

78

V.T. 191

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

SBI-IFUSP

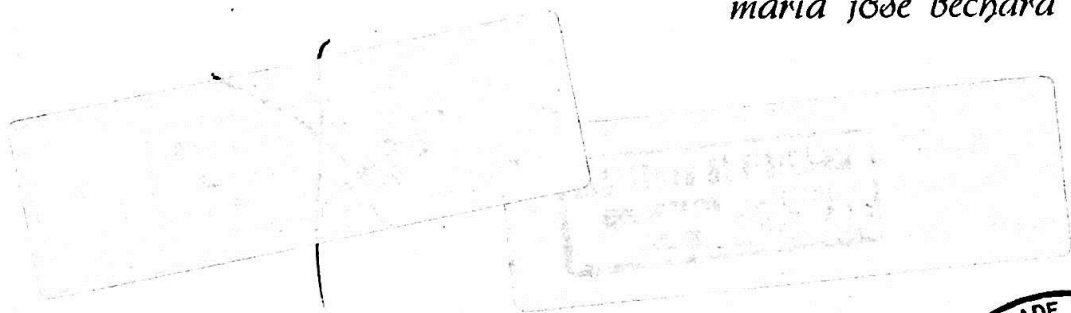


305M810T0191

ESTADOS NUCLEARES DO ^{121}Sn

Dissertação de Mestrado

maria josé bechara



SÃO PAULO
1973



Desejo expressar meus agradecimentos ao Olácio Dietzsch, pela eficaz orientação e por sua apreciação crítica do manuscrito. Agradeço também a Hideaki Miyake, Alinka Lépine e A.F.R.T.Piza pelas proveitosas discussões e ao Ernst Hamburger que, juntamente com O.Dietzsch, realizou a parte experimental inicial deste trabalho. A Ivan Ventura e José H. Hirata agradeço o incentivo e contínuo interesse. Meus agradecimentos se estendem também a Eunice T. Rodrigues, Maria da Graça Couto, Maria de Lourdes Luiz e Marilena Z. Moraes pelo paciente trabalho de microscopia; à Ivone Arruda pela datilografia, ao Atsushi Endo pelos desenhos e ao Bruno Manzoni e sua equipe pela impressão deste trabalho. Quero, finalmente, expressar meus agradecimentos ao S.E.M.A. pelo processamento dos dados e à F.A.P.E.S.P. pela bolsa que me concedeu na fase inicial deste trabalho.

"eu diria que ... se não é isso, é quase isso"

(wanderley vernili)

R E S U M O

Este trabalho apresenta um estudo experimental do núcleo de ^{121}Sn , através da reação $^{120}\text{Sn}(d,p)^{121}\text{Sn}$ a uma energia incidente de 17 MeV. Os prótons produzidos na reação foram analisados por um espectrógrafo magnético e detetados em chapas de emulsões nucleares. Foram observados 91 níveis do ^{121}Sn com energias de excitação inferiores a 4.91 MeV, dos quais vários deles não eram conhecidos anteriormente. A resolução em energia dessa experiência é de 10 keV. A comparação das distribuições angulares experimentais dos grupos de prótons (determinadas a 14 ângulos entre 8° e 60°) com as distribuições calculadas na aproximação D.W.B.A., permitiu a atribuição dos momentos angulares transferidos em várias transições, assim como da paridade dos estados do núcleo residual. Com auxílio do modelo de camadas, atribuiu-se também o momento angular total a alguns níveis do ^{121}Sn . Foram determinados os fatores espectroscópicos e os centros de gravidade de estados do ^{121}Sn , as probabilidades de ocupação e o número de buracos de neutrons no ^{120}Sn . Os resultados obtidos são comparados com os de outros autores e interpretados, juntamente com dados experimentais relativos a outros isótopos ímpares do estanho, considerando-se o modelo de camadas com interações residuais entre nucleons.

Í N D I C E

1.	<u>INTRODUÇÃO</u>	1
2.	<u>PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL</u>	4
	2.1) OS ACELERADORES E O FEIXE	4
	2.2) FEIXE E ALVO UTILIZADOS NA REAÇÃO EM ESTUDO	4
	2.3) MONITORAÇÃO	5
	2.4) O ESPECTRÓGRAFO	5
	2.5) CALIBRAÇÃO DO ESPECTRÓGRAFO	8
	2.6) RESOLUÇÃO EM ENERGIA	10
	2.7) COLETA DOS DADOS NAS EMULSÕES	12
3.	<u>ANÁLISE DOS DADOS</u>	14
	3.1) PRELIMINARES	14
	3.2) IDENTIFICAÇÃO DOS GRUPOS DE PRÓTONS	15
	3.3) SELEÇÃO DOS PICOS ASSOCIADOS AO ^{121}Sn	16
	3.4) CÁLCULO DAS SEÇÕES DE CHOQUE	16
4.	<u>RESULTADOS E DISCUSSÕES</u>	19
	4.1) INTRODUÇÃO	19
	4.2) ANÁLISE DA REAÇÃO $^{120}\text{Sn}(d,p)^{121}\text{Sn}$ PELA APROXIMAÇÃO DE BORN COM ONDAS DISTORCIDAS (DWBA)	23
	4.2-1) Teoria básica da reação	24
	4.2-2) Aproximação D.W.B.A.	26
	4.2-3) Seção de choque reduzida	30
	4.2-4) Potenciais opticos	32
	4.2-5) Estado ligado	34
	4.2-6) Comparação com os dados experimentais	35

4.3)	ATRIBUIÇÃO DO MOMENTO ANGULAR TOTAL E PARIDADE	36
4.4)	DETERMINAÇÃO DOS FATORES ESPECTROSCÓPICOS	46
4.5)	COMPARAÇÃO ENTRE OS RESULTADOS DE VÁRIAS EXPERIÊNCIAS	46
4.5-1)	Estados com energia de excitação inferior a 1.60 MeV	47
4.5-2)	Estados com energia de excitação entre 1.60 MeV e 2.50 MeV	50
4.5-3)	Estados com energia de excitação entre 2.50 MeV e 4.91 MeV	50
5.	<u>MODELO DE CAMADAS COM INTERAÇÕES RESIDUAIS E A REGIÃO DO ESTANHO</u>	53
5.1)	TEORIA	53
5.1-1)	Aproximação B.C.S.	53
5.1-2)	Interação entre quasi-partículas	61
5.1-3)	Fator espectroscópico na aproximação B.C.S.	63
5.1-4)	Energias de uma quasi-partícula	65
5.2)	RESULTADOS EXPERIMENTAIS DO ^{121}Sn	65
5.3)	COMPARAÇÃO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS COM VALORES PREVISTOS PELA TEORIA, PARA O ^{121}Sn	66
5.4)	ATRIBUIÇÃO DE MOMENTO ANGULAR TOTAL PARA NÍVEIS 2d	68
5.5)	SISTEMÁTICAS NOS ISÓTOPOS ÍMPARES DE ESTANHO	72
5.5-1)	Energias de excitação - cálculos teóricos e resultados experimentais	72

5.5-2)	Comportamento geral dos fatores espectroscópicos	78
5.5-3)	Fatores espectroscópicos - cálculos teóricos e resultados experimentais	80
6.	<u>CONCLUSÕES</u>	85
	<u>REFERÊNCIAS</u>	89

1. INTRODUÇÃO

Uma descrição básica da estrutura nuclear, exige o conhecimento da forma exata da interação entre nucleons, assim como a solução quântica do problema de muitos corpos. Na impossibilidade de tal descrição, muitas características dos núcleos puderam ser compreendidas utilizando-se de modelos.

Um modelo que tem obtido sucesso na interpretação de diversas informações experimentais sobre núcleos é o modelo simples de camadas. Esse modelo considera os nucleons movendo-se independentemente num potencial central, resultante do efeito médio de todos os outros nucleons sobre cada um deles. Suas predições, porém, tem sido satisfatórias quantitativamente apenas para núcleos de camadas duplamente "fechadas" (Z e $A-Z$ mágicos). Esse fato sugere que quando há nucleons de valência, a interação entre eles torna-se importante.

Um modelo em que as interações residuais são consideradas, foi desenvolvido por Kisslinger e Sorensen (Ki 60 e Ki 63). Em seu trabalho, Kisslinger e Sorensen consideram a força de emparelhamento (nucleons idênticos se acoplando preferencialmente a $j=0$), a mais importante força residual de curto alcance, conforme sugestão de Bohr, Mottelson e Pines (Bo 58). É levada em conta também, uma força de longo alcance do tipo quadrupolo, discutida pela primeira vez por Elliot (El 58).

Baseados nessas idéias, foram feitos cálculos teóricos para núcleos de massas intermediárias, usando forças residuais esquemáticas (AMi 70 e Mi 70) ou potenciais que resultam do ajuste a resultados experimentais de espalhamento entre nucleons, chamados potenciais realísticos (Ku 66, Cl 68, Al 68 ...).

Os isótopos de estanho têm sido bastante investigados porque a camada fechada de prótons ($Z=50$) permite que sejam consideradas interações residuais apenas entre neutrons, o que simplifica consideravelmente os cálculos teóricos. Também, a existência de vários isótopos estáveis, possibilita um estudo experimental sistemático desses núcleos.

As reações de transferência de partículas são úteis para obtenção de informações sobre estrutura nuclear. Essas reações excitam preferencialmente estados de partículas independentes. Quando o alvo é par-par, e há transferência de uma partícula na reação, apenas um valor de momento angular transferido l é permitido para cada transição. A forma da distribuição angular experimental permite a atribuição do momento angular transferido na reação e da paridade do estado do núcleo residual, quando comparada com a distribuição calculada na aproximação DWBA (cap. 4). Com a ajuda do modelo simples de camadas pode-se atribuir também, em muitas situações, o momento angular total dos estados do núcleo residual, como será discutido no capítulo 4. A reação de transferência de uma partícula permite ainda que seja avaliada a componente de par

tícula independente nos estados do núcleo em estudo (cap. 4).

Nosso trabalho, que é parte de um estudo experimental cuidadoso de vários isótopos ímpares do estanho, que está sendo feito pelo grupo de Emulsões do Instituto de Física da USP, tem como principal objetivo obter informações espectroscópicas mais detalhadas que as conhecidas anteriormente, para o isótopo do estanho de número de massa 121. Essas informações foram obtidas através de reação (d,p) sobre ^{120}Sn utilizando-se deuteronos de 17 MeV, um espectrógrafo magnético de alta resolução (~10 keV) e longos tempos de exposição a fim de permitir a separação de vários níveis ainda não resolvidos, e a detecção de estados fracamente excitados.

O procedimento experimental e a análise dos dados estão discutidos nos capítulos 2 e 3, respectivamente.

As informações obtidas neste trabalho são comparadas com resultados de outros autores no item 4.5.

O capítulo 5, contém uma comparação entre os resultados experimentais e os calculados pelo modelo de camadas com interação residual, para vários isótopos ímpares do estanho, na tentativa de melhorar o conhecimento sobre a natureza dos estados desses núcleos.

As conclusões deste trabalho estão resumidas no capítulo 6.

2. PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

2.1) OS ACELERADORES E O FEIXE

As medidas experimentais foram realizadas no laboratório de Física Nuclear da Universidade de Pittsburgh. Utilizou-se para isso dois aceleradores Van de Graaff Tandem ligados em série como mostra a figura 1. Os íons de carga unitária alcançam energia de até 12 MeV quando é utilizado apenas o "Tandem" principal e atingem até 18 MeV de energia quando este está ligado em série com o "Tandem" injetor.

Um eletroímã analisador que desvia o feixe de 90° , define sua energia que é determinada pela medida desse campo magnético de alta estabilidade por um fluxômetro de ressonância magnética nuclear. O valor absoluto da energia pode ser conhecido utilizando-se a calibração de Ha 68. A incerteza na energia absoluta é da ordem de ± 15 keV (Ha 68).

Um segundo eletroímã desvia o feixe de 90° dirigindo-o para a área experimental.

2.2) FEIXE E ALVO UTILIZADOS NA REAÇÃO EM ESTUDO

No estudo da reação $^{120}\text{Sn}(d,p)^{121}\text{Sn}$ utilizaram-se os dois aceleradores para se obter um feixe de deuteronos de 17 MeV. Depois de focalizado por lentes quadrupolares, o feixe encaminhava-se para a câmara de espalhamento incidindo sobre o alvo colocado em uma moldura no centro da câmara. O alvo utilizado tem composição isotópica especificada pela tabela 1.

O enriquecimento em ^{120}Sn é de 98.39%. Esse alvo consiste de uma folha de carbono de $20\mu\text{g}/\text{cm}^2$, sobre o qual se evaporou cerca de $80\mu\text{g}/\text{cm}^2$ de óxido de Sn.

