

N.T. 734

*Aguiar*

*Francisco Antonio Byerra Coutinho*  
*Elizabeth Farrelly Pessoa*

*Brett Carlson*

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA

*Reuter*

UM ESTUDO DAS REAÇÕES  $^{10,11}\text{B}(p,n)^{10,11}\text{C}$   
ENTRE  $E_p = 13,7$  e  $14,7$  MeV



SBI-IFUSP



HUGO REUTERS SCHELIN

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

ORIENTADOR:

Profa. Dra. Elizabeth Farrelly Pessoa

São Paulo  
1985

539.75

S322e

D  
ex. L

FICHA CATALOGRÁFICA

Preparada pela Biblioteca do  
Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Schelin, Hugo Reuters  
Um estudo das Reações  $^{10,11}\text{B}(p,n)^{10,11}\text{C}$  entre  
 $E_p = 13,7$  e  $14,7$  MeV. São Paulo, 1985.

Tese (Doutoramento) - Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Departamento de Física Nuclear.

Área de Concentração: Física Nuclear

Orientador: Profa. Dra. Elizabeth Farrelly Pessoa.

Unitermos: 1.Reações (p,n); 2.Alvos de Boro 10 e 11; 3.Seções de choque diferenciais; 4.Energia 13,7 e 14,7 MeV; 5.Modelos de dois canais acoplados; 6.Fator de "enhancement" elástico.

USP/IF - B31/85

*À Sibila,  
por muitas coisas  
grandes e pequenas  
mas acima de tudo  
pelo amor  
(I Cor. 13)*

## AGRADECIMENTOS

Meus agradecimentos

ã Professora Elizabeth Farrelly Pessoa pelos ensinamentos e orientação segu  
ra dados durante toda a realização deste trabalho,

ao Professor Mahir S. Hussein, pela colaboração e assistência na análise teō  
rica,

ao Professor Ross Alan Douglas pelas atitudes humanas e encorajadoras que  
tem me dado desde o início da minha carreira e pela ajuda neste trabalho,

ao Professor Oscar Sala, por ter colocado ã minha disposição os equipamentos  
necessários e pelo incentivo e interesse demonstrados por este trabalho,

ã Direção do IEAv-CTA nas pessoas do Cel Av Reginaldo dos Santos e do Eng.  
Pinho, pelo apoio constante que me deram,

ao Professor Aaron Galonsky pelo encorajamento dado no início deste trabalho,

ao Dr. Trentino Polga e ao Dr. Ricardo Galvão, que sempre me incentivaram e  
apoiaram,

ao pessoal das Divisões de Física Teōrica e Experimental, em especial ao Grupu  
de Avaliação de Dados (Brett, Tobias, Ricardo, Milton, Mihail e Alan) pe  
lo apoio e estímulo constantes,

ao Dr. W.R. Wylie, ao Jarbas pela amizade demonstrada e pela ajuda na parte  
experimental,

ao Luiz Marcos e ao Carlos M. Figueiredo pela valiosa ajuda nos períodos de  
mãquina,

aos professores Raphael, Paulo Roberto da USP e Wanda pela ajuda na constru  
ção dos alvos,

ao Prof. Juan Carlos Acquadro pela manutenção e funcionamento eficiente do  
acelerador,

ao Dr. Petrovich e A. Carpenter por terem nos enviado os cálculos dos coeficientes espectroscópicos e os resultados importantes dos seus trabalhos,  
ã Berenice do CPD-IEAv pela implantação e desenvolvimento dos programas,  
ao Adilson Teles (SEMA) pela assistência nos programas de aquisição de da  
dos,  
ao colega A. Peterlevitz, pela ajuda no desenvolvimento do programa AJUSTE,  
ao Sr. Mário Capello pela ajuda na confecção e montagem das peças,  
ã Marilene pela ajuda na datilografia, ao João Carlos pela confecção dos  
desenhos e ã Marina e Gina pela ajuda na secretaria do Pelletron.

Gostaria ainda de reconhecer a importância para este trabalho de duas  
pessoas já falecidas: o Cel Av J.A.A. Amarante do CTA e o Prof. John D.  
Rogers da UNICAMP.

Durante a realização deste trabalho estive exercendo a função de pes  
quisador assistente no IEAv-CTA. Este trabalho recebeu também apoio finan  
ceiro do CNPq e da FINEP.

## RESUMO

Usando as facilidades do sistema de tempo de voo do Acelerador Pelletron 8UD da USP, foram medidas seções de choque diferenciais absolutas para os grupos  $n_0$ ,  $n_1$ ,  $n_2$ ,  $n_3$ ,  $(n_4+n_5)$ ,  $n_6$  e  $n_7$  na reação  $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$  e para os grupos de nêutrons  $n_0$  e  $n_1$  na reação  $^{10}\text{B}(p,n)^{10}\text{C}$  nas energias de próton incidente de 14.0, 14.3 e 14.6 MeV no intervalo angular de 20 a 160 graus. Foram também medidas funções de excitação em  $\theta_{\text{lab}} = 30$  graus de  $E_p = 13.7$  e 14.7 MeV em intervalos de 100 keV.

A análise teórica foi conduzida no sentido de se determinar as contribuições relativas dos processos de mecanismo direto e de núcleo composto. Para este fim, foi assumido um modelo de dois canais acoplados, e os modelos DWBA para o processo direto e de Hauser-Feshbach para o núcleo composto foram usados de maneira a simularem os cálculos exatos de canais acoplados via escolha do termo de absorção  $W$  no potencial óptico. Os resultados indicam que aproximadamente a metade da seção de choque é devida ao mecanismo de núcleo composto.

A análise teórica visou ainda obter o fator de "enhancement" elástico para o canal  $^{11}\text{B}(p,n_0)^{11}\text{C}$  em  $E_p = 14.3$  MeV. Este fator foi demonstrado a aparecer em reações de troca de carga que seguem via núcleo composto por Harney, Weidenmüller e Richter e predito a atingir o valor de 2 quando há conservação de isospin. Os nossos resultados mostram um fator de "enhancement" maior do que 1, indicando que a mistura de isospin é fraca nessa reação.

## ABSTRACT

Using the time-of-flight facilities of the São Paulo 8UD Pelletron Accelerator, absolute differential cross sections for the  $n_0$ ,  $n_1$ ,  $n_2$ ,  $n_3$ ,  $(n_4+n_5)$ ,  $n_6$  and  $n_7$  groups for the reaction  $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$  and the  $n_0$  and  $n_1$  neutron groups for the reaction  $^{10}\text{B}(p,n)^{10}\text{C}$  have been measured at incident proton energies of 14.0, 14.3 and 14.6 MeV in the angular interval of 20 to 160 degrees. Excitation functions at  $\theta_{\text{lab}} = 20$  deg from  $E_p = 13.7$  to 14.7 MeV in intervals of 100 keV were also measured.

The theoretical analysis was conducted to determine the relative contributions of the direct and compound nucleus processes in the differential cross sections. To this end, a two coupled channel model for the reactions was assumed. The DWBA model for the direct and the Hauser-Feshbach for the compound nucleus processes were used in such a way as to simulate the exact coupled channels calculation through an appropriate choice of the absorption term  $W$  in the optical potential. The results indicate that about half of the cross section is due to the compound nucleus mechanism.

The theoretical analysis aimed at obtaining the elastic enhancement factor for the channel  $^{11}\text{B}(p,n_0)^{11}\text{C}$  at  $E_p = 14.3$  MeV. This factor has been demonstrated to appear in compound nucleus charge exchange reactions by Harney, Weidenmüller and Richter and predicted to attain the value 2 when isospin is conserved. Our results show an enhancement factor larger than 1 indicating that isospin mixing is weak in this reaction.

## ÍNDICE

<u>INTRODUÇÃO</u> .....	1
I. <u>MÉTODO EXPERIMENTAL</u> .....	7
I.1 INTRODUÇÃO .....	8
I.2 ARRANJO EXPERIMENTAL .....	10
a) O Feixe incidente e a Câmara de Espalhamento ....	10
b) O Detetor de nêutrons .....	12
c) O Sistema de Tempo de Vôo .....	14
d) O Monitor .....	17
e) A Eficiência de Detecção .....	18
f) Os Alvos .....	18
g) Resumo das Condições da Experiência .....	22
I.3 AQUISIÇÃO E REDUÇÃO DOS DADOS .....	23
a) Os Espectros de Tempo de Vôo .....	23
b) Os Espectros de Energia .....	29
c) Cálculo das Áreas dos Picos .....	31
d) Cálculo das Seções de Choque diferenciais .....	31
I.4 APRESENTAÇÃO DAS SEÇÕES DE CHOQUE DIFERENCIAIS DAS REAÇÕES $^{10,11}\text{B}(p,n)^{10,11}\text{C}$ .....	34
I.5 DISCUSSÃO SOBRE MEDIDAS JÁ EXISTENTES DAS REAÇÕES $^{10,11}\text{B}(p,n)^{10,11}\text{C}$ E PUBLICADAS NA LITERATURA .....	38



II.	<u>FUNDAMENTOS TEÓRICOS E OS CÓDIGOS USADOS NOS CÁLCULOS</u> ..	43
II.1	INTRODUÇÃO .....	44
II.2	A DESCRIÇÃO TEÓRICA DO PROCESSO DIRETO .....	46
	a) Amplitude de Transição DWBA e Seção de Choque ..	46
	b) O Elemento de Matriz Nuclear - EMN .....	47
	c) As Componentes g da Interação Efetiva .....	48
	d) Formulação das Componentes de Interação ( $g^D, g^E$ ) para as Reações (p,p') e (p,n) .....	52
II.3	O CÓDIGO DWBA-70 .....	55
	a) O Cálculo das Seções de Choque Diferenciais ....	55
	b) Os Fatores de Normalização Aplicados às Seções de Choque do Processo Direto .....	58
II.4	O MODELO DE NÚCLEO COMPOSTO .....	63
II.5	O CÓDIGO HAUSER-5 .....	67
II.6	O FATOR DE "ENHANCEMENT" ELÁSTICO .....	74
III.	<u>O MÉTODO DE ANÁLISE TEÓRICA</u> .....	80
III.1	INTRODUÇÃO .....	81
III.2	OS POTENCIAIS DE MODELO ÓPTICO .....	82
III.3	A SIMULAÇÃO DO TRATAMENTO DE CANAIS ACOPLADOS - O TERMO DE ABSORÇÃO NOS POTENCIAIS ÓPTICOS, $w_0$ ..	89

IV. <u>DISCUSSÃO DOS RESULTADOS</u> .....	100
IV.1 INTRODUÇÃO .....	101
IV.2 ANÁLISE DOS RESULTADOS .....	103
V. <u>CONCLUSÕES</u> .....	114
<u>APÊNDICES</u> .....	120
A. CÁLCULO DAS COMPONENTES DA INTERAÇÃO EFETIVA .....	121
B. OS COEFICIENTES ESPECTROSCÓPICOS .....	130
C. OBTENÇÃO DOS COEFICIENTES ESPECTROSCÓPICOS NA REPRESENTAÇÃO DE ISOSPIN A PARTIR DA REPRESENTAÇÃO NÊUTRON-PRÓTON .....	140
D. SEÇÃO DE CHOQUE MÉDIA EM ENERGIA, MATRIZ S E COEFICIENTES DE TRANSMISSÃO .....	145
<u>REFERÊNCIAS</u> .....	148

INTRODUÇÃO

## INTRODUÇÃO

As reações (p,n) têm sido utilizadas como um instrumento apropriado para a investigação da interação efetiva núcleon-núcleon por selecionarem estados sensíveis de componentes específicas desta interação.

Uma das características mais notáveis dessas reações diz respeito ao domínio das transições Gamow-Teller em espectros (p,n) de alta energia ( $E_p \gg 100$  MeV) e ao domínio das transições Fermi nos de baixa energia ( $E_p \lesssim 45$  MeV). Até certo ponto este fenômeno pode ser entendido em termos de uma variação na razão das componentes isovetoriais ( $V_{\sigma\tau}$ ) em relação às isoescalares ( $V_{\tau}$ ) (referências Lo 80 e Go 80).

Recentemente Petrovich et al. (Pe 82) fizeram cálculos dessa natureza para o sistema  ${}^6,{}^7\text{Li} + p$  nas energias de próton incidente de 25 e 50 MeV. Como essa região de energia é suficientemente alta para que possam ser excluídos os processos de núcleo composto, foi feita no trabalho deles uma análise da interação direta utilizando a aproximação de onda distorcida (DWBA). Dentro dessa análise eles constataram que a interação matriz  $\underline{G}$  de Bertsch et al. (Be 77) utilizada explicava relativamente bem as características das seções de choque experimentais, muito embora tenha parecido haver uma superestimativa nos valores originais, tendo exigido reduções de 20 até 60% nas suas intensidades. Foi também observado, a

partir da comparação destes resultados com outros obtidos em energias mais altas ( $E_p$  até 135 MeV), uma variação lenta no comportamento energético das componentes, isto é, a componente isovetorial crescia lentamente com a energia, enquanto que a isoescalar decrescia.

Tendo em vista estes estudos, achamos interessante testar o comportamento das intensidades destas componentes numa outra região de energia e também para um outro sistema. Para isso escolhemos uma energia disponível em nosso laboratório ( $E_p \approx 14$  MeV), que julgamos ser suficientemente alta no sentido de que houvesse pouca contribuição de núcleo composto. Uma vez que os resultados da análise  ${}^6,7\text{Li} + p$  aparentavam não haver muita variação nas componentes entre  $E_p = 25$  e 45 MeV, resolvemos extrapolar os valores das mesmas para a nossa região de energia.

Assim, medimos seções de choque diferenciais absolutas para a população dos sete primeiros níveis em  ${}^{11}\text{C}$  via reação  ${}^{11}\text{B}(p,n){}^{11}\text{C}$  e para os dois primeiros níveis em  ${}^{10}\text{C}$  via reação  ${}^{10}\text{B}(p,n){}^{10}\text{C}$  na região de energia de 13.7 a 14.7 MeV.

Uma análise envolvendo cálculos de contribuição de processo direto e de núcleo composto fez ver que havia muito mais processo de núcleo composto presente do que havíamos pressuposto. Isso criou grandes dificuldades do ponto de vista da análise. Em parte essas dificuldades foram resolvidas quando

recebemos de F. Petrovich um "preprint" (Gr 84) de um trabalho recente de seu grupo sobre um estudo do sistema  $^{11}\text{B} + p$  em  $E_p = 25$  MeV. Neste trabalho a partir de uma análise do processo direto foram obtidos fatores de redução para as componentes do potencial efetivo. Com esta informação adicional, pudemos então fazer um tratamento conveniente da análise no sentido de separar as contribuições relativas dos dois mecanismos de reação.

Seguindo este procedimento, postulamos um modelo de dois canais acoplados para a nossa análise. Neste modelo os cálculos DWBA para o processo direto e os de Hauser-Feshbach para o de núcleo composto foram feitos de maneira a simularem os cálculos exatos de canais acoplados via escolha do termo de absorção  $W$  no potencial óptico. Esta escolha de  $W$  foi feita sempre obedecendo a condição de unitariedade (conservação de fluxo na reação).

Muito embora a presença de núcleo composto tenha sido uma dificuldade inicial na análise, ela deu oportunidade para que medíssemos o fator de "enhancement"  $F$  no canal  $^{11}\text{B}(p, n_0)^{11}\text{C}$ . Este fator aparece normalmente no canal elástico quando se leva em conta as flutuações das larguras de decaimento dos canais do núcleo composto. Harney, Weidenmüller e Richter (Ha 80) indicaram a existência deste fator em reações de troca de carga  $(p, n)$  que seguem via núcleo composto e predisseram que o mesmo

atinge o valor de aproximadamente 2 quando há conservação de isospin. Vale salientar que o nosso trabalho foi a primeira tentativa de se medir este fator experimentalmente.

Para a orientação do leitor descrevemos a organização escolhida para apresentar o nosso trabalho e os resultados.

O capítulo I contém a descrição da parte experimental, o procedimento adotado na obtenção e redução dos dados e uma síntese dos trabalhos existentes para as reações  $^{10,11}\text{B}(p,n)^{10,11}\text{C}$ .

No capítulo II são feitas descrições sucintas das teorias dos processos de interação direta e de núcleo composto e dos códigos DWBA-70 e HAUSER-5 utilizados nos cálculos das seções de choque destes processos. Além disso, é dado um resumo a respeito do fator de "enhancement" elástico utilizado nos cálculos.

No capítulo III é descrito como foram obtidos os potenciais ópticos microscópicos utilizados para os canais  $p$  e  $n$ . É feita também uma descrição da simulação de um modelo de dois canais acoplados através do uso de cálculos DWBA e Hauser-Feshbach.

No capítulo IV são apresentados sucintamente os resultados obtidos da análise feita para os dados experimentais.

No final são incluídos os apêndices A (interação

efetiva), B e C (coeficientes espectroscópicos) e D (seção de choque média, matriz  $\underline{S}$  e coeficientes de transmissão).



CAPÍTULO I

MÉTODO EXPERIMENTAL

## I.1 INTRODUÇÃO

Neste capítulo são descritas as diversas fases da parte experimental do presente trabalho que culminaram na obtenção das seções de choque diferenciais absolutas para as reações  $^{10,11}\text{B}(p,n)^{10,11}\text{C}$ .

Conforme está desenvolvido na seção I.2 o feixe de prótons pulsado ( $E_p = 13.7$  a  $14.7$  MeV) foi obtido do acelerador Linear Eletrostático tipo Tandem, Pelletron 8UD da Universidade de São Paulo. Os espectros de nêutrons foram medidos empregando técnicas de tempo de voo. As referências (Ro 75, Sa 74 e Ro 76) contém descrições mais detalhadas sobre o acelerador utilizado e as referências (Wy 79, Cy 78, Sc 79, Sc 84 e Sc 85) sobre o sistema de pulsação, arranjo experimental e eletrônica associada ao sistema de tempo de voo. Os alvos espessos de  $^{10}\text{B}$  e  $^{11}\text{B}$  ( $\sim 2$  mg/cm<sup>2</sup>) foram obtidos centrifugando-se uma suspensão coloidal do isótopo enriquecido sobre um filme de Mylar (Ri 79, Su 77, Li 82).

Na seção I.3 foram identificados grupos de nêutrons que deixam o  $^{11}\text{C}$  no estado fundamental e sete primeiros estados excitados na reação  $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$  e nêutrons que deixam o  $^{10}\text{C}$  no estado fundamental e primeiro estado excitado na reação  $^{10}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$  (figuras I.4, I.5 e I.8). As áreas dos picos foram calculadas através de um código de computador (Ro 83 e Ca84) pelo procedimento de minimização do  $\chi^2$ . A função de ajuste era composta de distribuições gaussianas e laurentzianas e as

assimetrias nos picos foram corrigidas através de uma função constituída da derivada de uma curva gaussiana. O erro absoluto nas seções de choque variou de 12 a 17%. Dessa maneira, foram obtidas as distribuições angulares na seção I.4 para estas reações entre  $\theta_{\text{lab}} = 20$  e  $160^\circ$  em  $E_p = 14.0, 14.3$  e  $14.6$  MeV, juntamente com curvas de excitação em passos de 100 keV em  $\theta_{\text{lab}} = 30^\circ$  de  $E_p = 13.7$  a  $14.7$  MeV. Finalmente, no ítem I.5 é feita uma discussão sobre medidas já existentes das reações  $^{10,11}\text{B}(p,n)^{10,11}\text{C}$ , publicadas na literatura antes da realização deste trabalho.

## I.2 ARRANJO EXPERIMENTAL

### a) O feixe e a Câmara de Espalhamento

A Figura I.1 mostra um diagrama esquemático do sistema de aceleração e pulsação do feixe. A fonte de íons é do tipo duoplasmatron de extração direta (La 65). O feixe contínuo de íons negativos produzido na fonte de íons, depois de acelerado por uma fonte de tensão de  $\sim 90$  kV, passa por um sistema de deflexão constituído de duas placas paralelas (chopper-1), que o torna pulsado através de interrupções periódicas. A parte do feixe contínuo ( $\sim 10-20\%$ ) ao sair do chopper-1 é constituída de pulsos de largura da ordem de 35 a 60 ns e frequência de 2.638 MHz (fornecida por um oscilador mestre). Em seguida o feixe é defletido de  $90^\circ$  por um eletroímã ME-20 ( $ME/Z^2 = 20$ ). Antes de ser injetado no tandem, o feixe é comprimido no "buncher" através de uma modulação de velocidade dos íons, tal que resulta em uma focalização em tempo do pulso de íons no alvo com uma resolução de 1 a 2 ns. Na saída do tandem o feixe é defletido de 90 graus por um eletroímã analisador de dupla focalização (ME-200). Este eletroímã define e controla a energia do feixe e separa os estados iônicos das partículas. Em seguida, o feixe é desviado por um ímã defletor (switching magnet) para a canalização utilizada.

Uma pequena câmara de espalhamento de aço inoxidável

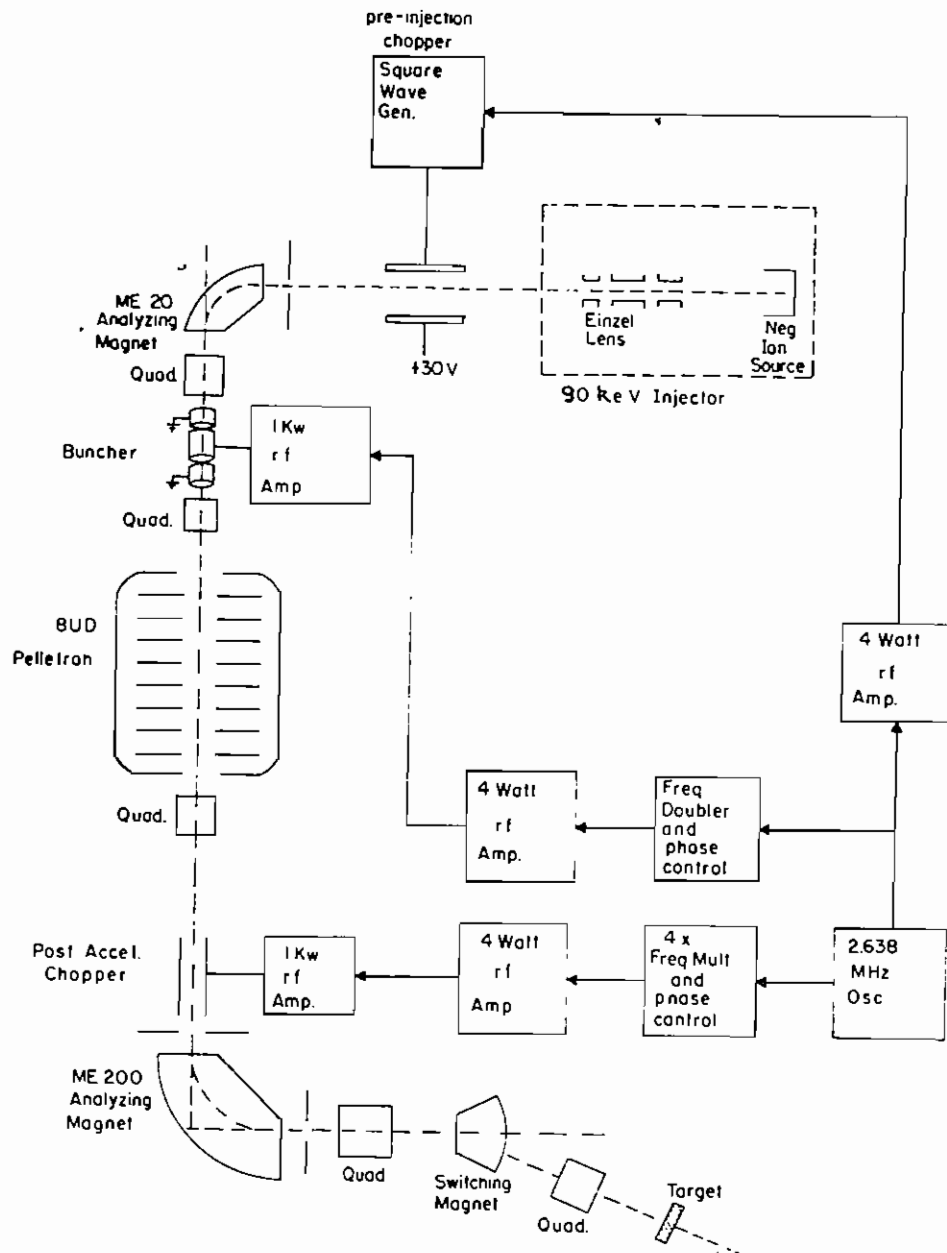


FIGURA I.1- Sistema de Tempo de Vôo no Acelerador Pelletron.

(Fig.I.2) de 22 cm de diâmetro, 12 cm de altura e paredes de 1mm de espessura (Ka 76) foi usada para a montagem dos alvos. A câmara contém uma torre localizada no seu centro, que comporta até quatro alvos simultaneamente e o alinhamento dos alvos em relação ao feixe pode ser controlado de fora da câmara sem alterar o vácuo. Na entrada da câmara, a 7 cm antes do alvo, o feixe foi colimado por um disco de tântalo com abertura circular de 5mm de diâmetro. O feixe foi parado a 1.5 m além do alvo em um copo de Faraday localizado no centro de uma caixa cúbica (40 cm de lado), a qual contém água e é cercada por paredes de chumbo de 5 cm de espessura.

#### b) O Detetor de Nêutrons

Os nêutrons foram detetados em um cintilador líquido NE213 (12.7 cm de diâmetro e 2.54 cm de espessura) acoplado opticamente a uma fotomultiplicadora RTC58AVP. A fotomultiplicadora foi montada em uma base (modelo 271-ORTEC) que contém, além do pré-amplificador, um discriminador tipo "constant-fraction". A fotomultiplicadora e o cintilador foram blindados magneticamente com chapas metálicas netic e conetic. O conjunto foi circundado por uma blindagem cilíndrica de parafina "dopada" com borax de 39 cm de diâmetro por 77 cm de comprimento.

O detetor blindado foi montado sobre um carrinho, que

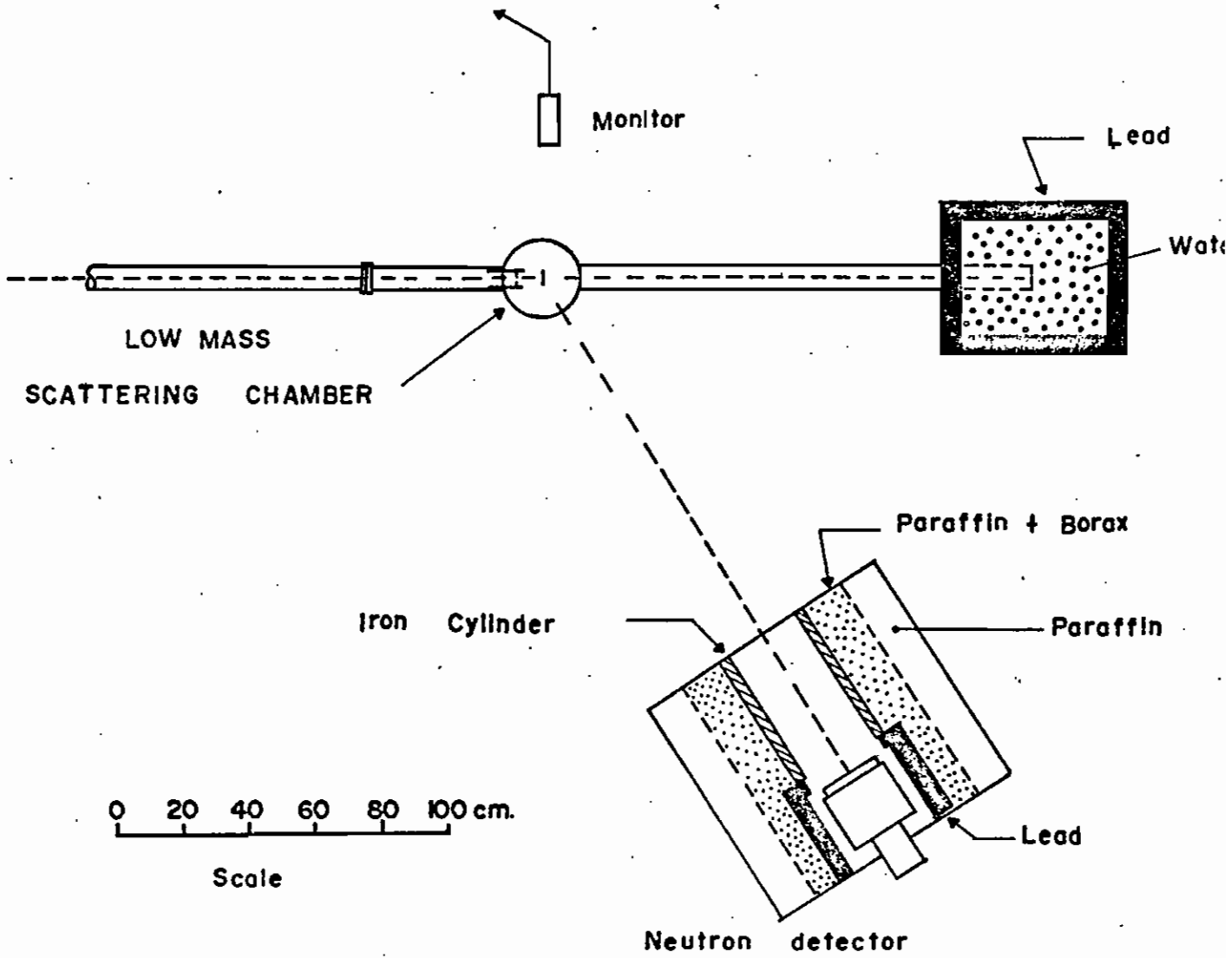


FIGURA I.2 - Sistema de Detecção e Blindagens.

pode ser deslocado sobre um par de trilhos, permitindo um percurso de vôo máximo de 6 m. Os trilhos, por sua vez, podem girar em torno de um eixo vertical alinhado com o centro do alvo em ângulo de 0 a  $170^{\circ}$  e são posicionados remotamente da sala de controle (vide figura I.2).

Como pode ser visto nas figuras I.4 e I.5, essas precauções reduziram a radiação de fundo não correlacionada no espectro de nêutrons a uma quantidade desprezível.

### c) O Sistema de Tempo de Vôo

O sistema eletrônico utilizado para obter os espectros de tempo de vôo dos nêutrons detetados é mostrado na figura I.3.

