^{13}C_{g.s.}(1/2^-)$	$(d_{5/2})(d_{3/2})$	4	$^{15}C_{6.84}(7/2^-)$	0.25816
	$(d_{5/2})(s_{1/2})$			0.74810
	$(p_{1/2})(f_{7/2})$			0.12511
$^{13}C_{g.s.}(1/2^-)$	$(d_{5/2})^2$	4	$^{15}C_{6.84}(9/2^-)$	0.81203
	$(d_{5/2})(d_{3/2})$			0.31139
$^{13}C_{g.s.}(1/2^-)$ 74	$(d_{5/2})(d_{3/2})$	4	$^{15}C_{7.35}(7/2^-)$	0.26653
	$(d_{5/2})(s_{1/2})$			-0.37436
	$(p_{1/2})(f_{7/2})$			-0.20608
$^{13}C_{g.s.}(1/2^-)$	$(d_{5/2})^2$	4	$^{15}C_{7.35}(9/2^-)$	0.33071
	$(d_{5/2})(d_{3/2})$			-0.54562

Tabela 2.5: Amplitudes espectroscópicas calculadas pelo NuShellX, referentes à transferência de dois nêutrons na reação direta  $^{13}C(^{18}O, ^{16}O)^{15}C$ .

lístico do tipo Wood-Saxon para gerar as funções de onda *single particle* dos núcleos da partição transitória. Os parâmetros geométricos considerados para os *cores*  $^{17}O$  e  $^{14}C$  estão representados na tabela 2.6. Consideramos também que a energia de separação de um nêutron é metade da energia de separação dos dois nêutrons transferidos, pois é

uma escolha comumente utilizada [1, 4, 6], e a utilizamos para ajustar a profundidade do potencial. Para as partes real e imaginária do potencial de interação nuclear foi considerado o potencial SPP, porém a parte imaginária foi multiplicada por um fator que está relacionado com todos aqueles canais que não foram levados em conta [17].

	$V$ (MeV)	$r$ (fm)	$a$ (fm)
$^{17}O$	60	1.26	0.70
$^{14}C$	90	1.25	0.65

Tabela 2.6: Parâmetros geométricos dos *cores*  $^{17}O$  e  $^{14}C$  que constituem a partição intermediária. Sendo  $r$  o raio nuclear e  $a$ , a difusividade.

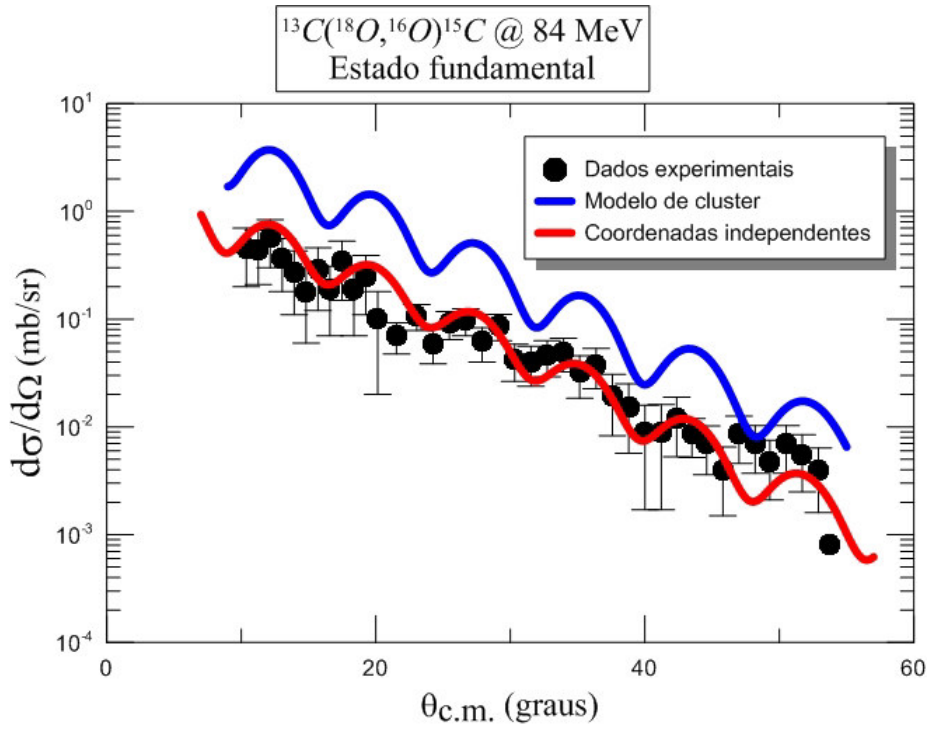


Figura 2.13: Seção de choque diferencial para o estado fundamental do  $^{15}C$ .



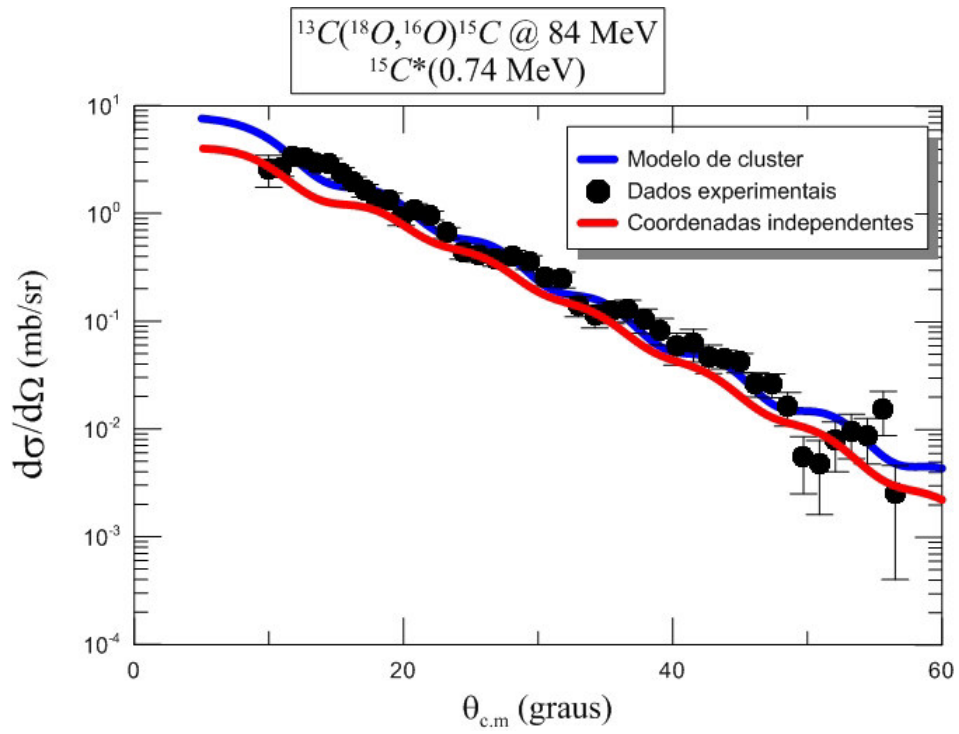


Figura 2.14: Seção de choque diferencial para o estado  $E^*(5/2^+) = 0.74 \text{ MeV}$  do  $^{15}\text{C}$ .

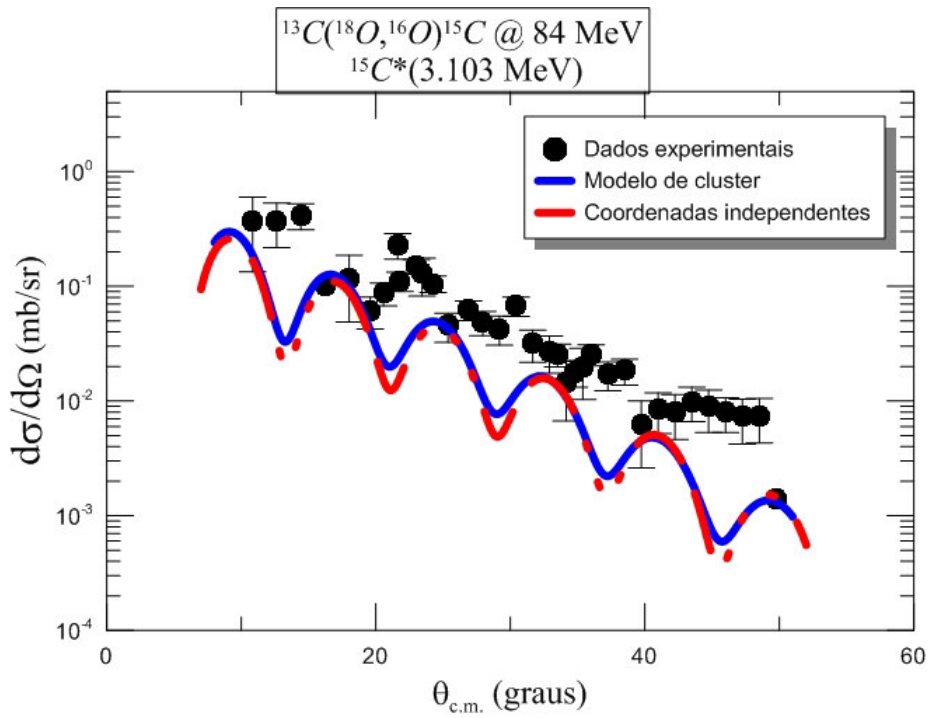


Figura 2.15: Seção de choque diferencial para o estado  $E^*(1/2^-) = 3.103 \text{ MeV}$  do  $^{15}\text{C}$ .

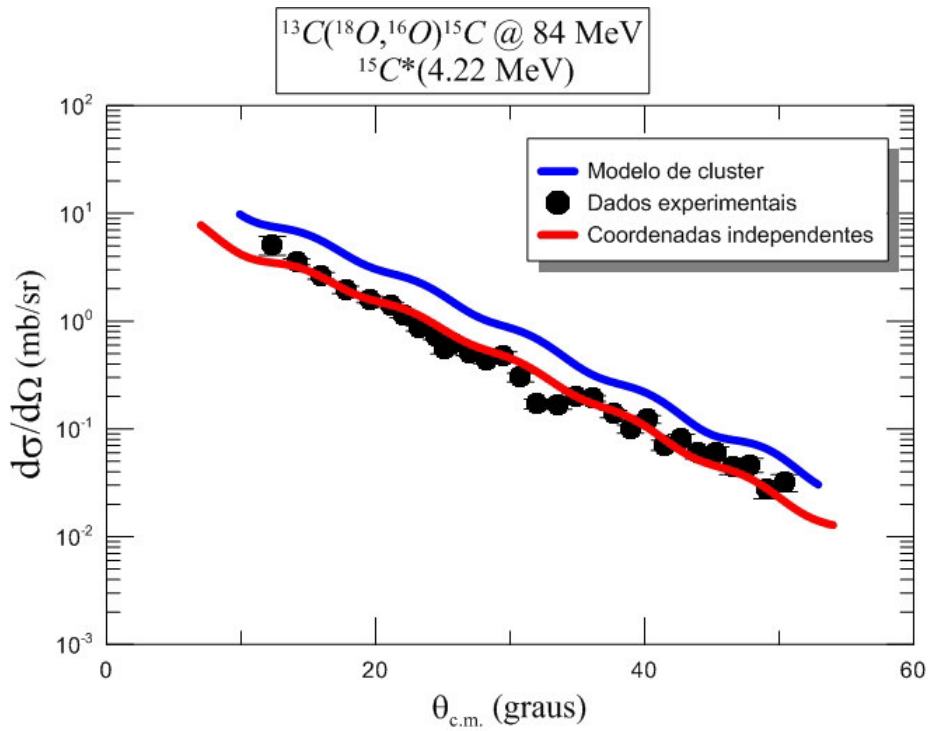


Figura 2.16: Seção de choque diferencial para o estado  $E^*(5/2^-) = 4.22 \text{ MeV}$  do  $^{15}\text{C}$ .

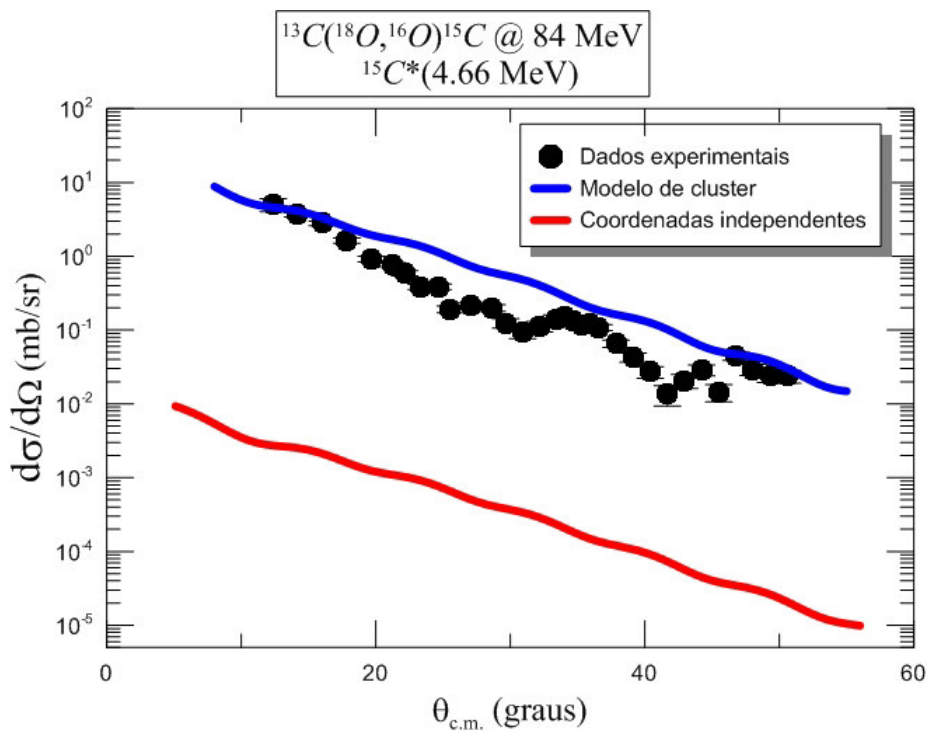


Figura 2.17: Seção de choque diferencial para o estado  $E^*(3/2^-) = 4.66 \text{ MeV}$  do  $^{15}\text{C}$ .