2.3) MONITORAÇÃO

Para fins de monitoração utilizaram-se detetores de NaI montados no interior da câmara de espalhamento numa posição fixa a 38.7° em relação ao feixe incidente. O ângulo dos detetores com a direção do feixe incidente é conhecido dentro de $\pm 0.10^\circ$.

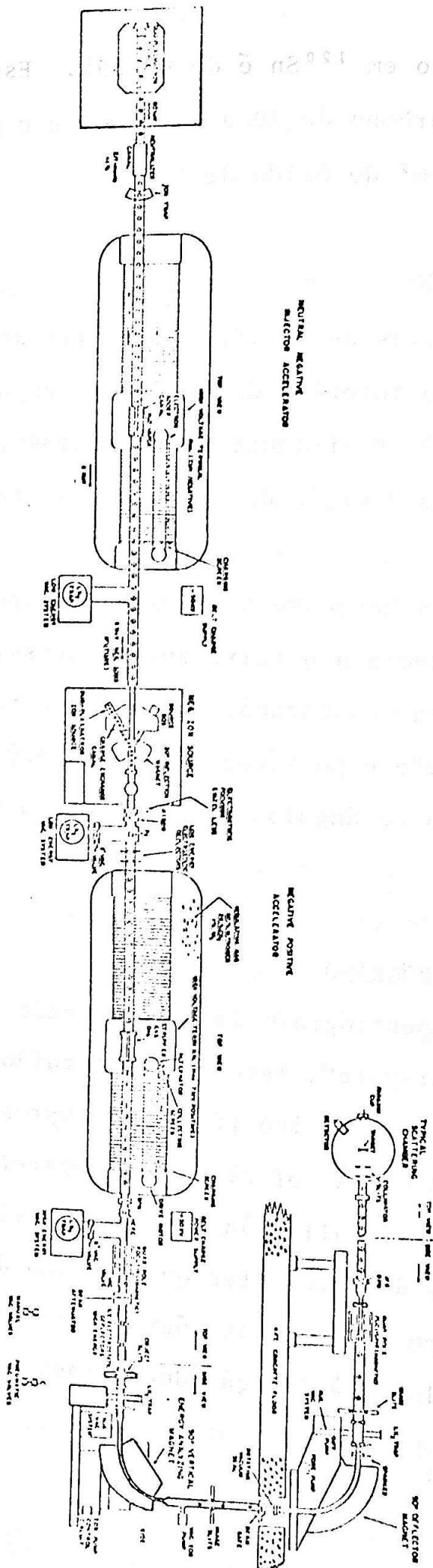
Embora houvesse na câmara um copo de Faraday isolado sobre o qual incidia o feixe que atravessava o alvo, não é conveniente uma monitoração com a carga total do copo, dada a não uniformidade e possível deteriorização do alvo, assim como a incerteza no ângulo entre a direção incidente e o alvo ($\pm 2^\circ$).

2.4) O ESPECTRÓGRAFO

O espectrógrafo da Universidade de Pittsburgh que é do tipo "split-pole", isto é, constituído de dois polos no mesmo circuito magnético (figura 2) apresenta focalização vertical que aumenta a eficiência do aparelho, além, naturalmente, de possuir focalização horizontal, vital para a separação de partículas de diferentes quantidades de movimento.

Os polos do espectrógrafo produzem campos constantes e perpendiculares à direção do movimento das partículas no es

FIGURA 1 - Diagrama esquemático mostrando os dois aceleradores, o analisador de energia, o sistema de condução do feixe e a câmara de espalhamento.



ENGE SPLIT POLE SPECTROGRAPH

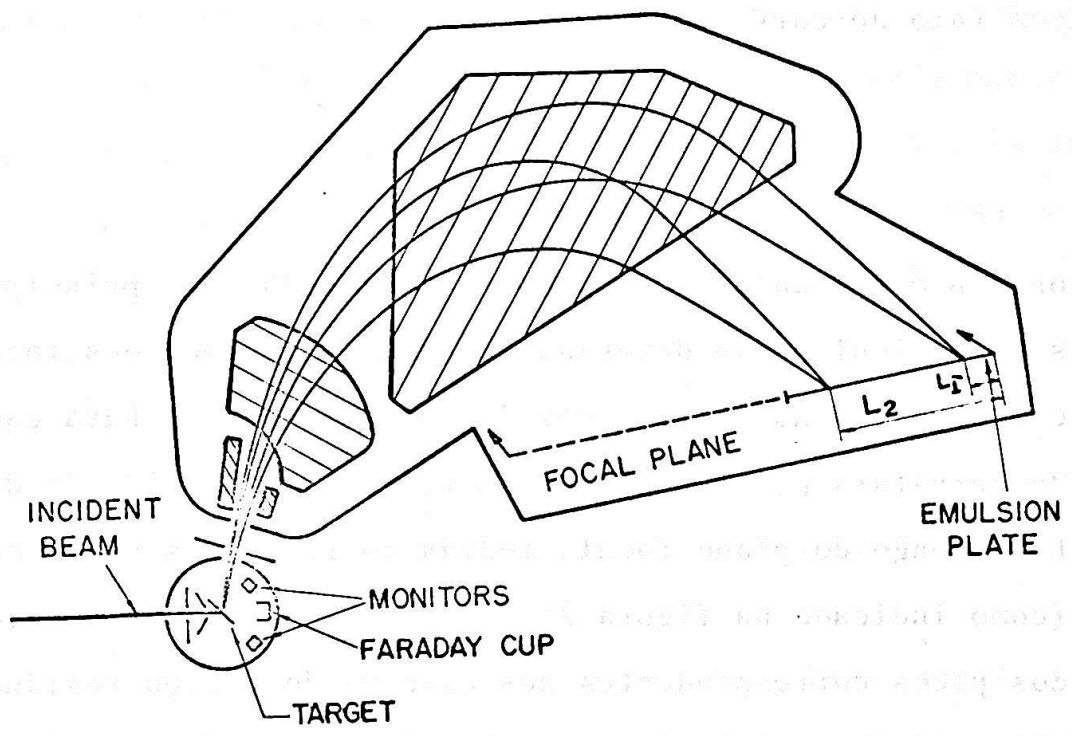


FIGURA 2 - Esquema do espectrôgrafo magnético e da câmara de espalhamento.

pectrógrafo. Quando ocorre a reação, são emitidas partículas em várias direções e aquelas contidas no elemento de ângulo sólido subtendido pela abertura do aparelho, penetram no espectrógrafo. As partículas de quantidade de movimento \vec{p} e carga q descrevem no espectrógrafo uma trajetória circular com raio de curvatura ρ dado por:

$$B\rho = \frac{p}{q}$$

onde B é o módulo da indução magnética do polo principal. Essas partículas são detetadas em chapas de emulsões fotográficas expostas no plano focal do espectrógrafo. Para cada raio de curvatura ρ , corresponde um valor bem definido da distância L ao longo do plano focal, medida em relação a uma referência (como indicado na figura 2). O conhecimento das posições dos picos correspondentes aos estados do núcleo residual, permite a determinação das energias de excitação dos vários níveis por meio de cálculos de cinemática relativística. É possível modificar a posição do espectrógrafo em relação ao feixe incidente, possibilitando exposições a diferentes ângulos de espalhamento.

2.5) CALIBRAÇÃO DO ESPECTRÓGRAFO

A "curva de calibração" do espectrógrafo é a relação empírica entre o raio de curvatura (ρ) da trajetória de uma partícula carregada no campo magnético do espectrógrafo e a

sua posição de incidência (L) na chapa fotográfica. Como as calibrações existentes apresentam discrepâncias, resolvemos investigar o problema.

Para isso, utilizaram-se deuterons de 12.0 MeV acelerados pelo Van de Graaff Tandem da Universidade de Pittsburgh que incidiram sobre um alvo de ^{122}Sn . Os deuterons espalhados elasticamente a 38.5° foram analisados no espectrógrafo magnético, cujo ajuste de campo é feito utilizando-se uma medida de ressonância nuclear magnética do proton (ω) através de uma ponte de prova inserida entre os polos magnéticos. Foram expostas duas faixas do par de chapas de emulsão fotográfica para 5 valores diferentes de campo magnético.

As frequências correspondentes foram variadas de 2.00 MHz entre 36.00 MHz e 44.00 MHz, de maneira ascendente numa faixa e descendente na outra.

Sendo elástica a reação, a quantidade de movimento do deuteron (\vec{p}) é constante em módulo. Assim, para cada frequência do espectrógrafo, as imagens das trajetórias dos deuterons deixam traços nas emulsões em posição L bem definida, já que nesse caso o produto $\omega\rho$ é uma constante.

A leitura das chapas permitiu a determinação experimental das posições L onde os deuterons interceptaram a emulsão nas exposições com diferentes frequências. O raio de curvatura ρ com que as partículas de carga q atravessaram a região de ressonância magnética do proton ω , foi calculado pela relação:

$$\rho = \frac{p\gamma}{q\omega}$$

onde γ é a constante giromagnética do próton.

Foram feitos vários ajustes de polinômios pelos pontos experimentais usando o método de mínimos quadrados com incerteza nas duas variáveis (Pa 70, Wi 68). Um estudo dos ajustes (Be 71) levou a conclusão que a melhor "curva de calibração" que se pode obter com os pontos experimentais que dispunhamos, satisfaz uma relação linear, cujos parâmetros foram determinados pela subrotina LSQRT de Wi 68, e estão indicados na tabela 2 como Be 71.

As curvas de calibração de outros autores estão reproduzidas na tabela 2. Observe-se que a calibração de Be 71 usada nesse trabalho, difere da calibração de Mo 70 em apenas 0.06%.

2.6) RESOLUÇÃO EM ENERGIA

Há vários fatores que afetam a resolução em energia e a razão das contagens em experiências com espectrógrafos magnéticos (Co 62). O que se pretende numa experiência é obter uma resolução alta, sem perda de contagens. Cohen e colaboradores (Co 67) mostraram como alguns dos principais fatores que afetam a resolução, podem contribuir dentro de uma parte em 5000, sem prejuízo de contagens. Esses fatores são:

- a) a dispersão ao longo do plano focal (10^{-3} E/mm);

TABELA 1 - Composição isotópica do alvo

ISÓTOPO	%
^{112}Sn	< 0.05
^{114}Sn	< 0.05
^{115}Sn	< 0.05
^{116}Sn	0.20 ± 0.02
^{117}Sn	0.12 ± 0.02
^{118}Sn	0.50 ± 0.02
^{119}Sn	0.39 ± 0.02
^{120}Sn	98.39 ± 0.05
^{122}Sn	0.15 ± 0.02
^{124}Sn	0.25 ± 0.02

TABELA 2 - Coeficientes da "curva de calibração" $\rho = a + bL + cL^2$
segundo vários autores

REFERÊNCIA	a (cm)	b	c (1/cm)
Mo 70	65.570	0.4049	-
Fo 70	65.513	0.4012	0.3677×10^{-4}
Be 71	65.59 ± 0.03	0.4048 ± 0.0010	-

- b) a razão entre a largura da imagem ao longo do plano focal e a largura do objeto (0.50);
- c) a contribuição das aberrações à largura da imagem (0.14 Ω (mm)).

Aqui, E é a energia da partícula detetada e Ω o ângulo sólido em msr subtendido pela abertura do espectrógrafo em relação ao centro do alvo.

Levando em conta todos os fatores que contribuem na resolução, espera-se uma resolução de ~ 8 keV, em bom acordo com a largura total à meia altura obtida experimentalmente, que é de ~ 10 keV.

Maiores detalhes sobre o procedimento experimental podem ser encontrados em Di 69.

2.7) COLETA DOS DADOS NAS EMULSÕES

Em cada par de chapas de 25cm cada, dispostas lado a lado, expos-se tres faixas correspondendo a medidas em tres diferentes ângulos de espalhamento. A contagem dos traços através da chapa, foi realizada no Grupo de Emulsões Nucleares do Instituto de Física da Universidade de São Paulo com auxílio de microscópios equipados com uma base especial de platina, na qual se encaixa a chapa de emulsão. Dois relógios medidores de distâncias estão dispostos na platina, respectivamente ao longo do comprimento da chapa e ao longo da altura das faixas.

A maioria das leituras das chapas foram feitas com au

mento de 25x na objetiva e 15x na ocular, em passos de 200 microns. Alguns trechos de chapas super-expostas foram lidas com aumento de 100x na objetiva e 15x na ocular em passos de 50 microns.

Essas leituras permitiram a obtenção dos espectros de prótons emergentes da reação, em vários ângulos de espalhamento.

Maiores detalhes sobre o método de leitura das chapas são encontrados em Bo 71.