Os grupos de nêutrons da reação (p,n) são analisados pelo conversor de tempo em amplitude de pulso (TAC 1) que opera com uma rampa de 400 ns. O pulso rápido do anodo da fotomultiplicadora, depois de transformado em pulso lógico, fornece o sinal "start" que inicia a rampa no TAC. O sinal "stop" é obtido do oscilador mestre (que também controla o sistema de pulsação do feixe) depois de convertido em pulso lógico. A diferença em tempo entre os nêutrons e o sinal padrão do oscilador é convertido em um pulso de voltagem, sendo que a amplitude em voltagem do pulso de saída do TAC é



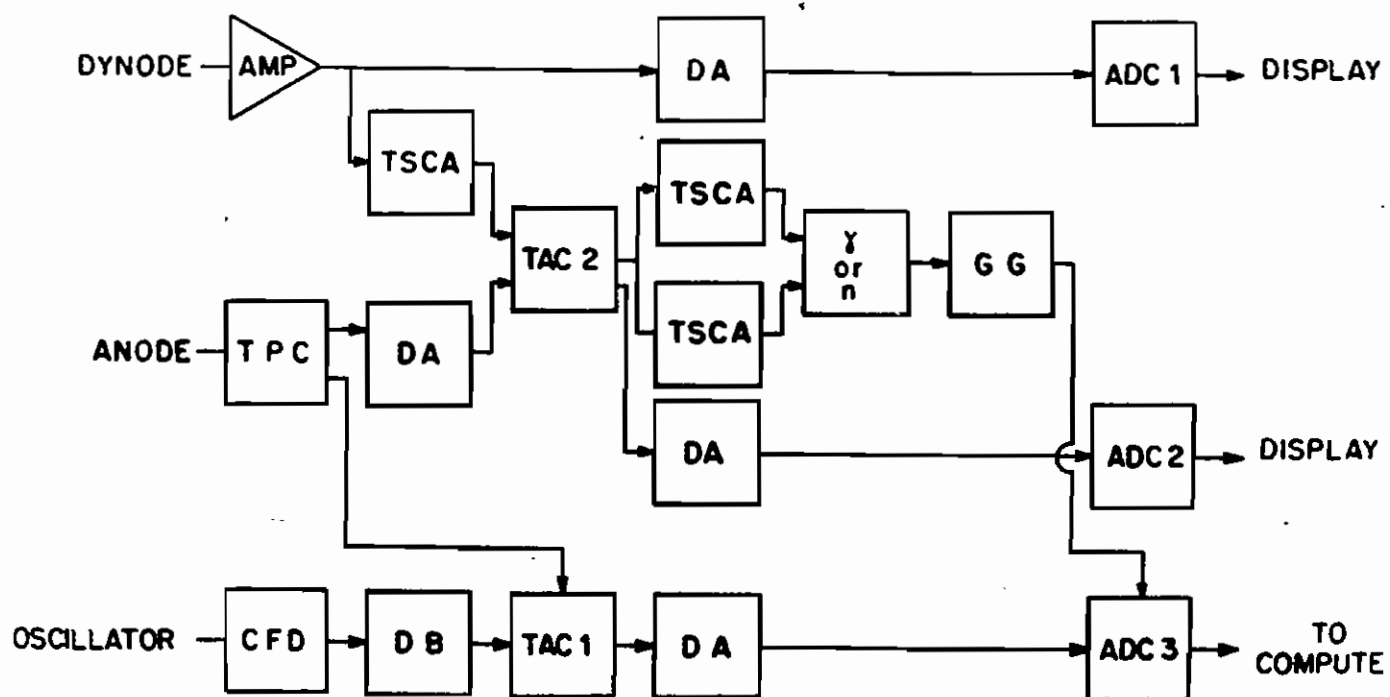


FIGURA I.3 - Diagrama em Blocos da Eletrônica para a Detecção de Nêutrons por Tempo de Vôo: spectroscopy amplifier, AMP; time pickoff control, TPC; constant fraction discriminator, CFD; timing single-channel analyser, TSCA; delay amplifier, DA; nanosecond delay box, DB; time-to-pulse-height converter, TAC; gate and delay generator, GG; analog-to-digital converter, ADC.

proporcional ao intervalo de tempo entre o sinal "start" e "stop". Dessa maneira, pode-se identificar os grupos de nêutrons energeticamente, através da medida do tempo que levam para chegar do alvo ao detetor.

A calibração do tempo do TAC 1 foi determinada por meio de um "Time Mark-Generator" (Tektronix 184) e um valor típico encontrado foi  $0.324 \pm 0.5$  ns/canal.

O cintilador NE213 é sensível tanto a nêutrons como a raios gama. Portanto, a discriminação entre esses dois tipos de eventos é possível pela técnica denominada "discriminação pela forma de pulso" (Br 59, Ro 64, Wi 71) e está relacionada com a amplitude do pulso lento de luz gerado no cintilador. Esta amplitude é diferente se o pulso foi originado por um nêutron ou um raio gama que depositam a mesma energia no cintilador. Os pulsos de luz convertidos em pulsos elétricos e integrados no dinodo nº 9 da fotomultiplicadora terão então um tempo de subida diferente, dependendo se o evento original foi um nêutron ou um raio gama. Estes pulsos são enviados a um "timing-single-channel analyser" (TSCA) operando em modo integral. O nível inferior desse TSCA determina o limiar da altura de pulso de nêutron (BIAS) usado na detecção de nêutrons e conseqüentemente no cálculo da eficiência. A saída do TSCA fornece o "start" do TAC 2. Os sinais "stop" do TAC 2, são obtidos diretamente (sem integração) do anodo da

fotomultiplicadora, após passarem por um "constant fraction discriminator". Assim, existem dois grupos de pulsos análogos na saída do TAC 2 com duas amplitudes diferentes devido à diferença em tempo de subida entre os nêutrons e os raios gama. Através de dois circuitos discriminadores tipo janela, podemos então gerar "gates" para admitir a entrada somente de nêutrons ou de raios gama no espectro de tempo de voo. Com esse circuito aproximadamente 90% dos eventos de raios gama puderam ser eliminados sem incorrer em perda de nêutrons.

As saídas dos TAC são enviadas a conversores analógicos-digitais (ADC) de 1024 canais e em seguida transferidas a um computador em linha Honeywell DDP516, através da matriz de fiação lógica. Os espectros armazenados no Honeywell podem ser exibidos em uma estação de exibição, onde através de um tabuleiro de funções é possível realizar-se operações sobre os mesmos. O Honeywell está acoplado a um computador IBM 360/44, onde os dados são gravados em disco, para depois serem transferidos a uma fita magnética.

#### d) O Monitor de Nêutrons

Com a finalidade de monitorar as condições do alvo durante a experiência, foi montado um pequeno cintilador plástico NE111 acoplado a uma válvula fotomultiplicadora RCA8575 próximo do alvo e a  $90^\circ$  em relação à direção do feixe incidente. A monitoração foi feita contando os eventos de

nêutrons que ocorriam dentro de uma janela em energia pré-determinada.

e) A Eficiência de Detecção

A eficiência de detecção do detetor de nêutrons (cintilador NE213) foi calculada com um código de computador de Monte Carlo (Ka81 e Ca84). O código requer como entrada a energia do raio gama que corresponde à altura de pulso de elétron mínima aceita para a análise. Esse nível de "bias" de altura de pulso foi escolhido a ser equivalente ao "Compton-edge" do raio gama de 661 keV do  $^{137}\text{Cs}$ , o que corresponde a um limiar de nêutrons com energia de 2.2 MeV nos espectros (vide por exemplo a figura I.8).

f) Os Alvos

Para a preparação dos alvos de boro foi inicialmente tentado o método de evaporação. Esse método tem sido usado na maioria dos casos para obter alvos de espessuras de 50 a 1000  $\mu\text{g}/\text{cm}$  (Ri 79, Cs 79, Au 67, Ma 67, Er 63, Au 63 e Mu 61). Em nosso caso, porém, a evaporação não se mostrou adequada, pois ao evaporarmos o boro no substrato (vidro, níquel, tântalo, etc), o mesmo começava a descascar após um certo tempo. Além disso, os alvos que necessitávamos eram grossos ( $2 \text{ mg}/\text{cm}^2$ ).

Partimos então para um método diferente, que era o da

centrifugação. Neste caso os alvos de boro eram obtidos centrifugando-se uma suspensão coloidal do isótopo enriquecido ( $^{10}\text{B}$  ou  $^{11}\text{B}$ ) sobre um filme de Mylar. A técnica utilizada foi baseada nos trabalhos de J.P. Richard e I. Sugai (Ri 79 e Su 77). Para esse fim, foi adaptado em uma centrifugadora um sistema de quatro tubos oscilantes. Esses tubos eram feitos de duralumínio e em cada um eram colocados sucessivamente: o substrato, um disco de neoprene (selante) e uma tampa de duralumínio. Dentro dos tubos era então colocada a suspensão coloidal enriquecida e o sistema era posto a girar para que o isótopo se depositasse sobre o substrato de Mylar (Li 82).

Em seguida vamos descrever as principais etapas utilizadas na fabricação dos alvos por essa técnica:

- a) Inicialmente o Mylar é colado com araldite em um anel fino de tântalo;
- b) o pó de boro é moído em uma almofariz de ágata para melhorar a homogeneidade;
- c) prepara-se uma solução de boro em acetato de etila (concentração de 10 mg/l)
- d) prepara-se uma solução de colódio e álcool (concentração de 30%);
- e) as duas soluções acima (c e d) são misturadas em um tubo de vidro fechado com uma rolha e o sistema é então colocado em um vibrador ultrasônico por ~15

- minutos para se obter uma solução mais homogênea;
- f) a mistura é derramada rapidamente no tubo centrífugador oscilante;
  - g) o processo de centrifugação dura aproximadamente 1 hora (frequência de  $\sim 2000$  rpm);
  - h) no final a solução é sugada com o auxílio de uma seringa e o líquido remanescente sobre o alvo evapora-se em pouco tempo ao se desconectar a tampa do tubo centrífugador.

Dessa maneira obtivemos alvos espessos de  $^{10}\text{B}$  e  $^{11}\text{B}$  em substrados de Mylar (que consiste basicamente de C, O e H) com uma boa uniformidade (vide tabela I.1).

Com a finalidade de determinar a natureza dos espectros de nêutron associados com o colódio e o Mylar, um conjunto de "alvos de fundo" foi preparado de maneira idêntica, sendo a única diferença a omissão do boro na suspensão.

As espessuras e uniformidades dos alvos foram determinadas através do método da perda de energia de partículas alfa no alvo (Ap 74). Para isso foram utilizadas partículas alfa de energia de 5.486 MeV de uma fonte de  $^{241}\text{Am}$ . As incertezas na espessura do alvo devido à não uniformidade são da ordem de 10%. A tabela I.1 dá as características dos alvos usados no presente trabalho.

TABELA I.1

## Características dos Alvos Usados no Presente Trabalho

$E_p$ (MeV)	ALVO	ESPESSURA (mg/cm <sup>2</sup> )	ESPESSURA (keV)	DENSIDADE SUPERFICIAL DE BORO (átomo/cm <sup>2</sup> )
14.0 <sup>a)</sup>	$^{10}\text{B}$	1.84±10%	71.8	111x10 <sup>18</sup>
	$^{11}\text{B}$	2.40±10%	93.6	131x10 <sup>18</sup>
13.7 <sup>b)</sup> a	$^{10}\text{B}$	1.24±10%	48.4	74.6x10 <sup>18</sup>
	$^{11}\text{B}$	2.89±10%	112.7	158x10 <sup>18</sup>
14.7				

a) Alvos usados nas distribuições angulares em  $E_p=14.0$  MeV

b) Alvos usados nas distribuições angulares em  $E_p=14.3$  MeV,  
14.6 MeV e nas curvas de excitação de  $E_p=13.7$  a 14.7 MeV.

g) Resumo das condições da Experiência

1. Intensidade média do feixe de prótons no alvo: ~90 nA
2. Resolução em tempo do sistema, obtido a partir de FWHM do pico de raios gama do alvo: 1.5 a 2 ns
3. Razão da corrente do feixe coletado no colimador que antecede o alvo, em relação à corrente do feixe no alvo: 1/200
4. Percursos de vôo: 4m
5. Discriminação pela forma de pulso (PSD): 90% dos eventos de raios gama eliminados sem incorrer em perda de nêutrons
6. Limiar de detecção de nêutrons nos espectros: 2.2 MeV.



### I.3 AQUISIÇÃO E REDUÇÃO DOS DADOS

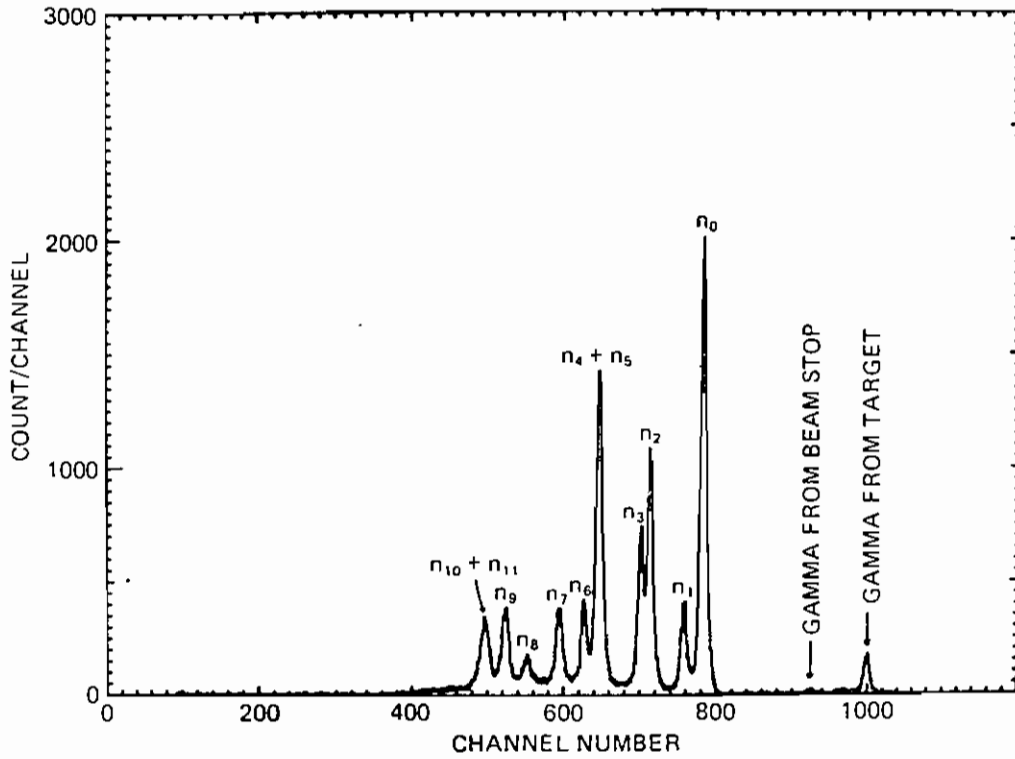
#### a) Os espectros de Tempo de Vôo

Foram medidos espectros de nêutrons para as reações  $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$  e  $^{10}\text{B}(p,n)^{10}\text{C}$  a fim de se obter distribuições angulares em  $E_p = 14.0, 14.3$  e  $14.6$  MeV e funções de excitação em passos de 100 keV no intervalo de energia  $E_p = 13.7$  a  $14.7$  MeV em  $\theta_{\text{lab}} = 30$  graus.

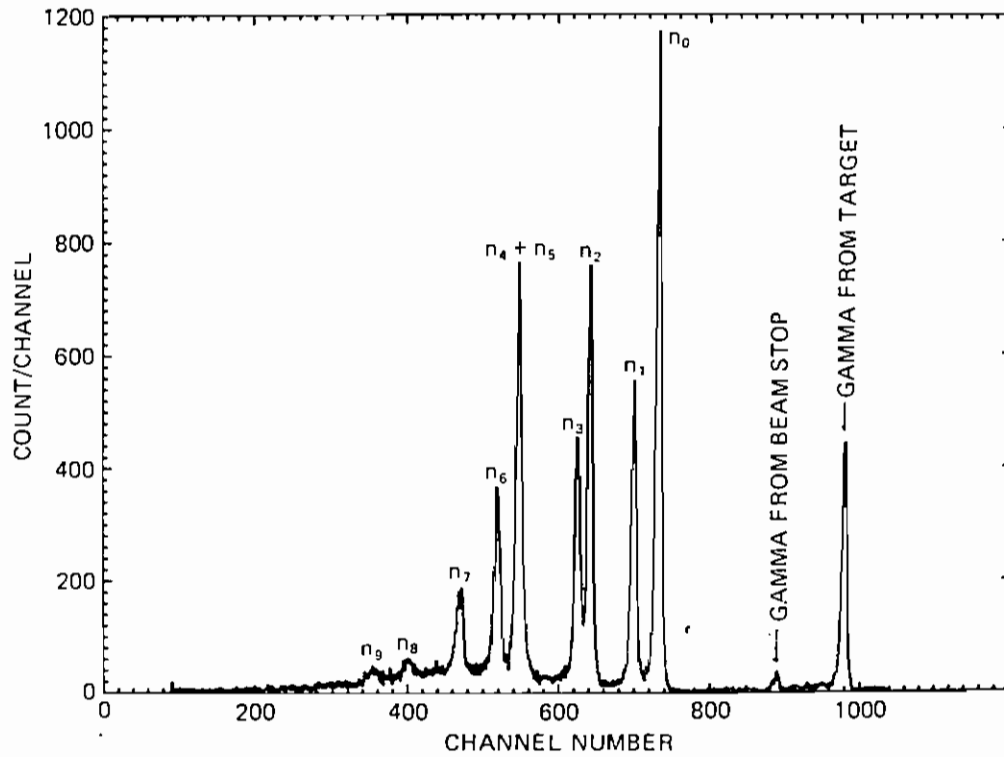
A figura I.4 mostra espectros típicos para a reação  $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$ , medidos em  $E_p = 14.7$  MeV,  $\theta_{\text{lab}} = 30$  graus e em  $E_p = 14.6$  MeV,  $\theta_{\text{lab}} = 100$  graus. A identificação dos picos foi feita através da cinemática da reação e o tempo de vôo associado, usando o programa REAKIN (Pe 76 e Ca 84). Estes picos correspondem a grupos de nêutrons que deixam o núcleo residual  $^{11}\text{C}$  no estado fundamental  $n_0$  e os primeiros onze estados excitados [ $n_1, n_2, n_3, (n_4+n_5)$  (não resolvidos),  $n_6, n_7, n_8, n_9$  e  $(n_{10}+n_{11})$  (não resolvidos)].

A figura I.5 mostra espectros típicos para a reação  $^{10}\text{B}(p,n)^{10}\text{C}$ , medidos em  $E_p = 14.7$  MeV,  $\theta_{\text{lab}} = 30$  graus e em  $E_p = 14.6$  MeV,  $\theta_{\text{lab}} = 100$  graus. Para este caso, são identificados os grupos de nêutrons que deixam o núcleo residual  $^{10}\text{C}$  no estado fundamental e no primeiro estado excitado  $n_1$ .

A figura I.6 é um diagrama dos níveis de energia em  $^{10,11}\text{C}$  associados com os grupos de nêutrons observados.



(a)

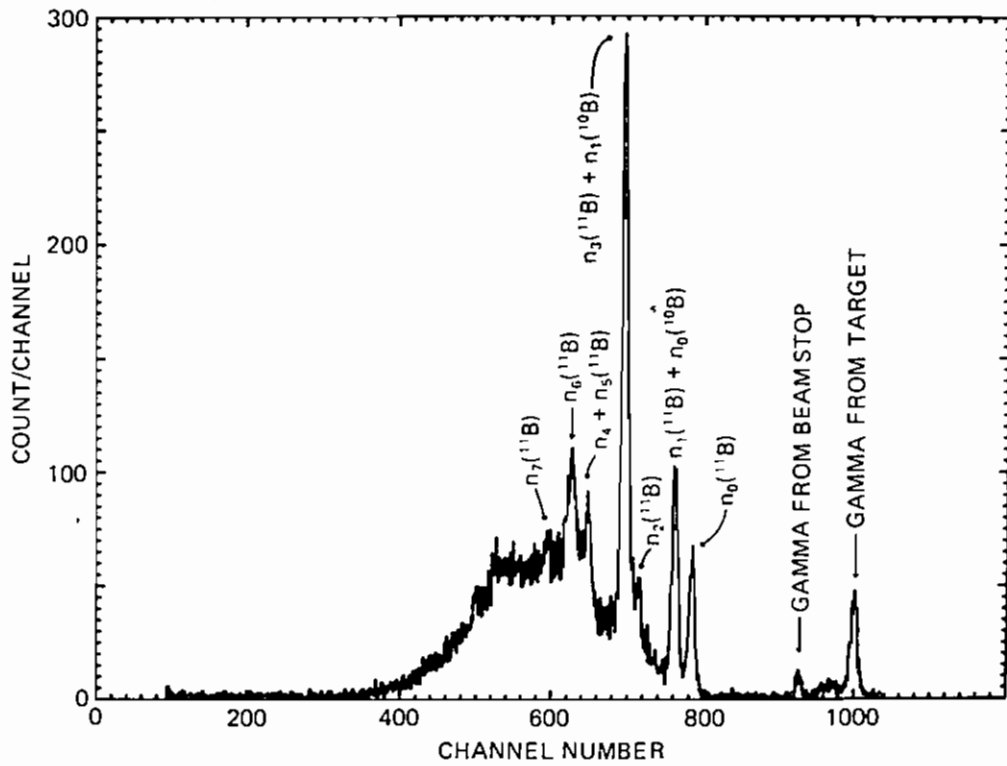


(b)

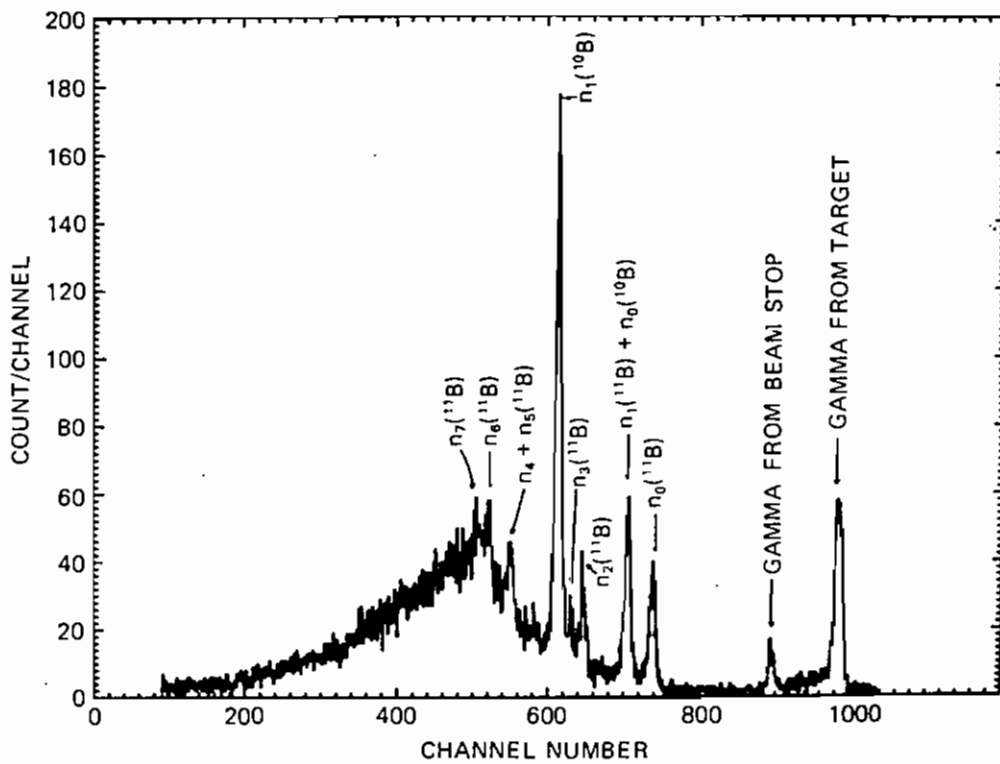
FIGURA I.4 - Espectros Típicos para a Reação  $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$ :

(a)  $\theta_{\text{lab}} = 30$  graus e  $E_p = 14.7$  MeV;

(b)  $\theta_{\text{lab}} = 100$  graus e  $E_p = 14.6$  MeV.



(a)



(b)

FIGURA I.5 - Espectros Típicos para a Reação  $^{10}\text{B}(p,n)^{10}\text{C}$ :

(a)  $\theta_{\text{lab}} = 30$  graus e  $E_p = 14.7$  MeV;

(b)  $\theta_{\text{lab}} = 100$  graus e  $E_p = 14.6$  MeV.

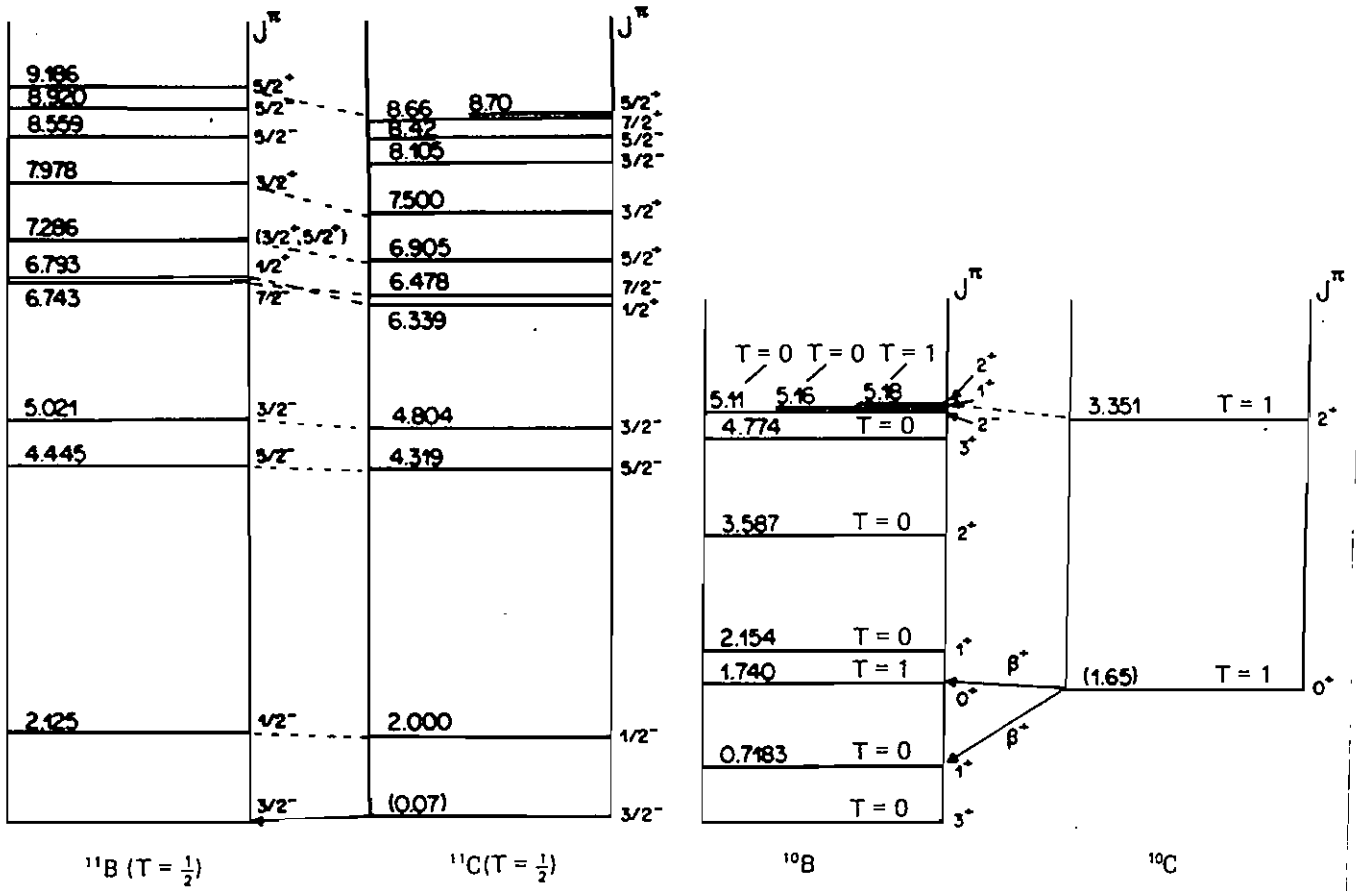
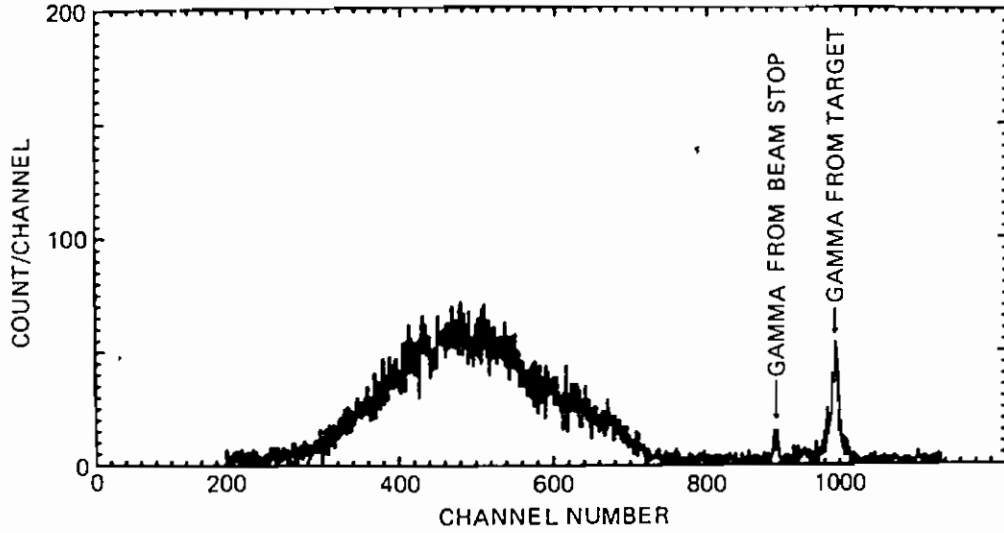


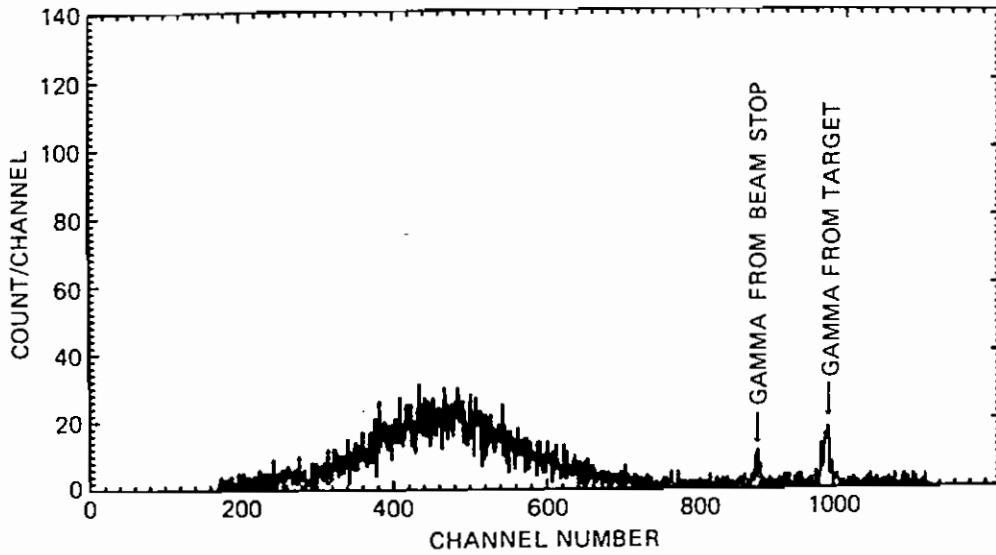
FIGURA I.6 - Diagramas de Energia para os Níveis Observados em  $^{10,11}\text{C}$ .

O isótopo enriquecido  $^{10}\text{B}$  contém  $\sim 10\%$  de "contaminação" de  $^{11}\text{B}$ . Desde que as seções de choque para as reações  $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$  são consideravelmente maiores do que aquelas de  $^{10}\text{B}(p,n)^{10}\text{C}$ , picos de nêutrons que surgem das reações  $^{11}\text{B}$  aparecem com intensidade apreciável nos espectros de  $^{10}\text{B}$ . Além disso, as cinemáticas das duas reações são tais que, embora o grupo de nêutrons  $n_0$  da reação  $^{10}\text{B}$  é um pico isolado, o grupo  $n_1(n_3)$  de  $^{11}\text{B}$  se sobrepõe ao grupo  $n_0(n_1)$  de  $^{10}\text{B}$ , especialmente em ângulos para frente. Uma análise adequada dos espectros  $^{10}\text{B}(p,n)^{10}\text{C}$  requer uma subtração dos nêutrons de  $^{11}\text{B}$ . Isso foi feito medindo-se os espectros do isótopo enriquecido  $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$  nas mesmas energias de próton incidente e ângulos no sistema de laboratório como nos dados  $^{10}\text{B}(p,n)^{10}\text{C}$ , obtendo-se assim pares de espectros de nêutrons para os dois isótopos. Para cada par, uma razão da área do pico do grupo  $n_0$  de  $^{11}\text{B}$  foi obtido proporcionando um fator de normalização para o espectro total  $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$ , o qual, após tal normalização, foi superposto ao espectro  $^{10}\text{B}(p,n)^{10}\text{C}$  para a correção.