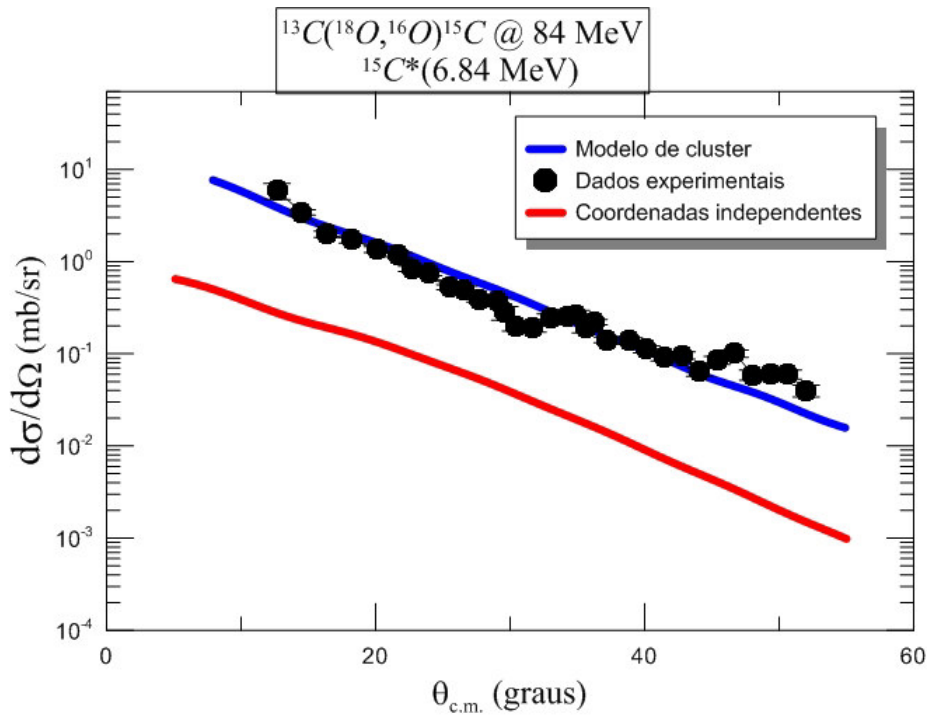


Figura 2.18: Seção de choque diferencial para o estado  $E^*(7/2^-) = 6.84 \text{ MeV}$  do  $^{15}\text{C}$ .

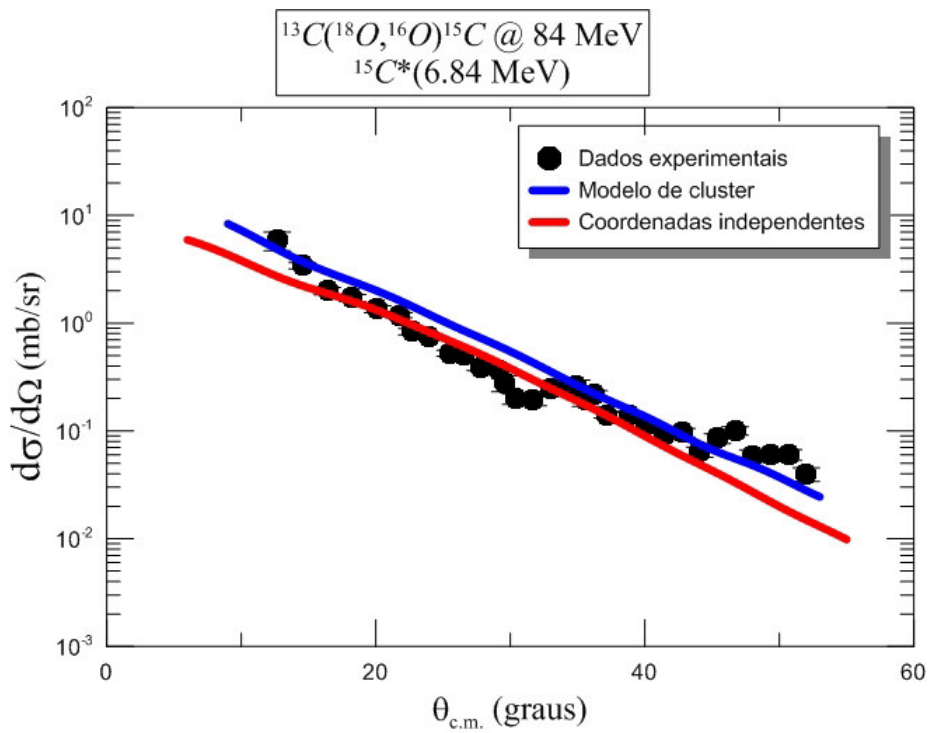


Figura 2.19: Seção de choque diferencial para o estado  $E^*(9/2^-) = 6.84 \text{ MeV}$  do  $^{15}\text{C}$ .

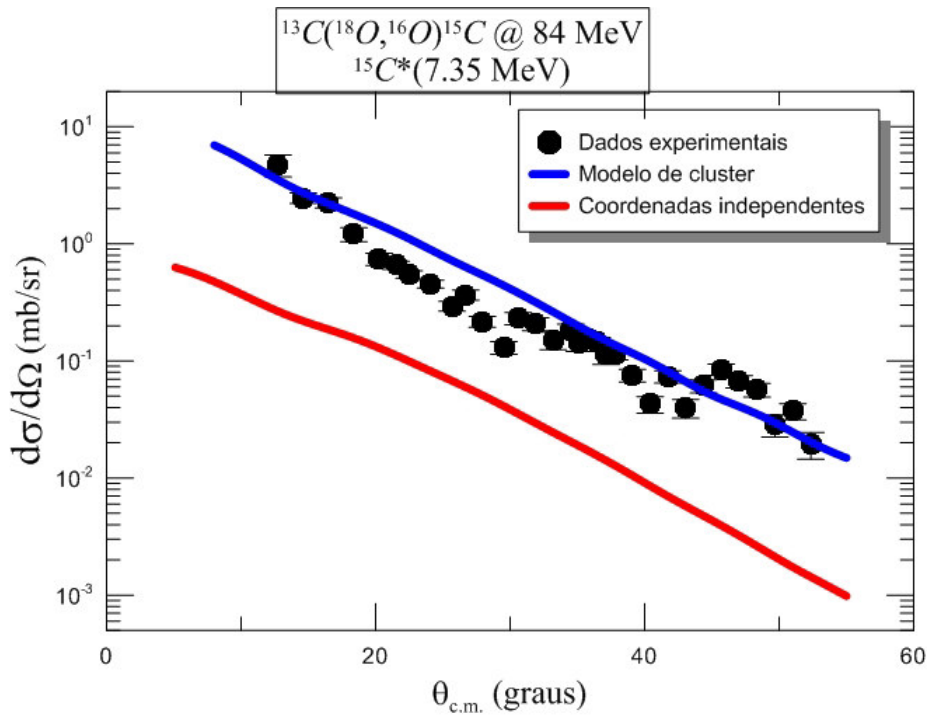


Figura 2.20: Seção de choque diferencial para o estado  $E^*(7/2^-) = 7.35 \text{ MeV}$  do  $^{15}\text{C}$ .

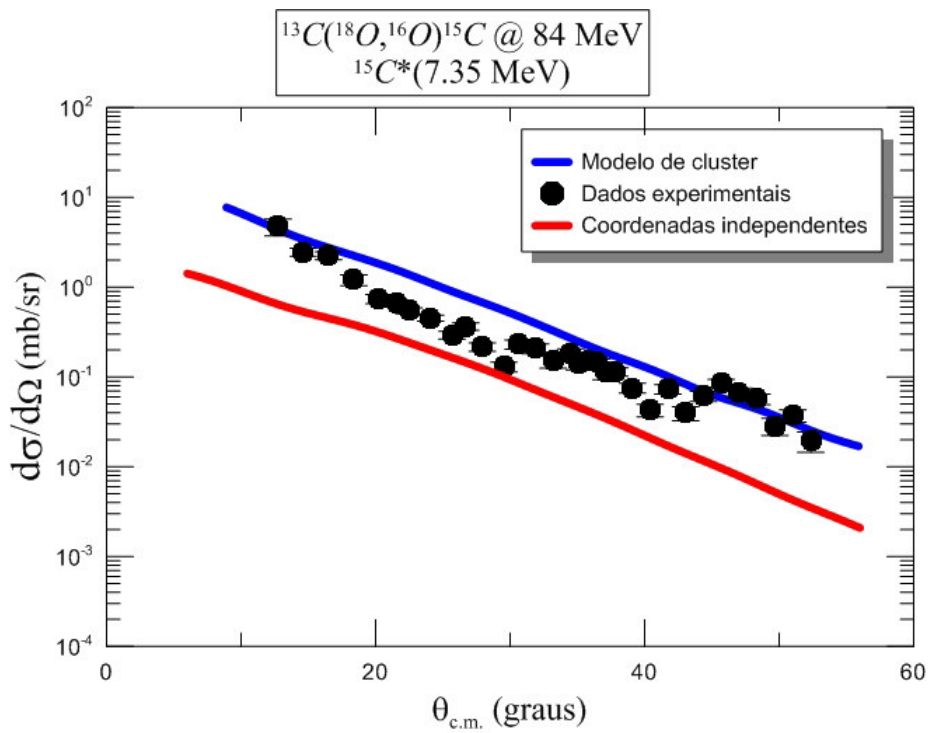


Figura 2.21: Seção de choque diferencial para o estado  $E^*(9/2^-) = 7.35 \text{ MeV}$  do  $^{15}\text{C}$ .

Das figuras acima, notamos que o modelo de coordenadas independentes também apresenta bons resultados para as seções de choque diferenciais da maioria dos estados do  $^{15}\text{C}$  e a seção de choque referente ao estado  $^{15}\text{C}_{4.66\text{MeV}}^*(3/2^-)$  tem se mostrado muito abaixo dos dados experimentais. As seções de choque referentes aos estados  $^{15}\text{C}_{6.84\text{MeV}}^*(7/2^-)$  e  $^{15}\text{C}_{7.35\text{MeV}}^*(7/2^-)$  se mostram uma ordem de grandeza abaixo dos dados experimentais indicando que, provavelmente, deve-se ampliar ainda mais a base dos estados de energia. Porém, nosso objetivo fundamental é a descrição dos estados mais baixos e isso tem sido atingido.

A partir de agora, iremos analisar os resultados para as seções de choque do  $^{15}\text{C}$ , supondo que os dois nêutrons são transferidos sequencialmente. Ou seja, o primeiro nucleon é transferido para o  $^{13}\text{C}$  formando o  $^{14}\text{C}$  e, em seguida, o segundo nucleon é transferido para o  $^{14}\text{C}$  formando o  $^{15}\text{C}$ . Nesse caso, durante a transferência do primeiro nucleon, os *cores* enxergados por esse nucleon são formados pelos núcleos do  $^{17}\text{O}$  e  $^{13}\text{C}$ . Já na transferência do segundo nêutron, os *cores* são formados pelos núcleos do  $^{16}\text{O}$  e  $^{14}\text{C}$ .

Numa primeira análise dos cálculos de CRC e DWBA serão considerados os seguintes estados  $^{14}\text{C}_{g.s.}$ ,  $^{14}\text{C}_{6.09}^*$ ,  $^{14}\text{C}_{6.728}^*$ ,  $^{14}\text{C}_{7.012}^*$  e os estados  $^{15}\text{C}_{g.s.}$ ,  $^{15}\text{C}_{0.74}^*$  com a finalidade de descrever as seções de choque do  $^{15}\text{C}$  de uma forma mais geral possível. As figuras 2.22 e 2.23 [21] ilustram os esquemas de níveis desses núcleos. Além disso, nesses cálculos, consideramos um potencial realístico do tipo Wood-Saxon para gerar as funções de onda *single particle* em relação aos *cores* formados pelos núcleos  $^{17}\text{O}$  e  $^{13}\text{C}$  (para o primeiro nêutron transferido) e em relação aos *cores*  $^{16}\text{O}$  e  $^{14}\text{C}$  (para o segundo nêutron transferido). Os parâmetros geométricos considerados nesses *cores* estão representados na tabela 2.7. Nesse processo sequencial, usaremos a energia de separação de um nêutron usual para cada transição. Para as partes real e imaginária do potencial de interação nuclear foi considerado o potencial SPP, porém a parte imaginária foi multiplicada por um fator que está relacionado com todos aqueles canais que não foram levados em conta [17] (o modelo do *input* utilizado nesses cálculos está disposto no Apêndice D).