3. ANÁLISE DOS DADOS

3.1) PRELIMINARES

Os dados experimentais obtidos nessa experiência foram: i) espectros de prótons emergentes da reação $^{120}\text{Sn}(d,p)^{121}\text{Sn}$ em 14 ângulos de espalhamento entre 8° e 60° e ii) espectros de deuteronos espalhados elasticamente pelo ^{120}Sn a 38.7° com a direção do feixe incidente, obtidos simultaneamente com os espectros de prótons.

Esses dados permitem obter várias informações sobre o núcleo residual, quais sejam:

- 1) energias de excitação dos vários estados do núcleo residual, a partir do espectro de prótons;
- 2) da forma da distribuição angular dos prótons emitidos, pode-se determinar o momento angular transferido no processo, e a paridade do estado em estudo;
- 3) com auxílio do modelo simples de camadas pode-se, para muitos níveis do núcleo residual, atribuir o momento angular total;
- 4) com a seção de choque experimental e a calculada por alguma aproximação, como D.W.B.A. por exemplo, pode-se determinar o fator espectroscópico dos diferentes níveis do núcleo residual.

3.2) IDENTIFICAÇÃO DOS GRUPOS DE PRÓTONS

Os espectros dos prótons emitidos apresentam picos correspondentes a grupos de prótons com energias bem definidas. A primeira etapa do trabalho consiste em identificar os picos de prótons emitidos que correspondam aos vários estados do ^{121}Sn . Alguns dos picos observados, podem estar associados a impurezas no alvo. São facilmente identificados os grupos de prótons emergentes de reações em elementos leves do alvo como por exemplo ^{12}C e ^{16}O , já que esses picos apresentam larguras maiores que as usuais e com o aumento do ângulo de espalhamento, há uma notória variação de suas posições para o lado das energias mais baixas, em relação ao nível fundamental do núcleo residual.

Os picos associados a reações em outros isótopos do estanho foram examinados mais cuidadosamente. Com auxílio de informações sobre os valores de Q das reações (d,p) nos vários isótopos existentes no alvo ($\text{Be } 72$) e sobre as energias de excitação dos estados fortemente excitados desses núcleos ($\text{Sc } 67$), pode-se prever a posição na chapa desses níveis, quando identificado o grupo de prótons correspondente ao estado fundamental do ^{121}Sn . Não se identificou no entanto, nenhum pico correspondente a reação em qualquer outro isótopo do Sn. Isso é explicável pela elevada pureza isotópica do alvo (veja tabela 1).

3.3) SELEÇÃO DOS PICOS ASSOCIADOS AO ^{121}Sn

A calibração do espectrógrafo mostra uma relação linear entre o raio de curvatura da partícula no espectrógrafo e sua posição na chapa (item 2.5). Tem-se conseqüentemente, linearidade entre a diferença na quantidade de movimento das partículas espalhadas por um mesmo alvo e suas posições na chapa para um dado ângulo de espalhamento. Grupos de prótons associados aos vários níveis excitados do ^{121}Sn , devem então conservar suas distâncias ao pico correspondente ao estado fundamental do ^{121}Sn , já que sendo o alvo um núcleo de massa intermediária, as diferenças nas quantidades de movimento dos prótons espalhados independem, praticamente, do ângulo de espalhamento. Essa característica do espectrógrafo sugere que um gráfico da soma dos vários espectros de prótons tendo como origem a posição do pico correspondente ao estado fundamental do núcleo residual, deve salientar os picos associados aos estados excitados desse núcleo (Pe 68). Esse critério foi utilizado na seleção dos picos associados aos níveis do ^{121}Sn , juntamente com a observação do número de espectros que contribuíam aos picos salientados pelo "gráfico soma". Assim, não foram levados em consideração picos que apareciam com clareza no gráfico soma, mas que não puderam ser observados em vários dos espectros individuais.

3.4) CÁLCULO DAS SEÇÕES DE CHOQUE

A seção de choque da reação é proporcional ao número

de prótons (C) espalhados no ângulo θ dentro do ângulo sólido do espectrôgrafo ($\Delta\Omega$):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{C}{n N \Delta\Omega} \quad (3.4-1)$$

onde n é o número de partículas incidentes por unidade de área e N é o número de núcleos no alvo. O número de prótons espalhados na reação é obtido somando-se as contagens dos canais do pico e subtraindo-se a contagem de fundo.

Considerou-se como contagem de fundo por canal o valor médio das contagens por canal nos canais vizinhos ao pico.

Para eliminar na seção de choque as incertezas devido ao impreciso conhecimento do número de partículas incidentes e do número de núcleos no alvo, usou-se medidas de espalhamento elástico de deuterons no alvo, obtidas simultaneamente com a reação. A seção de choque para espalhamento elástico no ângulo θ' é dada por:

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega}(\theta') = \frac{D}{nN \Delta\Omega'} \quad (3.4-2)$$

onde D é o número de deuterons espalhados elasticamente e $\Delta\Omega'$ o ângulo sólido visto pelo detetor de deuterons. O número de deuterons foi determinado pela contagem nos canais do pico, subtraída a contagem de fundo e contribuição de deuterons espalhados no carbono. Considerou-se a contagem de fundo por canal o valor médio das contagens nas vizinhanças do pico em ambos os lados. A contribuição dos deuterons espalhados no carbono pôde ser descontada, uma vez que foi obtido o pico de

deuterons espalhados no carbono pela exposição, ao feixe, de uma folha de carbono idêntica àquela que suporta o alvo de estanho.

A seção de choque da reação foi calculada pela expressão obtida da relação entre as equações (3.4-1) e (3.4-2):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{C}{D} \frac{\Delta\Omega'}{\Delta\Omega} \frac{d\sigma_{e\ell}}{d\Omega}(\theta') \quad (3.4-3)$$

usando-se para $\frac{d\sigma_{e\ell}}{d\Omega}$ o valor calculado pelo modelo óptico com parâmetros de Perey (Pe 63) que reproduzem bem seções de choque experimentais de espalhamento elástico de deuterons entre 11 MeV e 27 MeV em vários núcleos dessa região de massa.

As incertezas nas seções de choque da reação são da ordem de 20% e são devidas às incertezas nas contagens dos prótons (-10%-15%), nas contagens dos deuterons (8%), no conhecimento dos ângulos sólidos do espectrôgrafo e do monitor (-5%) e no valor da seção de choque elástica considerada (~12%).

4. RESULTADOS E DISCUSSÕES

4.1) INTRODUÇÃO

A análise das chapas permitiu a obtenção dos espectros dos prótons emergentes da reação $^{120}\text{Sn}(d,p)$ em 14 diferentes ângulos de espalhamento.

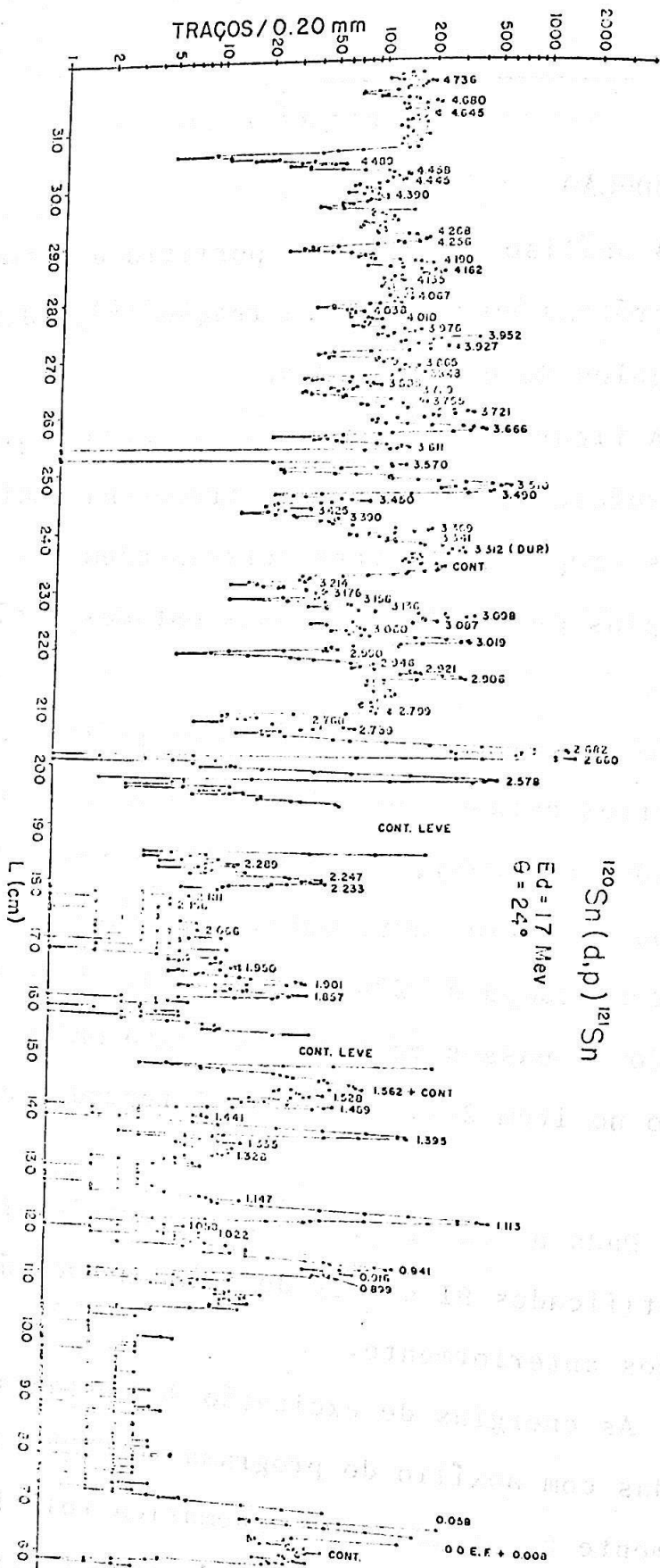
A figura 3, reproduz um espectro típico; a escala vertical refere-se ao número de traços na emulsão ao longo da chapa. Os grupos de prótons correspondem aos níveis do ^{121}Sn e as energias de excitação desses estados estão assinaladas na figura.

Observe-se que os grupos de prótons correspondentes aos primeiros estados do ^{121}Sn , (assinalados na figura 3 como E.F. + 0.008 e 0.058), não puderam ser perfeitamente caracterizados no espectro apresentado devido à elevada densidade de traços no campo de 200μ de largura. Esse trecho da chapa foi relido em passos menores e aumento maior na objetiva, como discutido no item 2.7. A figura 4 reproduz esse trecho do espectro.

Dada a boa resolução do espectrógrafo (~ 10 keV), foram identificados 91 níveis do ^{121}Sn , sendo vários deles não conhecidos anteriormente.

As energias de excitação dos estados do ^{121}Sn foram calculadas com auxílio do programa SPECTRE (Moo 68), que é essencialmente um programa de cinemática relativística de reações, que incorpora a calibração do espectrógrafo. As energias

FIGURA 3 - Espectro dos prótons emitidos na reação $^{120}\text{Sn}(d,p)^{121}\text{Sn}$, no ângulo de espalhamento $\theta = 24^\circ$. Os números sobre os picos são os valores das energias de excitação em Mev, dos estados do ^{121}Sn associados aos grupos de prótons.



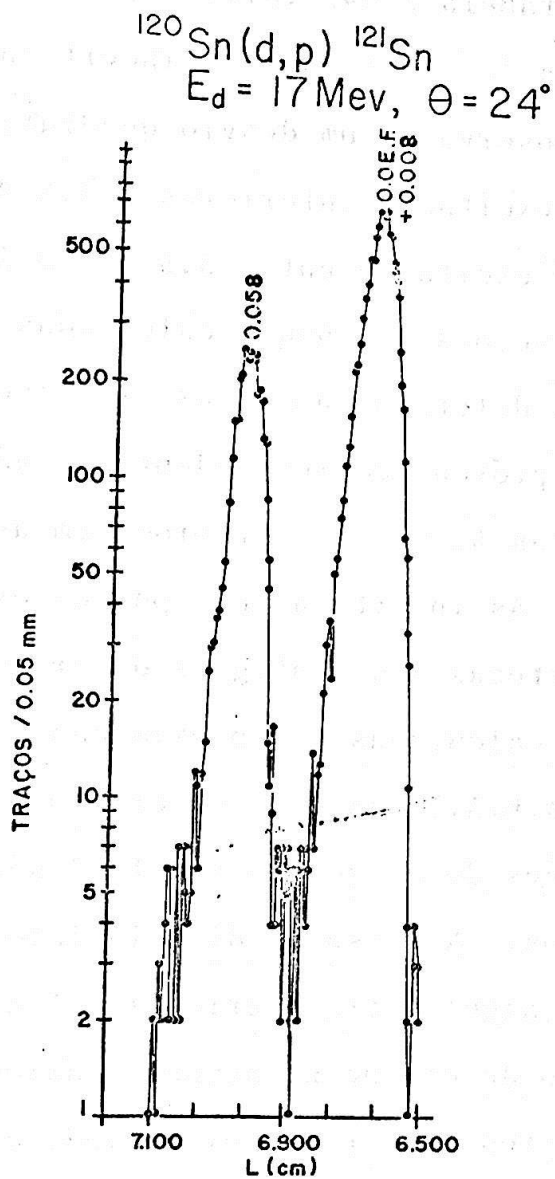


FIGURA 4 - Trecho do espectro de prótons emitidos na reação $^{120}\text{Sn}(d,p)^{121}\text{Sn}$ no ângulo de espalhamento $\theta = 24^\circ$. Os números sobre os picos são os valores das energias de excitação em MeV, dos estados do ^{121}Sn associados aos grupos de prótons.

de excitação da tabela 3 são valores médios das 14 exposições. Tem-se na energia de excitação, uma incerteza de $\sim 0.2\%$ devido a calibração e observa-se um desvio quadrático médio de 2 keV para energias de excitação inferiores a 3.5 MeV e de 3.5 keV para energias de excitação entre 3.5 MeV e 5.0 MeV.