As figuras I.4 e I.5 revelam também um fundo contínuo de nêutrons que foi subtraído durante a análise dos picos de nêutrons. A fim de investigar a fonte desse fundo, foram medidos espectros para um alvo que consiste somente de colódio mais um substrato de Mylar. Tais espectros de "fundo" são ilustrados na figura I.7 para dois ângulos de laboratório,



(a)



(b)

FIGURA I.7 - Espectro Típico para o Alvo Colódio + Mylar:

(a)  $\theta_{lab} = 30$  graus e  $E_p = 14.0$  MeV e

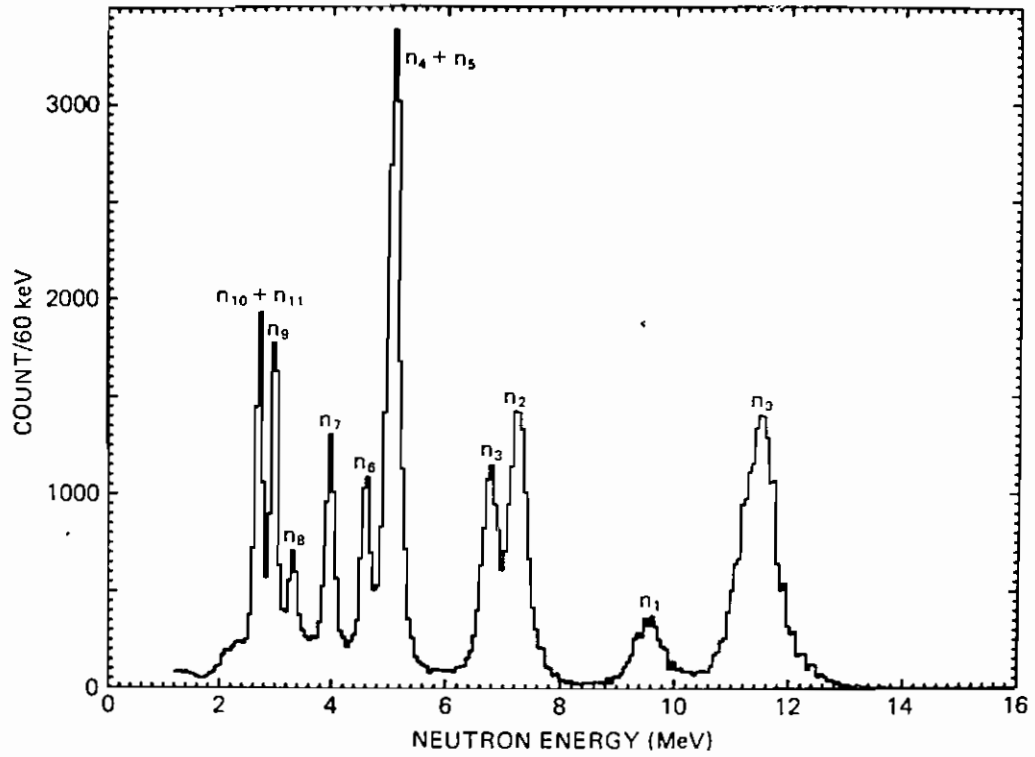
(b)  $\theta_{lab} = 90$  graus e  $E_p = 14.0$  MeV.

$\theta_{\text{lab}} = 30$  e  $90$  graus em  $E_p = 14.0$  MeV. Estes dão uma estimativa completa do contínuo observado no espectro de boro. Além disso, espectros sem alvo qualquer foram medidos que mostram uma intensidade de nêutrons desprezível e sem nenhuma estrutura.

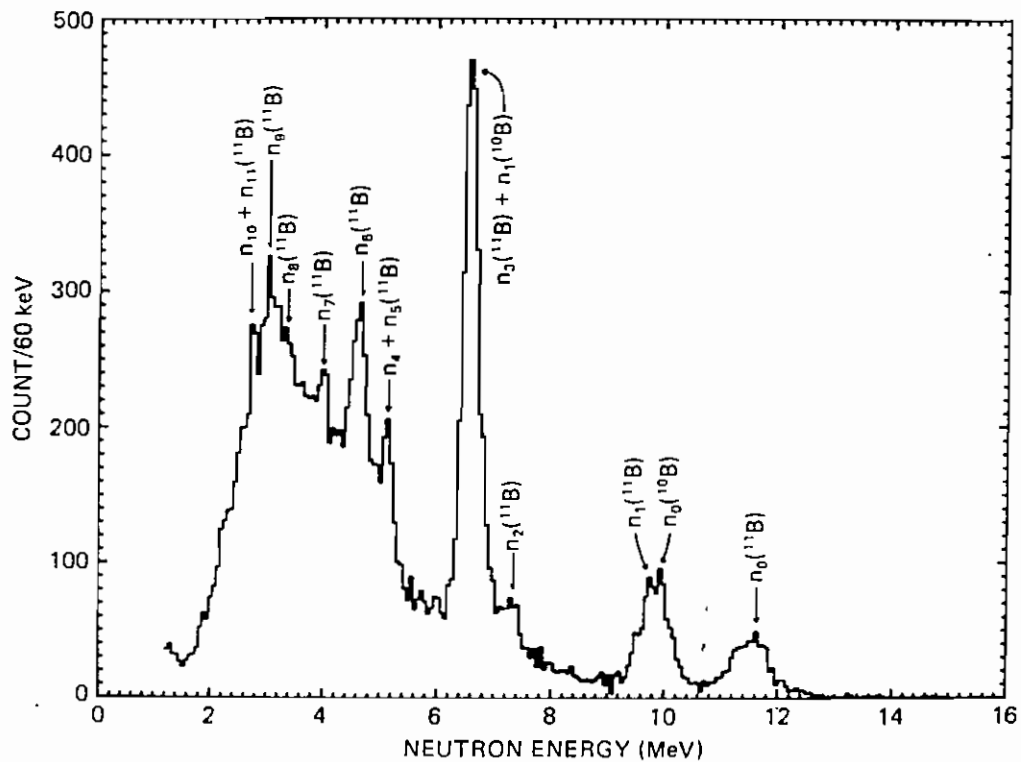
Uma pequena porção de raios gama também aparece nos espectros na forma de dois picos distintos, os quais correspondem a gamas do alvo e do parador de feixe. Os mesmos foram admitidos de propósito pelo sistema de discriminação  $n/\gamma$ , pois a posição dos picos desses raios gama é necessária para a identificação cinemática dos grupos de nêutrons da transformação do espectro de tempo de vôo em espectro de energia.

#### b) Os Espectros de Energia

A figura I.8 mostra as transformações dos espectros de tempo de vôo (figuras I.4a e I.4b) em espectros de energia, i.e., em histogramas  $dN(E)/dE$  versus  $E$ . Para isso foi usado o código de computador ENTOF (Pe 76 e Ca 84) que converte uma correlação entre o número de nêutrons e o tempo de chegada no detetor, para uma correlação entre o número de nêutrons e a energia dos nêutrons. As transformações desses espectros foram calculadas para um "bin" de energia constante de  $\Delta E = 60$  keV, valor este que é aproximadamente a espessura do alvo usado na experiência.



(a)



(b)

FIGURA I.8 - Transformação em Energia do Espectro de Tempo de Vôo:

(a) Reação  $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$  em  $\theta_{\text{lab}} = 30$  graus e  $E_p = 14.7$  MeV;

(b) Reação  $^{10}\text{B}(p,n)^{10}\text{C}$  em  $\theta_{\text{lab}} = 30$  graus e  $E_p = 14.7$  MeV.



c) Cálculo das Áreas dos Picos

As área dos picos de nêutrons nos espectros de boro foram determinadas através do código de computador AJUSTE (Ro 83 e Ca 84). Este código ajusta as formas dos picos por uma função que é composta de uma mistura de distribuições gaussianas e laurentzianas. As assimetrias nas formas dos picos foram levadas em conta incluindo na função a derivada de uma curva gaussiana. O programa também ajusta o fundo sob os picos a uma função parabólica que foi subseqüentemente subtraído. As áreas foram calculadas pelo procedimento de minimização do  $\chi^2$ .

d) Cálculo das Seções de Choque Diferenciais

As seções de choque diferenciais no sistema de laboratório foram calculadas usando a fórmula

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{lab} = \frac{Y}{n N \epsilon(E_n) d\Omega} \quad (I.1)$$

onde

Y = rendimento de nêutrons, ou área do pico no espectro por integração da carga do feixe (seção I.3.c);

n = número de partículas incidentes por integração de carga;

N = número de núcleos alvo por unidade de área (ver tabela I.1);

$\epsilon(E_n)$  = eficiência total de detecção de nêutrons na energia de

nêutron  $E_n$  (seção I.2.e);

$d\Omega$  = ângulo sólido subtendido pela face do detetor de nêutrons.

Os cálculos das seções de choque diferenciais (no sistema de centro de massa) foram feitos através do código de computador "NEUTRON CROSS SECTIONS" (Pe 76 e Ca 84).

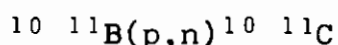
As incertezas associadas às seções de choque diferenciais são as seguintes:

1. A determinação das áreas dos picos de nêutrons contribuem com 1 a 10%. Este é um erro estatístico que está associado principalmente ao fundo causado pelas "asas" dos picos vizinhos correspondentes a outros grupos de nêutrons que aparecem no espectro;
2. A estimativa da espessura e não uniformidade do alvo, introduz  $\sim 10\%$  de erro;
3. A precisão do circuito integrador de carga do feixe que determinou o número de partículas incidentes, considerado a ser  $< 5\%$ ;
4. As incertezas associadas com a determinação do ângulo sólido do detetor (trajetória de vôo e diâmetro do cintilador), menos do que 1%;
5. As eficiências de detecção de nêutrons calculadas contribuem

com 5 a 8%. As diversas origens dessa incerteza foram descritas em detalhe por Nakayama et al. (Na 81).

As incertezas desses vários parâmetros resultaram em uma incerteza total de 12 a 17% para as seções de choque diferenciais e são representadas por barras de erro nas figuras.

## I.4 APRESENTAÇÃO DAS SEÇÕES DE CHOQUE DIFERENCIAIS DAS REAÇÕES



Nesta seção são apresentados os resultados dos processamentos dos dados obtidos, que culminaram nas seções de choque diferenciais.

A figura I.9 é um conjunto de curvas de excitação para os grupos de nêutrons  $n_0$ ,  $n_1$ ,  $n_2$ ,  $n_3$ ,  $(n_4+n_5)$ ,  $n_6$  e  $n_7$  da reação  ${}^{11}\text{B}(p,n){}^{11}\text{C}$  obtidas em  $\theta_{\text{lab}} = 30$  graus no intervalo de energia incidente entre  $E_p = 13.7$  a  $14.7$  MeV tomadas em passos de  $100$  keV. A figura I.10 mostra as curvas de excitação para os grupos  $n_0$  e  $n_1$  da reação  ${}^{10}\text{B}(p,n){}^{10}\text{C}$  no mesmo intervalo de energia incidente e ângulo de laboratório, como descrito para a figura I.9.

A figura I.11 mostra as distribuições angulares obtidas no intervalo angular  $\theta_{\text{cm}} = 20$  a  $160$  graus em  $E_p = 14.0$ ,  $14.3$  e  $14.6$  MeV para cada um dos grupos de nêutrons  $n_0$ ,  $n_1$ ,  $n_2$ ,  $n_3$ ,  $(n_4+n_5)$ ,  $n_6$  e  $n_7$  da reação  ${}^{11}\text{B}(p,n){}^{11}\text{C}$ . A figura I.12 mostra distribuições angulares nas mesmas energias incidentes e intervalo angular para os grupos de nêutrons da reação  ${}^{10}\text{B}(p,n){}^{10}\text{C}$ .

Não foi possível obter as distribuições angulares para os grupos de nêutrons  $n_8$ ,  $n_4$  e  $(n_{10}+n_{11})$  que aparecem na figura I.4 (ou I.8a). Isso se deve ao fato de que o limiar de detecção de nêutrons ( $2.2$  MeV) é tão perto das energias destes grupos de

nêutrons que uma enorme incerteza é introduzida nas estimativas da eficiência de detecção, principalmente nos espectros medidos em ângulos maiores do que 30 graus.

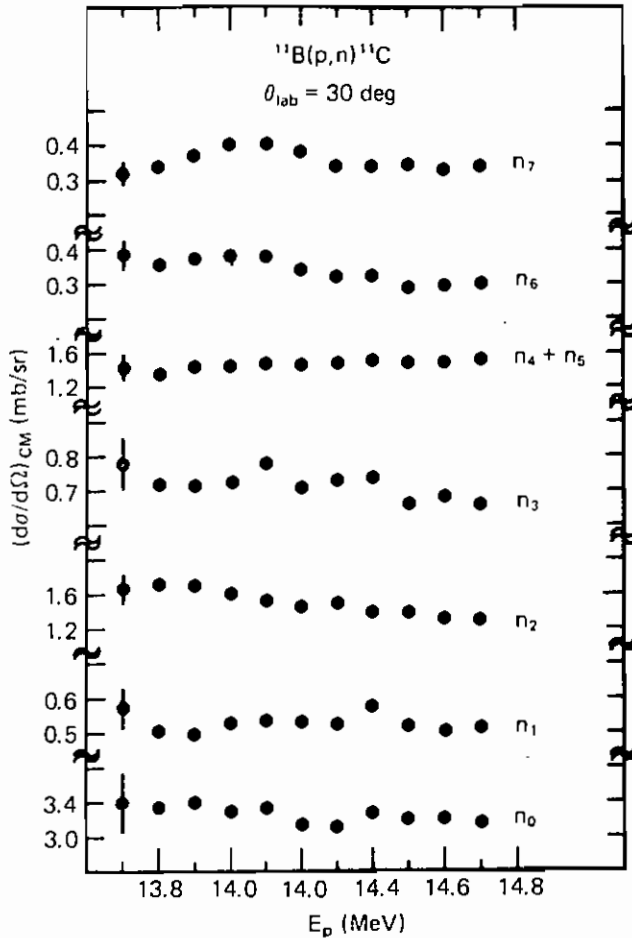


FIGURA I.9 - Curvas de excitação para Campos de Nêutrons da Reação  $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$  em  $\theta_{\text{lab}} = 30$  graus.

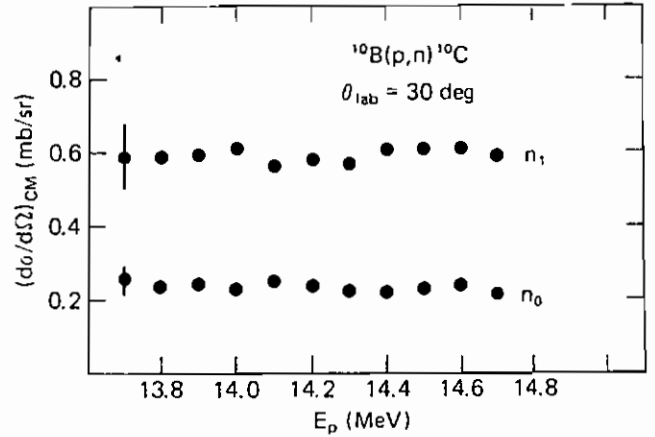


FIGURA I.10 - Curvas de excitação para Campos de Nêutrons da Reação  $^{10}\text{B}(p,n)^{10}\text{C}$  em  $\theta_{\text{lab}} = 30$  graus.

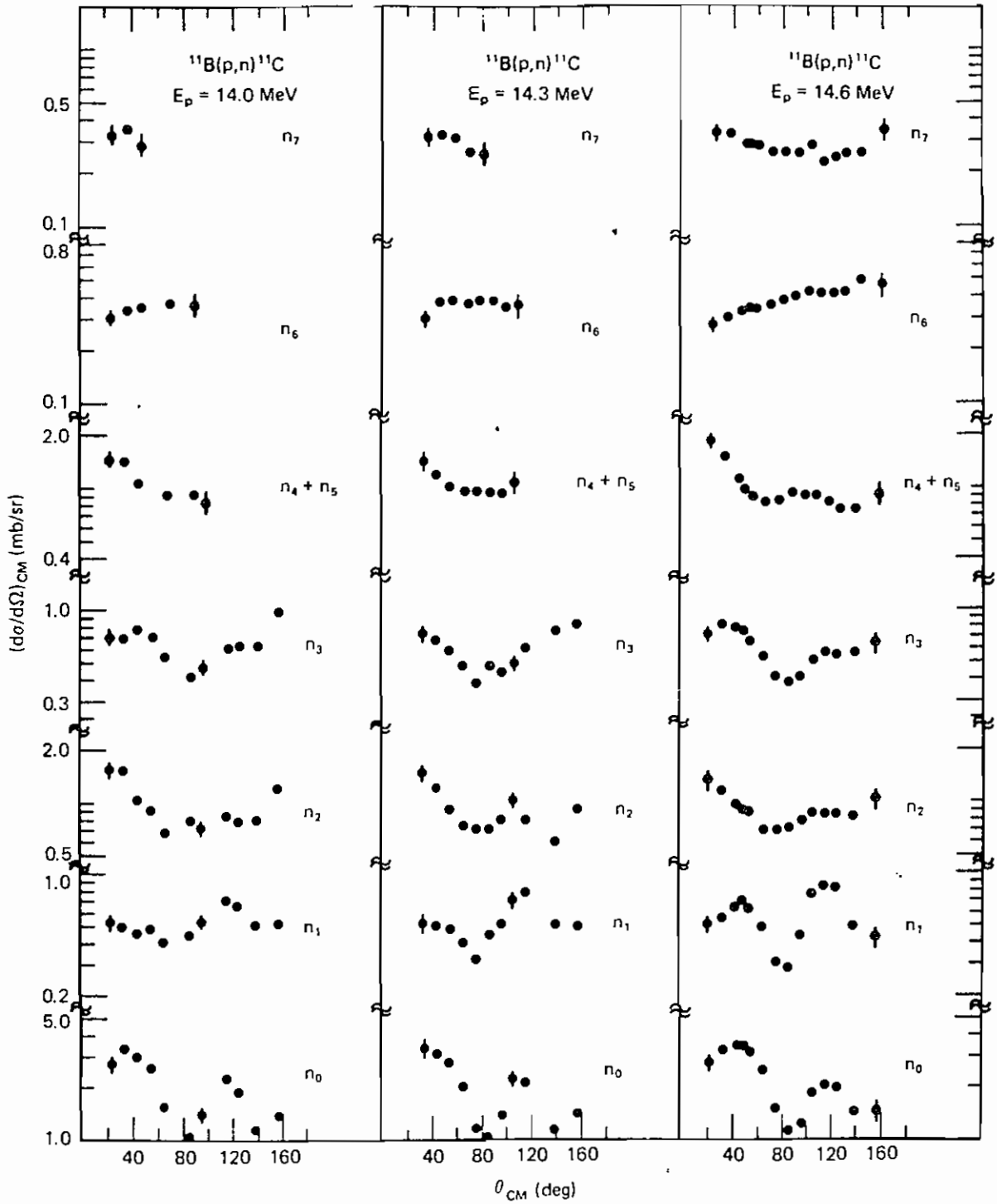


FIGURA I.11 - Distribuições Angulares em  $E_p = 14.0, 14.3$  e  $14.6$  MeV para Grupos de Nêutrons da Reação  $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$ .

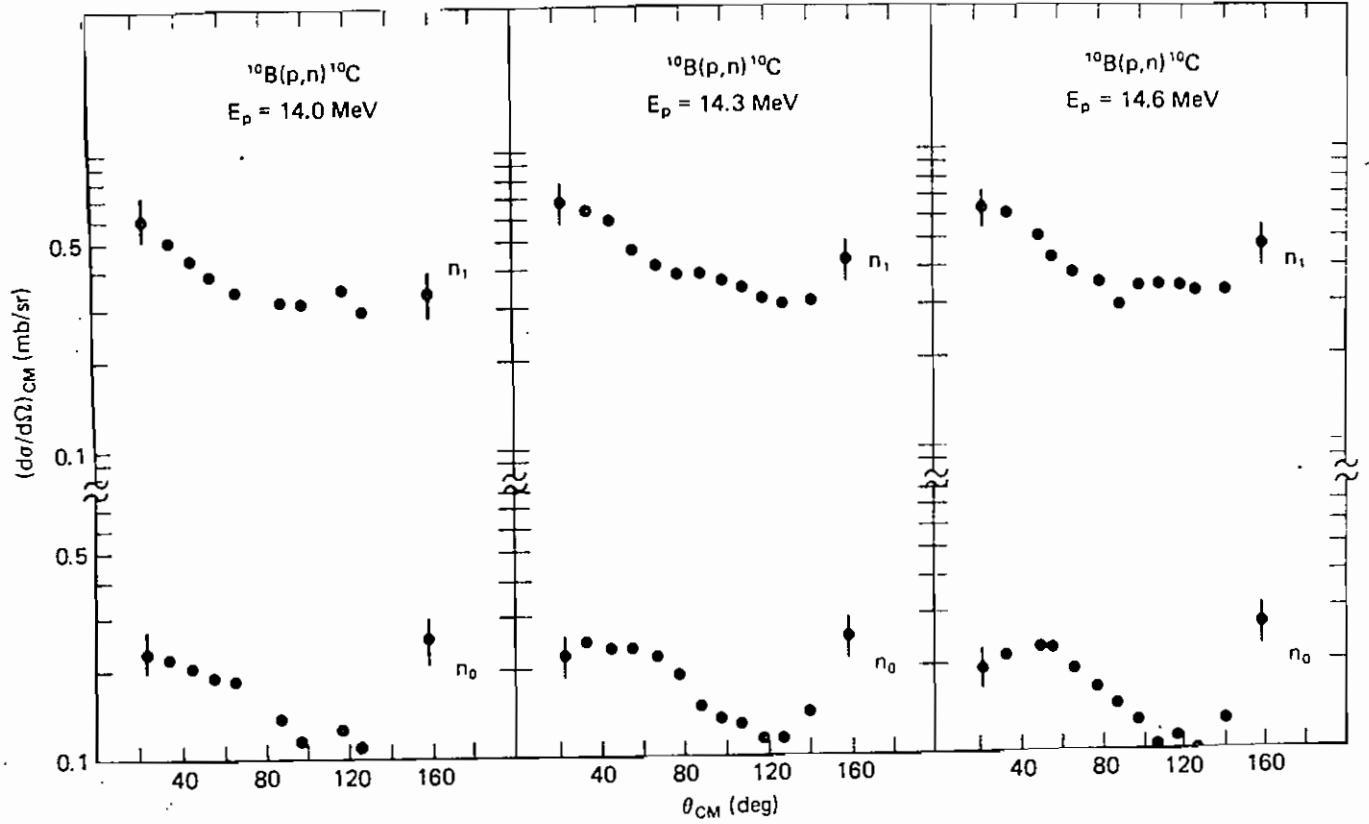


FIGURA I.12 - Distribuições Angulares em  $E_p = 14.0, 14.3$  e  $14.6$  MeV para Grupos de Nêutrons da Reação  $^{10}\text{B}(p,n)^{10}\text{C}$ .

## I.5 DISCUSSÃO SOBRE MEDIDAS JÁ EXISTENTES DAS REAÇÕES $^{10,11}\text{B}(p,n)^{10,11}\text{C}$ E PUBLICADAS NA LITERATURA

Medidas das seções de choque publicadas na literatura para as reações  $^{10,11}\text{B}(p,n)^{10,11}\text{C}$  que existiam antes do início de nossa experiência são dados na tabela I.2. As referências estão organizadas segundo a energia de próton incidente, as técnicas de detecção de nêutrons empregadas, o tipo de dados (distribuição angular ou curva de excitação) apresentados para um dado grupo de nêutrons, e detalhes relativos aos valores das seções de choque.

Os principais trabalhos existentes para a reação  $^{10}\text{B}(p,n)^{10}\text{C}$  são aqueles das referências (Aj 54, Go 73 e Cl 70) da tabela I.2. Ajzenberg e Franzen (Aj 54) usaram técnicas de recuo de prótons para medir as distribuições angulares para os grupos de nêutrons  $n_0$  e  $n_1$  em  $E_p = 17.2$  MeV para cinco ângulos entre  $\theta_{\text{cm}} = 30$  e 150 graus. As seções de choque, todavia, foram publicadas em unidades relativas, que impedem a comparação com as nossas magnitudes, embora exista um bom acordo na forma das distribuições angulares com as nossas. Goodman et al. (Go 73) usaram técnicas de tempo de voo para medir duas distribuições angulares para o grupo  $n_0$  em  $E_p = 16$  e 23 MeV entre  $\theta_{\text{cm}} = 10$  e 150 graus. Desde que as seções de choque foram apresentadas em unidades relativas, novamente não foi possível se comparar as magnitudes, embora tenha havido um bom acordo na forma. Clough



TABELA I.2  
Medidas Anteriores das Reações  $^{10,11}\text{B}(p,n)^{10,11}\text{C}$

Reação	Energia (MeV)	Técnica de Detecção	Medidas	Ref.	Observação
$^{10}\text{B}(p,n)^{10}\text{C}$	17.2	Método de recuo de prótons em emulsão fotográfica espessa	Uma distribuição angular para $n_0$ e $n_1$	Aj54	Seções de choque em unidades relativas
$^{10}\text{B}(p,n)^{10}\text{C}$ e $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$	16 e 23	Tempo de vôo; cintilador líquido	Duas distribuições angulares para $^{10}\text{B}(p,n)^{10}\text{C}$ ( $n_0$ ) e duas distribuições angulares para $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$ ( $n_0$ e $n_3$ )	Co73	Seções de choque em unidades relativas
$^{10}\text{B}(p,n)^{10}\text{C}$ e $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$	30 e 50	Tempo de vôo; cintilador líquido	Duas distribuições angulares para $^{10}\text{B}(p,n)^{10}\text{C}$ ( $n_0$ , $n_1$ e $n_2$ ) e duas distribuições angulares para $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$ [ $n_0$ , $n_1$ e ( $n_2+n_3$ )]	Cl70	Seções de choque (mb/sr); $\theta$ cm entre 0 e 60 graus
$^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$	8.1 a 14.1	Espectrômetro de nêutrons rápidos de recuo de prótons	Cinco distribuições angulares para $n_0$	Hi60	Seções de choque em mb/sr
$^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$	2.9 a 4.3	Técnica de detecção de "long counter"	Dez distribuições angulares para $n_0$	Al61	Seções de choque em unidades relativas
$^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$	4.0 a 11.5	Tempo de vôo; cintilador plástico	Uma curva de excitação, 25 distribuições angulares para $n_0$ , $n_1$ , $n_2$ e $n_3$	Ov65	Seções de choque em mb/rs
$^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$	17 a 18	Tempo de vôo; cintilador líquido	Duas distribuições angulares para $n_0$ e $n_2$	An64	Seções de choque em mb/sr
$^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$	18	Tempo de vôo	Uma distribuição angular para $n_0$ , $n_1$ , $n_2$ e $n_3$	An74	Seções de choque em mb/sr
$^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$	16 a 26	Tempo de vôo; cintilador líquido	onze distribuições angulares para $n_0$ , $n_1$ , $n_2$ e $n_3$	Gr84	Seções de choque em mb/sr

et al. (Cl 70), usando técnicas de tempo de voo, publicaram distribuições angulares em unidades de milibarn/steroradiano em  $E_p = 30$  e  $50$  MeV para os grupos  $n_0$ ,  $n_1$ , e  $n_2$ . Embora as energias de próton sejam muito maiores do que as do nosso trabalho, as seções de choque estão próximas em magnitude. Por exemplo, em  $\theta_{lab} = 30$  graus, a seção de choque em  $E_p = 30$  MeV é a mesma que o nosso valor ( $0.2$  mb/sr) em  $E_p = 14.6$  MeV para o grupo  $n_0$  e  $\sim 50\%$  maiores do que o nosso valor ( $0.5$  mb/sr) para o grupo  $n_1$ .

Em todos os três trabalhos citados acima, não é feita menção de alguma contaminação possível dos espectros  $^{10}\text{B}(p,n)^{10}\text{C}$  pela presença de  $^{11}\text{B}$  no alvo. Nós descobrimos, todavia, que a correção para tal contaminação era extremamente importante, e por essa razão para cada espectro  $^{10}\text{B}(p,n)^{10}\text{C}$  obtido, foi medido um espectro de comparação na mesma energia de próton incidente e ângulo de detetor para a reação  $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$ . Esse procedimento se mostrou necessário mesmo quando os alvos de  $^{10}\text{B}$  eram do isótopo enriquecido.

Os principais trabalhos existentes para a reação  $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$  são os das seguintes referências: (Go 73, Cl70, Hi 60, Al 61, Ov 65, An 64). Vamos limitar a nossa discussão a uma comparação com aquelas medidas que também empregam técnicas de tempo de voo e para as quais as energias de próton incidente estão próximas da nossa região de  $14.3$  MeV. Overley e Borchers

(Ov 65) publicaram um trabalho bastante extenso sobre seções de choque diferenciais em milibarn/steroradiano para 25 distribuições angulares mais curvas de excitação em  $\theta_{lab} = 0$  e 90 graus para os grupos de nêutrons  $n_0$ ,  $n_1$ ,  $n_2$  e  $n_3$ . Para o grupo de nêutrons  $n_0$ , as curvas de excitação medidas no intervalo de energia incidente  $E_p = 4.0$  e 11.5 MeV mostram muitas flutuações largas, indicando a presença de formação de núcleo composto. Em  $\theta_{lab} = 90$  graus e  $E_p = 11.5$  MeV, eles apresentam uma seção de choque de  $\sim 6$  mb/sr, comparada com o nosso valor de 1.1 mb/sr em  $\theta_{lab} = 90$  graus e  $E = 14.0$  MeV. Assim, a uma energia de  $\sim 2.5$  MeV além do seu último ponto medido, a seção de choque diminuiu por um fator de 6. Isso aparenta ser uma queda um tanto abrupta. Todavia, Anderson et al. (An 74) apresentam distribuições angulares em milibarn/seteroradiano em  $E_p = 17$  e 18 MeV para os grupos  $n_0$  e  $n_1$  e um segundo conjunto de distribuições angulares em  $E_p = 18$  MeV para os grupos de nêutron  $n_0$ ,  $n_1$ ,  $n_2$  e  $n_3$ . A comparação com as suas seções de choque para todos os quatro grupos concordam extremamente bem, tanto em forma, como em magnitude com aqueles do nosso trabalho em  $E_p = 14.6$  MeV, mostrando que há de fato uma diminuição abrupta das medidas de Overley e Borchers à energias maiores.

Deve ser mencionado ainda que, depois de os nossos dados terem sido submetidos a publicação, recebemos de F.

Petrovich um "preprint" de medidas feitas por eles (Gr 84) para a reação  $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$  entre  $E_p=16$  MeV e 25 MeV. Neste trabalho é feita uma análise DWBA para a distribuição angular na energia mais alta ( $E_p=25$  MeV). Os dados obtidos nas energias mais baixas ( $E_p=16$  MeV) são bem compatíveis com os que obtivemos em  $E_p=14.7$  MeV.

## CAPÍTULO II

FUNDAMENTOS TEÓRICOS E OS CÓDIGOS  
USADOS NOS CÁLCULOS

## II.1 INTRODUÇÃO

O objetivo deste capítulo é descrever os fundamentos teóricos e a maneira como foram aplicados os dois modelos utilizados na análise dos dados: o de interação direta e o de núcleo composto.