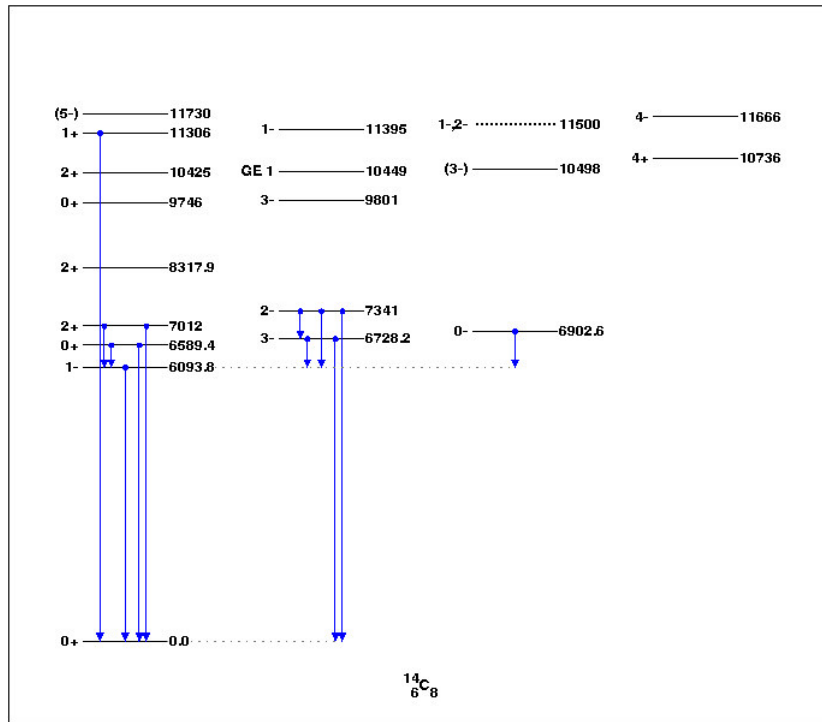


Figura 2.22: Esquema de níveis do  $^{14}\text{C}$ .

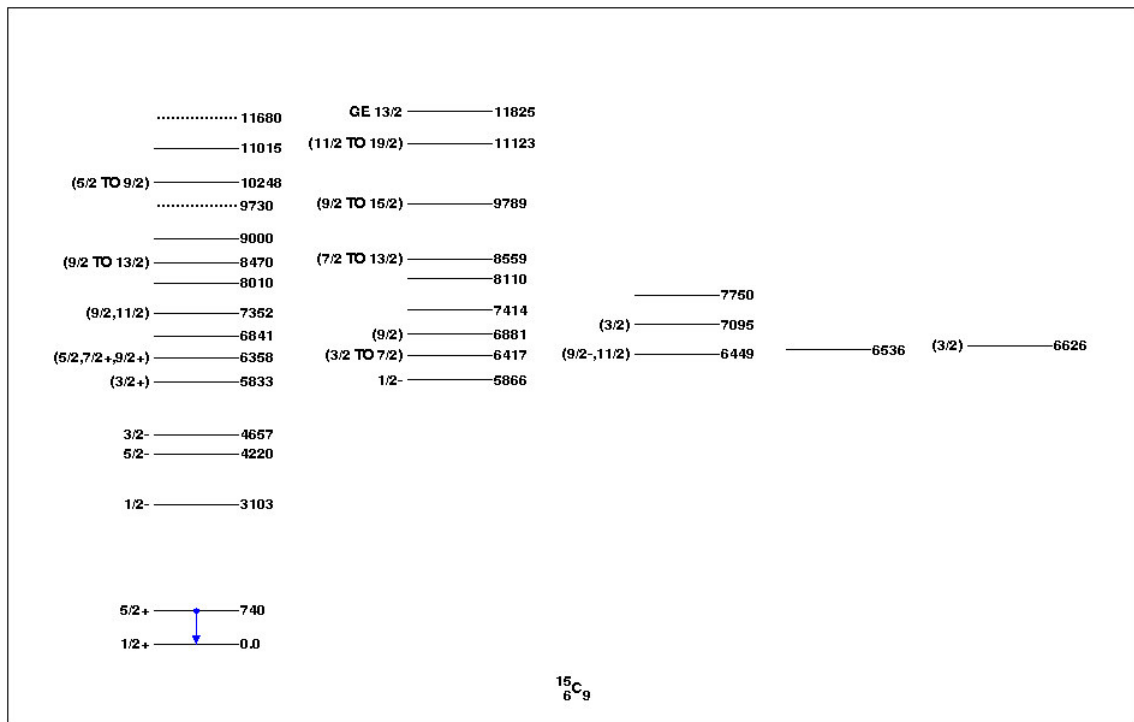


Figura 2.23: Esquema de níveis do  $^{15}\text{C}$ .

Levando em conta que a energia de separação de um nêutron do  $^{14}\text{C}$  é  $S_n = 8,177$  MeV e a energia de separação de um nêutron do  $^{15}\text{C}$  é  $S_n = 1,218$  MeV, os estados li-

	$V$ (MeV)	$r$ (fm)	$a$ (fm)
$^{17}O$	60	1.26	0.70
$^{13}C$	90	1.25	0.65
$^{16}O$	60	1.20	0.60
$^{14}C$	90	1.25	0.70

Tabela 2.7: Parâmetros geométricos dos *cores*  $^{17}O$  e  $^{13}C$  para o primeiro nêutron transferido e dos *cores*  $^{16}O$  e  $^{14}C$  para o segundo nêutron transferido. Sendo  $r$  o raio reduzido e  $a$ , a difusividade.

gados desses núcleos são representados apenas pelos estados  $^{14}C_{g.s.}(0^+)$ ,  $^{14}C_{6.09MeV}^*(1^-)$ ,  $^{14}C_{6.728MeV}^*(3^-)$ ,  $^{14}C_{7.012MeV}^*(2^+)$  e  $^{15}C_{g.s.}(1/2^+)$ ,  $^{15}C_{0.74MeV}^*(5/2^+)$ . Os estados mais excitados em comparação a esses são estados ressonantes de energia.

Para realizar o cálculo de DWBA e CRC para a transferência sequencial foi necessário calcular as amplitudes espectroscópicas referentes à transição de um nêutron do  $^{18}O$  para o  $^{13}C$  e depois, referentes à transição de um nêutron  $^{17}O$  para o  $^{14}C$ . Essas amplitudes foram calculadas com o código NuShellX e as tabelas 2.2 e 2.9 representam os resultados obtidos. Vale lembrar que, embora essas tabelas possuam amplitudes referentes à transição de um nêutron para os estados ressonantes do  $^{14}C$  e do  $^{15}C$ , apenas as amplitudes referentes à transição de um nêutron para os estados ligados desses núcleos foram consideradas nos cálculos.

estado inicial	J	estado final	Amplit. Espec.
$^{14}C_{g.s.}(0^+)$	$(2s_{1/2})$	$^{15}C_{g.s.}(1/2^+)$	0.98875
	$(1p_{1/2})$	$^{15}C_{3.103}(1/2^-)$	-0.11911
	$(1p_{3/2})$	$^{15}C_{4.64}(3/2^-)$	0.02077
	$(1p_{1/2})$	$^{15}C_{g.s.}(1/2^+)$	1.011
	$(1p_{3/2})$		0.35595
	$(1p_{3/2})$	$^{15}C_{0.74}(5/2^+)$	-0.17697
	$(2s_{1/2})$	$^{15}C_{3.103}(1/2^-)$	0.74151
	$(1d_{3/2})$		0.06444

$^{14}C_{6.09}(1^-)$	$(1d_{3/2})$	$^{15}C_{4.22}(5/0^-)$	0.18161
	$(1d_{5/2})$		0.63677
	$(2s_{1/2})$	$^{15}C_{4.64}(3/2^-)$	-0.09559
	$(1d_{3/2})$		0.00704
	$(1d_{5/2})$		-0.77512
	$(1d_{5/2})$	$^{15}C_{6.68}(7/2^-)$	0.57436
$^{14}C_{6.728}(3^-)$	$(1d_{5/2})$	$^{15}C_{g.s}(1/2^+)$	-0.73842
	$(1p_{1/2})$	$^{15}C_{0.74}(5/2^+)$	0.9834
	$(1p_{3/2})$		0.0171
	$(1d_{5/2})$	$^{15}C_{3.103}(1/2^-)$	-0.73842
	$(2s_{1/2})$	$^{15}C_{4.22}(5/2^-)$	-0.74677
	$(1d_{3/2})$		-0.07827
	$(1d_{5/2})$		-0.5824
	$(1d_{3/2})$	$^{15}C_{4.64}(3/2^-)$	0.03243
	$(1d_{5/2})$		-0.39016
	$(2s_{1/2})$	$^{15}C_{6.68}(7/2^-)$	-0.74606
	$(1d_{3/2})$		-0.27825
	$(1d_{5/2})$		0.21396
	$(1d_{3/2})$	$^{15}C_{7.35}(9/2^-)$	-0.3208
	$(1d_{5/2})$		-1.16978
	$^{14}C_{7.012}(2^+)$	$(1d_{3/2})$	$^{15}C_{g.s}(1/2^+)$
$(2s_{1/2})$		$^{15}C_{0.74}(5/2^+)$	-0.02392
$(1d_{3/2})$			0.03201
$(1d_{5/2})$			-0.12762
$(1p_{3/2})$		$^{15}C_{3.103}(1/2^-)$	-0.33681
$(1p_{1/2})$		$^{15}C_{4.22}(5/2^-)$	0.42932
$(1p_{3/2})$			-0.0704
$(1p_{1/2})$		$^{15}C_{4.64}(3/2^-)$	-0.50586
$(1p_{3/2})$			-0.05178



	$(1p_{3/2})$	$^{15}C_{6.68}(7/2^-)$	0.01783
$^{14}C_{8.3179}(2^+)$	$(1p_{3/2})$	$^{15}C_{g.s.}(1/2^+)$	0.23508
	$(2s_{1/2})$	$^{15}C_{0.74}(5/2^+)$	-0.15179
	$(1d_{3/2})$		-0.13191
	$(1d_{5/2})$		-0.63181
	$(1p_{3/2})$		$^{15}C_{3.103}(1/2^-)$
	$(1p_{1/2})$	$^{15}C_{4.22}(5/2^-)$	-0.62264
	$(1p_{3/2})$		0.17641
	$(1p_{1/2})$		$^{15}C_{4.64}(3/2^-)$
	$(1p_{3/2})$		0.07466
	$(1p_{3/2})$	$^{15}C_{6.68}(7/2^-)$	-0.0317
	$^{14}C_{9.746}(0^+)$	$(2s_{1/2})$	
$(1p_{1/2})$		$^{15}C_{3.103}(1/2^-)$	-0.02645
$(1p_{3/2})$		$^{15}C_{4.64}(3/2^-)$	-0.03684
$^{14}C_{10.74}(4^+)$	$(1d_{3/2})$	$^{15}C_{0.74}(5/2^+)$	-0.00693
	$(1d_{5/2})$		-0.11467
	$(1p_{3/2})$	$^{15}C_{4.22}(5/2^-)$	0.23061
	$(1p_{1/2})$	$^{15}C_{6.68}(7/2^-)$	0.33954
	$(1p_{3/2})$		0.22661
	$(1p_{1/2})$		$^{15}C_{7.35}(9/2^-)$
	$(1p_{3/2})$		-0.25561

Tabela 2.9: Amplitudes espectroscópicas referentes à transferência de 1 nêutron na reação  $^{14}C(^{17}O, ^{16}O)^{15}C$ .

Sendo Assim, os resultados obtidos para as seções de choque de transferência de um nucleon na reação  $^{13,14}C(^{18,17}O, ^{17,16}O)^{14,15}C$  em nossos cálculos de CRC e DWBA estão representados nas figuras 2.24 e 2.25. Além disso, as figuras 2.26 e 2.27 ilustram o esquema de acoplamento para a transferência sequencial dos dois nêutrons dessa reação.

estado inicial	J	estado final	Amplit. Espec.
$^{13}C_{g.s}(1/2^-)$	$(1p_{1/2})$	$^{14}C_{g.s}(0^+)$	1.7878
$^{13}C_{g.s}(1/2^-)$	$(2s_{1/2})$	$^{14}C_{6.09}(1^-)$	0.74
	$(1d_{3/2})$		0.0202
$^{13}C_{g.s}(1/2^-)$	$(1d_{5/2})$	$^{14}C_{6.728}(3^-)$	0.8803
$^{13}C_{g.s}(1/2^-)$	$(1p_{3/2})$	$^{14}C_{7.012}(2^+)$	0.0197
$^{13}C_{g.s}(1/2^-)$	$(1p_{3/2})$	$^{14}C_{8.3179}(2^+)$	0.0093
$^{13}C_{g.s}(1/2^-)$	$(1p_{1/2})$	$^{14}C_{9.746}(0^+)$	0.0023

Tabela 2.8: Amplitudes espectroscópicas calculadas pelo NuShellX, referentes à transferência de 1 nêutron na reação direta  $^{13}C(^{18}O, ^{17}O)^{14}C$ .

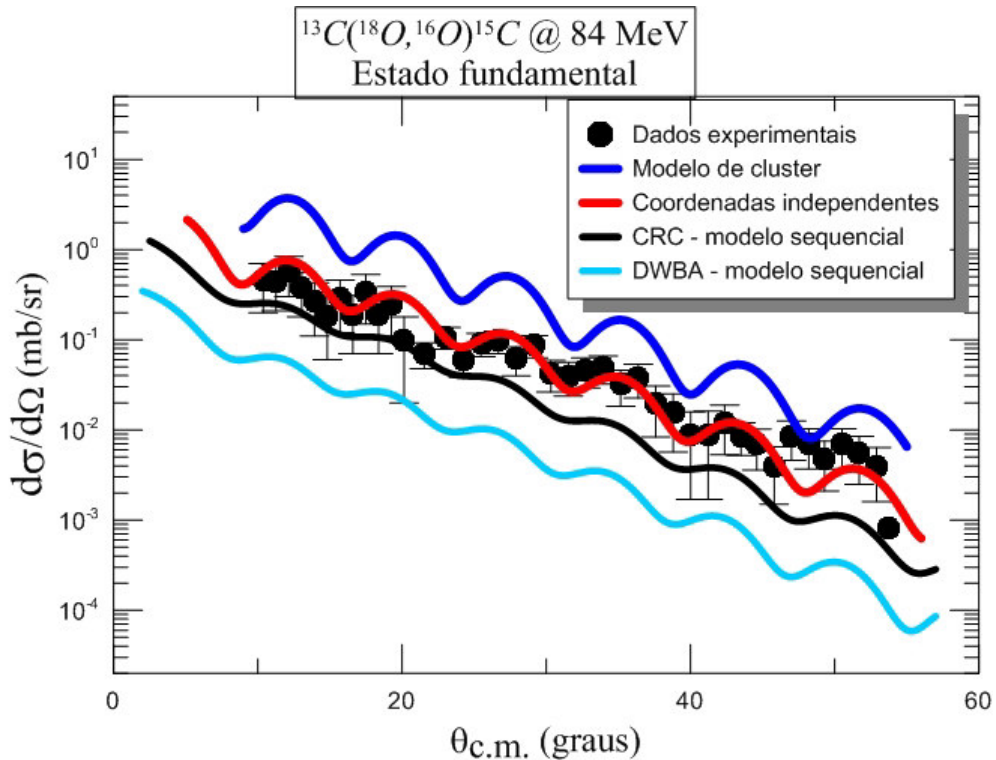


Figura 2.24: Seção de choque diferencial para o estado fundamental do  $^{15}C$ .