Com as seções de choque calculadas conforme discussão no item 3.4, determinaram-se as distribuições angulares experimentais dos prótons correspondentes a vários estados do ^{121}Sn . As figuras 5, 6, 7 e 8 reproduzem as distribuições angulares ($\frac{d\sigma}{d\Omega} \times \theta$). As incertezas nos pontos experimentais são devidas as incertezas nas contagens de prótons e deuterons. As curvas foram calculadas na aproximação de Born de ondas distorcidas (D.W.B.A.) conforme descrição na seção 4.2.

As seções de choque da tabela 3 são os valores experimentais máximos. No caso da distribuição angular correspondente a momento angular transferido igual a zero, tabelou-se o valor da seção de choque no segundo máximo.

Os fatores espectroscópicos indicados na tabela 3 foram determinados para ângulos em torno do máximo da distribuição angular, e com a seção de choque D.W.B.A. calculada pelo programa Julie (Ba 62, Sa 64), conforme descrição em itens seguintes.

4.2) ANÁLISE DA REAÇÃO $^{120}\text{Sn}(d,p)^{121}\text{Sn}$ PELA APROXIMAÇÃO DE BORN COM ONDAS DISTORCIDAS (D.W.B.A.).

Preliminares:

As reações diretas, que envolvem poucos graus de liberdade do núcleo, são úteis para obtenção de informações sobre estrutura nuclear. A reação de transferência de um nucleon, que excita preferencialmente modos de partículas independentes, é uma reação direta, e como será visto mais adiante, sua seção de choque pode ser escrita na forma:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{\ell j} S_{\ell j} \sigma_{\ell j}(\theta)$$

Os $S_{\ell j}$ contêm toda a informação sobre a estrutura nuclear, e as seções de choque reduzidas $\sigma(\theta)$ podem ser calculadas na aproximação de Born com ondas distorcidas (D.W.B.A.).

A comparação entre a distribuição angular experimental e a calculada por D.W.B.A., permite a atribuição do momento angular transferido na reação e da paridade do núcleo residual. Também, o fator espectroscópico de cada estado do núcleo residual pode ser determinado pela relação entre a seção de choque experimental e a calculada.

Nos sub-itens seguintes será discutida a aproximação de Born com ondas distorcidas, num tratamento que segue de perto Fra 69, inclusive na notação. Esse item apresenta também as informações espectroscópicas sobre o núcleo de ^{121}Sn , obtidas por comparação dos resultados experimentais com cálculos de D.W.B.A..

4.2-1) TEORIA BÁSICA DA REAÇÃO

A reação $A(a,b)B$ pode ser descrita pela hamiltoniana

$$H = H_{\alpha} + K_{\alpha} + V_{\alpha} = H_{\beta} + K_{\beta} + V_{\beta} \quad (4.2-2)$$

onde H_{α} e H_{β} são hamiltonianas intrínsecas, K_{α} e K_{β} são os operadores energia cinética dos canais $\alpha \equiv (a, A)$ e $\beta \equiv (b, B)$, respectivamente, e V_{α} e V_{β} são os potenciais de interação entre $a-A$ e $b-B$, respectivamente.

As auto funções ψ da hamiltoniana H satisfazem:

$$H\psi = E\psi \quad (4.2-3)$$

enquanto as auto funções ϕ_{α} da hamiltoniana intrínseca H_{α} satisfazem:

$$H_{\alpha}\phi_{\alpha}(\xi_{\alpha}) = \left(E - \frac{\hbar^2 k_{\alpha}^2}{2\mu_{\alpha}}\right) \phi_{\alpha}(\xi_{\alpha}) \quad (4.2-4)$$

onde μ_{α} é a massa reduzida do canal α , k_{α} é o número de onda relativo no canal α e ξ_{α} são as variáveis intrínsecas do canal α .

Da teoria quântica de reações tem-se que na forma "post-interaction", a seção de choque diferencial para a reação quando a partícula incidente a e o alvo A são não polarizados, é dada por (Fra 69):

$$\frac{d\sigma_{\alpha\beta}}{d\Omega} = \frac{\mu_{\alpha} \mu_{\beta}}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_{\alpha}}{k_{\beta}} \sum |T_{\alpha\beta}|^2$$

onde a somatória indica soma sobre todos os estados finais e média sobre os estados iniciais e

$$T_{\alpha\beta} = \langle e^{i\vec{k}_\beta \cdot \vec{r}_\beta} \phi_\beta | V_\beta | \psi_\alpha^{(+)} \rangle$$

é uma expressão exata para a amplitude de reação. $\psi_\alpha^{(+)}$ é a solução da equação (4.2-3) que assintoticamente é uma onda plana "entrando" no canal α mais ondas esféricas "saindo" em todos os canais de saída β .

É conveniente separar a interação total V_β em um potencial médio $U_\beta(\vec{r}_\beta)$ que independe das coordenadas intrínsecas, e um potencial $u_\beta(\vec{r}_\beta, \xi_\beta)$ que depende das coordenadas externas \vec{r}_β e intrínsecas ξ_β . Deste modo, $V_\beta(\vec{r}_\beta, \xi_\beta) = U_\beta(\vec{r}_\beta) + u_\beta(\vec{r}_\beta, \xi_\beta)$.

Usando a relação de Gell-Mann-Goldberger em $T_{\alpha\beta}$ tem-se:

$$T_{\alpha\beta} = \langle \chi_\beta^{(-)} \phi_\beta | U_\beta | \phi_\alpha e^{i\vec{k}_\alpha \cdot \vec{r}_\alpha} \rangle + \langle \chi_\beta^{(-)} \phi_\beta | u_\beta | \psi_\alpha^{(+)} \rangle$$

onde χ_α é a solução da equação de uma partícula no campo U_α :

$$(K_\alpha + U_\alpha)\chi_\alpha = E_\alpha \chi_\alpha \quad (4.2-5)$$

Consequentemente, $\chi_\alpha^{(+)}$ é a solução do espalhamento elástico no canal α com condição assintótica de onda "entrando" e é chamada onda distorcida; as funções de onda $\chi_\alpha^{(-)}$ estão relacionadas com $\chi_\alpha^{(+)}$ pela relação $\chi_\alpha^{(-)} = \{\chi_\alpha^{(+)}(-\vec{k}, \vec{r})\}^*$, e são soluções da equação (4.2-5) com condições assintóticas de ondas "saindo".

4.2-2) APROXIMAÇÃO D.W.B.A.

A aproximação D.W.B.A. é sugerida pela observação de que o evento mais importante num processo $\Lambda(a,b)B$ é o espalhamento elástico, o que permite usar a reação como uma perturbação em 1ª ordem.

Assim, é razoável usar para a função de onda total assintótica, a função de onda do espalhamento elástico, ou seja:

$$\psi_{\alpha}^{+} \equiv \phi_{\alpha}(\xi_{\alpha}) \chi_{\alpha}^{+}(\vec{k}_{\alpha}, \vec{r}_{\alpha}).$$

Nessa aproximação, a amplitude de reação $T_{\alpha\beta}$ pode ser escrita como:

$$T_{\alpha\beta} = \langle \chi_{\beta}^{(-)}(\vec{k}_{\beta}, \vec{r}_{\beta}) \phi_{\beta}(\xi_{\beta}) | u_{\beta}(\xi_{\beta}, \vec{r}_{\beta}) | \phi_{\alpha}(\xi_{\alpha}) \chi_{\alpha}^{(+)}(\vec{k}_{\alpha}, \vec{r}_{\alpha}) \rangle$$

já que a parte de $T_{\alpha\beta}$ que envolve $U_{\beta}(\vec{r}_{\beta})$ é a amplitude de espalhamento elástico no canal α .

Será discutido apenas o processo de transferência de um nucleon que é o caso da "stripping" (d,p).

Considera-se o núcleo a composto de dois nucleons b e x, e o núcleo B composto do núcleo A mais o nucleon x. Nesse caso, o potencial de interação na forma "post-interaction" é:

$$u_{\beta} = V_{\beta} - U_{\beta} = V_{bx} + V_{bA} - U_{bB}$$

Faz-se, usualmente, a aproximação de "stripping", que

consiste em considerar o núcleo A como um caroço inerte, cuja configuração não muda no processo de transferência do nucleon. Também a interação entre A e b, nessa aproximação, não deve depender das coordenadas intrínsecas, dada a passividade do núcleo A e isso leva a relação:

$$V_{bA} \approx U_{bA} \approx U_{bB}$$

Com essa aproximação, resulta que o potencial de reação satisfaz $u_\beta \approx V_{bx}$. Reescrevendo as funções de onda intrínsecas:

$\phi_\alpha = \phi_a \phi_A$ e $\phi_\beta = \phi_b \phi_B$ e fazendo a hipótese que V_{bx} é central, a amplitude de reação fica:

$$T_{\alpha\beta} = J \int d\vec{r}_\alpha \int d\vec{r}_\beta \chi_\beta^{(-)*}(\vec{k}_\beta, \vec{r}_\beta) \langle \phi_b \phi_B | V_{bx}(r_{bx}) | \phi_a \phi_A \rangle \chi_\alpha^{(+)}(\vec{k}_\alpha, \vec{r}_\alpha) \quad (4.2-6)$$

onde J é o jacobiano de transformação para as coordenadas relativas \vec{r}_α e \vec{r}_β .

Um dos problemas na determinação de $T_{\alpha\beta}$ está no cálculo do elemento de matriz $\langle \phi_b \phi_B | V_{bx} | \phi_a \phi_A \rangle$.

Vamos inicialmente expandir a função de onda do núcleo B, num conjunto completo do caroço A mais um nucleon na camada $n\ell j$:

$$\phi_B \equiv \phi_{J_B T_B}^{M_B T_B}(\eta, \xi_A, \sigma, \pi, \vec{r}_{xA}) = \sum_{n\ell j} (J_A, n\ell j || J_B)_\eta (T_A, 1/2 || T_B)_\eta$$

$$\cdot [\psi_{n\ell j 1/2}(\sigma, \tau, \vec{r}_{xA}) \phi_{J_A T_A}(\xi_A)]_{J_B T_B}^{M_B T_{zB}}, \quad (4.2-7)$$

onde n caracteriza o estado de energia do núcleo B, \vec{r}_{xA} é a coordenada relativa entre A e o nucleon x em B, σ representa spin, τ o isospin, $[]$ indica o acoplamento de spin e isospin e $(| \rangle)$ os c.f.p. (coeficientes de parentesco).