Nas seções II.2 e II.3 são apresentados os pontos principais a respeito do processo de reação direta e a utilização do código de computador DWBA-70 (Sc 70). Este código inclui termos de troca "knock-on" na amplitude de transição. A forma escolhida para a interação microscópica efetiva foi baseada no potencial de Bertsch et al. (Be 77), derivada de ajustes a elementos de matriz  $G$  de potenciais nucleônicos, que inclui componentes central e não central. Os coeficientes espectroscópicos  $Z$  (funções de onda nucleares) utilizados nos cálculos, estavam em uma representação nêutron-próton, e foram obtidos dos valores calculados por Lee-Kurath (Le 80 e Pe 84a). Detalhes a respeito da obtenção da interação efetiva podem ser encontrados no apêndice A e a respeito dos coeficientes espectroscópicos nos apêndices B e C. Nesta seção são ainda explicados os fatores de normalização aplicados às seções de choque calculadas pelo programa. Estes fatores aparecem para levar em conta as normalizações das funções de onda e das interações isovetoriais, obtidas por Grimes et al. (Gr 84 e Pe

82). A obtenção dos potenciais ópticos utilizados neste programa está descrita na seção III.3 (capítulo III).

Nas seções II.4 e II.5 são descritos os pontos mais importantes a respeito da teoria de Hauser-Feshbach do núcleo composto e do uso do código HAUSER-5 (Ma 78). Neste cálculo foram incluídos cinco modos de decaimento (n, p, d,  $\alpha$  e  $^3\text{He}$ ) com um total de 59 canais de saída. Os estados finais do contínuo não foram alcançados.

Finalmente, na seção II.6 é feita uma breve discussão a respeito do fator de "enhancement" elástico (correção de flutuação de largura).

## II.2 A DESCRIÇÃO TEÓRICA DO PROCESSO DIRETO

### a) Amplitude de Transição DWBA e Seção de Choque

A amplitude de transição de onda distorcida antisimetrizada  $T_{fi}$  para um processo direto na reação de espalhamento inelástico núcleon-núcleo pode ser escrita em uma representação próton-nêutron como (Pe82, Pe70)

$$\begin{aligned}
 T_{fi} = & \sum_{\substack{j_1 j_2 m_1 m_2 \\ t_{z_2} t_{z_1} J}} \sum_{t_{z_2} t_{z_1}}^{\pi} (j_2 j_1) \hat{J} \hat{J}_i \hat{J}_f^{-1} (-1)^{j_2 - m_1} \\
 & \times \langle j_2 j_1 m_2, -m_1 | J M \rangle \langle J_i J M_i M | J_f M_f \rangle \\
 & \times \langle \chi_f^{(-)}(0) | E M N | \chi_i^{(+)}(0) \rangle \quad (II.1)
 \end{aligned}$$

onde  $Z$  é a amplitude espectroscópica,  $\chi$  representa as ondas distorcidas que descrevem o movimento relativo do projétil e do alvo sob a influência do potencial óptico e  $(0)$  simboliza a partícula não ligada (entrando ou saindo). Além disso,  $J_i, J_f, j_1$  e  $j_2$  são os momentos angulares do núcleo alvo, do núcleo residual, do projétil incidente e da partícula emitida, respectivamente, sendo  $M$  e  $m$  as suas projeções, e  $J$  o momento angular transferido.  $t_{z_i}$  e  $t_{z_f}$  são as projeções do isospin de partícula única nos estados inicial e final.  $EMN$  é o elemento de matriz nuclear a ser definido mais adiante pela equação II.5.

A seção de choque diferencial para o espalhamento



inelástico núcleon-núcleo é proporcional ao quadrado da amplitude de transição. Se o feixe e o alvo não forem polarizados ela será dada por (Sa83)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \right) \frac{k_f}{k_i} \frac{1}{2J_i + 1} \sum_{\substack{M_f M_i \\ m_f m_i}} |\mathcal{T}_{fi}|^2 \quad (\text{II.2})$$

onde  $\mu$  é a massa reduzida do sistema projétil-núcleo, os  $k$  são os números de ondas, e o somatório é sobre os números quânticos de projeção dos spins  $M$ ,  $m_i$  e  $m_f$ .

As ondas distorcidas  $\chi$  são soluções da equação de Schrödinger radial que contém o potencial óptico  $U$  (Sa83)

$$\left[ \frac{d^2}{dr^2} + k^2 - \frac{L(L+1)}{r^2} + \frac{2M}{\hbar^2} (U + U_c) \right] \chi_{JL}(k, r) = 0 \quad (\text{II.3})$$

onde  $U_c$  é o potencial coulombiano. Nesta equação devem prevalecer as seguintes condições de contorno:

$$\chi_{JL} = 0 \quad \text{em } r=0 \quad \text{e}$$

$$\chi_{JL}(kr) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \frac{i}{2} \left[ H_L^-(k, r) - \eta_L^J H_L^+(k, r) \right] e^{i\sigma_L} \quad (\text{II.4})$$

onde  $H^\pm$  são as funções coulombianas emergentes e imergentes,  $\eta_L$  é o elemento de matriz de espalhamento nuclear e  $\sigma_L$  são os desvios de fase coulombianos.

#### b) O Elemento de Matriz Nuclear - EMN

O elemento de matriz nuclear pode ser escrito como (Pe82)

$$EMN = \langle \phi_{j_2 m_2}(1) | V_{01} | \phi_{j_1 m_1}(1) \rangle \quad (\text{II.5})$$

onde  $V_{01}$  é o potencial de interação entre a partícula incidente (0) e um dos nucleons ligados do núcleo espalhador (1),  $\phi$  são as funções de onda de estado ligado de partícula única (base de oscilador harmônico) no núcleo alvo ou residual.

No programa DWBA-70 (Sc70) a forma particular do elemento de matriz nuclear é

$$EMN = \langle \phi_{j_2 m_2}(1) | g^D(0,1) - g^E(0,1) P_{01} | \phi_{j_1 m_1}(1) \rangle. \quad (\text{II.6})$$

Nesta equação  $g^D$  e  $g^E$  são as componentes da interação matriz G (Be77) e  $P_{01}$  é o operador que troca o spin e as coordenadas dos dois nucleons que estão interagindo.

#### b) As Componentes g da Interação Efetiva

As componentes da interação efetiva núcleon-núcleon podem ser escritas como a soma de termos central, spin-órbita e tensorial da forma

$$g = g_{00} + g_{01} \vec{r}_0 \cdot \vec{r}_1 + g_{02} \vec{\sigma}_0 \cdot \vec{\sigma}_1 + g_{11} (\vec{\sigma}_0 \cdot \vec{\sigma}_1) (\vec{r}_0 \cdot \vec{r}_1) + \\ + g_{LS} \vec{L} \cdot \vec{S} + g_{\text{tensorial}} S_{12} + V_{\text{coul.}} \quad (\text{II.7})$$

ou da forma

$$g = V_0 + V_r \vec{r}_0 \cdot \vec{r}_1 + V_\sigma \vec{\sigma}_0 \cdot \vec{\sigma}_1 + V_{\sigma r} (\vec{\sigma}_0 \cdot \vec{\sigma}_1) (\vec{r}_0 \cdot \vec{r}_1) + \\ + V_{LS} \vec{L} \cdot \vec{S} + V_{\text{tensorial}} S_{12} + V_{\text{coul.}} \quad (\text{II.8})$$

onde os índices em  $g_{\Delta S \Delta T}$  ou  $V_{\sigma T}$  simbolizam a transferência de

spin e isospin que ocorre durante a reação. O operador tensorial é escrito na forma usual como

$$S_{12} = 3 \vec{\sigma}_1 \cdot \hat{r} \vec{\sigma}_2 \cdot \hat{r} - \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \quad (\text{II.9})$$

As componentes  $V$  desta interação têm uma forma analítica simples de somas de potenciais de Yukawa de alcance  $u$

$$V = |V| \mathcal{Y}(r, u) = |V| (r/u)^{-1} \exp(r/u). \quad (\text{II.10})$$

A determinação de  $|V|$  é baseada no potencial de Bertsch et al. (Be77) - BBML - que foi derivado de ajustes a elementos de matriz  $\underline{G}$  a partir dos potenciais núcleon-núcleon, como por exemplo os de Hamada-Johnston (Ha62), de Reid (Re68) e de Elliot (El68).

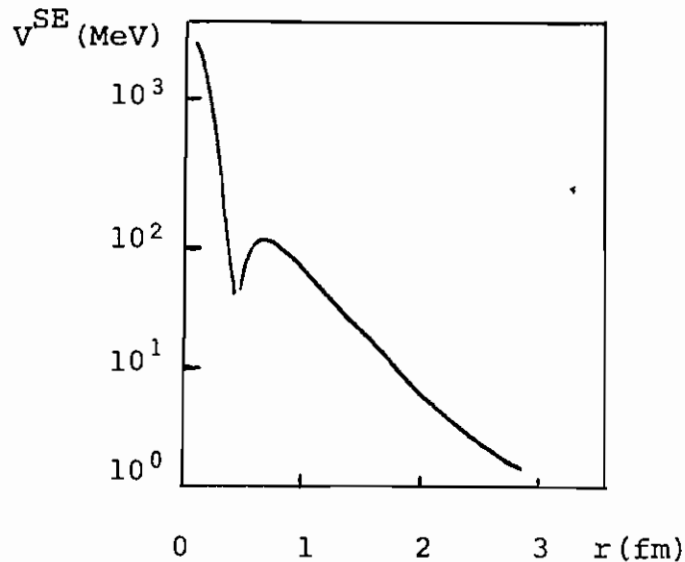
Os potenciais núcleon-núcleon são extraídos de uma análise de todos os dados existentes de espalhamento nucleônico e os resultados são apresentados na seguinte forma

$$\begin{array}{llll} {}^3V_{C'}^+, {}^1V_{C'}^+, {}^3V_{C'}^-, {}^1V_C & \text{ou} & V^{\text{TE}}, V^{\text{SE}}, V^{\text{TO}}, V^{\text{SO}} & \text{central} \\ V_{\text{LS}}^+, V_{\text{LS}}^- & \text{ou} & V^{\text{LSE}}, V^{\text{LSO}} & \text{não central} \\ V_{\text{TEN}}^+, V_{\text{TEN}}^- & \text{ou} & V^{\text{TNE}}, V^{\text{TNO}} & \text{não central} \end{array}$$

onde T = estado tripleto, S = estado singlete, L = spin-órbita e TN = tensorial, enquanto que E (+) e O (-) se referem à paridade.

O potencial de Reid  $V^{\text{SE}}$ , por exemplo, tem no espaço de

configuração a seguinte forma:



Bertsch et al. (Be77) concluíram serem necessárias três componentes do tipo Yukawa, para ajustar esta curva, onde cada componente possui intensidades e alcances diferentes. Os alcances escolhidos foram

$$u = 0.25 \text{ fm}, 0.4 \text{ fm e } 1.414 \text{ fm}.$$

Um ajuste direto pelos potenciais não pode ser feito (forças muito fortes em distâncias muito pequenas para a aproximação ser válida). Por isso ajustaram os elementos de matriz da soma das componentes do tipo Yukawa (base de oscilador harmônico) para o conjunto dos elementos de matriz  $\underline{G}$  (também base de oscilador harmônico) calculados por Barret et al. (Ba71). Por exemplo:

Channel	Name	R = 0.25fm	R = 0.40fm	R = 1.414fm	Qual.
SE	Reid	12454	-3835	-10.463	Good

A interação usada no presente trabalho provém de Love e Satchler (Lo70), que obtiveram uma representação mais conveniente para a interação efetiva núcleon-núcleon em termos de  $V^{TE}, V^{SE}$ , etc. As representações têm a seguinte relação:

$$\begin{aligned}
 V_0 &= \frac{1}{16} [3V^{TE} + 3V^{SE} + 9V^{TO} + 1V^{SO}] & V_{LS} &= \frac{1}{4} [3V^{LSO} + V^{LSE}] \\
 V_\sigma &= \frac{1}{16} [1V^{TE} - 3V^{SE} + 3V^{TO} - 1V^{SO}] & V_{LS\sigma} &= \frac{1}{4} [V^{LSO} - V^{LSE}] \\
 V_\tau &= \frac{1}{16} [-3V^{TE} + 1V^{SE} + 3V^{TO} - 1V^{SO}] & V_\pi &= \frac{1}{4} [3V^{TNO} + V^{TNE}] \\
 V_{\sigma\tau} &= \frac{1}{16} [-1V^{TE} - 1V^{SE} + 1V^{TO} + 1V^{SO}] & V_{\pi\tau} &= \frac{1}{4} [V^{TNO} - V^{TNE}].
 \end{aligned} \tag{II.11}$$

Em nossa análise seguimos o trabalho de Petrovich et al. (Pe82) e escolhemos uma interação que consistiu das seguintes componentes - BBML - (Lo80)

Tripleto par (TE); Singlete par (SE)	Reid	} central
Tripleto ímpar (TO)	nenhum	
Singlete ímpar (SO)	ALTSO	
Spin-órbita ímpar (LSO)	Reid	} spin - órbita
Spin-órbita par (LSE)	Elliot	
Tensorial par (TNE)	Reid	} tensorial
Tensorial ímpar (TNO)	Elliot	

d) Formulação das Componentes de Interação ( $g^D, g^E$ ) para as Reações (p,p') e (p,n)

d.1) Reações (p,p'), incluindo o Canal Elástico

Neste caso, o próton incidente e o emergente são descritos pelas ondas distorcidas  $\chi_i(0)$  e  $\chi_f(0)$ . O próton incidente se aproxima do núcleo alvo e interage na superfície com um dos núcleons do mesmo; esse núcleon pode ser um próton ou um nêutron.

Caso 1. Interação do próton incidente com um próton do alvo.

Neste caso, o sistema de dois corpos interagindo só pode ser descrito por um estado tripleto de isospin e as matrizes de interação  $g^D$  e  $g^E$  são dadas (vide apêndice A) por

$$g^D = g(\pi=1) \equiv g_{pp} = (V_0 + V_\tau) + (V_\sigma + V_{\sigma\tau}) \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + (V_{LS} + V_{LS\tau}) \vec{L} \cdot \vec{S} + (V_\tau + V_{\sigma\tau}) S_{12} \quad (\text{II.12})$$

$$g^E = g(\pi=1) = g_{pp} \quad (\text{II.13})$$

e o coeficiente  $Z$  da equação II.1 (vide apêndice B) é uma amplitude de próton.

Caso 2. Interação do próton incidente com um nêutron do alvo.

Neste caso, o sistema de dois corpos interagindo pode ser um estado tripleto ou singleto de isospin e as matrizes  $g^D$  e  $g^E$  são dadas (vide apêndice A) por

$$g^D = \frac{1}{2} g(\tau=1) + \frac{1}{2} g(\tau=0) \equiv g_{pn} = (V_0 - V_\tau) - (V_0 - V_{0\tau}) \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + \\ + (V_{Ls} - V_{Ls\tau}) \vec{L} \cdot \vec{S} + (V_\tau + V_{\sigma\tau}) S_{12} \quad (\text{II.14})$$

$$g^E = \frac{1}{2} g(\tau=1) - \frac{1}{2} g(\tau=0) \equiv g_{pp} - g_{pn} \quad (\text{II.15})$$

onde  $g_{pp}$   $g_{pn}$  são definidos nas equações II.12 e II. 14 e o coeficiente Z da eq.II.1 é uma amplitude de nêutron.

#### d.2) Reações (p,n)

Neste caso o próton incidente é descrito por  $\chi_i(0)$  e o nêutron emergente por  $\chi_f(0)$ . O coeficiente Z é a amplitude para aniquilar um nêutron no estado  $\phi_{ji}$  do núcleo e criar um próton no estado  $\phi_{jf}$  do núcleo. O próton incidente interage somente com um dos nêutrons do núcleo alvo e o sistema de dois corpos interagindo pode ser um estado tripleto ou singleto de isospin. As matrizes de interação  $g^D$  e  $g^E$  são dadas (vide apêndice A) por

$$g^D = \frac{1}{2} g(\tau=1) - \frac{1}{2} g(\tau=0) \equiv 2g_\tau = 2V_\tau + 2V_{\sigma\tau} (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) + \\ + 2V_{Ls\tau} \vec{L} \cdot \vec{S} + 2V_{\sigma\tau} S_{12} \quad (\text{II.16})$$

$$g^E = \frac{1}{2} g(\tau=1) + \frac{1}{2} g(\tau=0) \equiv g_{pp} - 2g_\tau \quad (\text{II.17})$$

e os coeficientes  $Z$  são dados pela diferença entre a amplitude de próton ( $Z_p$ ) e a amplitude de nêutron ( $Z_n$ )—(vide apêndice B).



## II.3 O CÓDIGO DWBA-70

### a) O Cálculo das Seções de Choque Diferenciais

Os cálculos não locais das seções de choque para os processos de reação direta foram feitos usando o código de computador DWBA-70 (Sc70 e Ca84).

Para as funções de onda de partícula única dos estados ligados, foram usadas as funções de onda radiais de oscilador harmônico da camada  $p$ . O parâmetro de oscilador  $\alpha = 0.67$  fm foi obtido por Grimes et al. (Gr84) a partir do ajuste do fator de forma transverso para o espalhamento elástico de elétrons em  $^{11}\text{B}$ , e concorda bem com a fórmula de Blomqvist e Molinari (Bl68) que prediz o valor  $\alpha = 0.61$  fm. Foram usados quatro orbitais de modelo de camada, a saber,  $\pi_{p1/2}$ ,  $\pi_{p3/2}$ ,  $\nu_{p1/2}$  e  $\nu_{p3/2}$ , onde  $\pi$  e  $\nu$  representam os prótons e nêutrons respectivamente.

As ondas distorcidas foram geradas com o potencial óptico complexo volumétrico obtido na seção III.2.

O código utiliza um modelo microscópico com uma interação núcleon-núcleon realística. O potencial de interação nuclear é tratado como uma superposição de quatro funções tipo Yukawa, e é constituído das partes coulombiana, central, spin-órbita e tensorial (tanto para prótons como para nêutrons). A interação total efetiva escolhida é baseada no potencial

de Bertsch et al. (Be77 e Lo80), denominada BBML, que foi derivada de ajustes a elementos de matriz  $G$  dos potenciais núcleon-núcleon de Hamada-Johnston (Ha62), Reid (Re68) e Elliot et al. (El68) - seção II.2. Na tabela II.1 estão mostradas as interações central, spin-órbita e tensorial, selecionadas do trabalho de Bertsch et al. (Be77) para três alcances diferentes. A partir da notação de Love e Satchler (eq.II.11) e da parametrização da interação efetiva (tabela B-1), que é apropriada para o programa DWBA-70, obtivemos os valores para as componentes  $VP(1)\dots VP(5)$  e  $VN(1)\dots VN(5)$ , (dados de entrada do código DWBA-70), os quais estão resumidos na tabela II.2.

Os coeficientes espectroscópicos  $Z$  na representação nêutron-próton, baseados nos cálculos de Lee-Kurath (Le80), foram fornecidos por F. Petrovich e A. Carpinter (Pe84a). A obtenção destes coeficientes espectroscópicos está detalhada no apêndice B. Estes coeficientes são também dados de entrada do código DWBA-70.

Em nossa energia incidente apenas as quatro primeiras ondas parciais devem contribuir significativamente para o espalhamento, e portanto as dez ondas parciais utilizadas em nossos cálculos são mais do que suficientes.

TABELA II.1

Interações Central, Spin-órbita e Tensorial, obtidas da Referência (Be77)

R	TE	SE	TO	SO	LSO	LSE	TNO	TNE
0.25	21227	12454	0.0	5018	-3733	0.0	0.0	0.0
0.4	-6622	-3835	0.0	1810	-427.3	-813.0	283.0	-1259.6
1.14	-10.463	-10.463	0.0	0.0	0.0	0.0	13.26	- 28.41

TABELA II.2

Valores das Componentes dos Potenciais de Prótons e Nêutrons (da dos de entrada do código DWBA -70)

R	VP(1)	VP(2)	VP(3)	VP(4)	VP(5)	VN(1)	VN(2)	VN(3)	VN(4)	VN(5)
0.25	1.4391	3113.5	-3113.5	-933.2	0.0	0.0	-7030.6	-35829	-466.6	0.0
0.40	1.4391	-958.8	958.8	-106.8	283.0	0.0	1777.6	1534	48.2	771.3
1.14	1.4391	-2.616	2.616	0.0	13.26	0.0	2.616	2.616	0.0	21.02*

\*R = 0.7 fm

b) Os Fatores de Normalização Aplicados às Seções de Choque do Processo Direto

Duas normalizações para as seções de choque calculadas pelo código DWBA-70 foram obtidas do trabalho de Grimes et al. (Gr84). A primeira se refere à normalização das funções de onda de Cohen-Kurath<sup>a)</sup> (Co65 e Co 67) usadas para descrever os estados nucleares, enquanto que a segunda se refere à normalização das componentes das interações isovetoriais de Bertsch et al. (Be77).

Para a transição  $3/2 \rightarrow 3/2$  (e.f.) na reação  $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$  o fator de normalização das funções de onda ( $N_{pn}$ ) foi extraído através dos valores experimentais dos elementos de matriz de Fermi ( $\langle F \rangle^2$ ) e de Gamow-Teller ( $\langle GT \rangle^2$ ) conhecidos para esta transição (Gr84, Aj80 e An70). No caso de  $J = 0$  (ou  $2$ )<sup>b)</sup>, onde  $J$  é o momento angular transferido na transição, o fator de normalização adotado é  $N_{pn} = 1$ , uma vez que as funções de onda de Cohen-Kurath predizem o valor correto de elemento de matriz  $\langle F \rangle^2$  de Fermi. No caso  $J = 1$  (ou  $3$ ), o fator de normalização adotado é  $N_{pn} = 0.618$  sendo que

---

a) Funções de onda de oscilador harmônico da camada  $1p$ .

b) Para  $J=2$  todas as seções de choque foram multiplicadas pelo fator  $1/2$  para levar em conta a renormalização de quadrupolo.

$\langle GT \rangle^2$  experimental é 0.618 vezes o valor de  $\langle GT \rangle^2$  teórico obtido usando as funções de onda de Cohen-Kurath.

As outras três transições de interesse ( $3/2 \rightarrow 1/2$ ,  $3/2 \rightarrow 5/2$ ,  $3/2 \rightarrow 3/2^*$ ) na reação  $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$  são todas dominadas pela componente  $J = 1$ . Nestes casos, a normalização para  $J = 1$  foi obtida a partir dos ajustes das seções de choque total experimentais (p,n) a  $E_p = 25$  MeV, com aquelas calculadas pelo código DWBA-70 e para as quais todos os fatores restantes,  $N_{pn}$  ( $J=2$ ) e as normalizações das componentes das interações isovetoriais discutidas abaixo, foram mantidos nos mesmos valores assinalados na transição  $3/2 \rightarrow 3/2$  (e.f.). Na tabela II.3, coluna  $N_{pn}$ , são mostrados estes fatores que compensam as imprecisões nas funções de onda de Cohen-Kurath.

A segunda normalização aparece porque os cálculos teóricos das seções de choque usando a interação de Bertsch et al. (Be77) tendem a superestimar as seções de choque experimentais (Ho81, Ho80a e Pe82). As componentes  $g_{\Delta S \Delta T}$  isovetoriais  $g_{11}$  ( $J=1$  e 3) e  $g_{01}$  ( $J=0$  e 2) foram normalizadas pelos fatores  $N_{\sigma\tau}$  e  $N_\tau$ , respectivamente, mantendo fixa a razão  $N_{\sigma\tau}/N_\tau = 0.67$  obtida por Petrovich et al. (Pe82) na análise das seções de choque das reações  $^6,^7\text{Li}(p,n)^6,^7\text{Be}$  em  $E_p = 25$  MeV. De uma comparação da seção de choque total teórica com a experimental, para a transição  $3/2^- \rightarrow 3/2^-$  (e.f.) em  $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$ , foram deduzidos os fatores de normalização  $N_{\sigma\tau} = 0.64$  e

$N_{\tau} = 0.95$ , mantendo fixa a razão  $N_{\sigma\tau}/N_{\tau} = 0.67$ .

Com a finalidade de investigar a validade da relação  $N_{\sigma\tau}/N_{\tau} = 0.67$  em uma energia mais baixa ( $E_p = 14$  MeV) fizemos a extrapolação para a nossa faixa de energia no gráfico da percentagem de redução de  $g$  versus energia de próton incidente obtido dos resultados de Petrovich et al. (Pe82), nas reações  ${}^6,{}^7\text{Li}(p,n) {}^6,{}^7\text{Be}$  em  $E_p = 25$  MeV (figura II.1). Da extrapolação, obtivemos para  $g_{01} = 33\%$  ( $x = 0.33$ ) e para  $g_{11} = 65\%$  ( $x = 0.65$ ). Dessa maneira, usando a convenção de Petrovich,  $F = (1/1+x)^2$ , resultou que  $F_{\sigma\tau}/F_{\tau} = N_{\sigma\tau}/N_{\tau} = 0.65$ , valor este que difere aproximadamente de 3% do obtido em  $E_p = 25$  MeV.

Na tabela II.3, a coluna  $N_{TOT}$  mostra os fatores de normalização totais, incluindo os das funções de onda e das interações isovetoriais para cada valor de momento angular total  $J$  transferido na transição. Estes fatores foram aplicados às nossas seções de choque diferenciais, todas calculadas pelo código DWBA-70.

TABELA II.3

Coefficientes de Normalização Aplicados para as Seções de Choque Tomadas da Referência (Gr84)

Transição	J	$N_{pn}$ <sup>b)</sup>	$N_{\tau}$ <sup>c)</sup>	$N_{\sigma\tau}$ <sup>d)</sup>	$N_{TOT}$ <sup>e)</sup>
$\frac{3}{2}^- \rightarrow \frac{3}{2}^-$ (e.f)	0	-	0.950	-	0.950
	1	0.618	-	0.640	0.396
	2 <sup>a)</sup>	-	0.950	-	0.475
	3	0.618	-	0.640	0.396
$\frac{3}{2}^- \rightarrow \frac{1}{2}^-$	1	0.330	-	0.640	0.211
	2 <sup>a)</sup>	-	0.950	-	0.475
$\frac{3}{2}^- \rightarrow \frac{5}{2}^-$	1	0.970	-	0.640	0.621
	2 <sup>a)</sup>	-	0.950	-	0.475
	3	0.970	-	0.640	0.621
$\frac{3}{2}^- \rightarrow \frac{3}{2}^-$ (e.e)	1	0.470	-	0.640	0.301
	2 <sup>a)</sup>	-	0.950	-	0.475
	3	0.470	-	0.640	0.301

a) Fator de redução de 2 (considera a renormalização do isovetor de quadrupolo), Ref. (Pe82).

b) Normalização das funções de ondas nucleares, Ref. (Gr84).

c) Normalização da interação isovetorial  $g_{01}$ , Ref. (Pe82 e Gr84).

d) Normalização da interação isovetorial  $g_{11}$ , Ref. (Pe82 e Gr84).

e)  $N_{TOT} = N_{pn} N_{\tau}$  ou  $(N_{pn} N_{\sigma\tau})$ .

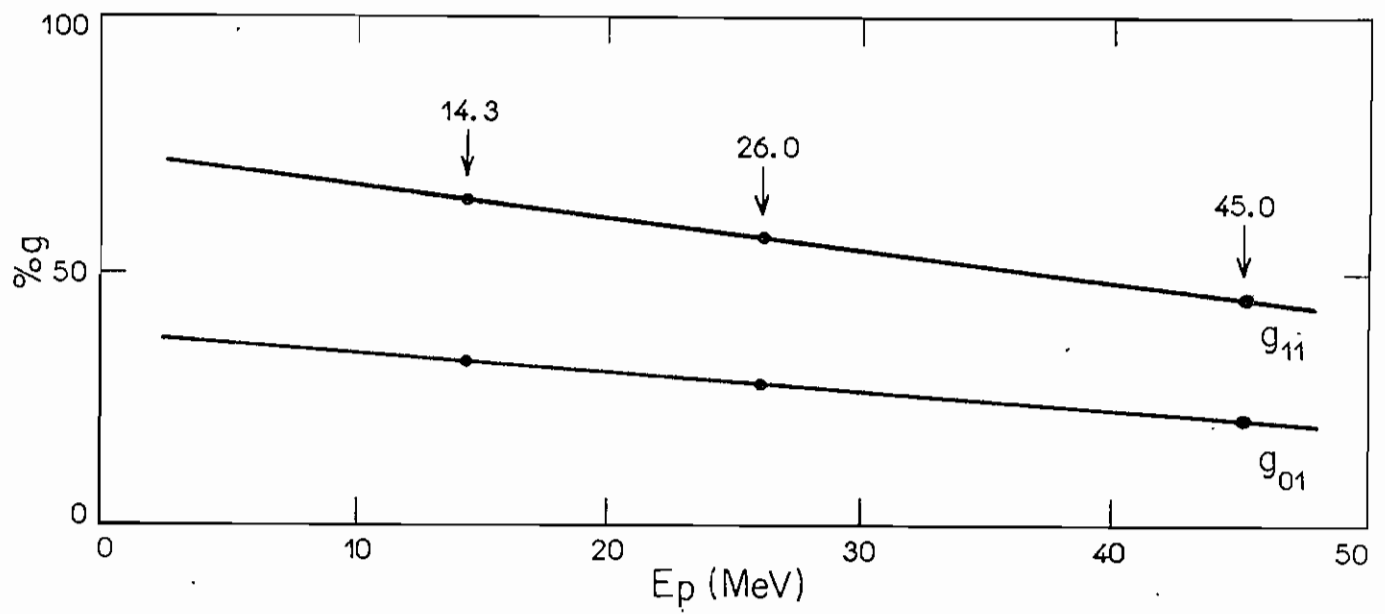


FIGURA II.1 - Gráfico de %g versus  $E_p$  obtido dos resultados de Petrovich et al. (Pe 82) para o sistema  ${}^6,7\text{Li}(p,n){}^6,7\text{Be}$  em  $E_p = 26$  e  $45\text{MeV}$ .



## II.4 O MODELO DE NÚCLEO COMPOSTO

No modelo de núcleo composto (NC) assume-se que a partícula incidente e o núcleo alvo formam um núcleo intermediário (composto) que se desintegra depois de um certo tempo nos diversos produtos de reação. O estado intermediário do núcleo composto assim formado possui um tempo de vida longo se comparado com o tempo de trânsito da partícula incidente através do núcleo.

O número de estados de núcleo composto excitados pela reação estabelece o formalismo de análise das seções de choque. Em baixas energias de excitação ( $\Delta E \ll \Gamma \ll D^a$ ), pequena largura dos níveis e grande espaçamento entre eles) os níveis são isolados e neste caso usa-se o formalismo de Breit-Wigner. À medida que aumenta a energia de excitação, a densidade dos níveis e a sua largura crescem. Inicialmente os níveis se superpoem parcialmente e as seções de choque flutuam como uma função da energia de uma maneira tão complicada que não é mais possível identificar as ressonâncias envolvidas que contribuem para o processo ( $\Gamma > D, \Delta E < \Gamma$ ); neste caso utiliza-se normalmente a análise por flutuações de Ericsson. No caso em que  $\Gamma > D$  (muitos estados

---

a)  $\Delta E$  representa a dispersão em energia do feixe incidente,  $\Gamma$  as larguras e  $D$  os espaçamentos dos estados do NC.

são excitados simultaneamente) é feita uma média sobre as flutuações de tal maneira que elas não são mais aparentes. As seções de choque podem então ser descritas em termos de um modelo estatístico, usualmente denominado de teoria estatística (de reações nucleares).