Na figura 2.24, constatamos um aumento da seção de choque diferencial do estado fundamental utilizando o modelo CRC, em relação ao DWBA. Isso se deve ao fato da aproximação DWBA (dois passos) considerar os acoplamentos da reação em apenas uma direção, desconsiderando, por exemplo, os acoplamentos de retorno. O cálculo CRC leva

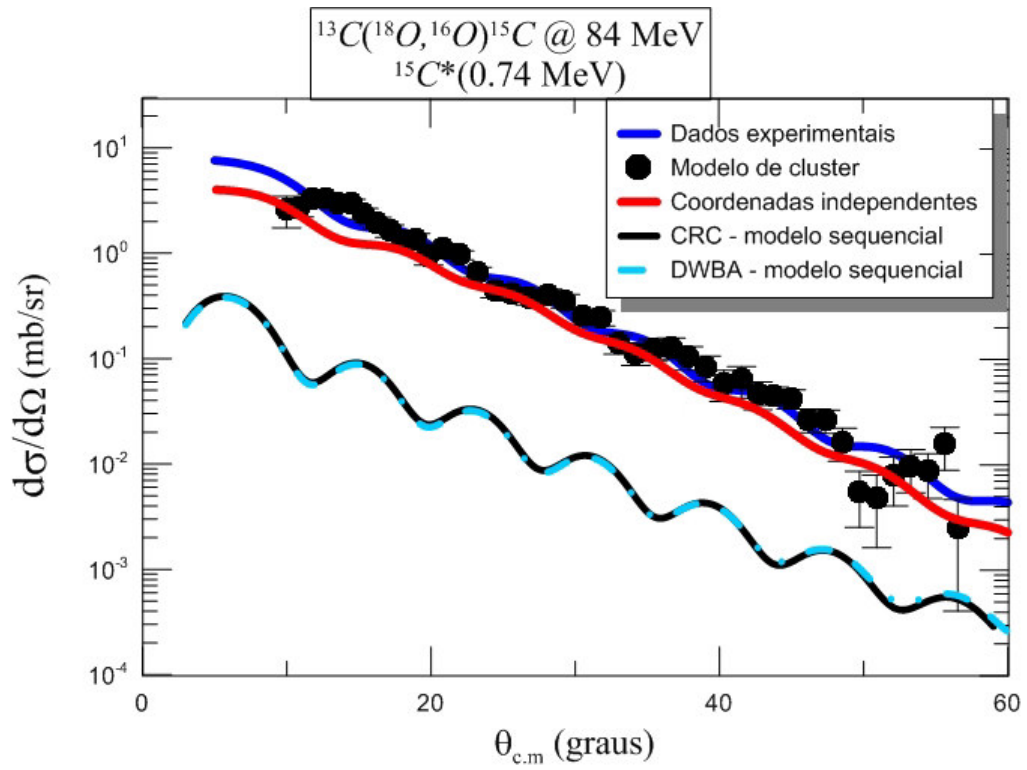


Figura 2.25: Seção de choque diferencial para o estado  $E^* = 0.74$  MeV do  $^{15}\text{C}$ .

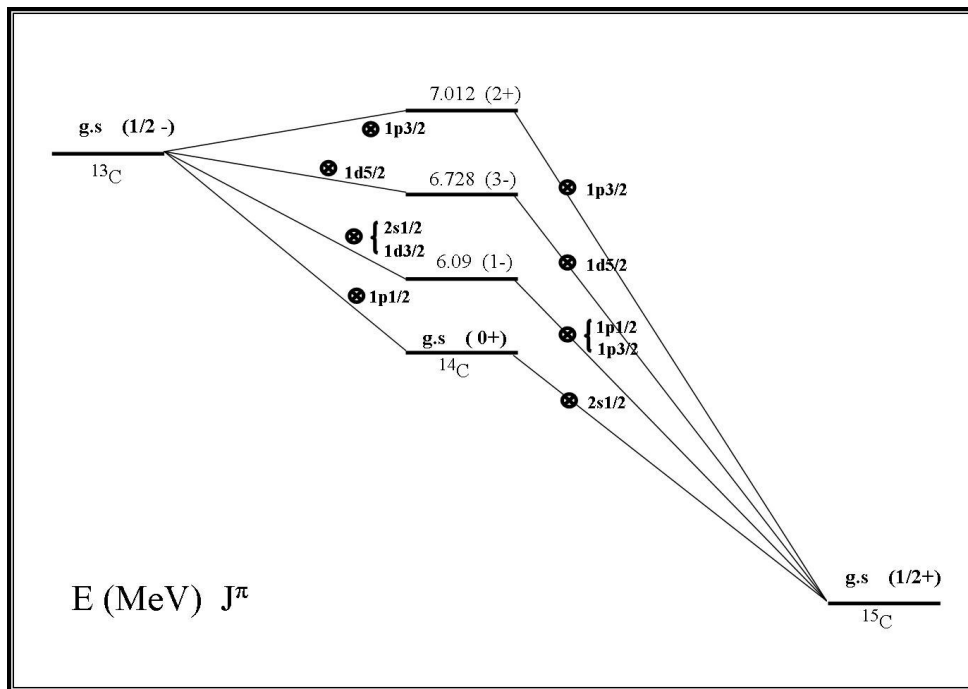


Figura 2.26: Esquema de acoplamento para a transferência sequencial de dois nêutrons para formar o estado fundamental do  $^{15}\text{C}$ .

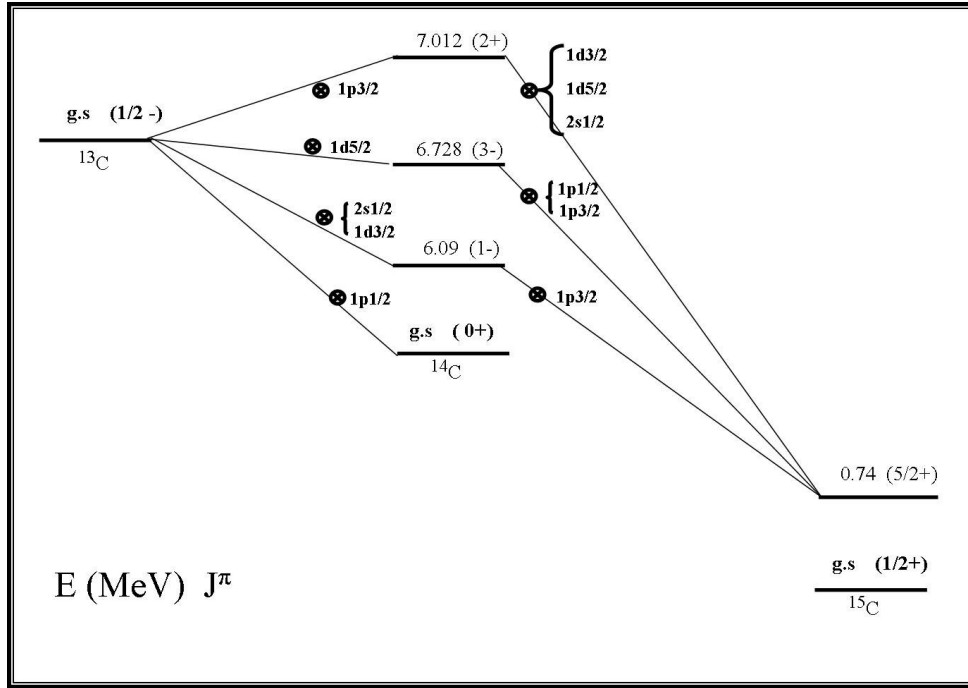


Figura 2.27: Esquema de acoplamento para a transferência sequencial de dois nêutrons para formar o primeiro estado excitado do  $^{15}\text{C}$ .

em conta todos os acoplamentos envolvidos e, portanto, o modelo DWBA se torna um caso especial do modelo CRC. Já na figura 2.25, verificamos que a seção choque do primeiro estado excitado do  $^{15}\text{C}$  é de uma a duas ordem de grandeza mais baixa que os dados experimentais, aproximadamente. Os resultados obtidos nessas figuras indicam que a transferência sequencial fornecem seções de choque muito menores em relação às obtidas por um processo direto. Isso mostra a fundamental importância da correlação entre dois nêutrons na transferência.

O cálculo de canais de reação acoplados realizado na transferência direta, usando o modelo microscópico de interação, sugere que, se construirmos o estado fundamental do  $^{18}\text{O}$  representado, de forma aproximada, pela função estado

$$|^{18}\text{O}_{g.s.}(0^+)\rangle = 0.2408|(p_{1/2})^2\rangle - 0.8707|(d_{5/2})^2\rangle - 0.3667|(s_{1/2})^2\rangle, \quad (2.1)$$

o estado *single particle* que tem maior influência nesse processo de reação está relacionado ao orbital  $2s_{1/2}$ . Para ver esse efeito, consideramos que a configuração pura do estado

fundamental do  $^{18}\text{O}$  é formada por apenas um desses estados *single particle*. Ou seja,  $|(p_{1/2})^2\rangle$ ,  $|(d_{5/2})^2\rangle$ , ou  $|(s_{1/2})^2\rangle$ . A figura 2.28 mostra que os dois primeiros estados contribuem da mesma maneira para a seção de choque e, além disso, para ângulos pequenos os resultados teóricos reproduzem bem os dados experimentais. Ao passo que, quando os ângulos vão se tornando cada vez maiores os resultados teóricos começam a se distanciar dos dados experimentais. Para o estado  $|(2s_{1/2})^2\rangle$  os resultados teóricos descrevem bem os dados experimentais.

De forma análoga, consideramos o estado fundamental do  $^{18}\text{O}$  formado por apenas dois estados puros com o objetivo de verificar a relação de coerência ou incoerência desses estados.

$$|^{18}\text{O}_{g.s}(0^+)\rangle = \begin{cases} 0.266|(p_{1/2})^2\rangle - 0.96|(d_{5/2})^2\rangle \\ 0.544|(p_{1/2})^2\rangle - 0.839|(s_{1/2})^2\rangle \\ -0.92|(d_{5/2})^2\rangle - 0.39|(s_{1/2})^2\rangle \end{cases} \quad (2.2)$$

e,

$$|^{15}\text{C}_{g.s}(1/2^+)\rangle = -0.6642|(p_{1/2}2s_{1/2})\rangle. \quad (2.3)$$

Sendo que em cada par de estados *single particle* realizamos a renormalização do estado do  $^{18}\text{O}$ .

Os resultados obtidos nas figuras 2.29 e 2.31 indicam que os estados  $1p_{1/2}$  e  $1d_{5/2}$  interagem de forma não-coerente, ocasionando a redução da seção de choque. Enquanto que a superposição dos estados  $1d_{5/2}$  e  $2s_{1/2}$  acontece de forma coerente, aumentando a seção de choque. Em ambos os casos, para ângulos pequenos os dados teóricos se aproximam dos dados experimentais e para ângulos maiores essas informações vão se distanciando umas das outras.

Observa-se, desses resultados, que o modelo sequencial, se comparado aos modelos *cluster* e de coordenadas independentes, não descreve bem os resultados experimentais, uma vez que, as seções de choque do  $^{15}\text{C}$  calculadas utilizando esse modelo foram de uma a duas ordens de grandezas mais baixas que os resultados experimentais.

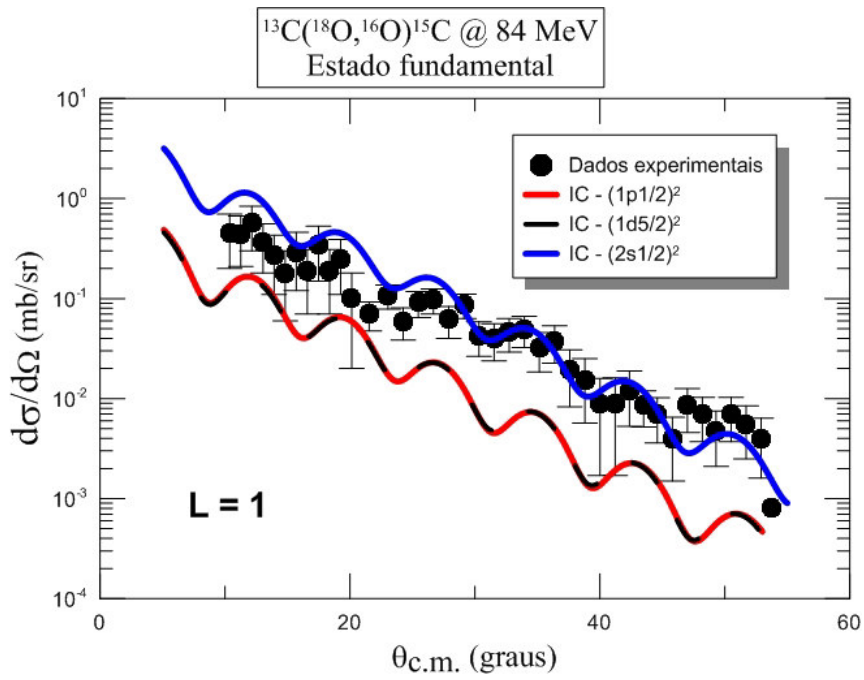


Figura 2.28: Comparação das influências dos estados *single particle* do  $^{18}\text{O}$  na seção de choque do  $^{15}\text{C}$ .