A função de onda do nucleon capturado pode também ser separada em suas partes orbital, radial, spin e isospin:

$$\psi_{n\ell j 1/2}^{m_j t_z}(\sigma, \tau, \vec{r}_{xA}) = U_{n\ell}(r_{xA}) [i^\ell Y_\ell(\hat{r}_{xA}) \phi_{1/2 \ 1/2}(\sigma, \tau)]_{j \ 1/2}^{m_j t_z} \quad (4.2-8)$$

É conveniente ainda, uma expansão da função de onda da partícula incidente a, em termos das partícula b e x que a compõe. Vamos fazer mais uma hipótese ao considerar que b e x estão num estado de onda s de movimento relativo na partícula a. Então, a função de onda ϕ_a de a pode ser escrita:

$$\phi_a \equiv \phi_{j_a t_a}^{m_a t_{za}}(\xi_b, \sigma, \tau, \vec{r}_{bx}) =$$

$$= (j_b, 1/2 | j_a)(t_b, 1/2 | t_a) \theta_a(r_{bx}) [\phi_{j_b t_b}(\xi_b) \phi_{1/2 \ 1/2}(\sigma, \tau)]_{j_a t_a}^{m_a t_{za}}$$

onde $\theta_a(r_{bx})$ é a função radial da partícula a. Quando a amplitude de reação (4.2-6) é reescrita com as funções de onda nas formas (4.2-7), (4.2-8) e (4.2-9), tem-se:

$$T_{\alpha\beta} = \sum_{n\ell j} \sum_{m m_s m_j} (J_A^M A j m_j | J_B^M B) (\ell m \ 1/2 \ m_s | j m) (j_b m_b \ 1/2 \ m_s | j_a m_a) \cdot \\ \cdot (T_A T_{zA} \ 1/2 \ T_z | T_B T_{zB}) \left(\frac{a}{2}\right)^{1/2} (2\ell+1)^{1/2} S_{n\ell j \eta}^{1/2} B_{n\ell}^m(\vec{k}_\beta, \vec{k}_\alpha)$$

$$\text{onde } B_{n\ell}^m(\vec{k}_\beta, \vec{k}_\alpha) = (2\ell+1)^{1/2} \int d\vec{r}_{xA} \int d\vec{r}_{bX} \chi_\beta^{(-)*}(\vec{k}_\beta, \vec{r}_\beta) U_{n\ell}(r_{xA}) \cdot$$

$$\cdot [i^\ell Y_\ell^m(\hat{r}_{xA})]^* V(r_{bX}) \theta_a(r_{bX}) \chi_\alpha^{(+)}(\vec{k}_\alpha, \vec{r}_\alpha) \quad (4.2-10)$$

$$\text{com } \vec{r}_\beta = \vec{r}_{bX} + \frac{A}{B} \vec{r}_{Ax},$$

$$\vec{r}_\alpha = \vec{r}_{Ax} + \frac{b}{a} \vec{r}_{bX},$$

A, B, b e a são os números de massa das partículas A, B, b e a, respectivamente, e

$$S_{n\ell j \eta}^{1/2} = (A+1)^{1/2} (J_A, n\ell j | J_B)_\eta (T_A \ 1/2 | T_B)_\eta$$

O fator $(a(A+1))^{1/2}$ aparece da antissimetrização das funções de onda do alvo A e projétil a.

Usou-se também o fato que para número de massa inferior ou igual a quatro ($a \leq 4$), $(j_b \ 1/2 | j_a) (t_b \ 1/2 | t_a) (t_b t_{zb}, \ 1/2 \ t_z | t_a \ t_{za}) = \pm \frac{1}{\sqrt{2}}$.

Quando se faz a soma sobre todos os números quânticos m_s e m_j , a seção de choque da reação é proporcional a

$$\sum_{\ell j m} \left| \sum_n S_{n\ell j \eta}^{1/2} B_{n\ell}^m \right|^2. \quad \text{Entretanto, supõe-se que somente um valor}$$

de n contribui na seção de choque, o que elimina a soma coe-
rente em relação ao número quântico principal n .

Assim,

$$\frac{d\sigma_{\eta}(\theta)}{d\Omega} = \frac{2J_B+1}{2J_A+1} \sum_{\ell} S_{\ell\eta} \sigma_{\ell}(\theta) \quad (4.2-11)$$

$$\text{onde } \sigma_{\ell}(\theta) = \frac{\mu_{\alpha}\mu_{\beta}}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_{\beta}}{k_{\alpha}} \frac{a}{4} [(T_A T_{zA}^{1/2} t_z |T_B T_{zB})]^2 \sum_m |B_{\ell m}|^2 \quad (4.2-12)$$

$$\text{e } S_{\ell\eta} = \sum_j S_{\ell j\eta}$$

4.2-3) SEÇÃO DE CHOQUE REDUZIDA

Pelas expressões (4.2-10) e (4.2-12), pode-se notar que para determinar a seção de choque reduzida, tem-se que calcular as funções de onda dos canais de entrada e saída, a função de onda do neutron ligado no núcleo A , e tem-se ainda que "construir" algum potencial de interação entre os núcleons que compõe a partícula incidente. Note-se, também, que a seção de choque reduzida expressa na equação (4.2-11), contém inúmeras aproximações que poderiam por em dúvida sua validade. Entretanto, segundo Fra 69, comparação com resultados obtidos com extensivos cálculos de canais acoplados tem mostrado que D.W.B.A. é confiável para energias de algumas dezenas de MeV, especialmente junto ao primeiro máximo da distribuição. Essas aproximações acarretam incertezas na seção de choque reduzida, da ordem de 20% (Fra 69).

Consequentemente, tem-se uma incerteza considerável no fator espectroscópico, já que esse é determinado pela normalização da seção de choque reduzida aos dados experimentais.

Nesse trabalho, a seção de choque reduzida foi calculada pelo programa JULIE (Ba 62 e Sa 64), que usa ondas distorcidas na aproximação de alcance nulo. Essa aproximação consiste em fazer $V(r_{bx})\theta_a(r_{bx}) = D_0\delta(r_{bx})$, o que simplifica consideravelmente os cálculos. A constante D_0 é determinada pela integral de volume $D_0 = \int d\vec{r}_{bx} V(r_{bx}) \theta_a(r_{bx})$, que no caso (d,p) é calculada da equação de Schrodinger para a função de onda do deuteron. Essa aproximação significa que a partícula a é absorvida no mesmo ponto em que a partícula b é emitida.

Já existem programas que levam em conta correções de alcance finito da interação e potenciais de espalhamento elástico não locais. Essas correções no entanto, se mostraram menores que a discrepância entre a seção de choque reduzida e dados experimentais, o que nos levou a usar os valores calculados por JULIE.

Também um estudo cuidadoso de von Ehrenstein e outros (Eh 70) sobre efeitos de alcance finito na interação próton-neutron e não localidade dos potenciais ópticos (AFNL), levou a conclusão que embora cálculos com AFNL tenham melhor justificativa teórica, as distribuições angulares produzidas por alcance nulo e potencial local com corte inferior nas integrais radiais, reproduzem melhor as distribuições experimentais.

Foi utilizado nos cálculos desse trabalho, um raio de corte inferior de 6.17 Fermi, para desprezar contribuições do interior do núcleo nas integrais radiais da amplitude de transição.

4.2-4) POTENCIAIS OPTICOS

As funções de onda dos canais de entrada e saída, são na prática gerados por potenciais ópticos que reproduzem o espalhamento elástico experimental dessa partícula à mesma energia, o que determina os parâmetros do potencial.

A forma geral do potencial usado é a seguinte:

$$U(r) = U_C(r) - V_0(1+e^x)^{-1} - iW_0(1+e^x)^{-1} + 4iW_D \frac{d}{dx} (1+e^x)^{-1} + \\ + \left[\frac{\hbar}{m_\pi c} \right]^2 V_{SO} \frac{1}{r} \frac{d}{dx} (1+e^x)^{-1} \vec{\ell} \cdot \vec{\sigma}$$

onde:

$$x = \frac{r - r_0 A^{1/2}}{a}$$

$$x' = \frac{r - r'_0 A^{1/2}}{a'}$$

e $U_C(r)$ é o potencial Coulombiano de uma esfera uniformemente carregada de raio $R_C = r_C A^{1/3}$, ou seja:

$$U_C(r) = \begin{cases} \frac{zz'e^2}{r} & r > R_C \\ \frac{zz'e^2}{2R_C^2} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right) & r \leq R_C \end{cases}$$

TABELA 4 - Parâmetros usados nos cálculos D.W.B.A. para reação $^{120}\text{Sn}(d,p)^{121}\text{Sn}$ com deuterons de 17 MeV.

	deuteron	próton	neutron ligado
r_c (F)	1.15	1.25	
V_0 (MeV)	97.4	53.0	ajustado
r_0 (F)	1.15	1.25	1.25
a (F)	0.81	0.65	0.65
W_0 (MeV)	0	0	
W_D (MeV)	74.0	54.0	
r'_0 (F)	1.34	1.25	
a' (F)	0.68	0.47	
V_{SO}	0	7.5	
λ_{SO}			25

Usou-se nesse trabalho nos canais do deuteron e do próton, os potenciais ópticos médios de Perey (Pe 63 e Pe 63a), indicados na tabela 4. Esses potenciais ajustam um grande número de dados experimentais de espalhamento elástico de deuterons com energia entre 11 e 27 MeV e espalhamento de prótons entre 9 e 22 MeV em núcleos de massas intermediárias.

4.2-5) ESTADO LIGADO

O neutron é suposto capturado em uma órbita de momento angular orbital ℓ e momento angular total $j = \ell \pm 1/2$. Considera-se essa órbita um auto estado de um poço de Woods-Saxon de raio $r_0 A^{1/3}$ e "difusividade" a , com uma profundidade ajustada para reproduzir uma energia de ligação igual à energia de separação do estado residual considerado. Inclui-se ainda um termo de acoplamento spin-órbita. O potencial usado tem a forma:

$$U_n(r) = -V_0(1+e^x)^{-1} + \frac{\lambda_{so}}{r} \left(\frac{\hbar}{m_p c} \right) (\vec{\sigma} \cdot \vec{\ell}) \frac{d}{dx} (1+e^x)^{-1}$$

onde x é o mesmo do item anterior e $\vec{\sigma}$ e $\vec{\ell}$ são o spin e o momento angular orbital, respectivamente, da partícula transferida. Adotou-se nos cálculos, parâmetros obtidos por Perey (Pe 63) na análise de espalhamento de prótons por núcleos de massas médias. Esses parâmetros estão indicados na tabela 4.

Discussões detalhadas sobre as aproximações envolvidas nos cálculos das funções de onda distorcidas e na função

de onda do neutron ligado, aparecem em trabalhos de Satchler e Bassel (Sa 64, Ba 62, Ba 66).

4.2-6) COMPARAÇÃO COM OS DADOS EXPERIMENTAIS

Como o núcleo alvo (^{120}Sn) é par-par (0^+), somente um valor de momento angular transferido é permitido em cada transição. Os momentos angulares transferidos (ℓ) pelos neutrons na reação, foram obtidos por comparação das distribuições angulares experimentais com as previstas por D.W.B.A.. Os valores de ℓ atribuídos a cada estado estão na tabela 3.

Não são apresentadas as distribuições angulares experimentais para as transições:

i) com seções de choque máximas inferiores a $30\mu\text{barn/sr}$, já que a incerteza nas intensidades relativas desses níveis são superiores a 30%. (Veja observação indicada com a letra (a) na 6a. coluna da tabela 3). O nível de 1.355 MeV de energia de excitação é uma exceção, uma vez que a distribuição pôde ser caracterizada, apesar da incerteza;

ii) em que não se pôde calcular as intensidades relativas em ângulos menores que 20° devido a contaminação de núcleos leves. (Observação (c) na tabela 3);

iii) em que não foi possível uma separação completa dos picos vizinhos, o que acarretou uma intensidade relativa com incerteza superior a 30%. (Observação (b) na tabela 3).

As distribuições angulares experimentais de alguns estados (figuras 6h, 6j, 7c, 8e, 8f e 8g) não permitem atribuições dos momentos angulares orbitais por comparação com cálculos D.W.B.A. (Observação (d) na 6a. coluna da tabela 3). Os momentos angulares transferidos ℓ , indicados entre parênteses, apresentam alguma dúvida em sua atribuição, ou seja, os pontos experimentais seguem características da distribuição do ℓ indicado, mas se comparam menos bem com a curva teórica em relação às outras distribuições experimentais de mesmo ℓ .

Indicou-se dois momentos angulares transferidos, quando a comparação da distribuição angular experimental com a teórica apresentou acordo equivalente para os diferentes ℓ (figuras 6f, 7a, 8i e 8j). Os dupletos 3.789 MeV - 3.805 MeV e 0.899 MeV - 0.916 MeV têm seção de choque entre parênteses na tabela 3, porque a distribuição angular de cada nível foi determinada em base a alguns poucos ângulos, uma vez que para vários ângulos não foi possível separar completamente tais dupletos em suas componentes.

4.3) ATRIBUIÇÃO DE MOMENTO ANGULAR TOTAL E PARIDADE

Da conservação do momento angular total, tem-se para a reação de transferência de uma partícula: $\vec{J}_B = \vec{J}_A + \vec{j}$ onde \vec{J}_B é o momento angular total do núcleo residual, \vec{J}_A é o momento angular total do alvo e \vec{j} o momento angular total da partícula transferida.

No caso em estudo, o núcleo alvo é par-par ($^{120}_{50}\text{Sn}$) ou seja $\vec{J}_A=0$, e a partícula capturada é um neutron, então :
 $\vec{j} = \vec{\ell} + \vec{s}$ ou $j = \ell \pm 1/2$, uma vez que o spin do neutron é $1/2$. Então, $J_B = j = \ell \pm 1/2$, conseqüentemente, os momentos angulares orbitais ℓ não determinam univocamente o momento angular total (j) dos níveis do ^{121}Sn . Para atribuição do momento angular total a esses níveis, usa-se o modelo de camadas que prevê na camada de 51 a 82 neutrons (onde se situa o ^{121}Sn), níveis de partículas independentes $2d_{5/2}$, $1g_{7/2}$, $3s_{1/2}$, $1h_{11/2}$ e $2d_{3/2}$.