Na teoria estatística de reações nucleares assume-se que:

- a) o modo de decaimento do NC não depende do processo de sua formação (hipótese de Bohr);
- b) o modo de decaimento do sistema depende somente das grandezas que devem ser conservadas: energia, momento angular e paridade;
- c) vale o teorema da reciprocidade:  $\langle |S_{\alpha\beta}| \rangle = \langle |S_{\hat{\alpha}\hat{\beta}}| \rangle$ , onde  $\hat{\alpha}$  e  $\hat{\beta}$  são os estados de inversão temporal.

Vamos definir:

$$\vec{J} = \vec{l}_1 + \vec{S}_1 = \vec{l}_2 + \vec{S}_2$$

sendo que

$$\vec{S}_1 = \vec{I}_A + \vec{I}_a \quad \text{e} \quad \vec{S}_2 = \vec{I}_B + \vec{I}_b$$

onde

$\vec{I}_A, \vec{I}_a, \vec{I}_B, \vec{I}_b$  são os spins intrínsecos do alvo, do projétil, do núcleo residual e da partícula emitida, respectivamente;

$\vec{l}_1, \vec{l}_2$  são os momentos angulares orbitais no canal de entrada e de saída;

$\vec{S}_1, \vec{S}_2$  são os spins do canal de entrada e de saída;  
 $\vec{J}$  é o momento angular total do núcleo composto.

Neste caso a seção de choque diferencial de HF é dada por (Vo68):

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{\chi_1^2}{(2I_A+1)(2I_a+1)} \sum_{\substack{\ell_1 \ell_2 J \\ L S_1 S_2}} (-1)^{S_1-S_2} P_\ell(\cos\theta) \frac{T_{\ell_1} T_{\ell_2}}{4g(J)} \\ \times Z(\ell_1 J \ell_1 J | S_1 L) Z(\ell_2 J \ell_2 J | S_2 L) \quad (\text{II.18})$$

onde  $\vec{L} = \vec{L}_1 + \vec{L}_2$  e  $P_\ell(\cos\theta)$  são os polinômios de Legendre e  $Z$  são os coeficientes que contêm os coeficientes de Clebsch-Gordan e Racah. A largura parcial para o decaimento do NC que aparece na eq. II.18 é escrita da seguinte maneira:

$$g(J) = \sum_{b' \ell_2'} \sum_{S_2' = |I_2' - J|} \sum_{I_B' = |S_2' - I_{B'}|} \left( \sum_{E_{B'}^* = 0}^{E_B} T_{\ell_2'} + \int_{E_{B'}^* = E_c}^{E_B^{* \text{max}}} T_{\ell_2'} \rho(E_{B'}^*, I_{B'}) dE_{B'}^* \right) \quad (\text{II.19})$$

onde no primeiro termo do lado direito a soma se refere à soma dos coeficientes de transmissão para níveis discretos, enquanto que no segundo a soma foi substituída por uma integração sobre as densidades de níveis  $\rho(E_{B'}^*, I_{B'})$  a partir da energia  $E_c$  referente ao início da região do contínuo. No nosso caso, como será visto logo mais, não foram alcançados os níveis do

contínuo e esse termo não foi usado.

Os  $T_{\ell}$  que aparecem na eq. II.18 correspondem aos coeficientes de transmissão, obtidos a partir do modelo óptico (seção IV.1).

## II.5 O CÓDIGO HAUSER-5

As seções de choque de formação de núcleo composto foram calculadas pelo modelo de Hauser-Feshbach (HF) através do código de computador HAUSER-5 de F. M. Mann (Ma78 e Ca83).

O programa aceita como dados de entrada os seguintes parâmetros: os coeficientes de transmissão dos canais utilizados (ou potenciais ópticos), as energias e spins dos estados finais dos núcleos residuais, bem como a massa, carga e spin da partícula incidente e do núcleo alvo.

Para o caso da reação  $^{11}\text{B} + p$  na energia  $E_{\text{Plab}} = 14.3 \text{ MeV}$  ( $E_{\text{Pcm}} = 13.1 \text{ MeV}$ ) a energia de excitação máxima atingida pelo núcleo residual  $^{12}\text{C}^*$  é de 29.1 MeV. Foram levados em conta os canais de reação (de duas partículas) para prótons em  $^{11}\text{B}$  que levam à emissão de nêutrons, prótons, dêuterons, hélio 3 e partículas  $\alpha$ . Os canais que levam à emissão de trítons não foram considerados por estarem sempre fechados no intervalo de energia em que estamos trabalhando. Verificou-se que para a energia de excitação de 29.1 MeV no núcleo composto  $^{12}\text{C}^*$  os estados do contínuo ainda não eram alcançados. Dessa maneira, para os cinco modos de decaimento, obtivemos 67 canais de saída que contribuíam para a reação. Na tabela II.4 são mostrados esses canais de saída com os correspondentes valores  $Q$ , núcleo final resultante, spins, energias dos estados finais

e o limiar da reação. A figura II.2 mostra o esquema de decaimento do núcleo  $^{12}\text{C}^*$  formado na reação para o nosso caso ( $E_{\text{cm}} = 13.1\text{MeV}$ ). Os números dentro dos círculos representam o número de níveis discretos considerados em cada núcleo, enquanto que as áreas hachuradas representam as regiões onde o efeito coulombiano inibe o decaimento para os níveis nesses intervalos.

Para os canais de próton e de nêutron foi usado o potencial óptico complexo "microscópico" volumétrico de forma Woods-Saxon para calcular os coeficientes de transmissão. Mais detalhes desta escolha são dados na seção III.2. Para os canais de saída  $d$ ,  $\alpha$ ,  $^3\text{He}$ , foi usada a parametrização tomada das referências de C. M. Perey e F. G. Perey (Pe76a) mostrada na tabela II.5, onde a absorção é representada pela parte imaginária de superfície.

O programa leva em conta ainda a flutuação da largura dos níveis do núcleo composto, supondo que a distribuição de larguras parciais seja do tipo de Porter-Thomas (Po56). A inclusão desta flutuação aumenta a seção de choque diferencial elástica composta por um fator de aproximadamente dois e diminui um pouco as seções de choque nos outros canais.

TABELA II.4

Canais de Reação para prótons sobre  $^{11}\text{B}$ 

CANAL	Q (MeV)	NÚCLEO FINAL	SPIN	ENERGIA DO ESTADO FINAL (MeV)	LIMIAR CM (MeV)
(p,p)	0	$^{11}\text{B}$	$3/2^-$	0	0
			$1/2^-$	2.125	2.125
			$5/2^-$	4.445	4.445
			$3/2^-$	5.021	5.021
			$7/2^-$	6.743	6.743
			$1/2^+$	6.793	6.793
			$3/2^+$	7.286	7.286
			$3/2^+$	7.978	7.978
			$3/2^+$	8.559	8.559
			$5/2^-$	8.920	8.920
			$7/2^+$	9.186	9.186
			$5/2^+$	9.275	9.275
			$3/2^+$	9.870	9.870
			$1/2^-$	10.26	10.26
			$5/2^-$	10.33	10.33
			$7/2^+$	10.6	10.6
			$5/2^-$	10.96	10.96
			$9/2^+$	11.29	11.29
			$7/2^+$	11.49	11.49
			$5/2^+$	11.61	11.61
			$7/2^+$	11.8	11.8
			$7/2^+$	11.88	11.88
			$5/2^-$	12.0	12.0

			$3/2^+$	12.18	12.18
			$1/2^+$	12.56	12.56
			$1/2^-$	12.91	12.91
			$5/2^+$	13.0	13.0
(p,n)	-2.765	$^{11}\text{C}$	$3/2^-$	0	2.765
			$1/2^-$	2.000	4.765
			$5/2^-$	4.319	7.084
			$3/2^-$	4.804	7.569
			$1/2^+$	6.339	9.104
			$7/2^-$	6.478	9.243
			$5/2^+$	6.905	9.670
			$3/2^+$	7.500	10.265
			$3/2^-$	8.105	10.870
			$5/2^-$	8.43	11.195
			$7/2^+$	8.66	11.425
			$5/2^+$	8.70	11.465
			$5/2^+$	9.732	12.497
			$7/2^+$	10.084	12.849
(p,d)	-9.231	$^{10}\text{B}$	$3^+$	0	9.231
			$1^+$	0.718	9.950
			$0^+$	1.740	10.972
			$1^+$	2.154	11.385
			$2^+$	3.587	12.818
(p, $^3\text{He}$ )	-10.325	$^9\text{Be}$	$3/2^-$	0	10.325
			$1/2^+$	1.68	12.01



			$5/2^-$	2.429	12.754
			$1/2^-$	2.8	13.13
(p, $\alpha$ )	8.588	$^8\text{Be}$	$0^+$	0	-8.588
			$2^+$	2.94	-5.648
			$0^+$	6	-2.59
			$2^+$	10	-1.41
			$4^+$	11.4	2.81
			$2^+$	16.627	8.08
			$2^+$	16.911	8.31
			$1^+$	17.642	9.05
			$1^+$	18.154	9.57
			$2^-$	18.91	10.32
			$3^+$	19.06	10.47
			$3^+$	19.22	10.63
			$1^-$	19.4	10.81
			$4^+$	19.9	11.31
			$2^+$	20.1	11.51
			$0^+$	20.2	11.61

TABELA II.5

Potenciais Ópticos usados nos cálculos de Hauser-Feshbach na relação  $^{11}\text{B} + \text{p}$ .

CANAL	$V_R$	$R_{0R}$	$a_R$	$W_S$	$R_{0S}$	$a_S$	Referência
$^{10}\text{B} + \text{d}$	99.2	1.05	0.79	8.4	1.72	0.75	Bu 74
$^9\text{Be} + ^3\text{He}$	171.0	1.2	0.51	18.0	1.2	1.99	Pa 69
$^8\text{Be} + \alpha$	143.6	1.68	0.73	4.5	1.68	0.73	Bi 71

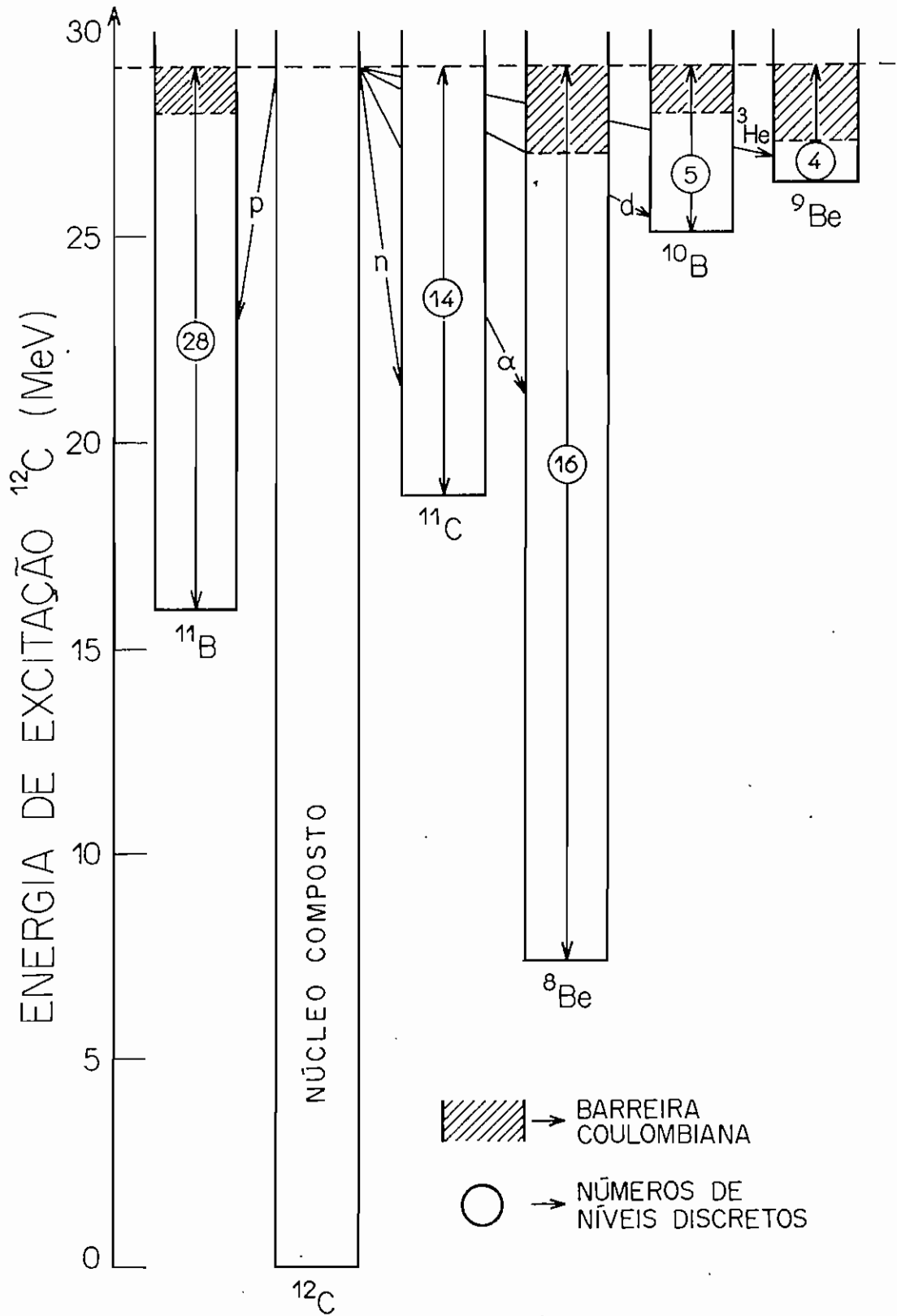


FIGURA II.2 - Esquema de decaimento do núcleo  $^{12}\text{C}^*$ .

## II.6 O FATOR DE "ENHANCEMENT" ELÁSTICO

A fórmula usual de Hauser-Feshbach (HF) para o cálculo de seções de choque de núcleo composto (NC) não é bastante precisa quando se leva em conta as flutuações das larguras de decaimento dos canais do NC, uma vez que os processos de formação e decaimento neste caso não são completamente independentes um do outro (Sa63, Te74, Ho71 e Re76). A correção devido à flutuação das larguras influi principalmente no canal elástico, pois neste caso as larguras parciais para os canais de entrada e de saída são idênticas e portanto, estes canais são correlacionados.

Com a finalidade de ilustrar a existência do fator de "enhancement" para o canal elástico, vamos obter a fórmula de Hauser-Feshbach a partir da hipótese de Bohr (independência de formação e decaimento de núcleo composto) e da relação de unitariedade da matriz S. Para isso, vamos considerar uma reação com canal de entrada a e canal de saída b e, para fins de simplicidade, ignorar os spins das partículas interagentes em cada canal. Assumindo válida a hipótese de Bohr para os canais inelásticos, podemos escrever a seção de choque média sobre as ressonâncias existentes numa dada região de energia como

$$\langle \sigma_{ab}^{fl} \rangle = \{ \}_a \{ \}_b \quad \text{para } a \neq b \quad (\text{II.20})$$

onde  $\xi_a$  e  $\xi_b$  são grandezas que dependem somente dos canais  $a$ , e  $b$ , respectivamente.

Para levar em conta a correção devido à flutuação das larguras, é suficiente multiplicarmos a seção de choque elástica pelo fator de "enhancement" elástico  $F_a$

$$\langle \sigma_{aa}^{fl} \rangle = \xi_a^2 F_a. \quad (\text{II.21})$$

Usando então a relação de unitariedade, o coeficiente de transmissão no canal  $a$  pode ser escrito como

$$T_a = \sum_{b \neq a} \langle \sigma_{ab}^{fl} \rangle + \langle \sigma_{aa}^{fl} \rangle. \quad (\text{II.22})$$

substituindo as equações (II.20) e (II.21) nesta equação, obtemos

$$T_a = \sum_{b \neq a} \xi_a \xi_b + \xi_a^2 F_a = \sum_b \xi_a \xi_b + \xi_a^2 (F_a - 1) \quad (\text{II.23})$$

agora, substituindo esta equação em  $a$ , obtemos

$$\sum_a T_a = \sum_a \xi_a \sum_b \xi_b + \sum_a \xi_a^2 (F_a - 1)$$

ou,

$$\sum_a T_a = \left( \sum_a \xi_a \right)^2 + \sum_a \xi_a^2 (F_a - 1). \quad (\text{II.24})$$

Para obtermos o caso comum da fórmula de Hauser-Feshbach (sem correção de flutuação de largura), fazemos  $F_a = 1$ . Temos então da eq. (II.23)

$$T_a = \xi_a \sum_b \xi_b$$

ou

$$\xi_a = \frac{\pi_a}{\sum_b \xi_b} \quad (\text{II.25})$$

e de (II.24)

$$\sum_a \pi_a = \left( \sum_a \xi_a \right)^2$$

ou,

$$\sum_a \xi_a = \sqrt{\sum_a \pi_a} \quad (\text{II.26})$$

De maneira análoga obtemos para o canal b

$$\xi_b = \frac{\pi_b}{\sum_a \xi_a} \quad (\text{II.25a})$$

e

$$\sum_b \xi_b = \sqrt{\sum_b \pi_b} \quad (\text{II.26a})$$

Levando (II.25), (II.26), (II.25a) e (II.26a) em (II.20), resulta

$$\langle \sigma_{ab}^{ll} \rangle = \frac{\pi_a}{\left( \sum_a \pi_a \right)^{1/2}} \frac{\pi_b}{\left( \sum_b \pi_b \right)^{1/2}}$$

ou

$$\langle \sigma_{ab}^{ll} \rangle = \frac{\pi_a \pi_b}{\sum_c \pi_c} \quad (\text{II.27})$$

que é a fórmula usual de Hauser-Feshbach para o núcleo composto.

Tepel, Hofmann e Weidenmüller (Te 74) obtiveram uma relação simples entre o fator de "enhancement" elástico  $F_a$  e os coeficientes de transmissão no canal elástico que dá uma estimativa do valor de  $F_a$ . Para isso eles calcularam razões

entre seções de choque de HF calculadas pelo modelo estatístico para médias das ressonâncias em energia e seções de choque calculadas pela fórmula usual de HF. Eles observaram que  $F_a$  dependia principalmente do coeficiente de transmissão no canal  $\underline{a}$  e muito pouco dos coeficientes de transmissão dos outros canais. Na figura II.3 está graficada a dependência obtida de  $F_a$  com  $T_a$

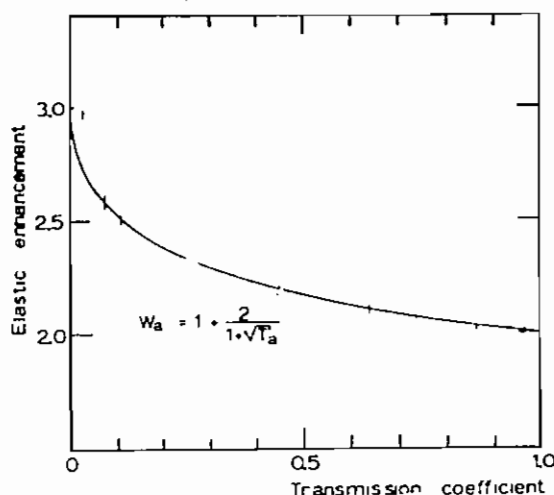


FIGURA II.3 - Dependência do fator de "enhancement"  $F_a$  com o coeficiente de transmissão  $T_a$ .

Esta curva pode ser bem aproximada pela equação

$$F_a = 1 + \frac{2}{1 + \sqrt{\pi_a}} \quad (\text{II.28})$$

Pode-se verificar a partir dela, que  $F_a$  tem o valor limite de 2

quando  $T_a = 1$  (absorção forte) e  $\underline{3}$  quando  $T_a = 0$  (absorção fraca).

Kretschmer e Wangler (Kr78) deram uma comprovação experimental muito precisa da existência do fator de "enhancement" elástico composto a partir da reação  $^{30}\text{Si}(p,p)^{30}\text{Si}$  em  $E_p = 9.8$  MeV, obtendo o valor  $F_a = 2.09 \pm 0.14$  (processo de absorção forte). A figura II.4 mostra as distribuições obtidas para os casos: (a) sem o fator  $F_a$ , i.e.,  $F_a = 1$  e (b) com o fator  $F_a = 2$

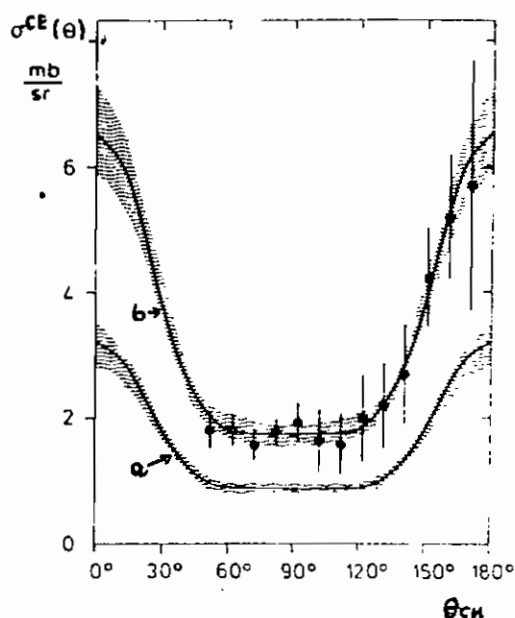


FIGURA II.4 - Distribuição angular para reação  $^{30}\text{Si}(p,p)^{30}\text{Si}$  obtida por Kretschmer e Wangler.

Harney, Weidenmüller e Richter (Ha80), sugeriram que se o isospin é conservado, as reações de troca de carga que seguem via núcleo composto também deveriam mostrar as características de espalhamento elástico composto mencionadas



acima. Neste caso, seções de choque de reações tipo  $(p, n_0)$  via núcleo composto deveriam ser aumentadas por um fator de  $F_a = 2$  na fórmula usual de Hauser-Feshbach. Dessa forma o canal de entrada  $(p)$  e o canal de saída  $(n_0)$  estariam correlacionados através da conservação de isospin. No trabalho acima citado (He 80) foram obtidos fatores de "enhancement" que variam de 1.60 a 1.97 para vários núcleos compostos resultantes de reações de troca de carga  $(p, n)$ , indicando haver conservação (mistura fraca) de isospin.

*CAPÍTULO III*

O MÉTODO DE ANÁLISE TEÓRICA

### III.1 INTRODUÇÃO

Neste capítulo é apresentado o método de análise empregado no presente trabalho para decompor as seções de choque em componentes de interação direta e de núcleo composto.

Inicialmente é discutida na seção III.2 a obtenção do potencial óptico utilizado. Este potencial óptico foi escolhido a ter uma forma de Woods-Saxon complexa volumétrica e foi obtido de um ajuste de modelo óptico (Fa77) dos dados de espalhamento elástico da reação  $p + {}^{11}\text{B}$ . Os parâmetros iniciais utilizados foram obtidos da interação microscópica teórica de Yamaguchi et al. (Ya83), interpolada para o sistema  $p + {}^{40}\text{Ca}$  em  $E_p = 14$  MeV.

Na seção III.3 é feita a descrição do modelo de dois canais acoplados de modo a empregar os códigos DWBA70 (processo direto) e HAUSER5 (núcleo composto) na simulação dos cálculos exatos de canais acoplados. Esta simulação é feita via escolha do termo de absorção  $W_0$  no potencial óptico.

### III.1 OS POTENCIAIS DE MODELO ÓPTICO

Normalmente os conjuntos de parâmetros para definir o potencial óptico fenomenológico são obtidos através do melhor ajuste de modelo óptico das seções de choque de espalhamento elástico.

A forma mais completa do potencial que é empregada nos códigos de computador é dada por

$$V(r) = V_C(r, R_C) - V_R f(r, R_R, a_R) + \\ + 2 V_{SO}(\vec{\sigma} \cdot \vec{L}) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r, R_{SO}, a_{SO}) + \\ - i \left[ W_0 f(r, R_V, a_V) - 4 a_S W_S \frac{d}{dr} f(r, R_S, a_S) \right] \quad (\text{III.1})$$

onde  $V_C$  é o potencial coulombiano de uma esfera uniformemente carregada de raio  $R_C = R_{0C} A^{1/3}$  e  $f(r, R_x, a_x)$  são os fatores de forma tipo Woods-Saxon

$$f(r, R_x, a_x) = (1 + \exp x_i)^{-1} \quad (\text{III.2})$$

sendo  $x_i = (r - R_x)/a_x$ , onde  $R_x = R_{0x} A^{1/3}$ .

A geometria do potencial é definida pelos raios  $R$  e difusividade  $a$ , enquanto que as profundidades em cada termo são fornecidas pelos parâmetros  $V_R$ ,  $V_{SO}$ ,  $W_0$  e  $W_S$ .

Em nosso caso usamos o código de computador CRAPONE (Fa77) para determinar o conjunto de parâmetros do potencial

óptico. Começando com um conjunto de parâmetros iniciais, estes são variados automaticamente pelo programa até se obter o  $\chi^2$  mínimo entre os valores de espalhamento elástico experimentais e os calculados.

As seções de choque experimentais de espalhamento elástico de prótons em  $^{11}\text{B}$  foram obtidas da literatura dos trabalhos de W. Thompson (Th72) e de B. A. Watson et al. (Wa69) nas energias de bombardeio  $E_p = 12.0, 12.8$  e  $14.0$  MeV. Observa-se que nesta região de energia as distribuições angulares não diferem muito uma da outra. Com a finalidade de garantir a não coerência dos processos de núcleo composto e de interação direta nas seções de choque experimentais (Ho71), foram então feitas médias em energia, obtendo-se a distribuição angular média em  $\langle E_p \rangle = 13.0$  MeV, utilizada durante a análise.

A escolha dos parâmetros iniciais usados no ajuste dos dados elásticos requer um certo cuidado. Por exemplo, para um dado valor de  $V_R R^2$  as seções de choque elásticas calculadas permanecem aproximadamente constantes. Assim devemos assegurar que os valores iniciais dos parâmetros  $V_R$  e  $R$  sejam quantidades físicas razoáveis.

Como primeira tentativa para se obter um conjunto de parâmetros ópticos iniciais foi usado o conjunto fenomenológico de B. A. Watson et al. (Wa69). Este conjunto foi obtido de uma análise sistemática de ajustes do espalhamento elástico pelo

modelo óptico para núcleos da camada p. O termo de absorção usado foi somente o de superfície,  $W_S$ . Apesar deste potencial dar um bom ajuste final para os dados de espalhamento elástico ( $\chi^2=3.4$ ), o conjunto resultante, quando usado no programa DWBA para o cálculo das seções de choque ( $p, n_0$ ), não reproduz a forma da distribuição angular. Vários outros conjuntos fenomenológicos obtidos da literatura (Sa77), (Zw73), (Gu74), (Ca75), (Lo71), (Fa80) e (Ka69) foram usados como parâmetros iniciais e estes também não reproduziram satisfatoriamente a forma da distribuição angular ( $p, n_0$ ). Em todos estes outros ajustes o termo de absorção é também representado pelo termo de superfície,  $W_S$ .

Tendo em vista os resultados negativos obtidos acima para prever a seção de choque ( $p, n_0$ ) com os potenciais ópticos fenomenológicos que empregam a parte imaginária de superfície, resolvemos utilizar um outro potencial obtido através de um potencial óptico microscópico. Este potencial tem a forma  $V(r)^{OPT} = V_R(r) + iW_0(r)$ , onde a parte de absorção é somente volumétrica e é baseado no modelo de potencial microscópico calculado por N. Yamaguchi et al. (Ya83) e interpolado para o sistema  $p + {}^{40}\text{Ca}$  em  $E_p \cong 14$  MeV. Nesse trabalho citado, os parâmetros ópticos foram obtidos através de uma interação microscópica para o sistema  $p + {}^{40}\text{Ca}$  em diversas energias de  $E_p = 5$  a 50 MeV. Eles partiram das interações

núcleon-núcleon de Hamada-Johnston (HJ) e de "One-Pion Exchange" (OPEG) e calcularam a interação efetiva. As partes central, spin-órbita e tensorial dessa interação foram parametrizadas por uma soma de três funções gaussianas.

Como os programas que utilizamos para os cálculos de seções de choque, tanto para DWBA como para Hauser-Feshbach, aceitam como dados de entrada potenciais ópticos da forma fenomenológica (Woods-Saxon), resolvemos representar os potenciais teóricos microscópicos nesta forma, da maneira descrita em seguida.

As partes real e imaginária do potencial microscópico para o sistema  $p + {}^{40}\text{Ca}$  (figura 9, (Ya83)) foram individualmente simuladas por um potencial do tipo Woods-Saxon.

No caso do potencial real os parâmetros de distribuição Woods-Saxon são

$$V_R(r=0) = -59.6 \text{ MeV} \quad R_{V_R} = 3.79 \text{ fm} \quad a_{V_R} = 0.56 \text{ fm}$$

onde  $R_{V_R} = R_{0V_R} A^{1/3}$  dá um valor  $R_{0V_R} = 1.11 \text{ fm}$ . Os valores do raio e da difusividade são consistentes com os valores relacionados com a distribuição de densidade de carga nuclear, obtidos dos dados de espalhamento de elétrons (Ja74) para  ${}^{40}\text{Ca}$ , isto é,  $R_{V_R} = 3.51 \text{ fm}$  e  $a_{V_R} = 0.563 \text{ fm}$ .

A profundidade de poço acima representando o potencial real foi calculada através da equação 3.1 da referência (Ya83) para o potencial de Hamada-Johnston

$$V(HJ) = -(63.6 - 0.31E_{cm})$$

que, para  $E_{cm} = 13$  MeV, corresponde ao valor  $V_R(r=0) = -59.6$  MeV. Esta fórmula foi usada a fim de obter um pouco mais de precisão do que o valor fornecido pela leitura da figura 9 da referência (Ya83).

A comparação das distribuições de densidades de carga nuclear  $\rho(r)$  para  ${}^4_0\text{Ca}$  e  ${}^{11}_1\text{B}$  (Ja74) permitiu que as seguintes estimativas dos parâmetros geométricos para o sistema  ${}^{11}_1\text{B} + p$  a  $E_p = 14$  MeV fossem feitas:

$$R_{V_R} = 2.09 \text{ fm} \quad a_{V_R} = 0.51 \text{ fm}$$

onde de  $R = R_0 A^{1/3}$  resulta o valor  $R_0 = 0.94$  fm.

Resumindo, para a parte real do potencial óptico temos

$$V_R(r=0) = -59.6 \text{ MeV} \quad R_{0V_R} = 0.94 \text{ fm} \quad a_W = 0.51 \text{ fm. (III.3)}$$

Adotando um procedimento similar, obtivemos a simulação da parte imaginária do potencial de Yamaguchi (figura 9, (Ya83)) num potencial de Woods-Saxon para  $p + {}^{11}_1\text{B}$ :

$$W_0(r=0) = -5.5 \text{ fm} \quad R_{0W_0} = 1.64 \text{ fm} \quad a_{W_0} = 0.54 \text{ fm. (III.4)}$$

Assim foi obtido um conjunto completo (III.3) e (III.4) de parâmetros do potencial óptico

$$V(r) = V_R(r) + iW_0(r)$$



para o sistema  ${}^{11}\text{B} + p$  em  $\langle E_p \rangle = 13.0$  MeV compatível com a forma do potencial microscópico teórico de N. Yamaguchi et al. (Ya83).