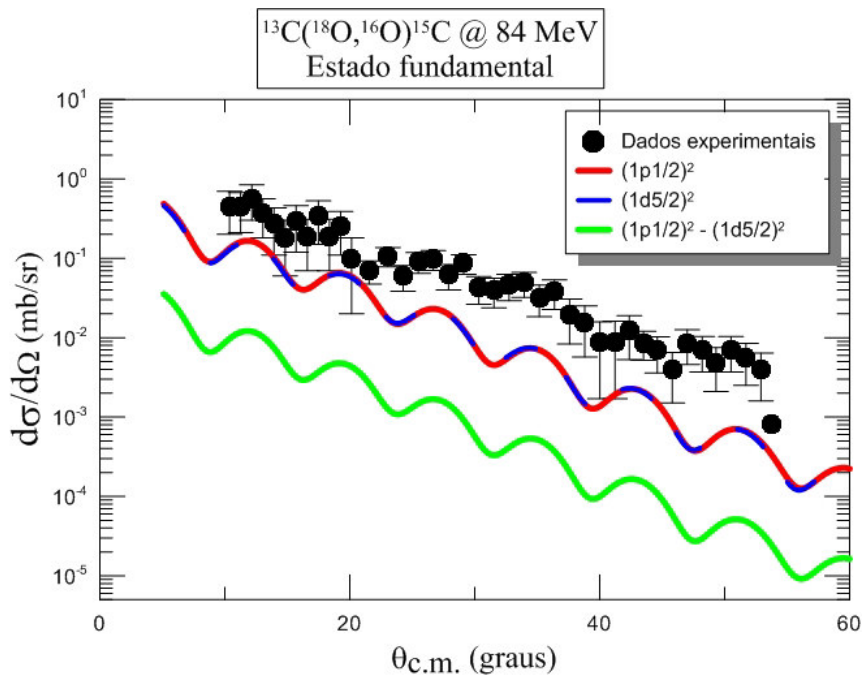


Figura 2.29: Comparação da coerência e incoerência entre os estados *single particle*  $1p_{1/2}$  e  $1d_{5/2}$  do  $^{18}\text{O}$ .

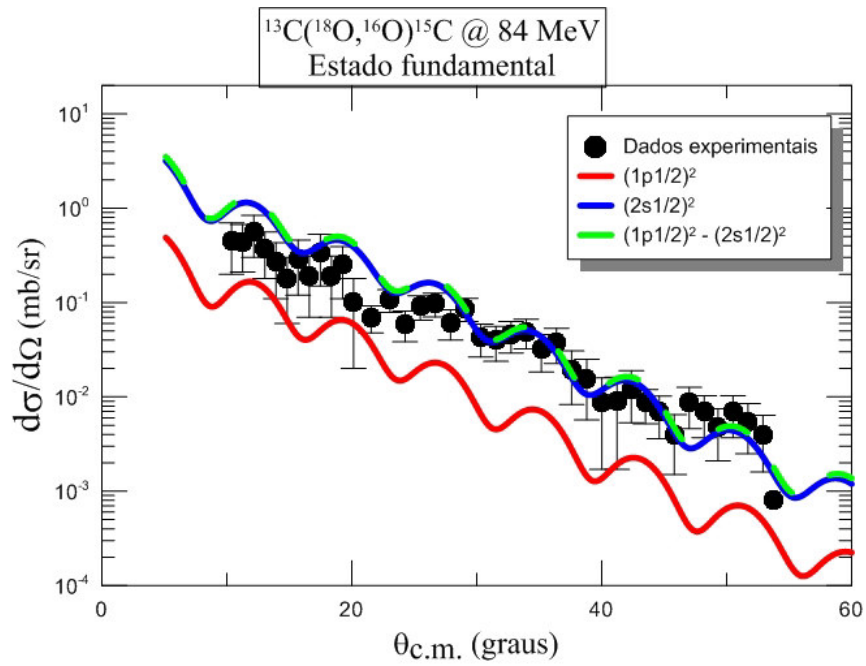


Figura 2.30: Comparação da coerência e incoerência entre os estados *single particle*  $1p_{1/2}$  e  $2s_{1/2}$  do  $^{18}\text{O}$ .

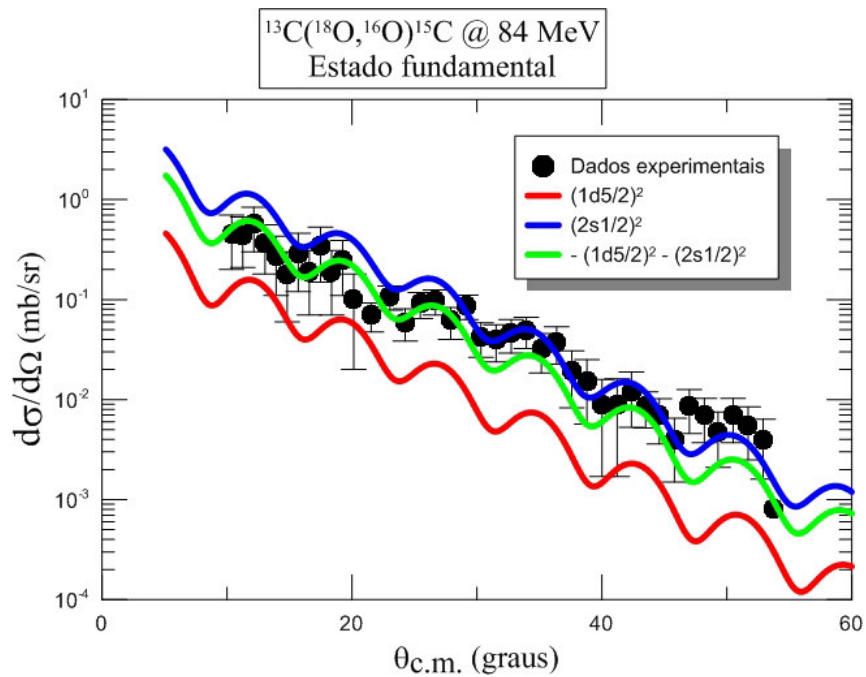


Figura 2.31: Comparação da coerência e incoerência entre os estados *single particle*  $1d_{5/2}$  e  $2s_{1/2}$  do  $^{18}\text{O}$ .

# Capítulo 3

## Conclusões e Perspectivas Futuras

Neste trabalho, realizamos cálculos de transferência de dois nêutrons na reação  $^{13}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{15}\text{C}$  utilizando o método de CRC e DWBA (transferência sequencial) com o objetivo de investigar a influência da força de emparelhamento nessa reação. Extraímos as seções de choque de cada partição final através do código FRESCO e por meio dela foi possível concluir que tanto o modelo de coordenadas independentes, quanto o modelo cluster, descrevem bem as seções de choque dessa reação de transferência. A soma dos acoplamentos para momento angular intrínseco  $S = 0$  superestima a seção de choque do estado fundamental e do  $^{15}\text{C}_{4.22}(5/2^-)$ , no modelo cluster. No entanto, está claro que todas as seções de choque diferenciais foram bem descritas por esse modelo. Todos os resultados são da mesma ordem de grandeza.

Por outro lado, considerando que os dois nêutrons transferidos são partículas espacialmente separadas, foi possível descrever com boa precisão as seções de choque diferenciais dos estados  $^{15}\text{C}_{g.s.}(1/2^+)$ ,  $^{15}\text{C}_{0.74}(5/2^+)$ ,  $^{15}\text{C}_{3.103}(1/2^-)$ ,  $^{15}\text{C}_{4.22}(5/2^-)$ ,  $^{15}\text{C}_{6.84}(9/2^-)$  e  $^{15}\text{C}_{7.35}(9/2^-)$  utilizando o modelo de coordenadas independentes.

Realizamos também cálculos considerando que os dois nêutrons são transferidos de forma sequencial a fim de verificar a influência dessa forma de transferência na seção de choque. Para isso, sabendo-se que a energia de separação de um nêutron do  $^{15}\text{C}$  é  $S_{1n} = 1.218\text{MeV}$ , consideramos apenas os estados ligados  $^{15}\text{C}_{g.s.}(1/2^+)$  e  $^{15}\text{C}_{0.74}(5/2^+)$ .



Da mesma maneira para o núcleo transitório ( $^{14}\text{C}$ ), sendo  $S_{1n} = 8.177\text{MeV}$ , utilizamos apenas os estados ligados  $^{14}\text{C}_{g.s.}(0^+)$ ,  $^{14}\text{C}_{6.09}(1^-)$ ,  $^{14}\text{C}_{6.728}(3^-)$  e  $^{14}\text{C}_{7.012}(2^+)$ . Verificamos que as seções de choque DWBA não são bem descritas por esse modelo de transferência.

Tanto para a transferência sequencial, quanto para a transferência direta em coordenadas independentes é necessário ter conhecimento das amplitudes espectroscópicas associadas aos núcleos doador e receptor. Essas amplitudes foram determinadas através do código NuShellX utilizando-se o modelo espacial **spsd<sub>pf</sub>** e interação fenomenológica **wbt**, à luz do modelo de camadas. Esse modelo espacial foi utilizado com o objetivo de descrever os estados mais energéticos do  $^{15}\text{C}$ .

Na reação  $^{13}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{15}\text{C}$ , a seção de choque de transferência de dois nêutrons sofre uma maior contribuição do estado puro  $|(2s_{1/2})^2\rangle$  do  $^{18}\text{O}_{g.s.}(0^+)$ , considerando a transferência elástica, em que os núcleos residuais permanecem no estado fundamental. Os cálculos foram realizados assumindo-se que dois nêutrons são arrancados de um mesmo orbital (configuração pura) do projétil e depositados no núcleo alvo com amplitude espectroscópica igual a um.

Os resultados obtidos para a seção de choque da reação de transferência de dois nêutrons do  $^{18}\text{O}_{g.s.}(0^+)$  para o  $^{13}\text{C}_{g.s.}(1/2^-)$  mostram que o processo direto é predominante, sendo considerado como mecanismo de primeira ordem, enquanto que a transferência sequencial (passando por uma partição intermediária) desses nucleons é considerada como mecanismo de segunda ordem. Essas evidências vão contra ao proposto por [22] no estudo da reação com íons pesados e por [5] no estudo da reação  $^{208}\text{Pb}(^{16}\text{O}, ^{18}\text{O})^{206}\text{Pb}$ , em que se observa uma predominância no processo de transferência sequencial. Foi constatado por [22] que, no caso dos íons pesados, a ação do emparelhamento dos dois nêutrons é induzir uma interferência construtiva entre os diferentes caminhos através dos estados intermediários, levando à construção de funções de onda de duas partículas correlacionadas.

Portanto, a exemplo da reação  $^{12}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{14}\text{C}$ , em que a transferência de um par de nêutrons correlacionados desempenha um papel dominante [15], a reação  $^{13}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{15}\text{C}$

apresenta a mesma característica. Isso significa que ao tentar transferir um nêutron, o segundo nêutron é transferido concomitantemente devido a ação da força de emparelhamento que há entre eles. Seria interessante dar continuidade a esses estudos com outros isótopos de carbono e/ou até mesmo com outros núcleos leves a fim de ratificar e/ou generalizar essa informação para essa classe de núcleos.

# Appendices

# Apêndice A

## Formalismo Teóricos - demonstrações

A função de onda  $\Psi$  obedece a equação de Schrödinger a seguir:

$$(E - H)\Psi = 0 \quad (\text{A.1})$$

$$(E - H)(P + Q)\Psi = 0 \quad (\text{A.2})$$

$$(EP + EQ - HP - HQ)\Psi = 0 \quad (\text{A.3})$$

Os operadores  $P$  e  $Q$  possuem as seguintes propriedades:

$$P^2 = P, \quad Q^2 = Q, \quad P + Q = 1, \quad PQ = QP = 0 \quad (\text{A.4})$$

Sendo  $P$  o operador projetor que projeta as funções de onda do espaço completo no espaço das funções de onda modelo.

Analogamente, defini-se  $Q$  como o operador que projeta as funções de onda no subespaço complementar à  $P$ .