Com base nessas previsões, atribuiu-se:

para $\ell = 0$ $j = 1/2$,
 $\ell = 4$ $j = 7/2$,
 $\ell = 5$ $j = 11/2$,
 e para $\ell = 2$ $j = 3/2$ ou $5/2$

Entretanto, observou-se níveis com $\ell=1$ e $\ell=3$, não previstos pelo modelo de camadas nessa região. Considerou-se nesses casos, que essas transições estão associadas à camada de 83 a 126 neutrons, que apresenta os níveis de partículas independentes: $1h_{9/2}$, $2f_{7/2}$, $1i_{3/2}$, $3p_{3/2}$, $2f_{5/2}$ e $3p_{1/2}$. É razoável supor serem esses estados $f_{7/2}$ e $p_{3/2}$ por estarem associados a valores mais baixos de energias de excitação. A atribuição do momento angular total para níveis com $\ell=2$ está discutida no item 5.4. Porém, quando permanece alguma dúvida, as atribuições de j estão indicadas entre parênteses na tabela 3.

TABELA 3 - RESULTADOS SOBRE O ^{121}Sn OBTIDOS NESTE TRABALHO E POR OUTROS AUTORES. SÃO APRESENTADOS: AS ENERGIAS DE EXCITAÇÃO (E_x); OS MOMENTOS ANGULARES ORBITAIS (L) E TOTAIS (J) E AS PARIDADES (π); A SEÇÃO DE CHOQUE DIFERENCIAL MÁXIMA DE ESTADOS IDENTIFICADOS NESTE TRABALHO ($(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\text{max}}$) E OS FATORES ESPECTROSCÓPICOS S_{LJ} .

ESTE TRABALHO (d,p)				Schneid e outros (Sc67) (d,p)				Cowan e outros (C67) (p,d)				Casten e outros (Cas72) (t,d)															
E_x (MeV)	L	J π	$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\text{max}}$ (mb/sr)	S_{LJ}	obs	E_x (MeV)	L	J π	$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\text{max}}$ (mb/sr)	S_{LJ}	E_x (MeV)	L	J π	$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\text{max}}$ (mb/sr)	S_{LJ}	E_x (MeV)	L	J π	$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\text{max}}$ (mb/sr)	S_{LJ}	E_x (MeV)	L	J π	$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\text{max}}$ (mb/sr)	S_{LJ}		
0.0	2	3/2 ⁺	3.696	0.439		0.0	2	3/2 ⁺	3.17	0.43	0.0	2	3/2 ⁺			0.0	2	3/2 ⁺			0.0	2	3/2 ⁺				
0.058	0	1/2 ⁺	0.864	0.488		0.05	0	1/2 ⁺	1.93	0.39	0.060	0	1/2 ⁺			0.060	0	1/2 ⁺			0.060	0	1/2 ⁺				
0.899	(2)	(5/2 ⁺)	(0.225)	0.014	(a)	0.93	4	7/2 ⁺	0.276	0.19	0.934	4	7/2 ⁺			0.910	2	3/2 ⁺	5/2 ⁺			0.910	2	3/2 ⁺	5/2 ⁺		
0.916	(4)	(7/2 ⁺)	(0.100)	0.033	(a)						2					0.923	4	7/2 ⁺	9/2 ⁺			0.923	4	7/2 ⁺	9/2 ⁺		
0.941	3	7/2 ⁻	0.264	0.024	(a)											0.948	0	1/2 ⁺				0.948	0	1/2 ⁺			
1.022					(a)																						
1.058					(a)																						
1.089			≤ 0.10		(b)																						
1.113	2	(5/2 ⁺)	1.174	0.075	(a)	1.12	2	5/2 ⁺	1.03	0.065	1.127	2	5/2 ⁺			1.119	2	3/2 ⁺	5/2 ⁺			1.119	2	3/2 ⁺	5/2 ⁺		
1.147					(a)																						
1.328					(a)																						
1.355	(4)	(7/2 ⁺)	0.014	0.004	(c)	1.40	2	5/2 ⁺	0.477	0.029	1.419	2	5/2 ⁺			1.400	(2)	(3/2 ⁺	5/2 ⁺			1.400	(2)	(3/2 ⁺	5/2 ⁺		
1.395	2	(5/2 ⁺)	0.416	0.023	(a)																						
1.441					(c)																						
1.489					(c)																						
1.528					(c)																						
1.562					(a)																						
1.700	2	(5/2 ⁺)	0.110	0.006	(a)	1.71	2	5/2 ⁺	0.082	0.004	1.73	2	3/2 ⁺			1.708						1.708					
1.857	1	(3/2 ⁻)	0.157	0.007	(c)						1.90	0	1/2 ⁺			1.864						1.864					
1.901	1	(3/2 ⁻)	0.131	0.006	(a)	1.91	(1)	(3/2 ⁻)	0.125	0.007	1.93	2	3/2 ⁺			1.907						1.907					
1.950	(1)	(3/2 ⁻)	0.039	0.002	(a)						1.98	0	1/2 ⁺			1.940	(2,3)	(3/2 ⁺	7/2 ⁺			1.940	(2,3)	(3/2 ⁺	7/2 ⁺		
2.066			0.019		(a)											1.953	0	1/2 ⁺				1.953	0	1/2 ⁺			

TABELA 3 : CONTINUAÇÃO

E _K (MeV)	ESTE TRABALHO (d,2)				Schneid e outros (Sc67) (G,p)				Cavanagh e outros (G,p)				Caston e outros (Cas72) (G,p)				Caston e outros (Cas72) (G,p)															
	L	j ^π	(G ₀ ⁺) _{max} (mb/sr)	S _{2j}	S _{2j}	S _{2j}	S _{2j}	S _{2j}	E _K (MeV)	L	j ^π	S _{2j}	S _{2j}	E _K (MeV)	L	j ^π	S _{2j}	S _{2j}	E _K (MeV)	L	j ^π	S _{2j}	S _{2j}	E _K (MeV)	L	j ^π	S _{2j}	S _{2j}				
																													(G ₀ ⁺) _{max} (mb/sr)	(G ₀ ⁺) _{max} (mb/sr)	(G ₀ ⁺) _{max} (mb/sr)	(G ₀ ⁺) _{max} (mb/sr)
2.156									2.06	(3)	7/2 ⁺	0.047	0.005						2.095	(2)	3/2 ⁺ , 5/2 ⁺	(0.15)								2.069	(3/2 ⁺ , 5/2 ⁺)	
2.181														2.22	2 7	5/2 ⁺														2.225		
2.233									2.25	(2)	5/2 ⁺	0.503	0.027						2.233	(3)	7/2 ⁻	(0.21)								2.290	3/2 ⁺ , 5/2 ⁺	
2.247														2.28	0				2.246										2.330	9/2 ⁻ , 11/2 ⁻		
2.289														2.33	7														2.371	5/2 ⁻ , 7/2 ⁻		
2.361																													2.415			
2.424									2.45	(3)	7/2 ⁻	0.234	0.021						2.457	(0)	1/2 ⁺	(0.05)								2.437	7/2 ⁺ , 9/2 ⁺	
2.451																													2.513	9/2 ⁻ , 11/2 ⁻		
2.578	3	7/2 ⁻	0.864	0.045					2.59	(3)	7/2 ⁻	0.405	0.035						2.584	3	7/2 ⁻ , 5/2 ⁻	0.42(7/2 ⁻)								2.596		
2.660	3	7/2 ⁻	1.357	0.079					2.69	(3)	7/2 ⁻	2.24	0.185						2.662	3	7/2 ⁻ , 5/2 ⁻	0.95(7/2 ⁻)								2.674		
2.682	3	7/2 ⁻	1.880	0.082										2.72	4	7/2 ⁺			2.687	3	7/2 ⁻ , 5/2 ⁻	0.83(7/2 ⁻)							2.700			
2.739														2.80	2	3/2 ⁺			2.742										2.768			
2.768														2.83	3 7																	
2.799																																
2.906	(3)	7/2 ⁻	0.429	0.023					2.93			0.432							2.908											2.870		
2.921			50.25																2.926											2.927		
2.946			50.20																2.946											2.970		
2.990			50.10											3.01	2	3/2 ⁺																
3.019	(3)ou(1)	7/2 ⁻	0.928	0.041					3.10	(1)	3/2 ⁻	2.01	0.13						3.009											3.036		
		3/2 ⁻	0.953																3.020													
3.060			50.15																													

TABELA 3 : CONTINUAÇÃO

E _x (MeV)	ESTE TRABALHO (G.P)			Schnfeld e outros (SC67) (d.p)			Cavanagh e outros (CA70) (p.d)			Casten e outros (Cas72) (t.d)			Casten e outros (Cas72) (t.p)				
	l	J ^π	($\frac{d^2}{dt^2}$) _{max} S _{lJ} (mb/sr)	S _{lJ}	ods	E _x (MeV)	l	J ^π	E _x (MeV)	l	J ^π	E _x (MeV)	l	J ^π	E _x (MeV)	l	J ^π
4.064			50.40		(b)												
4.085			50.40		(b)												
4.102			50.30		(b)												
4.135			50.20		(b)												
4.162	1	(3/2 ⁻)	1.110	0.044		4.16	(1)	(3/2 ⁻)	1.14	0.073							
4.190			0.888		(d)												
4.255			1.180		(d)	4.25	(1)	(3/2 ⁻)	0.830	0.053							
4.268																	
4.321			51.00		(b)												
4.392			0.291		(d)												
4.444			50.30		(b)												
4.459			50.30		(b)												
4.489			50.20		(b)												
4.530			50.40		(b)												
4.646			50.70		(b)												
4.680	(1)	(3/2 ⁻)	0.434	0.029													
4.736	(3)ou(4)	(7/2 ⁻) ou (7/2 ⁺)	0.558	0.018 ou 0.070													
4.773			50.40		(b)												
4.826	(3)ou(4)	(7/2 ⁻) ou (7/2 ⁺)	0.508	0.017 ou 0.070													
4.905			50.70		(b)												

(a) As secções de choque máximas são inferiores a 30mb/sr; a incerteza na secção de choque impediu a atribuição de l pela comparação das distribuições angulares experimentais com as calculadas por D.M.B.A..

(b) Não sendo possível uma separação completa dos picos vizinhos, apenas um limite superior para a secção de choque foi estimado.

(c) Há contaminantes leves interferindo com os picos em questão, para ângulos inferiores a 20°.

(d) Distribuições angulares não apresentam características típicas das distribuições angulares obtidas com D.M.B.A..