Este conjunto foi usado para descrever os parâmetros iniciais no programa CRAPONE (Fa77), que por sua vez introduz ligeiras modificações nestes parâmetros na busca do melhor ajuste dos dados de espalhamento elástico da reação  $p + {}^{11}\text{B}$  em  $\langle E_p \rangle = 13.0$  MeV. A melhora do ajuste necessitou a introdução de um termo de spin-órbita, o que resultou num potencial óptico da forma simbólica

$$V(r) = V_R(r) + iW_0(r) + V_{SO}(r).$$

Os parâmetros iniciais foram variados separadamente na seguinte sequência:  $V_R$ ,  $W_0$ ,  $r_R$ ,  $a_R$ ,  $r_V$ ,  $a_V$ ,  $V_{SO}$ ,  $r_{SO}$  e  $a_{SO}$ . O  $\chi^2$  obtido para esse ajuste se manteve na ordem de 1.84. Os valores finais dos parâmetros reais foram obtidos maximizando a estrutura (razões pico-vale) na seção de choque direta calculada para as distribuições angulares  $(p, n_0)$ . Neste caso levou-se em conta a menor variação possível das integrais de volume de  $V_R(r)$ , em relação ao conjunto de parâmetros inicial. A razão de se fazer a maximização na estrutura foi que para esse caso a forma das seções de choque experimentais é dominada pelo processo de reação direta, uma vez que o processo de núcleo composto apenas amortece a sua estrutura.

O conjunto final de parâmetros ópticos obtidos desta

maneira foi:

$V_R$	$R_{0R}$	$a_R$	$W_0$	$R_{0V}$	$a_V$	$V_{SO}$	$R_{0SO}$	$a_{SO}$
50.00	1.35	0.56	variou	1.63	0.23	5.10	1.19	0.43

Uma vez determinadas todas as profundidades e os parâmetros geométricos do potencial, todos os parâmetros foram fixados durante a análise, com exceção da profundidade de absorção  $W_0$ , a qual será discutida em detalhe na seção III.3.

### III.3 A SIMULAÇÃO DO TRATAMENTO DE CANAIS ACOPLADOS - O TERMO DE ABSORÇÃO NOS POTENCIAIS ÓPTICOS, $W_0$ .

Na região de energia de próton incidente  $E_p = 14$  MeV em que estamos trabalhando, espera-se haver nas seções de choque experimentais (p,n) competição entre os processos de formação de núcleo composto e os de reação direta. Em situações deste tipo, para uma dada reação, tem-se como metas principais a decomposição das seções de choque experimentais em contribuições dos processos acima, e a estimativa da importância de cada um destes processos. A dificuldade nestes casos reside no fato de que cálculos exatos para estes processos (por exemplo, o uso de um código Hauser-Feshbach para a reação via núcleo composto e de um código de canais acoplados para a reação direta) são muito difíceis de serem feitos. As limitações, em geral, são devidas ao grande número de canais incluídos. Assim, devem ser feitos outros cálculos mais simples que simulem bem os cálculos exatos para estes processos (Hu85).

Uma maneira de simular estes cálculos é, por exemplo, usar um código Hauser-Feshbach para o cálculo de núcleo composto. Neste, deve-se incluir tantos canais quantos as limitações do computador permitirem e além disto, deve-se ajustar o termo de absorção  $W_0$  no potencial óptico de forma tal

que os coeficientes de transmissão corretos sejam calculados para os canais de interesse. De maneira semelhante, podemos usar um código mais simples para a reação direta, tal como o DWBA. A parte de absorção do potencial óptico, para este caso, pode ser ajustada para gerar as funções de onda distorcidas, que por sua vez entrarão no cálculo das amplitudes de transição DWBA que aproximem bem o cálculo exato. Para se adotar este procedimento, certas suposições simplificadoras devem ser feitas e, naturalmente, o sucesso deste tratamento depende da validade das mesmas.

Em nosso caso, consideramos cada canal de nêutron acoplado explicitamente apenas ao canal de próton, porém nunca aos outros canais de nêutrons. Assim, o problema de  $N$  canais é efetivamente substituído por um problema de  $N-1$  pares de canais acoplados. O canal de próton aparece sempre acoplado a apenas um canal de nêutron de cada vez e, além disso, o acoplamento é considerado o mesmo para cada canal de nêutrons. Aqui em particular, os canais acoplados  $p$ ,  $n_0$ ,  $n_1$ ,  $n_2$  e  $n_3$  são substituídos pelos pares de canais acoplados  $pn_0$ ,  $pn_1$ ,  $pn_2$  e  $pn_3$ .

Vamos nos concentrar no momento em apenas um par de canais acoplados e denotá-los por 1 e 2. (Mais tarde identificaremos o canal 1 como sendo o canal elástico de próton e o canal 2 como um dos canais de nêutron). As equações acopladas que devem ser resolvidas são então

$$(E_1 - H_1^0) \Psi_1 = V_{12} \Psi_2 \quad (\text{III.5})$$

$$(E_2 - H_2^0) \Psi_2 = V_{21} \Psi_1 \quad (\text{III.6})$$

que podem ser escritas como

$$(E_1 - H_1^1) \Psi_1 = 0, \quad H_1^1 = H_1^0 - V_{12} G_2^0 V_{21} \quad (\text{III.7})$$

$$(E_2 - H_2^1) \Psi_2 = 0, \quad H_2^1 = H_2^0 - V_{21} G_1^0 V_{12} \quad (\text{III.8})$$

onde  $\psi_1$  ( $\psi_2$ ),  $H_1^0 = T_1 + U_1$  ( $H_2^0 = T_2 + U_2$ ) e  $G_1^0$  ( $G_2^0$ ), representam a função de onda, a hamiltoniana não hermitiana e a função de Green do canal 1 (2), respectivamente, enquanto que  $V_{12}$  ( $V_{21}$ ) é o potencial de interação direta de acoplamento 12 (21). A não hermiticidade das hamiltonianas provém do fato de elas estarem levando em conta os efeitos de absorção devido à formação de núcleo composto e dos canais diretos não considerados.

As equações III.5 e III.6 descrevem de modo completo o problema de dois canais acoplados. Note-se que a função de onda  $\psi_1$  pode ser calculada uma vez conhecidos os potenciais, e esta, por sua vez, determina  $\psi_2$  (e vice-versa).

Uma forma da solução geral das equações III.5 e III.6 é:

$$\Psi_1 = \chi_1 + G_1^0 V_{12} \Psi_2 \quad (\text{III.9})$$

e

$$\Psi_2 = G_2^0 V_{21} \Psi_1, \quad (\text{III.10})$$

onde  $(E_1 - H_1^0)\chi_1 = 0$  determina a função de onda na ausência de acoplamento de canais. Assim, em princípio, deveríamos obter de  $\chi_1$  os coeficientes de transmissão corretos (processo de núcleo composto) e, de  $\psi_1$  e  $\psi_2$  a amplitude de transição direta. Todavia, ao usarmos estas funções de onda em nossos códigos disponíveis - HAUSER-5 (Ma78) e DWBA-70 (Sc70) - certas precauções devem ser tomadas, as quais serão justificadas abaixo para cada processo.

### O Processo de Núcleo Composto

Vamos, inicialmente, considerar apenas a parte do fluxo incidente do processo de espalhamento que contribua para a formação do núcleo composto. Neste caso, o nosso sistema pode ser descrito por:

$$(E_1 - H_1^0)\chi_1 = 0 \quad (\text{III.11})$$

$$(E_2 - H_2^0)\chi_2 = 0 \quad (\text{III.12})$$

onde  $H_1^0 = T_1 + U_1$  e  $H_2^0 = T_2 + U_2$ . Aqui  $U_1$  e  $U_2$  são os potenciais de modelo óptico que descrevem o espalhamento elástico composto nos canais de próton e de nêutron respectivamente. Se

algum espalhamento elástico de forma (shape elastic) estiver presente no processo, os ajustes de modelo óptico dos dados do espalhamento elástico não deverão dar uma boa determinação de  $U_1$  ( $U_2$ ).

Por esta razão, decidiu-se postular um conjunto de possíveis contribuições do tipo Hauser-Feshbach, com símbolo genérico  $\sigma^{HF(i)}$ , que abrangem uma contribuição de zero até um limite arbitrário, limite este determinado pela seção de choque experimental ( $p, n_0$ ). Por exemplo, para um valor dado a priori de  $\sigma^{HF(i)}$  estabelecemos o potencial de modelo óptico de próton  $U_1$  (igual ao potencial de modelo óptico de próton  $U_2$ ) que melhor prediz a seção de choque  $\sigma^{HF(i)}(p, n_0)$ . Desta forma, para cada  $\sigma^{HF(i)}$ , admitimos os valores para o potencial óptico do canal de entrada dados por

$$V^{OET} = V_R + i W_0^{HF(i)} (\text{próton}) \quad (\text{III.13})$$

e para o canal de saída

$$V^{OET} = V_R + i W_0^{HF(i)} (\text{nêutron}) \quad (\text{III.14})$$

Alguns valores típicos dos  $W^{HF(i)}$  estão mostrados na tabela IV.2. A escolha dos valores de  $\sigma^{HF(i)}$  considerados válidos para os nossos dados será discutida mais adiante.

### O Processo de Reação Direta

A outra parte do fluxo incidente total de prótons é absorvida em um processo direto, que aparece devido ao acoplamento do canal de nêutron ao canal elástico ( $V_{21} \neq 0$ ), e do canal elástico ao canal de nêutron ( $V_{12} \neq 0$ ). Se o acoplamento não for muito forte podemos esperar que o tratamento DWBA possa ser adaptado para aproximar bem um tratamento de canais acoplados.

Para ver isso, escrevemos a amplitude de transição DWBA, normalmente dada por

$$T_{1 \rightarrow 2} = \langle \chi_2^{(-)} | V_{21} | \chi_1^{(+)} \rangle^a \quad (\text{III.15})$$

onde  $\chi$  são as funções de onda distorcidas usuais. Todavia, se ao invés disso usarmos

$$\begin{aligned} T_{1 \rightarrow 2} &= \langle \chi_2^{(-)} | V_{21} | \psi_1^{(+)} \rangle \\ &= \langle \psi_2^{(-)} | V_{21} | \chi_1^{(+)} \rangle \end{aligned} \quad (\text{III.16})$$

---

a) os (-) e (+) são para indicar que as condições de contorno sobre as ondas incidente e emergente foram aplicadas para as funções de onda.



onde  $\psi_1^{(+)}$  e  $\psi_2^{(-)}$  são as soluções exatas das equações III.7 e III.8, respectivamente, i.e., o potencial óptico que é usado para gerar a função de onda em um problema de um canal efetivo reduzido, deve ser aquele que descreve exatamente o espalhamento elástico neste canal.  $\chi_2^{(-)}$  e  $\chi_1^{(+)}$ , por sua vez, são as soluções das equações III.6 e III.5, respectivamente, com o lado direito igual a zero, i.e., geradas a partir do respectivo potencial óptico - em uma situação rigorosa de dois canais acoplados - que simplesmente geram os coeficientes de transmissão corretos no canal respectivo que aparecem na seção de choque de núcleo composto de Hauser-Feshbach.

As duas formas da equação III.16 são válidas para o cálculo da amplitude de transição. Em nossa análise usamos a primeira forma, pois dispunhamos dos dados de espalhamento elástico da reação  $^{11}\text{B}(p,p)^{11}\text{B}$ .

Dessa maneira foi obtida uma seção de choque elástica de forma (shape elastic) denotada por  $\sigma_{SE}^{(i)}$  para cada  $\sigma_{HF}^{(i)}(p, p_0)$  da seção anterior (correspondente ao  $\sigma_{HF}^{(i)}(p, n_0)$  assumido) para cada seção de choque elástica experimental de acordo com

$$\sigma_{SE}^{(i)}(p, p_0) = \sigma_{exp}(p, p_0) - \sigma_{HF}^{(i)}(p, p_0) \quad (\text{III.17})$$

e o modelo óptico ajustado a essa  $\sigma_{SE}^{(i)}(p, p_0)$  (somente  $W_0$  foi considerado um parâmetro livre) permitiu uma estimativa de

$V_{SE}^{OPT} = V_R + iW_0^{DWBA}$  (próton) que gerou uma função de onda próxima da  $\psi_1^{(+)}$  para ser usada no código DWBA. Então para cada  $\sigma^{HF(i)}$  assumido foi obtido um  $W^{DWBA(i)}$  (próton) para calcular a parte direta correspondente. A parte de absorção do potencial óptico para o canal de nêutron no cálculo DWBA foi tomada a ser igual ao potencial de absorção para o canal de nêutron no cálculo de Hauser-Feshbach, i.e.,

$$W^{DWBA(i)}(\text{nêutron}) = W^{HF(i)}(\text{nêutron}). \quad (\text{III.18})$$

Assim, através da escolha da parte de absorção  $W_0^{DWBA(i)}$  no potencial óptico para os nêutrons e prótons, substituímos as ondas distorcidas usuais de um cálculo DWBA, por funções de onda de canal mais exatas obtidas por ajustes aos dados de espalhamento elástico para os prótons e por funções de onda que predizem os coeficientes de transmissão Hauser-Feshbach corretos para os nêutrons. O  $\sigma^{HF(i)}$  a ser escolhido como a predição correta Hauser-Feshbach é determinado a partir da escolha do melhor ajuste para as seções de choque diferenciais dos quatro canais (p,n).

A seguir apresentamos um resumo do procedimento utilizado na análise.

Os valores da parte imaginária do potencial óptico  $W_0^{HF}$ , usados nos cálculos de Hauser-Feshbach, foram obtidos a partir do procedimento de escolha de melhor ajuste do seguinte

tipo. Foram assumidas inicialmente várias distribuições de Hauser-Feshbach para os nêutrons  $n_0$ , com valores entre zero e um certo limite arbitrário, estimados a partir da seção de choque diferencial  $(p, n_0)$ . Cada uma dessas distribuições de Hauser-Feshbach foi denotada por  $\sigma^{HF(i)}$ . Por simplicidade, consideramos  $W_0^{HF}$  (próton) igual ao  $W_0^{HF}$  (nêutron) e em seguida calculamos o valor necessário de  $W$  para reproduzir a seção de choque  $\sigma^{HF(i)}$ , denominando-o  $W_0^{HF(i)}$  (próton).

A subtração de  $\sigma^{HF(i)}(p, p_0)$  da seção de choque elástica experimental deu a parte elástica de forma do canal  $(p, p_0)$ , denominada  $\sigma_{SE}(p, p_0)$  (vide a eq.III.17). Os ajustes de modelo óptico (Fa78) para essas  $\sigma_{SE}(p, p_0)$  determinaram os valores de  $W_0$  (próton) que foram usados mais tarde nos cálculos DWBA para todos os canais  $(p, n)$ , e referidos como  $W_0^{DWBA(i)}$  (próton). (Note-se que os  $\sigma^{HF(i)}(p, p_0)$  contêm o fator usual de correção de largura, WFC).

O valor de  $W_0$  (nêutron) usado no DWBA, de acordo com o que foi discutido na eq.III.7, foi assumido a ser exatamente o  $W_0^{HF(i)}$  (nêutron) descrito acima e daqui para a frente denominado  $W_0^{DWBA(i)}$  (nêutron).

Com estes valores do potencial de absorção para o processo de reação direta, foi feito um cálculo da seção de choque com o código DWBA-70 (Sc70), denominada  $\sigma^{DWBA(i)}$ .

As seções de choque teóricas para os grupos de

nêutrons  $n_1$ ,  $n_2$  e  $n_3$  foram obtidas de

$$\sigma^{\text{TEOR}(\lambda)}(n_x) = \sigma^{\text{HF}(\lambda)}(n_x) + \sigma^{\text{DWBA}(\lambda)}(n_x); \quad n_x = 1, 2, 3 \quad (\text{III.19})$$

e para os nêutrons do estado fundamental

$$\sigma^{\text{TEOR}(\lambda)}(n_0) = F \sigma^{\text{HF}(\lambda)}(n_0) + \sigma^{\text{DWBA}(\lambda)}(n_0) \quad (\text{III.20})$$

onde  $F$  é o fator de HWR (Ha80) (vide a seção II.6).

Na página seguinte mostramos um fluxograma do procedimento dos cálculos descritos acima, usados no decorrer desta análise.

Da seção de choque elástica total  $(p, p_0)$ , usando-se o programa CRAPONE, obtêm-se preliminarmente  $V_R, R_{0R}, a_R; W_V, R_{0W}, a_W; V_{SO}, R_{0SO}, a_{SO}$

Fixa-se  $V_R, R_{0R}, a_R; R_{0W}, a_W; V_{SO}, R_{0SO}, a_{SO}$ ; apenas o parâmetro  $W_0$  é variado daqui para frente

Assume-se um  $\sigma^{HF(i)}$  na seção de choque  $(p, n_0)$  e usa-se Hauser-5 para se obter  $W^{HF(i)}$  (próton), igual a  $W_0^{HF(i)}$  (nêutron), para prever  $\sigma^{HF(i)}(p, n_0)$

Obtêm-se a seção de choque elástica de forma fazendo  $\sigma_{se}^{(i)}(p, p_0) = \sigma_{exp}(p, p_0) - \sigma^{HF(i)}(p, p_0)$  e através do ajuste com o programa CRAPONE obtêm-se  $W_0$  (próton)

Com o programa DWBA-70, usando  $W^{DWBA(i)}$  (nêutron) =  $W^{HF}$  (nêutron) e  $W^{DWBA(i)}$  (próton) =  $W_0$  (próton) calcula-se  $\sigma^{DWBA(i)}$

$$\sigma^{TEOR(i)}(n_x) = \sigma^{HF(i)}(n_x) + \sigma^{DWBA(i)}(n_x) \quad x = 1, 2, 3$$

e

$$\sigma^{TEOR}(n_0) = F\sigma^{HF(i)}(n_0) + \sigma^{DWBA(i)}(n_0)$$

BOB AJUSTE ?

NÃO

SIM

OK

***CAPÍTULO IV*****DISCUSSÃO DOS RESULTADOS**

#### IV.1 INTRODUÇÃO

O objetivo deste capítulo é apresentar sucintamente os resultados obtidos na análise teórica do presente trabalho para a reação  $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$ .

Inicialmente é descrita a obtenção dos parâmetros ópticos utilizados nos cálculos DWBA e Hauser-Feshbach, principalmente no que diz respeito ao termo volumétrico imaginário  $W_0$ . Este termo está diretamente relacionado com a quantidade de mecanismo de núcleo composto admitida na análise. Em nosso caso testamos a contribuição deste mecanismo para três casos distintos.

As seções de choque de interação direta foram calculadas pelo código DWBA-70 para cada uma das componentes  $J$  de momento angular transferido. Os valores obtidos para essas componentes foram ainda multiplicados por fatores de normalização obtidas por Grimes et al. (Gr84).

As seções de choque de núcleo composto, calculadas pelo código HAUSER-5, foram somadas com as de interação direta de acordo com as equações III.19 e III.20. As seções de choque resultantes foram então comparadas com a distribuição angular média em energia obtida experimentalmente em  $E_p = 14.3$  MeV (figura IV.3).

Foram ainda calculadas as seções de choque integradas

em ângulo para avaliar a percentagem do processo de núcleo composto na seção de choque experimental.

A discussão do método utilizado nesta análise é feita no capítulo das conclusões.



## IV.2 ANÁLISE DOS RESULTADOS

A tabela IV.1 contém os parâmetros ópticos utilizados no decorrer da análise. A profundidade do termo de volume imaginário  $W_0$ , sendo variada durante a análise não está incluída. O procedimento adotado para a obtenção desses parâmetros está descrito detalhadamente na seção III.2.

As profundidades do potencial imaginário  $W_0$  utilizadas nos programas DWBA-70 e HAUSER-5 para três contribuições distintas de mecanismo de núcleo composto estão apresentadas na tabela IV.2. A descrição da maneira como obtivemos estes parâmetros foi feita na seção III.3.

O primeiro conjunto, que consiste dos parâmetros da tabela IV.1 e dos parâmetros identificados como "caso 1" na tabela IV.2, supõe uma contribuição nula de mecanismo composto. O mesmo foi obtido da análise de espalhamento elástico de prótons de  $\langle E_p \rangle = 13$  MeV em  $^{11}\text{B}$  feita pelo programa de modelo óptico CRAPONE (Fa78) com os parâmetros ópticos iniciais de um potencial volumétrico complexo baseados no trabalho de N. Yamaguchi et al. (Ya80 e seção III.2). A figura IV.1a mostra o ajuste da distribuição angular elástica experimental obtida para este caso com um  $\chi^2$  de 1.87.

Os demais conjuntos (2 e 3) de parâmetros ópticos diferem deste primeiro conjunto apenas nas intensidades de

TABELA IV.1

Parâmetros do modelo óptico obtidos para  $p+^{11}\text{B}$ . As intensidades dos potenciais estão em MeV e os parâmetros geométricos em fm.

Canal	$V_R$	$R_{0R}$	$a_R$	$R_{0W_0}$	$a_{W_0}$	$V_{SO}$	$R_{0SO}$	$a_{SO}$
próton e nêutron	50.00	1.35	0.56	1.63	0.23	5.10	1.19	0.43

TABELA IV.2

Intensidades do potencial imaginário obtidos na análise para as contribuições  $\sigma^{HF(i)}$

	caso 1 <sup>a)</sup>	caso 2 <sup>b)</sup>	caso 3 <sup>c)</sup>
$W_0^{HF(i)}$ (nêutron) = $= W_0^{HF(i)}$ (próton)	0.00	1.54	2.47
$W^{DWBA(i)}$ (próton)	6.76	6.96	7.17
$W^{DWBA(i)}$ (nêutron)	0.00	1.54	2.47

a)  $\sigma^{HF(1)} = 0$

b)  $\sigma^{HF(2)}(p, n_0) \approx 14\% \sigma_{TOT}^{EXP}(p, n)$

c)  $\sigma^{HF(3)}(p, n_0) \approx 28\% \sigma_{TOT}^{EXP}(p, n)$

absorção  $W_0$ , devido ao fato de que nestes casos levou-se em consideração a existência de mecanismo de núcleo composto.

Inicialmente assumiu-se (na base da unitariedade) um certo valor para a seção de choque de núcleo composto na distribuição angular  $(p, n_0)$  - figuras IV.3b e IV.3c - denominando-a  $\sigma^{HF(i)}$ . Através do código HAUSER-5 (Ma78), usando os mesmos parâmetros ópticos para os canais de próton e nêutron e variando-se apenas a profundidade do potencial imaginário  $W_0^{HF}$  ( $W_0^{HF}(\text{nêutron}) = W_0^{HF}(\text{próton})$ ), calculou-se então o valor de  $W_0^{HF}$  que reproduz a seção de choque assumida  $\sigma^{HF(i)}$ , denominando esta profundidade de  $W_0^{HF(i)}(\text{nêutron})$ .

Em seguida, foi feito um novo ajuste da distribuição angular elástica, depois de subtrair-se a parte de núcleo composto correspondente (eq. III.13), deixando-se variar apenas a intensidade de absorção  $W_0^{SE}$  (próton). As intensidades de absorção assim obtidas estão representadas na tabela IV.2 e nas figuras IV.1b e IV.1c os ajustes das distribuições angulares elásticas para os casos 2 e 3 respectivamente ( $\chi^2 \approx 1.8$ ).

A parte de interação direta para as seções de choque das reações  $(p, n_0)$ ,  $(p, n_1)$ ,  $(p, n_2)$  e  $(p, n_3)$  foi obtida através do código DWBA-70 (Sc70) - seção II.3 - usando os potenciais ópticos obtidos acima, fazendo

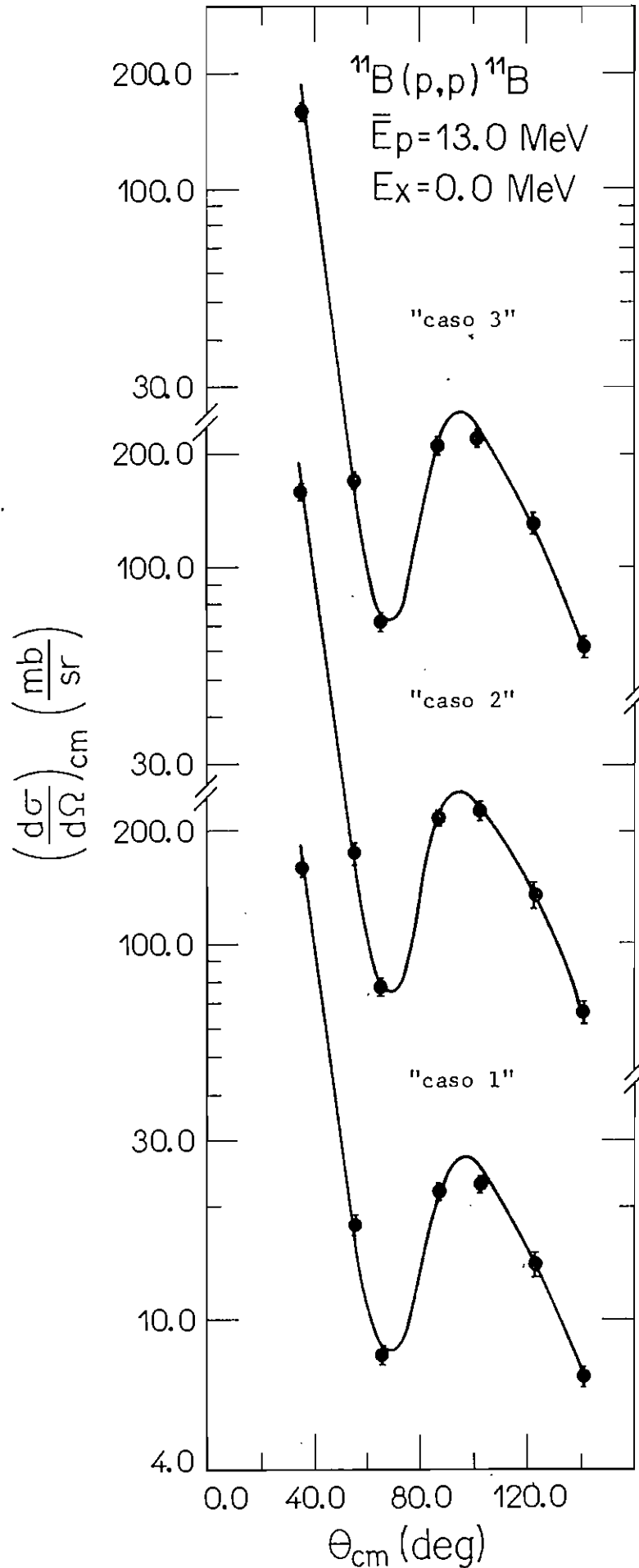


FIGURA IV.1 - Ajustes de modelo óptico da seção de choque diferencial elástica da reação  $p + ^{11}\text{B}$  em  $\langle E_p \rangle = 13.0 \text{ MeV}$ .

$$W^{DWBA(i)}(\text{n\^eutron}) = W_0^{HF}(\text{n\^eutron})$$

e

$$W^{DWBA(i)}(\text{pr\^o}ton) = W^{SE}(\text{pr\^o}ton).$$

Os demais par\^ametros \^o}pticos permaneceram fixos durante a an\^alise, tanto para o canal de pr\^o}ton, como para o canal de n\^eutron.

A se\~c\~ao de choque de intera\~c\~ao direta foi calculada pelo c\^o}digo DWBA-70 separadamente para cada componente J. Cada componente foi depois multiplicada por fatores de normaliza\~c\~ao obtidos da an\^alise de Grimes et al. (Gr84) em  $E_p = 26$  MeV (se\~c\~ao II.3.b e tabela II.3).

Na figura IV.2 s\~ao mostradas as se\~c\~oes de choque DWBA te\^o}ricas para o "caso 1", em termos das componentes J j\~a multiplicadas pelos fatores de Grimes correspondentes. Na tabela IV.3 \^e dada a porcentagem de cada componente obtida a partir do c\~alculo da se\~c\~ao de choque total. Nota-se que para a rea\~c\~ao  $(p, n_0)$  predomina a componente  $J=0$ , enquanto que para as rea\~c\~oes  $(p, n_1)$ ,  $(p, n_2)$  e  $(p, n_3)$ , predominam as componentes  $J = 1$ . A se\~c\~ao de choque de intera\~c\~ao direta utilizada durante a an\^alise foi obtida somando-se estas componentes J (multiplicadas pelos fatores de normaliza\~c\~ao).

As se\~c\~oes de choque obtidas para os processos de n\^u}cleo composto e de intera\~c\~ao direta foram ent\~ao somadas de acordo com as equa\~c\~oes III.15 e III.16 (se\~c\~ao III.3) e

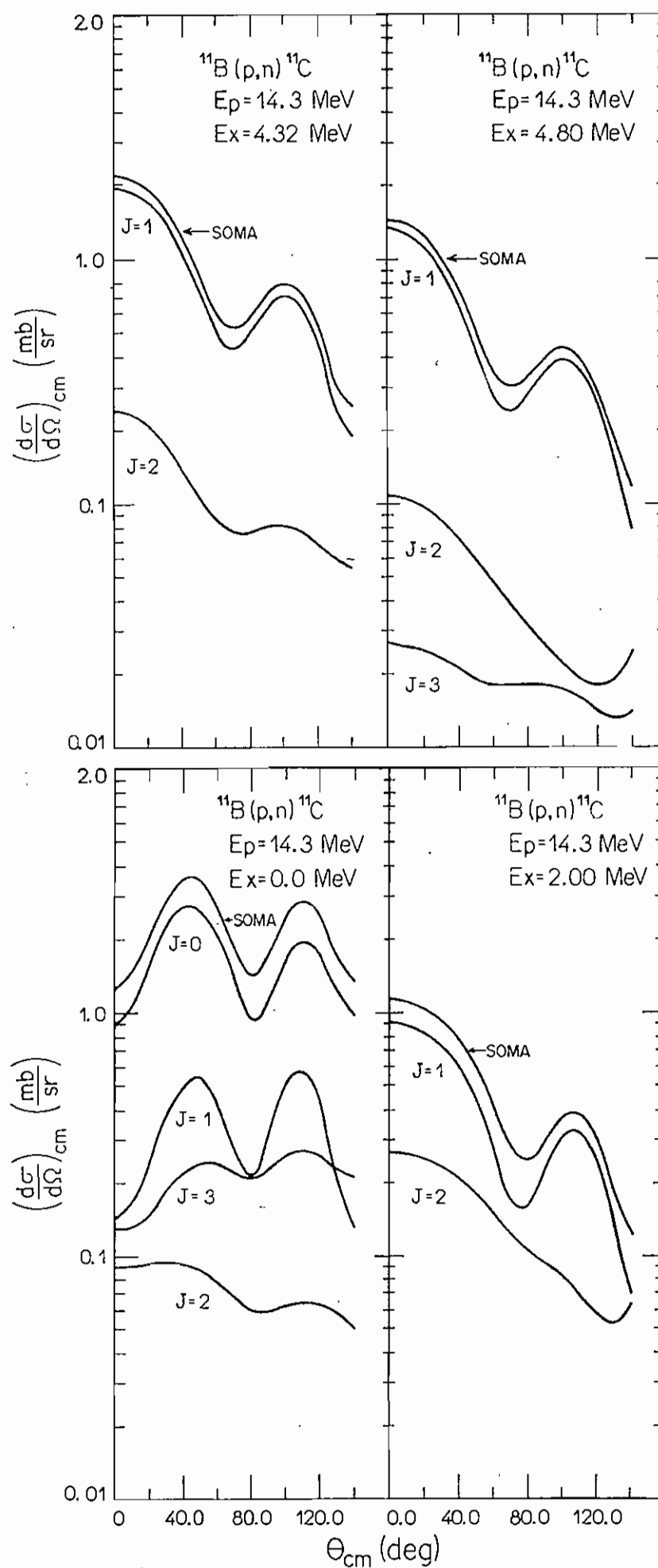


FIGURA IV.2 - Decomposição de seção de choque calculada pelo programa DWBA-70 em componentes  $J$ .

comparadas com os dados experimentais médios. As figuras IV.3a, b e c mostram os resultados obtidos para os casos 1, 2 e 3, respectivamente.