Operando com o operador  $P$  ou  $Q$  pela esquerda na eq.A.3, obtemos:

$$(PEP + PEQ - PHP - PHQ)\Psi = 0 \quad (\text{A.5})$$

$$(EP^2 + EPQ - PHP - PHQ)\Psi = 0 \Rightarrow (EP - PHP - PHQ)\Psi = 0 \quad (\text{A.6})$$

$$(EP - PHP^2 - PHQ^2)\Psi = 0 \quad (\text{A.7})$$

$$EP\Psi - (PHP)P\Psi = (PHQ)Q\Psi \quad (\text{A.8})$$

Então:

$$[E - (PHP)]P\Psi = (PHQ)Q\Psi \quad (\text{A.9})$$

Da mesma maneira:

$$(QEP + QEQ - QHP - QHQ)\Psi = 0 \quad (\text{A.10})$$

$$(EQP + EQ^2 - QHP - QHQ)\Psi = 0 \Rightarrow (EQ - QHP - QHQ)\Psi = 0 \quad (\text{A.11})$$

$$(EQ - QHP^2 - QHQ^2)\Psi = 0 \quad (\text{A.12})$$

$$EQ\Psi - (QHQ)Q\Psi = (QHP)P\Psi \quad (\text{A.13})$$

$$Q\Psi = \frac{1}{E + i\epsilon - (QHP)}(QHP)P\Psi \quad (\text{A.14})$$

Levando a eq.A.14 na eq.A.13, chegamos à seguinte equação:

$$\left[ E - (PHP) - (PHQ)\frac{1}{E + i\epsilon - (QHP)}(QHP) \right] P\Psi = 0 \quad (\text{A.15})$$

Seja  $H_{ef}$ , a hamiltoniana efetiva no espaço das autofunções modelo, definida da seguinte forma:

$$H_{ef} = (PHP) - (PHQ)\frac{1}{E + i\epsilon - (QHP)}(QHP) \quad (\text{A.16})$$

## Apêndice B

# Espalhamento estacionário e a equação de Lippmann-Schwinger

Podemos decompor o estado de pacote de onda livre em superposições de ondas planas quando  $t = 0$ . Então:

$$|\mathbf{K}_a(0)\rangle = \Omega^{(+)} \int d^3k A(\mathbf{k} - \mathbf{k}_a) |\mathbf{k}\rangle \quad (\text{B.1})$$

Introduzindo o estado de espalhamento estacionário na equação anterior, definido por:

$$|\mathbf{k}^+\rangle = \Omega^{(+)} |\mathbf{k}\rangle \quad (\text{B.2})$$

Chegamos a seguinte expressão:

$$|K_a^+(0)\rangle = \int d^3k A(\mathbf{k} - \mathbf{k}_a) |\mathbf{k}^+\rangle \quad (\text{B.3})$$

Além disso,  $\Omega^{(+)}$  é o operador de *Møller*, definido por:

$$\Omega^{(+)} = \frac{\epsilon}{\hbar} \int_{-\infty}^0 d\tau \exp\left(\frac{\epsilon}{\hbar}\tau\right) \exp\left(\frac{i}{\hbar}H\tau\right) \exp\left(\frac{-i}{\hbar}T\tau\right) \quad (\text{B.4})$$

Então, o estado de espalhamento estacionário pode ser escrito da seguinte forma:

$$\begin{aligned} |K_a^+(0)\rangle &= \frac{\epsilon}{\hbar} \int_{-\infty}^0 d\tau \exp\left(\frac{\epsilon}{\hbar}\tau\right) \exp\left(\frac{i}{\hbar}H\tau\right) \exp\left(\frac{-i}{\hbar}T\tau\right) |\mathbf{k}\rangle \\ &= \frac{\epsilon}{\hbar} \int_{-\infty}^0 d\tau \exp\left[\frac{-i}{\hbar}(E - H + i\epsilon)\tau\right] |\mathbf{k}\rangle = \frac{i\epsilon}{E - H + i\epsilon} |\mathbf{k}\rangle \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

Podemos reescrever a eq.B.5 do estado de espalhamento estacionário do seguinte modo:

$$|\mathbf{k}^+\rangle = \frac{1}{E - H + i\epsilon}(E - H + i\epsilon + H - E)|\mathbf{k}\rangle \quad (\text{B.6})$$

$$|\mathbf{k}^+\rangle = |\mathbf{k}\rangle + \frac{1}{E - H + i\epsilon}(H - E)|\mathbf{k}\rangle \quad (\text{B.7})$$

Sendo  $H = T + V$ , obtemos:

$$|\mathbf{k}^+\rangle = |\mathbf{k}\rangle + \frac{1}{E - H + i\epsilon}(T + V - E)|\mathbf{k}\rangle \quad (\text{B.8})$$

O operador  $T$  aplicado no estado de onda plana possui autovalor  $E$ , caracterizando o estado do pacote de onda livre. Então, dessa forma, chegamos à seguinte expressão:

$$|\mathbf{k}^+\rangle = |\mathbf{k}\rangle + \frac{1}{E - H + i\epsilon}V|\mathbf{k}\rangle \quad (\text{B.9})$$

É importante mencionar que o operador  $(E - H + i\epsilon)^{-1}V|\mathbf{k}\rangle$  é considerado não singular para valores de  $E$ , desde que  $H$  seja hermitiano e  $\epsilon$  seja finito. Os estado de espalhamento estacionário  $|\mathbf{k}^\pm\rangle$  são autoestados da Hamiltoniana completa  $H$  com autovalores  $E$ , ou seja, elas satisfazem a equação de Schrödinger  $(H - E)|\mathbf{k}^\pm\rangle = 0$ . Além disso, o fato dos estados  $|\mathbf{k}^\pm\rangle$  serem autoestados de  $H$  justifica esses serem considerados estados estacionários.

## B.1 A equação de Lippmann-Schwinger

Faremos as seguintes substituições:  $|\mathbf{k}\rangle \rightarrow |\mathbf{a}\rangle$ ,  $|\mathbf{k}^\pm\rangle \rightarrow |\mathbf{a}^\pm\rangle$ ,  $E \rightarrow E_a$ ,  $|\mathbf{k}'\rangle \rightarrow |\mathbf{b}\rangle$  e  $\delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \rightarrow \delta_{ab}$ . Então, ficamos com a seguinte equação:

$$|\mathbf{a}^\pm\rangle = \frac{\pm i\epsilon}{E_a - H \pm i\epsilon}|\mathbf{a}\rangle \quad (\text{B.10})$$

Se multiplicarmos a eq. B.10 pela esquerda por  $E_a - H \pm i\epsilon$  e depois por  $(E_a - T \pm i\epsilon)^{-1}$ , obtemos a seguinte expressão:

$$(E_a - T \pm i\epsilon)^{-1}(E_a - H \pm i\epsilon)|\mathbf{a}^\pm\rangle = (E_a - T \pm i\epsilon)^{-1}(E_a - H \pm i\epsilon) \left( \frac{\pm i\epsilon}{E_a - H \pm i\epsilon}|\mathbf{a}\rangle \right) \quad (\text{B.11})$$

$$(E_a - T \pm i\epsilon)^{-1}(E_a - H(= T + V) \pm i\epsilon)|a^\pm\rangle = \left( \frac{\pm i\epsilon}{E_a - T \pm i\epsilon} |a\rangle \right) \quad (\text{B.12})$$

$$(E_a - T \pm i\epsilon)^{-1}(E_a - T - V \pm i\epsilon)|a^\pm\rangle = \left( \frac{\pm i\epsilon}{E_a - T \pm i\epsilon} |a\rangle \right) \quad (\text{B.13})$$

$$\left( \frac{E_a - T \pm i\epsilon}{E_a - T \pm i\epsilon} \right) |a^\pm\rangle + \frac{V}{E_a - T \pm i\epsilon} |a^\pm\rangle = \left( \frac{\pm i\epsilon}{E_a - T \pm i\epsilon} |a\rangle \right) \quad (\text{B.14})$$

$$|a^\pm\rangle - \frac{V}{E_a - T \pm i\epsilon} |a^\pm\rangle = \left( \frac{\pm i\epsilon}{E_a - T \pm i\epsilon} |a\rangle \right) \quad (\text{B.15})$$

$$|a^\pm\rangle - \frac{V}{E_a - T \pm i\epsilon} |a^\pm\rangle = \left( \frac{\pm i\epsilon}{E_a - E_a \pm i\epsilon} |a\rangle \right) \quad (\text{B.16})$$

$$|a^\pm\rangle - \frac{V}{E_a - T \pm i\epsilon} |a^\pm\rangle = |a\rangle \quad (\text{B.17})$$

$$|a^\pm\rangle = |a\rangle + \frac{1}{E_a - T \pm i\epsilon} V |a^\pm\rangle \quad (\text{B.18})$$

A equação estacionária dada pela eq.B.18 é conhecida como equação de Lippmann-Schwinger. Essa equação relaciona explicitamente o estado de onda livre com o estado de espalhamento estacionário. Podemos escrevê-la na representação das coordenadas, de modo que:

$$\langle \mathbf{r} | a^\pm \rangle = \langle \mathbf{r} | a \rangle + \langle \mathbf{r} | \frac{1}{E_a - T \pm i\epsilon} V | a^\pm \rangle \quad (\text{B.19})$$

Introduzindo, na eq.B.19, as identidades:

$$\int d^3 \mathbf{r}'' | \mathbf{r}'' \rangle \langle \mathbf{r}'' | \quad , \quad \int d^3 \mathbf{r}' | \mathbf{r}' \rangle \langle \mathbf{r}' | \quad (\text{B.20})$$

Obtemos:

$$\langle \mathbf{r} | a^\pm \rangle = \langle \mathbf{r} | a \rangle + \int d^3 r' \int d^3 r'' \langle \mathbf{r} | \frac{1}{E_a - T \pm i\epsilon} | \mathbf{r}' \rangle \langle \mathbf{r}' | V | \mathbf{r}'' \rangle \langle \mathbf{r}'' | a^\pm \rangle \quad (\text{B.21})$$

Finalmente,

$$\langle \mathbf{r} | \mathbf{k}^\pm \rangle = \langle \mathbf{r} | \mathbf{k} \rangle + \int d^3 r' \int d^3 r'' \langle \mathbf{r} | \frac{1}{E - T \pm i\epsilon} | \mathbf{r}' \rangle \langle \mathbf{r}' | V | \mathbf{r}'' \rangle \langle \mathbf{r}'' | \mathbf{k}^\pm \rangle \quad (\text{B.22})$$

Da eq.B.22, temos:

$$\langle \mathbf{r} | \mathbf{k}^\pm \rangle = \Psi_{\mathbf{k}}^\pm(\mathbf{r}) \quad , \quad \Psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \quad , \quad G(\mathbf{r}, \mathbf{r}', E) = \langle \mathbf{r} | \frac{1}{E - T \pm i\epsilon} | \mathbf{r}' \rangle \quad (\text{B.23})$$



Sendo  $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}', E)$ , a função de Green. Podemos introduzir a identidade  $\int d^3\mathbf{k} |\mathbf{k}\rangle \langle \mathbf{k}|$  nessa função de Green para obter uma expressão na representação das coordenadas. Então:

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}', E) = \int d^3\mathbf{k} \langle \mathbf{r} | \mathbf{k}' \rangle \langle \mathbf{k}' | \frac{1}{E - T \pm i\epsilon} | \mathbf{r}' \rangle \quad (\text{B.24})$$

Atuando com o operador energia cinética no estado de pacote de onda livre  $|\mathbf{k}'\rangle$ , chegamos à seguinte expressão:

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}', E) = \int d^3\mathbf{k} \frac{\langle \mathbf{r} | \mathbf{k}' \rangle \langle \mathbf{k}' | \mathbf{r}' \rangle}{E - (\hbar^2 k'^2 / 2\mu) \pm i\epsilon} \quad (\text{B.25})$$

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}', E) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3\mathbf{k} \frac{e^{-i\mathbf{k}' \cdot (\mathbf{r}' - \mathbf{r})}}{E - (\hbar^2 k'^2 / 2\mu) \pm i\epsilon} \quad (\text{B.26})$$

Utilizamos na passagem da eq.B.25 para a eq.B.26, a eq. B.15. Resolvendo a integral dada pela eq.B.26, obtemos a seguinte solução para a função de Green:

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}', E) = \frac{-\mu}{2\pi\hbar^2} \frac{e^{\pm ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (\text{B.27})$$

# Apêndice C

## Input no código NuShellX

```
cl5.ans                                     28/12/2014
-----
lpe, 5                                     ! option (lpe or lan), neig (zero=10)
spsdpf                                     ! model space (*.sp) name (a8)
y                                           ! any restrictions (y/n)
s
      2, 2, ! min,max in orbit pls 1/2
      2, 4, ! min,max in orbit plp 3/2
      0, 2, ! min,max in orbit plp 1/2
      0, 0, ! min,max in orbit pld 5/2
      0, 0, ! min,max in orbit pld 3/2
      0, 0, ! min,max in orbit p2s 1/2
      0, 0, ! min,max in orbit plf 7/2
      0, 0, ! min,max in orbit plf 5/2
      0, 0, ! min,max in orbit p2p 3/2
      0, 0, ! min,max in orbit p2p 1/2
      2, 2, ! min,max in orbit nls 1/2
      2, 4, ! min,max in orbit nlp 3/2
      0, 2, ! min,max in orbit nlp 1/2
      0, 4, ! min,max in orbit nld 5/2
      0, 4, ! min,max in orbit nld 3/2
      0, 2, ! min,max in orbit n2s 1/2
      0, 2, ! min,max in orbit nlf 7/2
      0, 2, ! min,max in orbit nlf 5/2
      0, 0, ! min,max in orbit n2p 3/2
      0, 0, ! min,max in orbit n2p 1/2
wbt                                         ! interaction (*.int) name (a8)
6                                           ! number of protons
15                                          ! number of nucleons
0.5, 4.5, 1.0, ! min J, max J, del J
2                                           ! parity (0 for +) (1 for -) (2 for both)
-----
lpe, 1                                     ! option (lpe or lan), neig (zero=10)
6                                           ! number of protons
13                                          ! number of nucleons
0.5, 0.0, 1.0, ! min J, max J, del J
1                                           ! parity (0 for +) (1 for -) (2 for both)
-----
den                                         ! option
2                                           ! 1, 2 or t
tt6d11                                     ! initial file name (default = tt6d11)
1                                           ! max number
tt6f01                                     ! final file name (default = tt6d11)
5                                           ! max number
0.5, 0.5, 1.0, ! min, max J, del J for tt6d11
0.5, 0.5, 1.0, ! min, max J, del J for tt6f01
n                                           ! restrict coupling for operator
-----
den                                         ! option
2                                           ! 1, 2 or t
tt6d11                                     ! initial file name (default = tt6d11)
1                                           ! max number
tt6f05                                     ! final file name (default = tt6d11)
5                                           ! max number
0.5, 0.5, 1.0, ! min, max J, del J for tt6d11
2.5, 2.5, 1.0, ! min, max J, del J for tt6f05
n                                           ! restrict coupling for operator
-----
st                                         ! option
```

Figura C.1: Input do código NuShellX para o cálculo das funções de onda e amplitudes espectroscópicas na reação  $^{13}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{15}\text{C}$ .