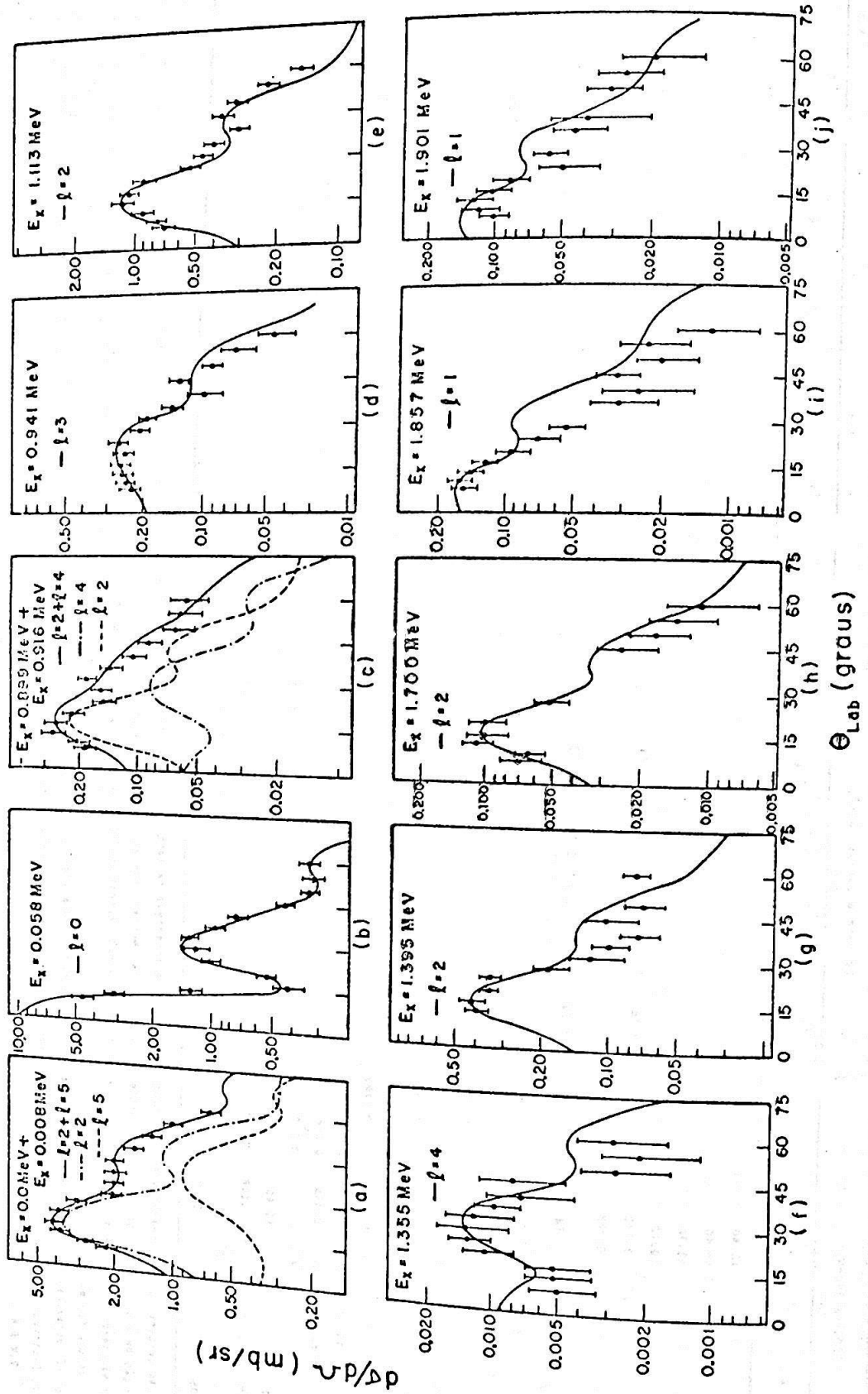


FIGURA 5 - Distribuições angulares dos prótons emergentes da reação $^{120}\text{Sn}(d,p)^{121}\text{Sn}$. As curvas são calculadas por D.W.B.A. para o momento angular transferido (l) assinalado na figura, e para a energia de excitação (E_x) indicada.

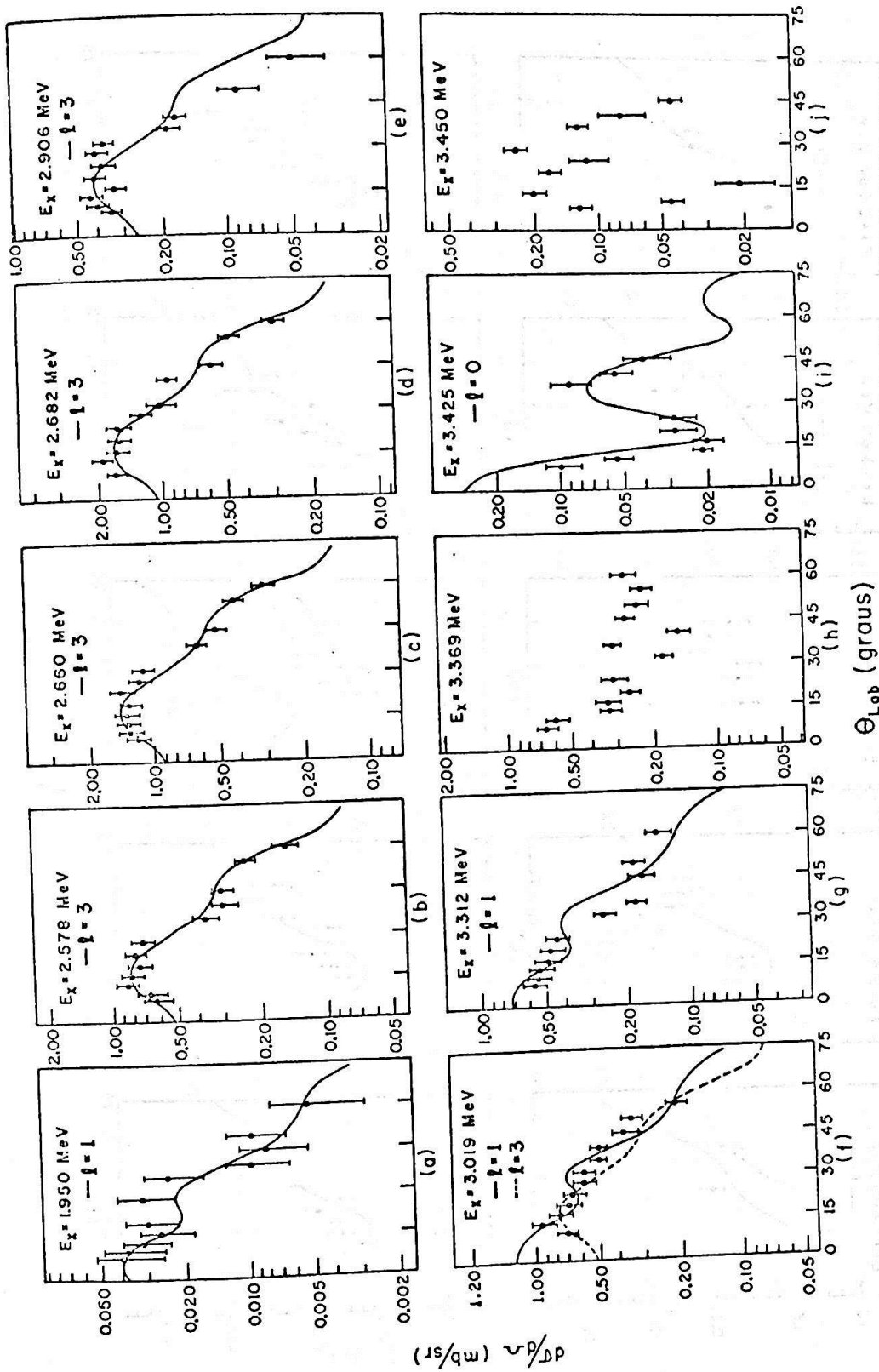


FIGURA 6 - Veja a legenda da Figura 5. Não há curvas calculadas nas distribuições angulares em que não foi possível atribuir um momento angular transferido (l) por comparação com resultados de D.W.B.A.

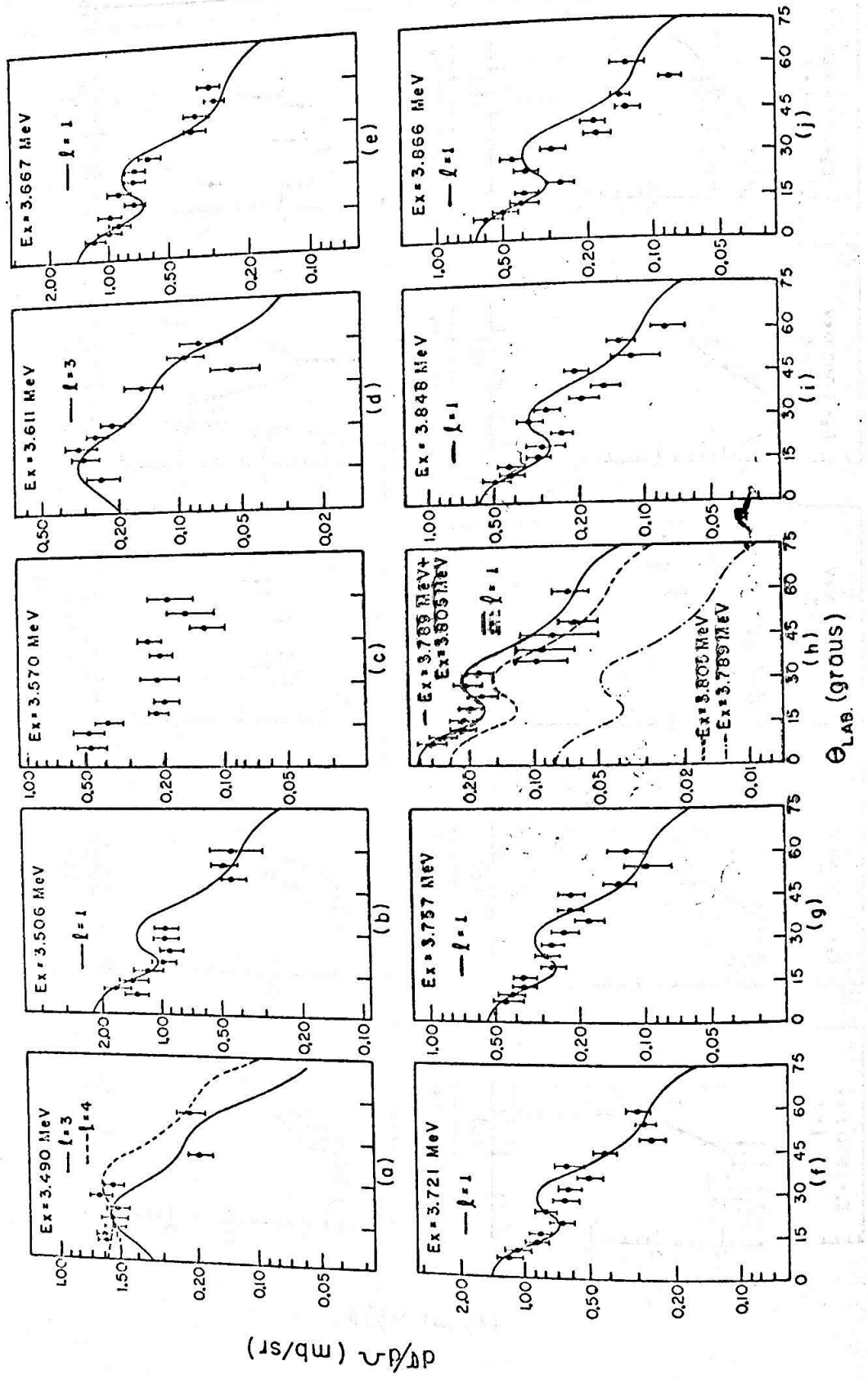


FIGURA 7 - Veja a legenda da Figura 6.

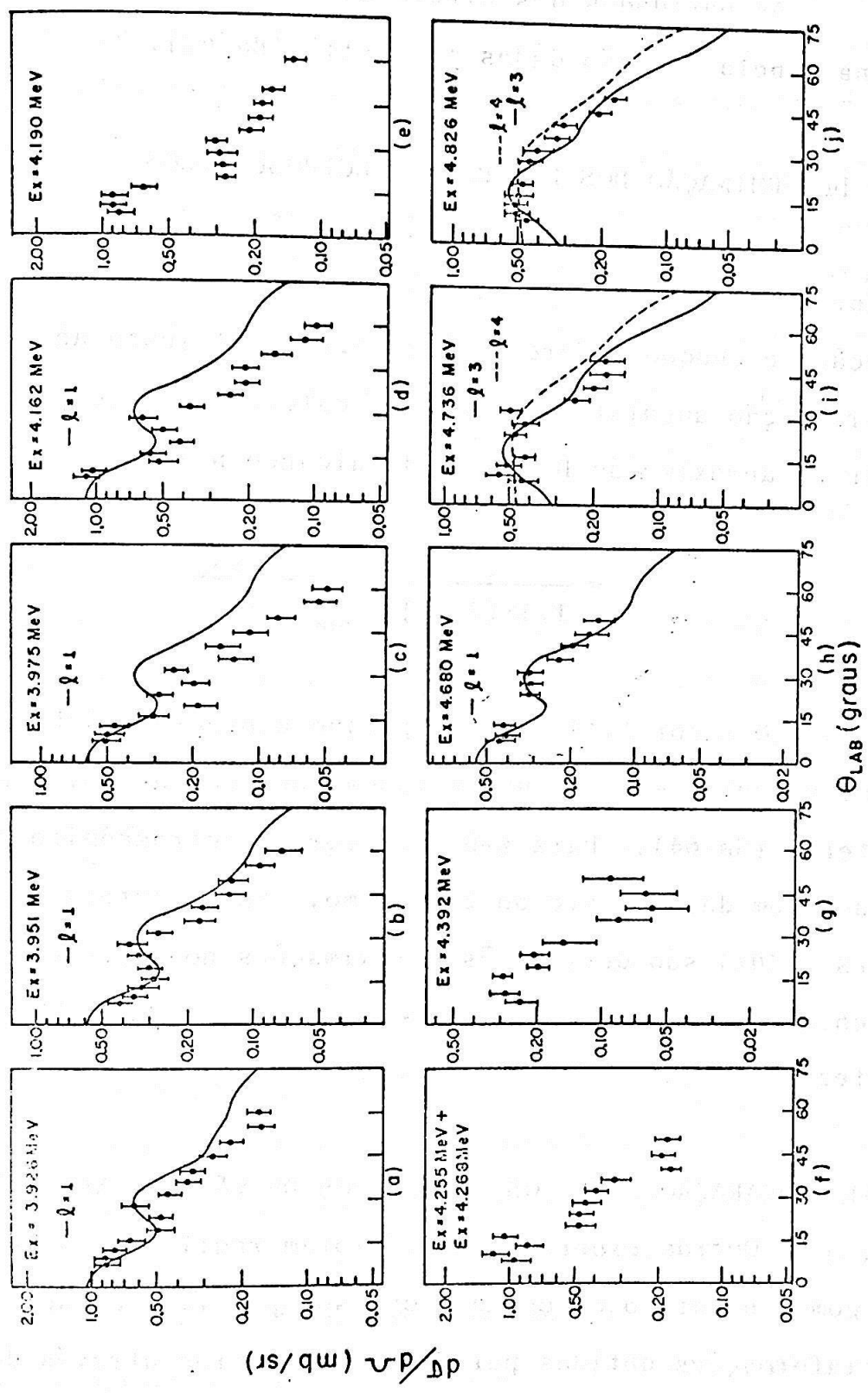


FIGURA 8 - Veja a legenda da figura 6.