Para o "caso 1" (contribuição nula de HF) verifica-se na figura IV.3a, que apesar de o ajuste para o estado fundamental ter sido bom em relação aos casos 2 e 3, o mesmo não acontece com os ajustes obtidos para os estados excitados. Estes vão melhorando à medida em que se aumenta a contribuição de mecanismo de núcleo composto. Nas figuras IV.3b e c são mostrados ainda os ajustes obtidos para o estado fundamental onde se multiplicou as seções de choque pelos fatores de "enhancement"  $F$  (seção II.6).

As tabelas IV.4 e IV.5 mostram as percentagens das contribuições de processo de núcleo composto integradas em ângulo para os casos 2 e 3, em relação à seção de choque total experimental. As seções de choque totais foram obtidas a partir do ajuste de curvas através de programas de ajuste por polinômios de Legendre (Co85 e Fr85). Os erros nos dados experimentais (~15%) resultaram em erros nas seções de choque totais de ~5%. Os melhores ajustes foram obtidos com polinômios de ordem  $L = 4$ .

Originalmente a obtenção das seções de choque diferenciais para o estado fundamental (e primeiro estado excitado) no  $^{10}\text{C}$  tinha sido planejada para calcular o valor dos componentes  $V_{\sigma\tau}$  e  $V_{\tau}$ . Todavia, a grande quantidade de mecanismo de núcleo composto nessas energias de próton incidente, indicada nas medidas de  $^{11}\text{B} + p$ , impediu obtivessemos alguma interpretação dessa natureza e assim estes dados não foram analisados.



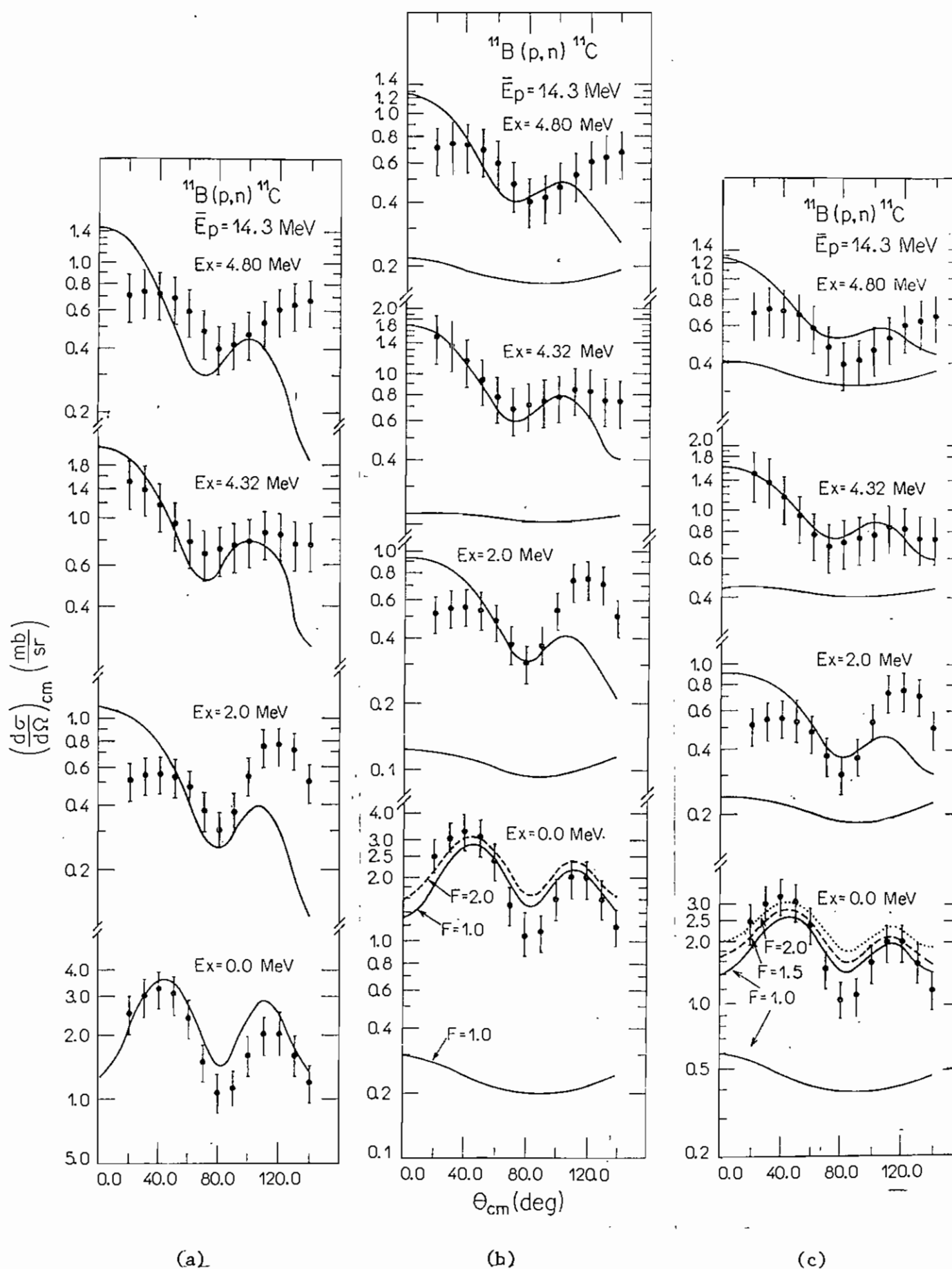


FIGURA IV.3 - As seções de choque diferenciais para os estados fundamental três primeiros excitados em  $\langle E_p \rangle = 14.3 \text{ MeV}$  para a reação  $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$  comparados com os cálculos teóricos; (a) = caso 1, (b) = caso 2 (c) = caso 3. Note que há uma ligeira diferença nas escalas.

TABELA IV.3

Percentagem de cada componente J da seção de choque direta integrada em ângulo para o "CASO 1" (SÔ DWBA).

J	$n_0$	$n_1$	$n_2$	$n_3$
0	70.8%	-	-	-
1	14.1%	69.4%	86.9%	85.8%
2	3.5%	30.6%	13.1%	9.9%
3	11.6%	-	-	4.3%

TABELA IV.4

Seções de choque HF e experimental integradas em ângulo e a percentagem das contribuições de núcleo composto para o "CASO 2".

	$\sigma_{TOT}^{HF}$ (mb)	$\sigma_{TOT}^{EXP}$ (mb)	%HF
$n_0$ (F = 1)	2.8	20.4 ± 1.0	14%
$n_0$ (F = 2)	5.6	20.4 ± 1.0	28%
$n_1$	1.3	6.0 ± 0.3	22%
$n_2$	2.3	10.7 ± 0.5	22%
$n_3$	2.3	7.1 ± 0.4	32%

TABELA IV.5

Idem à tabela IV.4 para o "CASO 3"

	$\sigma_{TOT}^{HF}$ (mb)	$\sigma_{TOT}^{EXP}$ (mb)	%HF
$n_0$ (F = 1)	5.7	20.4 ± 1.0	28%
$n_0$ (F = 2)	11.4	20.4 ± 1.0	56%
$n_1$	2.6	6.0 ± 0.3	43%
$n_2$	5.3	10.7 ± 0.5	50%
$n_3$	4.4	7.1 ± 0.4	62%

CAPÍTULO V

CONCLUSÕES

## V. CONCLUSÕES

As análises de reações nucleares que seguem por intermédio de processos direto e de núcleo composto têm sido extensamente tratadas na literatura sem que tivessem sido resolvidas satisfatoriamente. Isso se deve à imensa dificuldade de tratar os cálculos exatos para predizer as seções de choque de cada processo; a interação direta necessita de uma descrição completa de canais acoplados e o processo de núcleo composto de um conhecimento exato dos coeficientes de transmissão para os canais de saída.

Deste modo são necessárias algumas aproximações a fim de que possam ser empregados códigos de computador manejáveis, tais como DWBA-70 e HAUSER-5. Em nosso caso, substituímos o tratamento exato de canais acoplados por um modelo de interação, através do qual cada canal de nêutron é acoplado independentemente ao canal de próton, sem que haja acoplamento entre os canais de nêutron. A validade desta hipótese parece ser plausível em vista dos ajustes teóricos relativamente bons obtidos com os nossos dados experimentais (figura IV.3).

Com a finalidade de ajustar as seções de choque experimentais escolhemos como ajustáveis, os parâmetros relativos a um potencial óptico para o canal de entrada de prótons e um potencial óptico que se presta para todos os

canais de saída de nêutrons. Foram aplicadas correções para as funções de onda nucleares de Cohen e Kurath (Le80) e para os coeficientes de interação matriz G de Bertsch et al. (Be77), obtidas por Grimes et al. (Gr84) a energias de prótons maiores do que as nossas; estes parâmetros não foram ajustados durante a nossa análise.

A forma funcional do potencial óptico era do tipo Woods-Saxon, que simulava o potencial óptico microscópico de Yamaguchi et al. (Ya83) e tinha os termos real e imaginário de forma volumétrica e um termo de spin-órbita. Isso dava um total de nove parâmetros de próton e nove de nêutron (3 profundidades, 3 raios e 3 difusividades). Dezesesseis destes dezoito parâmetros, as excessões sendo as profundidades dos potenciais imaginários ou termos de absorção, foram determinados a partir de ajustes de modelo óptico do espalhamento elástico e ajustes DWBA-70 das formas das seções de choque diferenciais de nêutron do estado fundamental. Dois critérios adicionais usados na escolha desses parâmetros foram: primeiro, manter as integrais de volume da parte real dos potenciais tão próximas quanto possível (~ 20%) dos valores de Yamaguchi e, segundo, tentar maximizar a razão pico-vale nos cálculos DWBA para os nêutrons  $n_0$ . Isso foi feito para lutar contra a tendência das seções de choque de Hauser-Feshbach calculadas de "lavarem" a estrutura dos resultados DWBA, quando

as duas são adicionadas, desde que em nossas seções de choque experimentais  $n_0$  a estrutura era muito evidente. Uma vez escolhidos estes parâmetros, pequenas variações feitas sobre eles praticamente não afetavam as seções de choque calculadas. As variações maiores não foram permitidas por violarem algum dos dois critérios adicionais mencionados acima.

Dessa maneira, os dois parâmetros  $W_0$ (próton) e  $W_0$  (nêutron), que eram de fato parâmetros de intensidade sensíveis, ficaram para ser escolhidos mais tarde. Para os cálculos DWBA-70 o  $W_0$ (próton) foi escolhido tal que a predição para as seções de choque de espalhamento elástico de forma  $W_0$ (nêutron) fosse aquela que desse os melhores coeficientes de transmissão para os canais de nêutron nos cálculos das seções de choque de Hauser-Feshbach. Os coeficientes de transmissão de Hauser-Feshbach foram obtidos de uma maneira um pouco diferente da que é usada habitualmente. Concordando com o princípio da unitariedade, um conjunto pressuposto de seções de choque de núcleo composto foi escolhido (fixando assim um valor de  $W_0$ (nêutron) para cada um) e um conjunto de seções de choque de interação direta correspondente foi calculado usando potenciais ópticos obtidos como descrito acima. Estas seções de choque foram adicionadas incoerentemente resultando numa seção de choque diferencial teórica, que foi comparada à seção de choque experimental média

em energia. Os resultados mostram bons ajustes com uma contribuição de ~ 56% de núcleo composto para as seções de choque diferenciais em todos os quatro canais de saída de nêutrons.

Sentimos que este método de escolher os potenciais ópticos, quando mecanismos de reação que competem estão presentes, é mais realístico do que os procedimentos usuais que aparecem na literatura. Usualmente os potenciais são obtidos de ajustes de modelo óptico das seções de choque elásticas que contém fluxo dos canais de núcleo composto e de interação direta e estes mesmos potenciais são então usados nos cálculos DWBA e de Hauser-Feshbach. Além disso, os conjuntos de parâmetros de modelo óptico para os cálculos de interação direta são frequentemente obtidos de espalhamento elástico em energias maiores (onde a interação direta é dominante) muito embora não haja nenhuma garantia de que estes sejam válidos quando parte do fluxo incidente está sendo desviado para o processo de núcleo composto, ou mesmo se irão prognosticar os coeficientes de transmissão corretos. De fato, é bem conhecido que os cálculos de Hauser-Feshbach sempre superestimam as seções de choque dos estados finais de baixa energia e um grande uso dos fatores de redução de Hauser-Feshbach tem sido feito nesse sentido. Da maneira que escolhemos os nossos  $W_0$  (nêutron) os coeficientes de transmissão corretos são

automáticos e o potencial óptico de nêutron usado no cálculo da interação direta já foi levado em conta no fluxo através dos canais de núcleo composto.

Deve ser lembrado também que inicialmente tentamos o método usual de análise extraíndo da literatura potenciais ópticos derivados de ajustes de modelo óptico do espalhamento elástico. Estes potenciais tinham a forma comum de termos real volumétrico, imaginário superficial e de spin-órbita. Usando estes potenciais no cálculo DWBA para os nêutrons  $n_0$ , obtivemos uma distribuição angular cuja forma não se parecia com a experimental e para a qual nenhum conjunto de parâmetros de ajuste parecia ajudar. Todavia, quando usamos o potencial fundamental de Yamaguchi imediatamente obtivemos as seções de choque  $n_0$  que tinham uma grande semelhança com as experimentais, antes mesmo que fossem feitos quaisquer ajustes mais refinados dos parâmetros. A eficácia deste potencial é certamente bem ilustrada em nossa análise.

O fato de as seções de choque de "melhor ajuste" serem as que correspondem a uma contribuição grande de núcleo composto sugeriu a possibilidade de se usar a reação  $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$  para extrair um valor para o fator de "enhancement" HWR F. Os resultados mostrados na figura IV.3 não são tão sensíveis como poderia ser esperado, não obstante eles indiquem que o fator F seja maior do que 1. Todavia, as seções de choque



de HAUSER-5 integradas em ângulo nas tabelas IV.4 e IV.5, mostram que é obtida uma percentagem aproximadamente constante da contribuição do mecanismo de núcleo composto para as seções de choque  $n_0$ ,  $n_1$ ,  $n_2$ , e  $n_3$  se  $F = 2$ . Se  $F$  fosse igual a 1, iria implicar que a percentagem de contribuição de núcleo composto para o estado fundamental do  $^{12}\text{C}$  seria somente a metade da obtida para os três primeiros estados excitados. Este é um argumento forte que suporta a conservação de isospin, ou, pelo menos a mistura fraca no núcleo composto  $^{12}\text{C}$  na energia de excitação de 29 MeV envolvida no trabalho.

Seria interessante mais tarde aplicar o nosso modelo reduzido de canais acoplados a energias de próton onde esperamos uma contribuição maior de núcleo composto na seção de choque, aumentando assim a sensibilidade com respeito ao fator  $F$ . Todavia, a energia de próton deve ser tal que o modelo estatístico ainda seja válido. Uma região de interesse especial seria a dos núcleos da camada d, onde fatores espectroscópicos tornaram-se disponíveis recentemente (Wi85), permitindo assim uma descrição precisa DWBA-70 do processo direto com a consequente contribuição (através do nosso procedimento) do grau de mistura de isospin nessa região de massa.

APÊNDICES

## A. CÁLCULO DAS COMPONENTES DA INTERAÇÃO EFETIVA

Neste apêndice vamos obter a interação efetiva núcleon-núcleon em termos das componentes  $V_0$ ,  $V_\tau$ ,  $V_\sigma$  e  $V_{\sigma\tau}$  da equação II.8 (seção II.2.c). Estas componentes, por sua vez, poderão ser escritas em termos da representação de Love e Satchler (Lo70), eq. II.10 do texto, isto é, em termos de  $V^{\text{TE}}$ ,  $V^{\text{SE}}$  ... . As componentes  $V^{\text{VT}}$ ,  $V^{\text{SE}}$  ..., são obtidas de interações realísticas, como por exemplo, as de Bertsch et al. (Be77) e são aceitas como dados de entrada no programa DWBA-70. Para simplificar os cálculos vamos considerar somente a parte central da interação efetiva da eq. II.8.

A parte central da parametrização que corresponde à interação do próton incidente com um próton do alvo pode ser escrita como

$$\begin{aligned}
 g_p = & V_P(1) + V_P(2) \eta(r, u_1) + V_P(3) \eta(r, u_2) (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) + \\
 & + V_P(4) \eta(r, u_3) \vec{L} \cdot \vec{S} + V_P(5) r^2 \eta(r, u_4) S_{12}
 \end{aligned} \tag{A.1}$$

e a da interação do próton incidente com um nêutron do alvo como

$$\begin{aligned}
 g_n = & V_N(1) + V_N(2) \eta(r, u_1) + V_N(3) \eta(r, u_2) (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) + \\
 & + V_N(4) \eta(r, u_3) \vec{L} \cdot \vec{S} + V_N(5) r^2 \eta(r, u_4) S_{12}
 \end{aligned} \tag{A.2}$$

onde os fatores de forma são sempre do tipo Yukawa:

$$V(r, u) = \frac{e^{-r/u}}{r/u}$$

com alcance  $u$  e  $V_P(1)$  e  $V_N(1)$  sendo os potenciais coulombianos ( $V_N(1) = 0$ ).

Vamos, inicialmente, calcular as componentes da interação para a reação  $(p, p')$  e em seguida para a reação  $(p, n)$ . Para cada uma das reações devemos considerar os termos direto e de troca separadamente.

a) Reação  $(p, p')$  - termo direto

O projétil (próton) pode interagir com um próton ou com um nêutron do núcleo alvo.

a.1. Caso do núcleon do núcleo-alvo ser um próton.

Em situações dessa natureza, o próton incidente interage com um próton na superfície do núcleo alvo e o isoestado só pode ser tripleto. Logo, a componente direta de  $g$  será:

$$g^D(0, 1) = g(0, 1)(\pi = 1) \equiv g_{pp} \quad (\text{A.3})$$

Calculando os autovalores do operador  $g$  quando opera somente sobre a parte da função de onda  $\chi^T$  a) que depende do spin isotópico, temos que

$$g^D \chi^T = \left[ V_0 + V_\tau \vec{r}_0 \cdot \vec{r}_1 + V_\sigma (\vec{\sigma}_0 \cdot \vec{\sigma}_1) + V_{\sigma\tau} (\vec{\sigma}_0 \cdot \vec{\sigma}_1) (\vec{r}_0 \cdot \vec{r}_1) \right] \chi^T$$

mas como

$$\vec{r}_0 \cdot \vec{r}_1 \chi^T = 1 \chi^T$$

resta que

$$g^D \chi^T = \left[ (V_0 + V_\tau) + (V_\sigma + V_{\sigma\tau}) \vec{\sigma}_0 \cdot \vec{\sigma}_1 \right] \chi^T$$

e finalmente para operações na função de onda  $\phi$ , resulta

$$g^D \equiv g_{eff} = V_0 + V_\tau + (V_\sigma + V_{\sigma\tau}) \vec{\sigma}_0 \cdot \vec{\sigma}_1 \quad (A.4)$$

onde identificamos na eq.A.1 os termos

$$V_P(z) = V_0 + V_\tau \quad e \quad V_P(z) = V_\sigma + V_{\sigma\tau} \quad (A.5)$$

Aqui  $Z$  é uma amplitude de próton (vide apêndice B).

$$a) \phi(r, \theta, \phi) \propto \xi(|r|) Y_m^L(\theta, \phi) \chi^S \chi^T$$

a.2. Caso do núcleon do núcleo-alvo ser um nêutron.

Nesta situação o próton incidente interage com um nêutron do alvo (knock-on) e o isoestado pode ser tripleto ou singlete.

Logo

$$g^D(0,1) = \frac{1}{2} g^D(0,1)(\pi=1) + \frac{1}{2} g^D(\pi=0) \equiv g_{pm} \quad (\text{A.6})$$

e

$$g^D \chi^\uparrow = \frac{1}{2} \left[ V_0 + V_\tau \vec{c}_0 \cdot \vec{c}_1 + V_\sigma \vec{\sigma}_0 \cdot \vec{\sigma}_1 + V_{\sigma\tau} (\vec{\sigma}_0 \cdot \vec{\sigma}_1) (\vec{c}_0 \cdot \vec{c}_1) \right] {}^3\chi^\uparrow \\ + \frac{1}{2} \left[ V_0 + V_\tau \vec{c}_0 \cdot \vec{c}_1 + V_\sigma \vec{\sigma}_0 \cdot \vec{\sigma}_1 + V_{\sigma\tau} (\vec{\sigma}_0 \cdot \vec{\sigma}_1) (\vec{c}_0 \cdot \vec{c}_1) \right] {}^1\chi^\uparrow$$

mas como

$$\vec{c}_0 \cdot \vec{c}_1 \quad {}^1\chi^\uparrow = -3 \quad {}^1\chi^\uparrow$$

temos que

$$g^D \equiv g_{pm} = V_0 - V_\tau + (V_\sigma - V_{\sigma\tau}) (\vec{\sigma}_0 \cdot \vec{\sigma}_1) \quad (\text{A.7})$$

e da eq.A.2 identificamos

$$VN(2) = V_0 - V_\tau \quad \text{e} \quad VN(3) = V_\sigma - V_{\sigma\tau} \quad (\text{A.8})$$

e Z é uma amplitude de nêutron (vide apêndice B).

b) Reação (p,p') - termo de troca

O termo  $g^E P_{01}$  na eq.II.6 do texto é equivalente a  $g^D P_{01\tau}$  depois de este ter sido operado sobre a parte de isospin da função de onda de partícula independente  $\phi$ . Assim,  $P_{01}$  é um operador que troca o spin e as coordenadas dos dois núcleos interagindo (i.e. as partículas)

$$g^E P_{01} = g^D P_{01\tau}. \quad (\text{A.9})$$

Temos novamente dois casos possíveis de interação do próton incidente com os núcleons do núcleo-alvo.

b.1. O núcleon do núcleo-alvo é um próton.

O isoestado só pode ser tripleto, logo

$$g^D P_{01\tau} \chi^\uparrow = g^D (\tau=1) P_{01\tau} \chi^\uparrow = g^D (\tau=1) P_{01} \chi^\uparrow$$

mas

$$g^D P_{01\tau} \chi^\uparrow = g^E P_{01} \chi^\uparrow \quad (\text{A.10})$$

onde usamos a eq.A.9. Comparando os dois lados direitos, concluímos que

$$g^E = g(\tau=1) \equiv g_{pp} \quad (\text{A.11})$$

e  $Z$  é uma amplitude de próton (vide apêndice B).

b.2. O núcleon do núcleo-alvo é um nêutron.

O isoestado pode ser tripleto ou singleto, logo

$$g^D P_{01\tau} \chi^\tau = \frac{1}{2} g(\tau=1) P_{01\tau} {}^3\chi^\tau + \frac{1}{2} g(\tau=0) P_{01\tau} {}^1\chi^\tau$$

e como

$$P_\tau {}^3\chi^\tau = 1 {}^3\chi^\tau \quad (\text{A.12.a})$$

$$P_\tau {}^1\chi^\tau = -1 {}^1\chi^\tau \quad (\text{A.12.b})$$

temos que

$$g^E P_{01} = \left[ \frac{1}{2} g(\tau=1) - \frac{1}{2} g(\tau=0) \right] P_{01}$$

assim de (A.3) e (A.7) identificamos que

$$g^E = g_{pp} - g_{pn} \quad (\text{A.13})$$

e  $Z$  é uma amplitude de nêutron (apêndice B).

### c) Reação (p,n) - termo direto

Para a reação (p,n)  $\chi_i$  descreve o próton incidente e  $\chi_f$  descreve o nêutron emergente e  $Z$  é a amplitude para aniquilar um nêutron do estado  $\phi_{jf}$  e criar um próton no estado  $\phi_{jf}$ . O próton incidente só interage com os nêutrons do alvo.

A interação próton-nêutron se dá em duas etapas. Inicialmente o próton interage com um nêutron através da interação



$$g^D = \frac{1}{2} g(\uparrow=1) + \frac{1}{2} g(\uparrow=0) \quad (\text{A.14})$$

e, em seguida, um nêutron ligado se transforma num próton ligado. Pelas equações A.12.a e A.12.b vemos que a função de onda de isospin do estado tripleto não é alterada, enquanto que a do estado singlete tem o sinal trocado. A interação fica então

$$g^D = \frac{1}{2} g(\uparrow=1) - \frac{1}{2} g(\uparrow=0) \equiv 2 g_\tau \quad (\text{A.15})$$

e assim

$$g^D \chi^\uparrow = \frac{1}{2} \left[ V_0 + V_\tau \vec{r}_0 \cdot \vec{r}_1 + V_\sigma (\vec{\sigma}_0 \cdot \vec{\sigma}_1) + V_{\sigma\tau} (\vec{\sigma}_0 \cdot \vec{\sigma}_1) (\vec{r}_0 \cdot \vec{r}_1) \right] \chi^\uparrow \\ - \frac{1}{2} \left[ V_0 + V_\tau \vec{r}_0 \cdot \vec{r}_1 + V_\sigma (\vec{\sigma}_0 \cdot \vec{\sigma}_1) + V_{\sigma\tau} (\vec{\sigma}_0 \cdot \vec{\sigma}_1) (\vec{r}_0 \cdot \vec{r}_1) \right] \chi^\uparrow$$

e

$$g^D \chi^\uparrow = \left[ 2 V_\tau + 2 V_{\sigma\tau} (\vec{\sigma}_0 \cdot \vec{\sigma}_1) \right] \chi^\uparrow \quad (\text{A.16})$$

e identificamos na eq.A.2 os termos

$$VN(2) = 2 V_\tau \quad \text{e} \quad VN(3) = 2 V_{\sigma\tau}. \quad (\text{A.17})$$

d) Reação (p,n) - termo de troca

Neste caso, de maneira análoga ao que fizemos para o termo de troca da reação (p,p'), temos que

$$g^D P_{01\tau} \chi^\tau = \left[ \frac{1}{2} g(\tau=1) - \frac{1}{2} g(\tau=0) \right] P_{01\tau} \chi^\tau$$

$$= \left[ \frac{1}{2} g(\tau=1) + \frac{1}{2} g(\tau=0) \right] P_{01} \chi^\tau = g^E P_{01} \chi^\tau$$

logo

$$g^E = \frac{1}{2} g(\tau=1) + \frac{1}{2} g(\tau=0) = g_{pp} - Z g_\tau$$

onde usamos a definição de  $g^D$  da eq.A.6. A amplitude  $Z$  agora deve ser escrita como  $Z_p - Z_n$  (vide apêndice B).

Os parâmetros calculados das equações (A.5), (A.8) e (A.17), juntamente com os termos não centrais, estão resumidos na tabela A.I e estão na forma apropriada para uso no código DWBA-70.

TABELA A.I

Potenciais de Prótons e de Nêutrons na forma apropriada para o código DWBA-70

interação próton-próton					interação próton-nêutron				
VP (1)	VP (2)	VP (3)	VP (4)	VP (5)	VN (1)	VN (2)	VN (3)	VN (4)	VN (5)
COUL.	CENTRAL	$\vec{\sigma}_0 \cdot \vec{\sigma}_1$	$\vec{L} \cdot \vec{S}$	TENSOR.	COUL.	CENTRAL	$\vec{\sigma}_0 \cdot \vec{\sigma}_1$	$\vec{L} \cdot \vec{S}$	TENSOR.
1.4391	$V_0 + V_\tau$	$V_\sigma + V_{\sigma\tau}$	$V_{LS} + V_{LS\tau}$	$V_T + V_{T\tau}$	0	$V_0 - V_\tau$	$V_\sigma - V_{\sigma\tau}$	$V_{LS} - V_{LS\tau}$	$V_T - V_{T\tau}$
1.4391	$V_0 + V_\tau$	$V_\sigma + V_{\sigma\tau}$	$V_{LS} + V_{LS\tau}$	$V_T + V_{T\tau}$	0	$2V_\tau$	$2V_{\sigma\tau}$	$2V_{LS\tau}$	$2V_{T\tau}$

a) Reação (p,p)

b) Reação (p,n)

## B. OS COEFICIENTES ESPECTROSCÓPICOS

Os coeficientes espectroscópicos  $Z$  são as amplitudes que determinam a probabilidade de aniquilação de um núcleon dentro do núcleo alvo no estado  $|j_i\rangle$  com a criação de um outro núcleon no estado  $|j_f\rangle$ . As amplitudes contêm a informação a respeito da função de onda de estado do núcleo-alvo e do núcleo residual. Este processo pode ser visto como a criação de um par partícula-buraco, formando assim o núcleo residual.

Os  $Z$  são apresentados normalmente em duas representações: a representação nêutron-próton e a representação de isospin.

### a) A representação nêutron-próton

Neste caso é feito um tratamento separado dos prótons e dos nêutrons. Temos então uma função de onda para cada um dos núcleons. Se  $A_{t_z f t_z i}^{J M_J}(j_f j_i)$  é o operador de criação de um par partícula-buraco

$$A_{t_z f t_z i}^{J M_J}(j_f j_i) = \sum_{\substack{m_f \\ m_i}} (-1)^{j_i - m_i} \langle j_f j_i m_f, -m_i | J M_J \rangle a_{j_f m_f t_z f}^+ a_{j_i m_i t_z i}$$

(B.1)

temos então que o coeficiente espectroscópico  $Z$  para uma transferência de momento angular  $J$  pode ser definido como

$$\sum_{t_f t_f i}^J (\hat{j} + \hat{j}_i) = \hat{J}^{-1} \hat{J}_i^{-1} \langle \alpha_f J_f || A_{t_f t_f i}^J (\hat{j} + \hat{j}_i) || \alpha_i J_i \rangle \quad (\text{B.2})$$

onde os números quânticos que aparecem já foram definidos anteriormente (seção II.3) e  $|\alpha_f J_f\rangle$  e  $|\alpha_i J_i\rangle$  são as funções de onda do núcleo inicial e do núcleo residual respectivamente.

#### b) A representação de isospin

Nesta representação há referência explícita ao isospin nas funções de onda nucleares, i.e.

$$\alpha_f = \alpha_f' T_f M_{T_f} \quad \text{e} \quad \alpha_i = \alpha_i' T_i M_{T_i}$$

e é mais conveniente definir

$$A_{T_f M_{T_f}}^{J M_J} (\hat{j} + \hat{j}_i) = \sum_{t_f t_f i} C_{t_f t_f i}^{T_f M_{T_f}} A_{t_f t_f i}^{J M_J} (\hat{j} + \hat{j}_i) \quad (\text{B.3})$$

onde os  $C_{t_f t_f i}^{T_f M_{T_f}}$  são os coeficientes de Clebsch-Gordan. Então escrevemos  $Z$  como

$$\sum_{T_f M_{T_f}}^J (\hat{j} + \hat{j}_i) = \hat{J}^{-1} \hat{J}_i^{-1} \langle \alpha_f' T_f M_{T_f} J_f || A_{T_f M_{T_f}}^J (\hat{j} + \hat{j}_i) || \alpha_i' T_i M_{T_i} J_i \rangle. \quad (\text{B.4})$$

As definições dos coeficientes espectroscópicos (B.2) e (B.4) foram propostas por Schaeffer e Raynal (Sc70 e Ra 67) e se referem a representações de partícula-buraco com

acoplamento j-j. Eles têm valor unitário para transições partícula-buraco puras dos núcleons de valência.

Os coeficientes espectroscópicos Z podem ser expressos em função de fatores mais conhecidos, i.e., os fatores espectroscópicos S através das relações

$$Z_{t_{3t}t_{3i}}^J(j+j') = \frac{\hat{J}_i^{-1}}{\hat{J}_t} S_{t_{3t}t_{3i}}^J(j+j') \quad (\text{B.5})$$

e

$$Z_{T M_T}^J(j+j') = \frac{\hat{J}_i^{-1}}{\sqrt{2} \hat{J}_t} S_{T M_T}^J(j+j') \quad (\text{B.6})$$

nas representações nêutron-próton e -- de isospin, respectivamente.