## Apêndice D

Input modelo de Cluster, Coordenadas  
Independentes e Modelo Sequencial  
(CRC e DWBA)

```

180+C13 2n transfer, cluster model
0.03      30.0      0.05      0.0300  3.750      0.20
0.300.   -1.0000 F
0  5.0     60.     0.1
0.001     10012  1  30
1 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 1
18-O      17.9992  8.0          2  13-C      13.0033  6.0          0.00
0.0      +1 0.0          1  0.5      -1 0.0
2.0      +1 1.9822          1          1
16-O      15.9949  8.0        10  15-C      15.0106  6.0          -2.7939
0.0      +1 0.0          3  0.5      +1 0.0
3.0      -1 6.1304          3          1
          1          3  2.5      +1 0.74
          1          3  0.5      -1 3.103
          1          3  2.5      -1 4.22
          1          3  1.5      -1 4.657
          1          3  3.5      -1 6.84
          1          3  4.5      -1 6.64
          1          3  3.5      -1 7.35
          1          3  4.5      -1 7.35

1 0 0 18.     13.0     1.06
110     0.00     6.6845
1 1 9 1.0     0.0     1.06
110          1.13
1 1 9 0.0     0.6     1.06
3 0 0 16.     15.     1.06
3 1 9 1.0     0.78     1.06
6 0 0 16.0     1.2
6 1 0 60.0     1.20     0.60
7 0 0 13.0     1.25
7 1 0 60.0     1.28     0.60
8 0 0 16.0     13.0     1.06
8 1 9 1.0     0.78     1.06
0
1 1 2 1 0 3 0 0.0 0.0 6 0 12.189 1 0 0 1.00
9 1 2 1 0 2 2 0.0 2.0 6 10.2068 1 0 0 1.00
2 1 2 1 0 2 3 0.0 1 3.0 2 6 0 18.3194 1 0 0 1.00
3 1 2 2 0 2 1 0.0 1 1.0 1 7 0 9.395 1 0 0 1.00
10 1 2 2 0 1 3 0.0 1 3.0 3 7 0 8.6550 1 0 0 1.00
4 1 2 2 0 3 0 0.0 1 0.0 4 7 0 6.2920 1 0 0 1.00
11 1 2 2 0 2 2 0.0 1 2.0 5 7 0 5.1750 1 0 0 1.00
5 1 2 2 0 2 2 0.0 1 2.0 6 7 0 4.735 1 0 0 1.00
6 1 2 2 0 1 4 0.0 1 4.0 7 7 0 2.5550 1 0 0 1.00
7 1 2 2 0 1 4 0.0 1 4.0 8 7 0 2.045 1 0 0 1.00
0
2 1 7 1 1 8
1 1 1 1 1.0
1 1 2 2 1.0
1 2 1 9 -0.32
2 1 1 3 1.0
2 3 1 10 1.0
2 4 1 4 1.0
2 5 1 11 1.0
2 6 1 5 1.0
2 7 1 6 1.0
2 8 1 6 1.0
2 9 1 7 1.0
-2 10 1 7 1.0
2 1 8 1 0 0
0.050 10010 1 30
0 1 1
84.0

```

```

18O+C13 2n transfer  coordenadas independientes
0.05 30.0 0.05 0.0300 3.750 0.20 1.000 20.0 0.00
0.100. -1.0000 F
0 5.0 60. 0.1
0.001 10013 1 30
1 0 0 0 1 0 0 0 0 0 0 1
18-O 17.9992 8.0 2 13-C 13.0033 6.0 0.00
0.0 +1 0.0 1 0.5 -1 0.0
2.0 +1 1.9822 1 1
16-O 15.9949 8.0 10 15-C 15.0106 6.0 -2.7939
0.0 +1 0.0 3 0.5 +1 0.0
3.0 -1 6.1304 3 1
1 3 2.5 +1 0.74
1 3 0.5 -1 3.103
1 3 2.5 -1 4.22
1 3 1.5 -1 4.657
1 3 3.5 -1 6.84
1 3 4.5 -1 6.84
1 3 3.5 -1 7.35
1 3 4.5 -1 7.35
17-O 16.9991 8.0 1 14-C 14.0032 6.0 0.131
2.5 +1 0.0 5 0.0 +1 0.0

1 0 0 13. 18.0 1.06
110 0.00 6.6845
111 0.0 3.0191
1 1 9 1.0 0.0 1.06
110 1.13
111 0.0 2.079 0.0
1 1 9 0.0 0.6 1.06
3 0 0 15. 16. 1.06
3 1 9 1.0 0.0 1.06
3 1 9 0.0 0.78 1.06
5 0 0 14. 17.0 1.06
6 0 0 17.0 1.2
6 1 0 50.0 1.30 0.80
6 3 0 6.0 1.26 0.70
7 0 0 14.0 1.25
7 1 0 50.0 1.30 0.70
7 3 0 7.0 1.25 0.65
8 0 0 13.0 16.0 1.06
8 1 9 1.0 0.78 1.06
0
11 1 3 1 0 1 1 0.5 0.5 6 0 6.0945 1 0 0 1.00
12 1 3 1 0 1 2 0.5 2.5 6 0 6.0945 1 0 0 1.00
13 1 3 1 0 2 0 0.5 0.5 6 0 6.0945 1 0 0 1.00
21 1 3 1 0 1 2 0.5 2.5 6 0 5.1034 1 0 0 1.00
22 1 3 1 0 2 0 0.5 0.5 6 0 5.1034 1 0 0 1.00
31 1 3 1 0 1 1 0.5 0.5 6 0 9.1597 1 0 0 1.00
32 1 3 1 0 1 2 0.5 2.5 6 0 9.1597 1 0 0 1.00
41 2 3 2 0 1 1 0.5 0.5 7 0 4.697 1 0 0 1.00
42 2 3 2 0 2 0 0.5 0.5 7 0 4.697 1 0 0 1.00
51 2 3 2 0 1 1 0.5 0.5 7 0 4.327 1 0 0 1.00
52 2 3 2 0 1 2 0.5 2.5 7 0 4.327 1 0 0 1.00
61 2 3 2 0 1 2 0.5 2.5 7 0 3.146 1 0 0 1.00
62 2 3 2 0 1 2 0.5 1.5 7 0 3.146 1 0 0 1.00
63 2 3 2 0 2 0 0.5 0.5 7 0 3.146 1 0 0 1.00
64 2 3 2 0 1 2 0.5 2.5 7 0 2.587 1 0 0 1.00
65 2 3 2 0 1 2 0.5 1.5 7 0 2.587 1 0 0 1.00
66 2 3 2 0 2 0 0.5 0.5 7 0 2.587 1 0 0 1.00
71 2 3 2 0 1 2 0.5 2.5 7 0 2.367 1 0 0 1.00
72 2 3 2 0 1 2 0.5 1.5 7 0 2.367 1 0 0 1.00
73 2 3 2 0 2 0 0.5 0.5 7 0 2.367 1 0 0 1.00
81 2 3 2 0 1 2 0.5 2.5 7 0 1.277 1 0 0 1.00
82 2 3 2 0 1 2 0.5 1.5 7 0 1.277 1 0 0 1.00
83 2 3 2 0 2 0 0.5 0.5 7 0 1.277 1 0 0 1.00
84 2 3 2 0 1 1 0.5 0.5 7 0 1.277 1 0 0 1.00
85 2 3 2 0 1 3 0.5 3.5 7 0 1.277 1 0 0 1.00

```

91	2 3 2 0	1 2	0.5	2.5	7 0	1.277	1 0 0	1.00
92	2 3 2 0	1 2	0.5	1.5	7 0	1.277	1 0 0	1.00
94	2 3 2 0	1 2	0.5	2.5	7 0	1.022	1 0 0	1.00
95	2 3 2 0	1 2	0.5	1.5	7 0	1.022	1 0 0	1.00
96	2 3 2 0	2 0	0.5	0.5	7 0	1.022	1 0 0	1.00
97	2 3 2 0	1 1	0.5	0.5	7 0	1.022	1 0 0	1.00
98	2 3 2 0	1 3	0.5	3.5	7 0	1.022	1 0 0	1.00
88	2 3 2 0	1 2	0.5	2.5	7 0	1.022	1 0 0	1.00
89	2 3 2 0	1 2	0.5	1.5	7 0	1.022	1 0 0	1.00
101120	1 2 1 6	3 0	0.0	0.0	1 0	0.01	0 0 0	
11 11	0.24080	12 12		-0.8707	13 13		-0.3667	
121140	1 2 1 6	2 0	0.0	2.0	1 0	0.01	0 0 0	
21 21	0.6412	21 22		0.6378				
141160	1 2 1 6	1 0	0.0	3.0	1 0	0.01	0 0 0	
31 32	0.8008							
161180	1 2 2 6	1 0	0.0	1.0	1 0	0.01	0 0 0	
41 42	-0.66358							
181200	1 2 2 6	1 0	0.0	3.0	1 0	0.01	0 0 0	
51 52	0.84700							
201220	1 2 2 6	3 0	0.0	0.0	1 0	0.01	0 0 0	
61 61	-0.67323	62 62		-0.20155	63 63		-0.58584	
221240	1 2 2 6	2 0	0.0	2.0	1 0	0.01	0 0 0	
64 64	0.48192	64 66		0.70602	65 66		-0.24470	
241260	1 2 2 6	1 0	0.0	2.0	1 0	0.01	0 0 0	
71 72	0.11343	72 73		0.14424				
261280	1 2 2 6	3 0	0.0	4.0	1 0	0.01	0 0 0	
81 82	0.25816	81 83		0.74810	84 85		0.12511	
281300	1 2 2 6	2 0	0.0	4.0	1 0	0.01	0 0 0	
91 91	0.81203	91 92		0.31139				
301320	1 2 2 6	3 0	0.0	4.0	1 0	0.01	0 0 0	
94 95	0.26653	94 96		-0.37436	97 98		-0.20608	
321340	1 2 2 6	2 0	0.0	4.0	1 0	0.01	0 0 0	
88 88	0.33071	88 89		-0.54562				

0

2	1	7 1 1 8	
	1	1 1 101	1.0
	1	1 2 141	1.0
	1	2 1 121	-1.0
	2	1 1 161	1.0
	2	3 1 181	1.0
	2	4 1 201	1.0
	2	5 1 221	1.0
	2	6 1 241	1.0
	2	7 1 261	1.0
	2	8 1 281	1.0
	2	9 1 301	1.0
	-2	10 1 321	1.0
2	1	8 1 0 0	
0.050	10012	1 30	
0	1	1	

84.0

41 42 -0.66358

11 11 0.24080 12 12 -0.8707 13 13 -0.3667

2 1 8 1 0 0  
0.050 10010 1 30

```

180+C13 2n sequential transfer (DWBA)
0.05 20.0 0.025 0.0300 2.500 0.08
0.100. -1.0000 F
0 0.0 60. 0.1
0.01 2 2 2 1 30
1 0 0 0 1 0 0 0 0 0 0 1
18-0 17.9992 8.0 2 13-C 13.0033 6.0 0.00
0.0 +1 0.0 1 0.5 -1 0.0
2.0 +1 1.9822 1 1
17-0 16.9991 8.0 7 14-C 14.0032 6.0 0.131
2.5 +1 0.0 8 0.0 +1 0.0
0.5 +1 0.8077 8 1
0.5 -1 3.0553 8 1
2.5 -1 3.8428 8 1
1 8 1.0 -1 6.09
1 8 3.0 -1 6.73
1 8 2.0 +1 6.98
16-0 15.9949 8.0 3 15-C 15.0106 6.0 -2.925
0.0 +1 0.0 3 0.5 +1 0.0
3.0 -1 6.1304 3 1
1 3 2.5 +1 0.74

1 0 0 18. 13.0 1.06
110 0.00 6.6845
111 0.0 3.0191
1 1 9 1.0 0.0 1.06
110 1.13
111 0.0 2.079 0.0
1 1 9 0.0 0.6 1.06
3 0 0 16. 15. 1.06
3 1 9 1.0 0.78 1.06
6 0 0 16.0 1.2
6 1 0 60.0 1.20 0.60
7 0 0 13.0 1.25
7 1 0 90.0 1.25 0.65
8 0 0 17.0 14. 1.06
8 1 9 1.0 0.78 1.06
9 0 0 17.0 1.25
9 1 0 60.0 1.26 0.70
9 3 0 6.0 1.26 0.70
10 0 0 13.0 1.25
10 1 0 90.0 1.25 0.65
10 4 0 7.0 1.25 0.65
11 0 0 16.0 1.25
11 1 0 60.0 1.20 0.6
11 3 0 6.0 1.20 0.6
12 0 0 14.0 1.25
12 1 0 90.0 1.25 0.65
12 4 0 7.0 1.25 0.65
0
1 1 2 1 0 1 2 0.5 2.5 1 9 0 8.045 1 0 0 1.00
2 1 2 1 0 2 0 0.5 0.5 2 9 0 8.8527 1 0 0 1.00
3 1 2 1 0 2 1 0.5 1 0.5 3 9 0 11.1003 1 0 0 1.00
4 1 2 1 0 1 3 0.5 1 2.5 4 9 0 11.8878 1 0 0 1.00
5 1 2 2 0 1 1 0.5 1 0.5 1 10 0 8.176 1 0 0 1.00
6 1 2 2 0 1 0 0.5 1 0.5 5 10 0 2.086 1 0 0 1.00
7 1 2 2 0 2 0 0.5 1 0.5 5 10 0 2.086 1 0 0 1.00
8 1 2 2 0 1 2 0.5 1 1.5 5 10 0 2.086 1 0 0 1.00
9 1 2 2 0 1 2 0.5 1 2.5 6 10 0 1.446 1 0 0 1.00
10 1 2 2 0 1 1 0.5 1 1.5 7 10 0 1.196 1 0 0 1.00
20 2 3 1 0 1 2 0.5 1 2.5 1 11 0 4.144 1 0 0 1.00
21 2 3 1 0 2 3 0.5 1 2.5 2 11 0 10.2744 1 0 0 1.00
22 2 3 1 0 2 0 0.5 1 0.5 3 11 0 3.3363 1 0 0 1.00
23 2 3 1 0 1 1 0.5 1 0.5 4 11 0 4.202 1 0 0 1.00
24 2 3 2 0 1 0 0.5 1 0.5 1 12 0 1.218 1 0 0 1.00
25 2 3 2 0 2 0 0.5 1 0.5 1 12 0 1.218 1 0 0 1.00
28 2 3 2 0 1 1 0.5 5 0.5 1 12 0 7.308 1 0 0 1.00
29 2 3 2 0 1 1 0.5 5 1.5 1 12 0 7.308 1 0 0 1.00