Cohen e Kurath (Co67) calcularam os fatores espectroscópicos para as reações de transferência de um único núcleon na camada 1p relacionando as funções de onda para N núcleons ativos 1p às funções de onda para N - 1 núcleons da camada 1p. Os coeficientes de parentagem obtidos dessas relações fornecem os coeficientes espectroscópicos através da expressão

$$S_{T M_T}^J(j+j') = N \langle J T \alpha \{ | J_0 T_0 \alpha_0, j \rangle \}^2. \quad (\text{B.7})$$

Os cálculos das funções de onda foram feitos no modelo de camada de acoplamento L-S e foram obtidas de cálculos de interações efetivas. Para os núcleos com  $8 \leq A \leq 16$  foi usada a

interação denominada (8-16)POT numa base L-S (Co65). Este modelo considera os núcleos  $^{10}\text{B}$  e  $^{11}\text{B}$  com um caroço inerte mais os núcleons de valência na camada  $1p$ .

Os coeficientes (fatores) espectroscópicos  $Z$  foram calculados por Lee e Kurath (Le80) a partir das funções de onda de Cohen e Kurath (Co65) na representação L-S. O programa DWBA-70, por sua vez, aceita esses coeficientes numa representação  $j-j$ , como dados de entrada. Por isso, foram inicialmente usados os fatores espectroscópicos obtidos para transições de partícula-buraco por Lee e Kurath (Le80), os quais, em seguida, foram calculados na representação  $j-j$ , através de um programa feito por A. Carpenter (Pe84a). Este programa fornece os coeficientes  $Z$  na representação nêutron-próton para os casos  $t_{zf}t_{zi} = 1/2 \ 1/2$  (n) e  $t_{zf}t_{zi} = -1/2 \ -1/2$  (p). Os valores necessários para os outros casos podem ser obtidos usando o teorema de Wigner-Eckart (Br75) e as regras de transformação entre representações (vide apêndice C).

Para transformar os  $Z_{TM_T}^J$  da representação de isospin na representação nêutron-próton  $Z_{tzftzi}^J$  para as reações (p,p') e (p,n) usamos as relações (apêndice C)

$$Z_{1-1}^J = \frac{1}{\sqrt{2}} (Z_n^J - Z_p^J) \quad (p,n) \quad (\text{B.8.a})$$

$$Z_{10}^J = \frac{1}{\sqrt{2}} (Z_n^J - Z_p^J) \quad (p,p') \quad (\text{B.8.b})$$

$$Z_{00}^J = \frac{1}{\sqrt{2}} Z_p^J \quad (p,p') \quad (\text{B.8.c})$$

A tabela B.I contém os coeficientes espectroscópicos  $Z_{TM_T}^J$ , representação de isospin (definidos na eq.B.4), para as transições  $\Delta T = 0$  e  $\Delta T = 1$  para a reação  $^{10}\text{B}(p,p')^{10}\text{B}$ . A tabela B.II, por sua vez, contém os coeficientes espectroscópicos  $Z_{tzftzi}^J$  na representação nêutron-próton (definidos na eq.B.2) para transições na reação  $^{11}\text{B}(p,p')^{11}\text{B}$ .



TABELA B.I

Coefficientes espectroscópicos  $Z_{TM_T}^J$  na representação de isospin para transições em  $^{10}\text{B}(p,p')^{10}\text{B}$ .

Transições  $\Delta T=0$

$(J_i^\pi T_i) \rightarrow (J_f^\pi T_f)$	J	tipo	$1/2 \leftarrow 1/2$	$3/2 \leftarrow 1/2$	$1/2 \leftarrow 3/2$	$3/2 \leftarrow 3/2$
$(3^+,0) \rightarrow (3^+,0)$	0	T=0	0.355	0	0	1.871
	1	T=0	-0.012	0.068	-0.068	0.636
	2	T=0	0	-0.275	0.275	-0.283
	3	T=0	0	0	0	0.152
$(3^+,0) \rightarrow (1^+,0)$	2	T=0	0	0.043	0.259	-0.107
	3	T=0	0	0	0	-0.155
$(3^+,0) \rightarrow (1^+,0)^*$	2	T=0	0	-0.079	-0.059	0.162
	3	T=0	0	0	0	-0.305
$(3^+,0) \rightarrow (2^+,0)$	1	T=0	-0.024	0.117	-0.121	0.008
	2	T=0	0	-0.028	-0.261	0.026
	3	T=0	0	0	0	0.052

(continuação da Tabela B.I)

Transições  $\Delta T=1$ 

$(J_i T_i) \rightarrow (J_f T_f)$	J	tipo	$1/2 \leftarrow 1/2$	$3/2 \leftarrow 1/2$	$1/2 \leftarrow 3/2$	$3/2 \leftarrow 3/2$
$(3^+, 0) \rightarrow (0^+, 1)$	3	T=1	0	0	0	0.221
$(2^+, 0) \rightarrow (0^+, 1)$	1	T=1	0.013	-0.074	0.197	-0.072
	2	T=1	0	-0.043	0.126	0.236
	3	T=1	0	0	0	-0.286

Obs.: Para transições (p,n) valem os mesmos coeficientes. Na verdade, os coeficientes têm sinais contrários, porém como eles serão elevados ao quadrado no cálculo das seções de choque, não fará diferença se não forem usados.

TABELA B.II

Coeficientes espectroscópicos  $Z_{z_f z_i}^J$  na representação nêutron-próton para transições na reação  ${}^{11}\text{B}(p,p'){}^{11}\text{B}$ .

$(J_i^\pi; T_i) \rightarrow (J_f^\pi; T_f)$	$\Delta J$	tipo	Configuração partícula-buraco $(j_p \leftarrow j_h)(j_f \leftarrow j_i)$			
			$1/2 + 1/2$	$3/2 + 1/2$	$1/2 + 3/2$	$3/2 + 3/2$
$(3/2^-, 1/2) \rightarrow (3/2^-, 1/2)$	0	p	0.262	0	0	1.315
		n	0.526	0	0	1.628
	1	p	-0.058	0.075	-0.075	0.427
		n	0.058	0.028	-0.028	0.074
	2	p	0	-0.079	0.079	-0.373
		n	0	-0.107	0.107	-0.031
	3	p	0	0	0	0.393
		n	0	0	0	0.007

(continuação da Tabela B.II)

$(3/2^-, 1/2^-) \rightarrow (1/2^-, 1/2^-)$	1	p	0.0001	0.183	-0.240	0.016
		n	-0.003	-0.017	-0.009	-0.015
	2	p	0	-0.120	-0.239	0.099
		n	0	0.141	-0.186	0.105
$(3/2^-, 1/2^-) \rightarrow (5/2^-, 1/2^-)$	1	p	0.174	-0.054	-0.278	-0.037
		n	-0.010	0.012	0.060	-0.015
	2	p	0	0.169	-0.504	0.066
		n	0	0.174	-0.255	0.051
	3	p	0	0	0	0.067
		n	0	0	0	0.013

(continuação da Tabela B.II)

(3/2 <sup>-</sup> , 1/2) → (3/2 <sup>-</sup> , 1/2)	0	p	0.132	0	0	-0.094
		n	-0.024	0	0	0.017
	1	p	0.058	0.058	0.392	0.061
		n	-0.068	-0.006	0.031	-0.058
	2	p	0	0.090	-0.081	-0.013
		n	0	0.141	-0.220	0.108
3	p	0	0	0	0.148	
	n	0	0	0	0.021	
(3/2 <sup>-</sup> , 1/2) → (7/2 <sup>-</sup> , 1/2)	2	p	0	-0.173	-0.041	-0.126
		n	0	-0.207	0.437	-0.147
	3	p	0	0	0	0.021
		n	0	0	0	0.032

Obs.: 1) Os coeficientes para (p,n) são  $Z_{1,-1}^J = (Z_{\text{nêutron}}^J - Z_{\text{próton}}^J)$

2) Note a renormalização de quadrupolo.

C. OBTENÇÃO DOS COEFICIENTES ESPECTROSCÓPICOS NA REPRESENTAÇÃO DE ISOSPIN A PARTIR DA REPRESENTAÇÃO NÊUTRON-PRÓTON

O código de computador (AMC) de A. Carpenter (Pe84a) que calcula os coeficientes espectroscópicos reacoplados para núcleos da camada 1p, a partir dos valores de Lee e Kurath (Le80), fornece estes coeficientes na representação nêutron-próton  $Z_{tzftzi}^J$ . Muitas vezes, todavia, é interessante ter estes coeficientes na representação de isospin  $Z_{TM_T}^J$ . A seguir, serão obtidas as relações entre os coeficientes espectroscópicos nestas representações para transições onde não há transferência de carga (p,p') e para transições onde há transferência de carga (p,n). Finalmente, estes coeficientes serão particularizados para o caso da reação  $p + {}^{10}\text{B}$ .

A relação entre os coeficientes espectroscópicos na representação de isospin com a de nêutron-próton é dada por (Pe82)

$$\sum_{M_T}^J (j+0i) = \sum_{t_3+t_{3i}} C_{t_3+t_{3i}}^{JM_T} Z_{t_3+t_{3i}}^J (j+0i) \quad (\text{C.1})$$

onde os C são os coeficientes de Clebsch-Gordan.

Para transições (p,p'), onde não há transferência de carga ( $M_T = 0$ ), podemos ter dois casos:

$$\text{a) transição } p \rightarrow p \quad \left\{ \begin{array}{l} t = -1/2 \quad (p) \\ t = -1/2 \quad (p) \end{array} \right.$$

e definimos  $Z_{-1/2 -1/2} \equiv Z_p$ ,

$$\text{b) transição } n \rightarrow n \quad \left\{ \begin{array}{l} t = 1/2 \quad (n) \\ t = 1/2 \quad (n) \end{array} \right.$$

e definimos  $Z_{1/2 1/2} \equiv Z_n$ . Aqui p e n se referem a excitações de um próton ou de um nêutron do núcleo, respectivamente.

Como para o caso  $M_T = 0$  podemos ter  $T = 0$  ou  $T = 1$ , os coeficientes espectroscópicos, de acordo com a eq.B.1 ficam

$$\begin{aligned} Z_{00}^J &= \left( C_{-1/2 -1/2}^{00} Z_{-1/2 -1/2}^J + C_{1/2 1/2}^{00} Z_{1/2 1/2}^J \right) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left( Z_n^J + Z_p^J \right) \end{aligned} \quad (\text{C.2})$$

e

$$\begin{aligned} Z_{10}^J &= \left( C_{-1/2 -1/2}^{10} Z_{-1/2 -1/2}^J + C_{1/2 1/2}^{10} Z_{1/2 1/2}^J \right) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left( Z_n^J - Z_p^J \right) \end{aligned} \quad (\text{C.3})$$

onde  $C_{-1/2 -1/2}^{00} = C_{1/2 1/2}^{00} = C_{1/2 1/2}^{10} = -C_{-1/2 -1/2}^{10} = 1/\sqrt{2}$ .

Para o caso de transições onde há transferência de carga ( $M_T = \pm 1$ ) também podemos ter dois casos:

$$\begin{array}{l}
 \text{a) transi\~{c}o } n \rightarrow p \\
 (M_T = 1)
 \end{array}
 \left\{ \begin{array}{ll}
 t = 1/2 & (n) \\
 t = -1/2 & (p)
 \end{array} \right.$$

e definimos  $Z_{1/2-1/2} \equiv Z_{np}$ ,

$$\begin{array}{l}
 \text{b) transi\~{c}o } p \rightarrow n \\
 (M_T = -1)
 \end{array}
 \left\{ \begin{array}{ll}
 t = -1/2 & (p) \\
 t = 1/2 & (n)
 \end{array} \right.$$

e definimos  $Z_{-1/2 1/2} \equiv Z_{pn}$ . Aqui np e pn lidos da direita para a esquerda especificam a partícula no estado inicial e depois no estado final. Lidos na ordem normal, especificam as reações de espalhamento de núcleons que produzem estas transições.

Os coeficientes espectroscópicos para estes casos ficam, então, sendo

$$Z_{11}^J = Z_{np}^J \quad (\text{C.4})$$

e

$$Z_{1-1}^J = -Z_{pn}^J \quad (\text{C.5})$$

Há uma relação útil, dada por Petrovich et al. (Pe82), para transições com conservação de carga e transições com troca de carga, que partem do mesmo estado e populam estados finais membros de um tripleto de isospin, que é



$$\sum_{\pm 1}^J = \frac{\langle \pi_i \pm M_{\pi_i}, \pm 1 | \pi_f M_{\pi_f} \rangle}{\langle \pi_i \pm M_{\pi_i}, 0 | \pi_f M_{\pi_f} \rangle} \sum_{\pm 0}^J \quad (\text{C.6})$$

que, para o caso  $(p,n)$ , transição  $T_i = 0 \rightarrow T_f = 1$ , fica  
 $(M_T=0)$   $(M_T=-1)$

$$\sum_{\pm 1}^J = \frac{\langle 010-1 | 1-1 \rangle}{\langle 0100 | 10 \rangle} \sum_{\pm 0}^J$$

onde  $\langle 010-1 | 1-1 \rangle = \langle 0100 | 10 \rangle = 1$ , portanto

$$\sum_{\pm 1}^J = \sum_{\pm 0}^J$$

Usando então a eq.B.3, podemos escrever  $Z_{1-1}^J$  em termos de  $Z_p^J$  e  $Z_n^J$ :

$$\sum_{\pm 1}^J = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \sum_n^J - \sum_p^J \right) \quad (\text{C.7})$$

Para o caso de  $^{10}\text{B}$ , em particular, podemos usar uma regra geral de Lee e Kurath (Le80), onde, para alvos com  $T = 0$  a amplitude espectroscópica de próton é  $(-1)^T$  vezes a amplitude espectroscópica de nêutron, sendo  $T$  é o isospin do estado nuclear final. Temos então que, para o caso  $^{10}\text{B}$ ,  $T = 0 \rightarrow T = 1$ ,  $Z_p = -Z_n$  e portanto para a reação  $^{10}\text{B}(p,n)^{10}\text{C}$ ,  $T = 0 \rightarrow T = 1$ ,  $Z_p = -Z_n$  e portanto para a reação  $^{10}\text{B}(p,n)^{10}\text{C}$ ,  $T = 0 \rightarrow T = 1$ , a equação B.6 fica  
 $(M_T=0)$   $(M_T=-1)$

$$\Sigma_{1-1}^J = -\sqrt{2} \Sigma_p^J. \quad (C.8)$$

Para as reações  ${}^{10}\text{B}(p,p'){}^{10}\text{B}$ , podemos ter dois tipos de transições, a saber, transições com  $\begin{matrix} T=0 \\ (M_T=0) \end{matrix} \rightarrow \begin{matrix} T=1 \\ (M_T=0) \end{matrix}$  e transições com  $\begin{matrix} T=0 \\ (M_T=0) \end{matrix} \rightarrow \begin{matrix} T=0 \\ (M_T=0) \end{matrix}$ . Vamos particularizar cada uma delas:

a) Reações  ${}^{10}\text{B}(p,p'){}^{10}\text{B}$  com transições  $\begin{matrix} T=0 \\ (M_T=0) \end{matrix} \rightarrow \begin{matrix} T=1 \\ (M_T=0) \end{matrix}$ .

Neste caso, o fator espectroscópico que precisamos pode ser obtido da eq.B.3

$$\Sigma_{10}^J = \frac{1}{\sqrt{2}} (\Sigma_n^J - \Sigma_p^J)$$

mas novamente para este caso  $Z_p^J = -Z_n^J$  e temos então que

$$\Sigma_{10}^J = \sqrt{2} \Sigma_p^J. \quad (C.9)$$

b) Reações  ${}^{10}\text{B}(p,p'){}^{10}\text{B}$  com transições  $\begin{matrix} T=0 \\ (M_T=0) \end{matrix} \rightarrow \begin{matrix} T=0 \\ (M_T=0) \end{matrix}$ .

Temos então da eq.B.2 que

$$\Sigma_{00}^J = \frac{1}{\sqrt{2}} (\Sigma_n^J + \Sigma_p^J)$$

e como  $Z_n = Z_p$ , da regra geral para alvos com  $T=0$ , temos finalmente que

$$\Sigma_{00}^J = \sqrt{2} \Sigma_p^J. \quad (C.10)$$

D. SEÇÃO DE CHOQUE MÉDIA EM ENERGIA, MATRIZ  $\underline{S}$   
E COEFICIENTES DE TRANSMISSÃO

A teoria a respeito das relações dadas neste apêndice encontra-se detalhada em diversos lugares (Ho71, Ma79, Vo68, Sa80).

O elemento de matriz  $S_{ab}$  da matriz  $\underline{S}$  é definido como a amplitude da onda emergente no canal de reação  $b$ , quando há uma onda entrante de amplitude unitária no canal de entrada  $a$ . A matriz  $\underline{S}$  tem as seguintes propriedades:

1. é simétrica (invariância na reversão temporal)

$$S_{ab} = S_{b-a}$$

2. é unitária (conservação de fluxo)

$$S^* S = 1 \quad \text{ou} \quad \sum_c S_{ac}^* S_{bc} = \delta_{ab}$$

onde  $c$  representa qualquer canal aberto.

O modelo óptico (espalhamento elástico de forma) fornece os elementos diagonais  $\langle S_{aa} \rangle$  da matriz  $\underline{S}$ . A teoria de interação direta objetiva achar os elementos não diagonais de  $\langle S \rangle$ , isto é,  $\langle S_{ab} \rangle$ . A parte flutuante de  $S_{ab}$  é definida por

$$S_{ab}^{fl} = S_{ab} - \langle S_{ab} \rangle.$$

A seção de choque integrada para processos de reação é dada, a menos de fatores triviais, por

$$\sigma_{ab} = | \delta_{ab} - S_{ab} |^2.$$

A sua média pode ser separada em duas partes: a de reação direta e a da seção de choque média (em energia) de núcleo composto

$$\langle \sigma_{ab} \rangle = \sigma_{ab}^{ID} + \langle \sigma_{ab}^{NC} \rangle = \langle | S_{ab} - \delta_{ab} |^2 \rangle$$

onde

$$\sigma_{ab}^{ID} = | \langle S_{ab} \rangle - \delta_{ab} |^2$$

que fornece a contribuição dos processos rápidos, e

$$\langle \sigma_{ab}^{NC} \rangle = \langle | S_{ab}^{fl} |^2 \rangle.$$

A seção de choque total elástica média em energia é a soma da seção de choque total elástica de forma (shape elastic) e a seção de choque total composta média em energia (Ho71)

$$\langle \sigma^E \rangle = \sigma^{SE} + \langle \sigma^{CE} \rangle.$$

O objetivo da teoria de Hauser-Feshbach para o núcleo composto (seção II.4) é expressar  $\langle \sigma_{ab}^{fl} \rangle$  em termos dos elementos de matriz médios  $\langle S_{ab} \rangle$  da matriz de espalhamento. Na ausência de reações diretas, quando  $\langle S_{ab} \rangle$  é diagonal, é possível mostrar

que (seção II.6)

$$\langle \sigma_{ab}^{fl} \rangle = \frac{T_{aa} T_{bb}}{\sum_c T_{cc}},$$

onde os  $T$  são os coeficientes de transmissão. Estes são definidos a partir da relação de unitariedade da matriz  $S$

$$\sum_c \langle S_{ac}^{fl} S_{cb}^{fl*} \rangle = \delta_{ab} - \sum_d \langle S_{ad} \rangle \langle S_{db}^* \rangle = T_{ab}.$$

Eles medem o déficit na unitariedade da matriz  $S$  média. Quando  $\langle S \rangle$  é diagonal,  $T_{ab} = T_{ab} \delta_{ab}$ , onde  $T_{aa} = 1 - |\langle S_{aa} \rangle|^2$  é o coeficiente de transmissão usual no canal  $a$ .

- Aj54 - F. Ajzenberg and W. Franzen,  
Phys. Rev. 95(1954)1531.
- Aj80 - F. Ajzenberg-Selove and C. L. Busch,  
Nucl. Phys. A336(1980)1.
- A161 - R. D. Albert, S. D. Bloom and N. K. Glendenning,  
Phys. Rev. 122(1961)862.
- An70 - J. D. Anderson, C. Wong and V. A. Madsen,  
Phys. Rev. Lett. 24(1970)1074.
- An64 - J. D. Anderson, C. Wong, J. W. McClure and B. D. Walker,  
Phys. Rev. 136B(1964)118.
- An74 - J. D. Anderson,  
Nucl. Spectrosc. and React., Part B, (1974), p.613.
- Ap74 - C. R. Appoloni,  
Preparação de Alvos, IFUSP, 1974.
- Au63 - J. van Audenhove, H. L. Eschbach and H. Moret,  
Nucl. Instr. and Meth. 24(1963)465.
- Au67 - J. van Audenhove and J. Joyeux,  
Nucl. Instr. and Meth. 57(1967)157.
- Ba71 - B. Barret, R. Hewitt and G. McCarthy,  
Phys. Rev. C3(1971)1137.
- Be77 - G. Bertsch, J. Borysowicz, H. McManus and W. G. Love,  
Nucl. Phys. A284(1977)399.
- Bi71 - H. G. Bingham, K. W. Kemper and N. R. Fletscher,  
Nucl. Phys. A175(1971)374.
- Bl68 - J. Blomqvist and A. Molinari,  
Nucl. Phys. A106(1968)545.
- Br59 - F. D. Brooks,  
Nucl. Instr. and Meth. 4(1959)151.

- Br75 - D. M. Brink and G. R. Satchler,  
Oxford U. P., Oxford, 1975.
- Bu74 - C. E. Busch, T. B. Clegg, S. K. Datta and E. J. Ludwig,  
Nucl. Phys. A223(1974)183.
- Ca75 - J. D. Carlson, C. Zafiratos and D. A. Lind,  
Nucl. Phys. A249(1975)29.
- Ca83 - B. V. Carlson,  
Versão do Código Hauser-5 implantada no sistema CYBER  
170/750 do IEAv - CTA (1983).
- Ca84 - J. L. Cardoso Jr, H. R. Schelin, B. J. K. C. Lemos, E.  
Tanaka e A. T. C. G. Castro,  
Nota Técnica, IEAv-CTA 05/84, 1984.
- Cl70 - A. S. Clough, C. J. Batty and L. E. Williams,  
Nucl. Phys. A143(1970)385.
- Co65 - S. Cohen and D. Kurath,  
Nucl. Phys. 73(1965)1.
- Co67 - S. Cohen and D. Kurath,  
Nucl. Phys. A101(1967)1.
- Cs79 - L. Csihas,  
Nucl. Instr. and Meth. 167(1979)171.
- Cy78 - E. W. Cybulska,  
Tese de Doutorado, IFUSP (1978).
- El68 - J. P. Elliot, A. D. Jackson, H. A. Mavromatis, E. A.  
Sanderson and B. Singh,  
Nucl. Phys. A121(1968)241.
- Er63 - J. R. Erskine and D. S. Gemmell,  
Nucl. Instr. and Meth. 24(1963)397.
- Fa77 - F. Fabri and G. Reffo,  
Código de Computador CRAPONE.
- Fa80 - E. Fabrici, S. Micheletti, M. Pignanelli, F. G. Resmini,  
R. DeLeo, G. D'Erasmus and A. Pantaleo,  
Phys. Rev. C21(1980)844.

- Fr85 - T. Frederico,  
Programa de Ajuste de Curvas através de Polinômios de Legendre - PELEGO - não publicado, 1985.
- Go73 - C. D. Goodman, H. W. Fielding and D. A. Lind,  
"Technical Progress Report", University of Colorado, 1973.
- Go80 - C. D. Goodman, S. M. Austin, S. D. Bloom, J. Rapaport and G. R. Satschler,  
The (p,n) Reaction and the Nucleon-Nucleon Force, Plenum, NY, 1980.
- Gr84 - S. M. Grimes, J. D. Anderson, J. C. Davis, R. H. Howell, C. Wong, A. W. Carpenter, J. A. Carr and F. Petrovich,  
Comunicação particular, a ser publicado.
- Gu74 - V. B. Gubin and E. A. Romanovskii,  
Bull. Acad. Sci., USSR, 38(1974)76.
- Ha62 - T. Hamada and I. D. Johnston,  
Nucl. Phys. 34(1962)382.
- Ha80 - H. L. Harney, H. A. Weidenmuller and A. Richter,  
Phys. Lett. 96B(1980)227.
- Hi60 - K. Hisatake, Y. Ishizak, A. Isoya, T. Nakamura, Y. Nakano, B. Saheki, Y. Suji and K. Yuasa,  
J. Phys. Soc. Jpn., 15(1960)741.
- Ho71 - P. E. Hodgson,  
Nuclear Reactions and Nuclear Structure, Clarendon Press, Oxford, 1971.
- Ho80 - R. H. Howell, F. S. Dietrich, D. W. Heikkinen and F. Petrovich,  
Phys. Rev. C21(1980)1153.
- Ho80a- R. H. Howell, F. S. Dietrich and F. Petrovich,  
Phys. Rev. C21(1980)1158.
- Hu85 - M. S. Hussein, E. Farrelly Pessoa, H. R. Schelin, B. V. Carlson and R. A. Douglas,  
Phys. Rev. Lett., submetido a publicação em MAIO/85, (Preprint IFUSP/P-532).
- Ja74 - C. W. De Jager, H. De Vries and C. de Vries,  
Atomic Data and Nuclear Data Tables 14(1974)479.



- Ka69 - O. Karban, J. Lowe, P. D. Greaves and V. Hnizdo,  
Nucl. Phys. A133(1969)255.
- Ka73 - M. Kawai, A. K. Kerman and K. W. McWoy,  
Ann. Phys. (NY) 75(1973)156.
- Kr78 - W. Kretschmer and M. Wangler,  
Phys. Rev. Lett. 41(1978)224.
- La65 - A. P. Lawrence et al.,  
Nucl. Instr. and Meth. 32(1965)357.
- Le80 - T. S. H. Lee and D. Kurath,  
Phys. Rev. C21(1980)293.
- Li82 - R. Liguori Neto e P. R. S. Gomes,  
"Relatório de Atividades", DFN, USP, p.45, 1982.
- Lo70 - W. G. Love and G. R. Satchler,  
Nucl. Phys. A159(1970)1.
- Lo71 - J. Lowe,  
Nucl. Phys. A162(1971)438.
- Lo80 - W. G. Love,  
"The (p,n) Reaction and the Nucleon-Nucleon Force",  
editado por C. D. Goodman et al. (Plenum, NY, 1980),  
p.23.
- Ma67 - S. H. Maxman,  
Nucl. Instr. and Meth. 50(1967)53.
- Ma78 - F. M. Mann,  
Código de Computador HAUSER-5, não publicado, 1978.
- Ma79 - C. Mahaux and H. A. Weidenmüller,  
Ann. REv. Nucl. Part. Sci.29(1979)1.
- Mu61 - A. H. F. Muggleton and F. A. Howe,  
Nucl. Instr. and Meth. 13(1961)211.
- Na76 - K. Nakayama,  
Annual Report, Pelletron, IFUSP, 1976.
- Na81 - K. Nakayama, E. Farrelly Pessoa and R. A. Douglas,  
Nucl. Instr. and Meth. 190(1981)555.

- Ov65 - J. C. Overley and R. R. Borchers,  
Nucl. Phys. 65(1965)156.
- Pa69 - J. Y. Park, J. L. Duggan, P. D. Miller, M. M. Duncan and  
R. L. Dangle,  
Nucl. Phys. A134(1969)277.
- Pe70 - F. Petrovich,  
Tese de Doutoramẽto, Michigan State University, 1970  
(nãõ publicado).
- Pe76 - E. Farrelly Pessoa e R. A. Douglas,  
Annual Report, Pelletron, IFUSP, 1976.
- Pe76a- C. M. Perey and F. G. Perey,  
Atomic Data and Nuclear Data Tables 17(1976)1.
- Pe82 - F. Petrovich, R. H. Howell, C. H. Poppe, S. M. Austin  
and G. M. Crawley,  
Nucl. Phys. A383(1982)355.
- Pe84 - F. Petrovich, G. E. Brown, G. T. Garvey, C. D. Goodman,  
R. A. Lindgren and W. G. Love,  
Spin Excitations in Nuclei, Plenum, NY, 1984.
- Pe84a- F. Petrovich e A. Carpinter,  
Comunicaçãõ particular (1984).
- Po56 - C. E. Porter and R. G. Thomas,  
Phys. Rev. 104(1956)483.
- Ra67 - J. Raynal,  
Nucl. Phys. A97(1967)572.
- Re68 - R. Reid,  
Ann. of Phys. 50(1968)411.
- Re76 - G. Reffo, F. Fabri and H. Gruppelaar,  
Lett. Nuovo Cimento 17(1976)1.
- Ri79 - J. P. Richaud,  
Nucl. Instr. and Meth. 167(1979)97.
- Ri79a- W. D. Riedl,  
Nucl. Instr. and Meth. 167(1979)179.
- Ro64 - M. L. Roush, M. A. Wilson and W. F. Hornyak,  
Nucl. Instr. and Meth. 31(1964)112.

- Ro75 - V. Rotberg,  
Tese de Mestrado, IFUSP, 1975.
- Ro76 - V. Rotberg, D. Pereira, M. N. Rao, N. Ueta and O. Sala,  
Rev. Bras. de Física vol6,n.3(1967)413.
- Ro83 - J. D. Rogers e A. Peterlevitz,  
Programa AJUSTE (UNICAMP), 1983.
- Sa63 - G. R. Satchler,  
Phys. Lett. 7(1963)55.
- Sa74 - O. Sala and G. Spalek,  
Nucl. Instr. and Meth. 122(1974)213.
- Sa77 - V. S. Sadkovskii, G. A. Feofilov, A. E. Denisov and R. P. Kolalis,  
Sov. J. Nucl. Phys. 26(1977)634.
- Sa80 - G. R. Satchler,  
Introduction to Nuclear Reactions, The MacMillan Press,  
London, 1980.
- Sa83 - G. R. Satchler,  
Direct Nuclear Reactions, Clarendon Press, Oxford, 1983.
- Sc70 - R. Schaeffer and J. Raynal,  
Código de computador DWBA70.
- Sc79 - H. R. Schelin,  
Tese de Mestrado, IFUSP, 1979.
- Sc84 - H. R. Schelin, E. Farrelly Pessoa, W. R. Wylie, E. W. Cybulska, K. Nakayama, L. M. Fagundes and R. A. Douglas,  
Nucl. Phys. A414(1984)67.
- Sc85 - H. R. Schelin, E. Farrelly Pessoa, W. R. Wylie, J. L. Cardoso Jr and R. A. Douglas,  
Nucl. Sci. Eng. 89(1985)87.
- Su77 - I. Sugai,  
Nucl. Instr. and Meth. 145(1977)409.
- Te74 - J. W. Tepel, H. M. Hofmann and H. R. Wiedenmüller,  
Phys. Lett. B49(1974)1.

- Th72 - W. Thomson,  
Tese de Doutorado, Yale, 1972 (não Publicada).
- Vo68 - E. Vogt,  
Advances in Nuclear Physics 1(1968)261.
- Wa69 - B. A. Watson, P. P. Singh and R. E. Segel,  
Phys. Rev. 182(1969)977.
- Wi71 - R. A. Winyard, J. E. Lutkin and G. W. McBeth,  
Nucl. Instr. and Meth. 95(1971)141.
- Wi85 - B. H. Wildenthal,  
Comunicação particular, 1985.
- Wy79 - W. R. Wylie, E. Farrelly Pessoa, E. W. Cybulska, H. R. Schelin, L. M. Fagundes, K. Nakayama and R. A. Douglas,  
Nucl. Instr. and Meth. 164(1979)293.
- Ya83 - N. Yamaguchi, S. Nagata and T. Matsuda,  
Prog. Theor. Phys. 70(1983)459.
- Zw73 - B. Zwiaglinski, J. Piotrowski, A. Saganek and I. Sledzinska,  
Nucl. Phys. A209(1973)348.