```

30	2	3	2	0	1	1	0.5	5	1.5	3	12	0	6.568	1	0	0	1.00
41	2	3	2	0	1	2	0.5	6	2.5	1	12	0	7.948	1	0	0	1.00
42	2	3	2	0	1	1	0.5	6	0.5	3	12	0	7.208	1	0	0	1.00
43	2	3	2	0	1	1	0.5	6	0.5	3	12	0	7.208	1	0	0	1.00
57	2	3	2	0	1	1	0.5	7	1.5	1	12	0	8.198	1	0	0	1.00
58	2	3	2	0	1	0	0.5	7	0.5	3	12	0	7.458	1	0	0	1.00
59	2	3	2	0	2	0	0.5	7	0.5	3	12	0	7.458	1	0	0	1.00
60	2	3	2	0	1	2	0.5	7	1.5	3	12	0	7.458	1	0	0	1.00
61	2	3	2	0	1	2	0.5	7	2.5	3	12	0	7.458	1	0	0	1.00
0																	
2	1	7	1	1	0												
	1	1	1	1	1		1.212										
	1	1	2	2			0.491										
	1	1	3	3			1.4142										
	1	1	4	4			0.0										
	2	1	1	5			-1.337										
	2	5	1	6			0.0044										
	2	5	1	7			0.8602										
	2	5	1	8			0.1421										
	2	6	1	9			-0.9382										
	-2	7	1	10			-0.1405										
2	1	8	1	0	0												
0.050	100	9	1	30													
3	2	7	1	1	0												
	1	1	1	20			1.0										
	1	2	1	21			1.0										
	1	3	1	22			1.0										
	1	4	1	23			1.0										
	2	1	1	24			0.0072										
	2	1	1	25			0.9888										
	2	1	5	28			1.011										
	2	1	5	29			0.3559										
	2	3	5	30			-0.1769										
	2	1	6	41			-0.74										
	2	3	6	42			0.9834										
	2	3	6	43			0.0171										
	2	1	7	57			-0.3368										
	2	3	7	58			-0.0187										
	2	3	7	59			-0.0239										
	2	3	7	60			0.0320										
	-2	3	7	61			-0.1276										
3	2	8	1	0	0												
0.050	100	10	1	30													
0	1	1															
84.0																	



```

180+C13 2n sequential transfer (CRC)
0.05 20.0 0.025 0.0300 2.500 0.08
0.100. -1.0000 F
0 0.0 60. 0.1
0.001 10012 1 30
1 0 0 0 1 0 0 0 0 0 0 0 1
18-0 17.9992 8.0 2 13-C 13.0033 6.0 0.00
0.0 +1 0.0 1 0.5 -1 0.0
2.0 +1 1.9822 1 1
17-0 16.9991 8.0 7 14-C 14.0032 6.0 0.131
2.5 +1 0.0 8 0.0 +1 0.0
0.5 +1 0.8077 8 1
0.5 -1 3.0553 8 1
2.5 -1 3.8428 8 1
1 8 1.0 -1 6.09
1 8 3.0 -1 6.73
1 8 2.0 +1 6.98
16-0 15.9949 8.0 3 15-C 15.0106 6.0 -2.925
0.0 +1 0.0 3 0.5 +1 0.0
3.0 -1 6.1304 3 1
1 3 2.5 +1 0.74

1 0 0 18. 13.0 1.06
110 0.00 6.6845
111 0.0 3.0191
1 1 9 1.0 0.0 1.06
110 1.13
111 0.0 2.079 0.0
1 1 9 0.0 0.6 1.06
3 0 0 16. 15. 1.06
3 1 9 1.0 0.78 1.06
6 0 0 16.0 1.2
6 1 0 60.0 1.20 0.60
7 0 0 13.0 1.25
7 1 0 90.0 1.25 0.65
8 0 0 17.0 14. 1.06
8 1 9 1.0 0.78 1.06
9 0 0 17.0 1.25
9 1 0 60.0 1.26 0.70
9 3 0 6.0 1.26 0.70
10 0 0 13.0 1.25
10 1 0 90.0 1.25 0.65
10 4 0 7.0 1.25 0.65
11 0 0 16.0 1.25
11 1 0 60.0 1.20 0.6
11 3 0 6.0 1.20 0.6
12 0 0 14.0 1.25
12 1 0 90.0 1.25 0.65
12 4 0 7.0 1.25 0.65
0
1 1 2 1 0 1 2 0.5 2.5 1 9 0 8.045 1 0 0 1.00
2 1 2 1 0 2 0 0.5 0.5 2 9 0 8.8527 1 0 0 1.00
3 1 2 1 0 2 1 0.5 1 0.5 3 9 0 11.1003 1 0 0 1.00
4 1 2 1 0 1 3 0.5 1 2.5 4 9 0 11.8878 1 0 0 1.00
5 1 2 2 0 1 1 0.5 1 0.5 1 10 0 8.176 1 0 0 1.00
6 1 2 2 0 1 0 0.5 1 0.5 5 10 0 2.086 1 0 0 1.00
7 1 2 2 0 2 0 0.5 1 0.5 5 10 0 2.086 1 0 0 1.00
8 1 2 2 0 1 2 0.5 1 1.5 5 10 0 2.086 1 0 0 1.00
9 1 2 2 0 1 2 0.5 1 2.5 6 10 0 1.446 1 0 0 1.00
10 1 2 2 0 1 1 0.5 1 1.5 7 10 0 1.196 1 0 0 1.00
20 2 3 1 0 1 2 0.5 1 2.5 1 11 0 4.144 1 0 0 1.00
21 2 3 1 0 2 3 0.5 1 2.5 2 11 0 10.2744 1 0 0 1.00
22 2 3 1 0 2 0 0.5 1 0.5 3 11 0 3.3363 1 0 0 1.00
23 2 3 1 0 1 1 0.5 1 0.5 4 11 0 4.202 1 0 0 1.00
24 2 3 2 0 1 0 0.5 1 0.5 1 12 0 1.218 1 0 0 1.00
25 2 3 2 0 2 0 0.5 1 0.5 1 12 0 1.218 1 0 0 1.00
28 2 3 2 0 1 1 0.5 5 0.5 1 12 0 7.308 1 0 0 1.00
29 2 3 2 0 1 1 0.5 5 1.5 1 12 0 7.308 1 0 0 1.00

```

30	2	3	2	0	1	1	0.5	5	1.5	3	12	0	6.568	1	0	0	1.00
41	2	3	2	0	1	2	0.5	6	2.5	1	12	0	7.948	1	0	0	1.00
42	2	3	2	0	1	1	0.5	6	0.5	3	12	0	7.208	1	0	0	1.00
43	2	3	2	0	1	1	0.5	6	0.5	3	12	0	7.208	1	0	0	1.00
57	2	3	2	0	1	1	0.5	7	1.5	1	12	0	8.198	1	0	0	1.00
58	2	3	2	0	1	0	0.5	7	0.5	3	12	0	7.458	1	0	0	1.00
59	2	3	2	0	2	0	0.5	7	0.5	3	12	0	7.458	1	0	0	1.00
60	2	3	2	0	1	2	0.5	7	1.5	3	12	0	7.458	1	0	0	1.00
61	2	3	2	0	1	2	0.5	7	2.5	3	12	0	7.458	1	0	0	1.00
0																	
	2	1	7	1	1	0											
		1	1	1	1		1.212										
		1	1	2	2		0.491										
		1	1	3	3		1.4142										
		1	1	4	4		0.0										
		2	1	1	5		-1.337										
		2	5	1	6		0.0044										
		2	5	1	7		0.8602										
		2	5	1	8		0.1421										
		2	6	1	9		-0.9382										
		-2	7	1	10		-0.1405										
	2	1	8	1	0	0											
0.050		100	9	1	30												
	3	2	7	1	1	0											
		1	1	1	20		1.0										
		1	2	1	21		1.0										
		1	3	1	22		1.0										
		1	4	1	23		1.0										
		2	1	1	24		0.0072										
		2	1	1	25		0.9888										
		2	1	5	28		1.011										
		2	1	5	29		0.3559										
		2	3	5	30		-0.1769										
		2	1	6	41		-0.74										
		2	3	6	42		0.9834										
		2	3	6	43		0.0171										
		2	1	7	57		-0.3368										
		2	3	7	58		-0.0187										
		2	3	7	59		-0.0239										
		2	3	7	60		0.0320										
		-2	3	7	61		-0.1276										
	3	2	8	1	0	0											
0.050		10010	1	30													
0		1	1														
84.0																	

# Bibliografia

- [1] M. Cavallaro, F. Cappuzzello, M. Bondì, D. Carbone, V. N. Garcia, A.Gargano, S.M.Lenzi, J. Lubian, C. Agodi, F. Azaiez, M. De Napoli, A.Foti, S. Franchoo, R. Linares, D. Nicolosi, M. Niikura, J. A. Scarpaci, S. Tropea. Phys. Rev. C **88**, 054601 (2013).
- [2] L. C. Chamon, B. V. Carlson, L. R. Gasques, D. Pereira, C. De Conti, M. A. G. Alvarez, M. S. Hussein. Phys. Rev. C **66**, (2002) 014610.
- [3] G. R. Satchler. Introductions to Nuclear Ractions reactions(1980).
- [4] T. Takemasa and H. Yoshida. Nuclear Physics A304 (1978) 229-242.
- [5] B.F. Bayman and Jongsheng Chen. One-step and two-step contributions to two-nucleon transfer reactions. Phys. Rev. C **26**, 4 (1982).
- [6] T. Kammuri, Nuclear Physics A 259 (1976) 343-364.
- [7] NuShellX for Windows and Linux <http://www.garsington.eclipse.co.uk/>.
- [8] E. K. Warburton and B. A. Brown. Phys. Rev. C **66**, 3 (1992).
- [9] J. I. Thompson, <http://www.fresco.org.uk>.
- [10] G. R. Satchler. Direct nuclear reactions(1983).
- [11] P. Frobrich and R. Lipperheide. Theory of Nuclear Reactions (1996).
- [12] G. R. Satchler and W. G. Love. Phys. Rep. **55**,183(1979).

- [13] M. A. Cândido Ribeiro, L. C. Chamon, D. Pereira, M. S. Hussein, and D. Galetti. Phys. Rev. Lett., **78**, 17 (1997).
- [14] L. C. Chamon, D. Pereira, and M. S. Hussein. Phys. Rev. Lett. **79**, 26 (1997).
- [15] M. Cavallaro, C. Agodi, M. Bondi, F. Cappuzzello<sup>1</sup>, D. Carbone, A. Cunsolo<sup>1</sup>, M. De Napoli, A. Foti, D. Nicolosi, S. Tropea, A. Bonaccorso, C. Rea .Journal of Physics: Conference Series 420 (2013) 012048.
- [16] S. Truong and H. T. Fortune. Phys. Rev. C **28**, 3 (1983).
- [17] D. Pereira, J. Lubian, J. R. B. Oliveira, D. P. de Sousa, and L. C.
- [18] D. Sinclair, Phys. Lett. B 53, 54 (1974).
- [19] A. P. Zuker, B. Buck, and J. B. McGrory, Phys. Rev. Lett. 21, 39 (1968).
- [20] A. P. Zuker, Phys. Rev. Lett. 23, 983 (1969).
- [21] <http://www.nndc.bnl.gov/chart/replotband.jsp>. Acesso em: 5 de março de 2015.
- [22] R. A. Broglia, A. Winther. Heavy Ion Reactions, Frontiers in Physics (Addison-Wesley, Reading, MA, 1991).
- [23] I. J. Thompson. Coupled Reaction Channels Calculations in Nuclear Physics. Computer Physics Reports, **7**, 167-218 (1988).
- [24] L. C. Chamon, B. V. Carlson, L. R. Gasques, D. Pereira, C. De Conti, M. A. G. Alvarez, M. S. Hussein, M. A. Cândido Ribeiro, E. S. Rossi Jr., and C. P. Silva. Brazilian Journal of Physics **33**, 2, 238-245 (2003).
- [25] P. E. Hodgson. Nuclear Reactions and Nuclear Structure (1971).
- [26] F.Cappuzzello, M.Cavallaro, A.Cunsolo, A.Foti, S.E.A.Orrigo, M.R.D.Rodrigues, T.Borello-Lewin, D.Carbone, C.Schillaci. States of  $^{15}\text{C}$  via the  $(^{18}\text{O},^{16}\text{O})$  reaction.

- [27] Garcia, Vantelfo Nunes. Estudos da força de emparelhamento entre dois nêutrons na reação  $^{12}\text{C} (180,16) ^{14}\text{C}$ . Tese (Doutorado) – Universidade Federal Fluminense, Instituto de Física, 2013.
- [28] M. Cavallaro, F. Cappuzzello, M. Bondì, D. Carbone, V. N. Garcia, A.Gargano, S.M.Lenzi, J. Lubian, C. Agodi, F. Azaiez, M. De Napoli, A.Foti, S. Franchoo, R. Linares, D. Nicolosi, M. Niikura, J. A. Scarpaci, S. Tropea. EPJ Web of Conferences, **66**, 03017 (2014).