As paridades dos níveis do ^{121}Sn estão também indicadas na tabela 3 e são dadas por $(-1)^{\ell}$ (Ba 62).

4.4) DETERMINAÇÃO DOS FATORES ESPECTROSCÓPICOS

Os fatores espectroscópicos (S) indicados na tabela 3, foram calculados a partir do valor médio das razões entre a seção de choque diferencial experimental junto ao máximo da distribuição angular e os valores calculados pelo programa JULIE na aproximação D.W.B.A. de alcance nulo:

$$S = \frac{1}{1.48(2j+1)} \frac{(d\sigma/d\Omega)_{\text{exp}}}{\sigma_{\text{DWBA}}(\theta)}$$

O fator 1.48 aparece porque o programa JULIE utilizado no cálculo de σ_{DWBA} usa a função de onda de Hulthen para o deuteron (Sa 64). Para $\ell=0$, o fator espectroscópico foi calculado com dados junto ao 2º máximo. As incertezas nesses fatores (~30%) são devidas às aproximações no cálculo da seção de choque reduzida $\sigma(\theta)$ (~20%, segundo Fra 69), e a incerteza na seção de choque experimental (~20%).

4.5) COMPARAÇÃO ENTRE OS RESULTADOS DE VÁRIAS EXPERIÊNCIAS

Outras experiências já foram realizadas anteriormente com o objetivo de estudar os isótopos ímpares do estanho. Há informações obtidas por Schneid e outros através de reações (d,p) e (d,t) nos vários isótopos pares do estanho (Sc67).

Nessa experiência, utilizou-se um feixe de deuteronos de 15MeV e a resolução em energia era de 40 keV a 60 keV. Cavanagh e colaboradores também obtiveram informações sobre os vários isótopos do estanho através de reações (p,d) sobre alvos pares de estanho, com prótons incidentes de 30 MeV e resolução entre 55 keV e 70 keV (Ca 70). Quando nosso trabalho já estava em andamento, Casten e outros apresentaram resultados de estudos sobre níveis de quasi-partículas do ^{121}Sn (Cas 72), obtidos por meio de reações (t,p) e (t,d) no ^{119}Sn e ^{120}Sn respectivamente, com trítios de 13 MeV e resolução de 15 keV nas reações (t,p) e 11 keV nas reações (t,d).

Com o presente trabalho, foi possível determinar um grande número de estados do ^{121}Sn por dois motivos: a) a alta resolução do espectrógrafo (~10keV) permitiu resolver vários níveis e b) essa experiência foi feita em longos tempos de exposição das chapas na tentativa de se observar os níveis fracamente excitados.

4.5-1) ESTADOS COM ENERGIA DE EXCITAÇÃO INFERIOR A 1.60 MeV

A distribuição angular do primeiro nível do ^{121}Sn observado nesse trabalho, indica pela comparação com cálculos de D.W.B.A., uma mistura de estados com momento angular orbital transferido (ℓ) igual a 2 e 5 nas proporções indicadas na figura 5a. Observe-se que a distribuição angular de um nível $\ell=2$ puro, apresenta muito bom acordo com cálculos de D.W.B.A. como mostram os níveis de 1.113 MeV e 1.395 MeV de energia de

excitação, o que confirma a presença do nível de $\ell=5$ no primeiro estado observado. Como o estado fundamental é $d_{3/2}^+$ (veja item 5.4), o estado $h_{11/2}^-$ deve ter energia de excitação menor ou igual a 10 keV que é a resolução dessa experiência. Informações do decaimento de Sb (Ho 71) atribuem 8 keV de energia de excitação a esse nível. Cavanagh et al. (Ca 70) e Schneid et al. (Sc 67) já haviam proposto a presença desse estado, embora não o tenham observado. Casten et al. com boa resolução em suas experiências (t,d) e (t,p), também não perceberam indicações desse nível. O presente trabalho porém, não deixa dúvidas quanto a existência do nível $11/2^-$ com energia de excitação inferior a 10 keV.

Nas proximidades de 900 keV de energia de excitação foi observado nessa experiência, um triplete. Não foi possível separar-se os dois estados de mais baixa energia de excitação de maneira a obter distribuições angulares confiáveis. Foi feita a distribuição angular do duplete e atribuíram-se momentos angulares orbitais $\ell=2$ e $\ell=4$ nas proporções que melhor reproduzem a curva experimental (Figura 5c). O nível de 941 keV desse trabalho, apresenta uma distribuição angular claramente compatível com $\ell=3$. Observa-se da tabela 3 que quanto a esse multiplete há desacordo entre os vários autores. Schneid et al. (Sc 67) ((d,p) e (d,t)) com a resolução que dispunham, só puderam observar um nível com 0.93 MeV e atribuíram-lhe $\ell=4$; Cavanagh et al. (Ca 70) ((p,d)) propuzeram a existência de um duplete com $\ell=4$ e $\ell=2$ e Casten et al. (Cas72) observaram 4 níveis com reações (t,d) e (t,p).

O nível de mais baixa energia (0.869 MeV) do multiplete observado por Casten et al. não é detetado em nenhuma experiência de transferência de uma partícula. Os dois níveis seguintes apresentam acordo com nosso trabalho em relação à atribuição de ℓ , porém a proporção com que eles contribuem nesse duplete, segundo o presente trabalho, não é corroborado por Casten et al.. Se for considerada na presente experiência a proporção determinada por Casten et al. para esse duplete, não é reproduzida a distribuição angular experimental do duplete (0.899 MeV e 0.916 MeV).

Ao nível de maior energia de excitação no multiplete, Casten et al atribuíram $\ell=0$ à distribuição angular da reação (t,d). Entretanto a clareza da distribuição angular desse nível no presente trabalho (Figura 5d) nos leva à atribuir com segurança, $\ell=3$ a esse estado.

Os outros níveis fortes dessa região, 0.058 MeV, 1.113 MeV e 1.395 MeV deixam em acordo os vários autores. O nível de 1.432 MeV observado por Casten et al. em reação (t,p) também não foi visto em reações de transferência de uma partícula. O presente trabalho pôde determinar nessa região 9 níveis fracamente excitados não conhecidos anteriormente. Ainda a observação da tabela 3 permite constatar acordo entre os fatores espectroscópicos determinados nesse trabalho e os obtidos por Schneid et al. (Sc 67) dentro de 30%, que é a ordem de incerteza experimental nos fatores espectroscópicos. Em relação aos valores determinados por Casten et al. (Cas 72) os



fatores espectroscópicos desse trabalho diferem no máximo de 35%, com exceção do nível de 0.899 MeV onde a diferença é de 170%!

4.5-2) ESTADOS COM ENERGIA DE EXCITAÇÃO ENTRE 1.60 MeV E 2.50 MeV

A maioria dos níveis dessa região observados por Schneid et al. (Sc 67) e Cavanagh et al. (Ca 70) são múltiplos que foram resolvidos por Casten et al. (Cas 72) e na presente experiência. Vários estados observados em reação (t,p) por Casten et al., não foram vistos em reações de transferência de uma partícula. Se a correspondência entre os níveis determinados nas várias experiências estiver correta, há desacordo quanto aos momentos angulares orbitais transferidos atribuídos pelos vários autores, como pode ser constatado pelo exame da tabela 3.

4.5-3) ESTADOS COM ENERGIA DE EXCITAÇÃO ENTRE 2.50 MeV E 4.91 MeV

Nessa região, há um grande aumento da densidade de níveis, o que torna difícil a comparação entre os resultados das diversas experiências. Entretanto, a tabela 3 apresenta uma tentativa de estabelecer a correspondência entre os estados observados por vários autores. Nos casos em que está clara a correspondência de níveis, constata-se um bom acordo entre os fatores espectroscópicos determinados por Schneid et al.

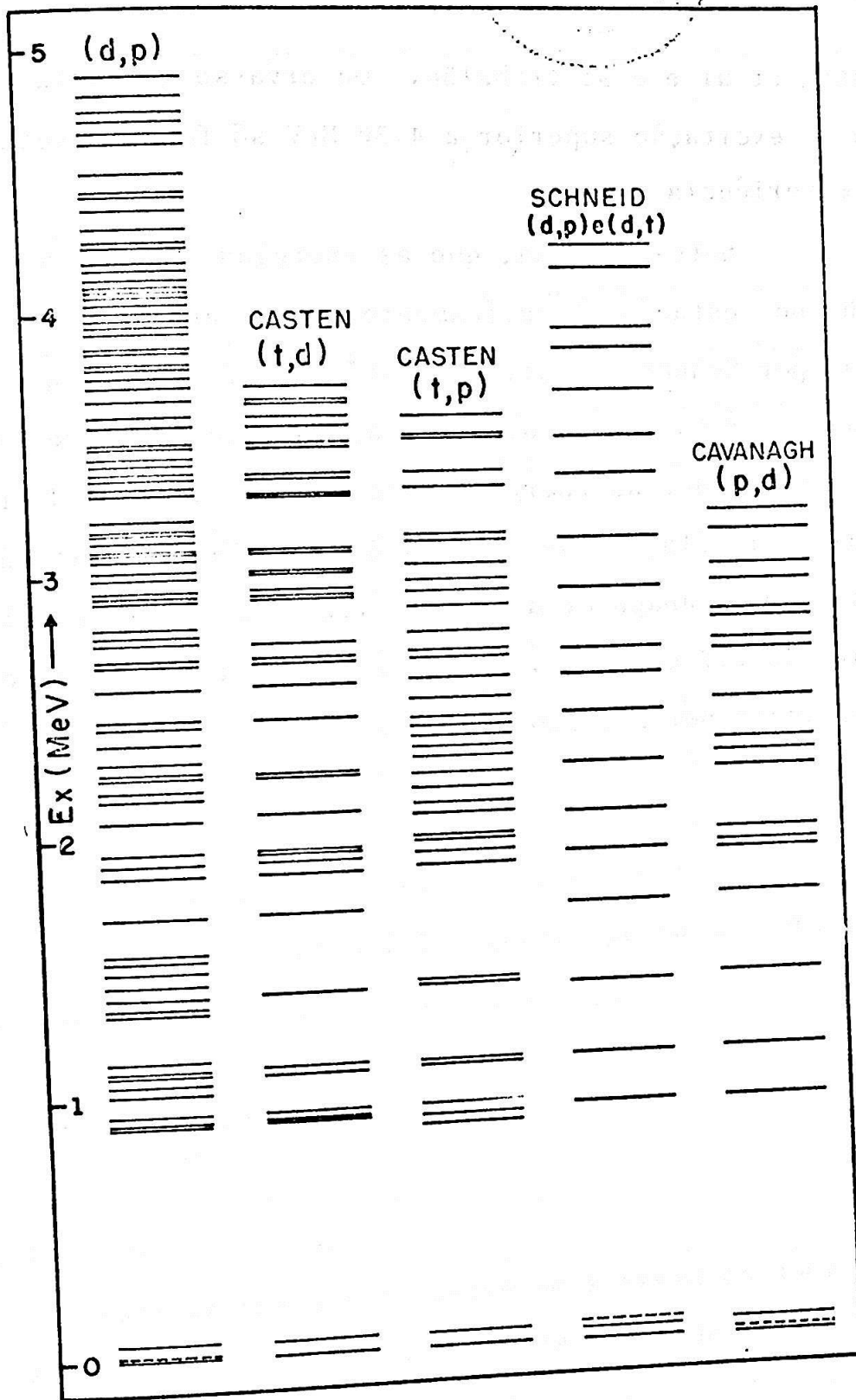
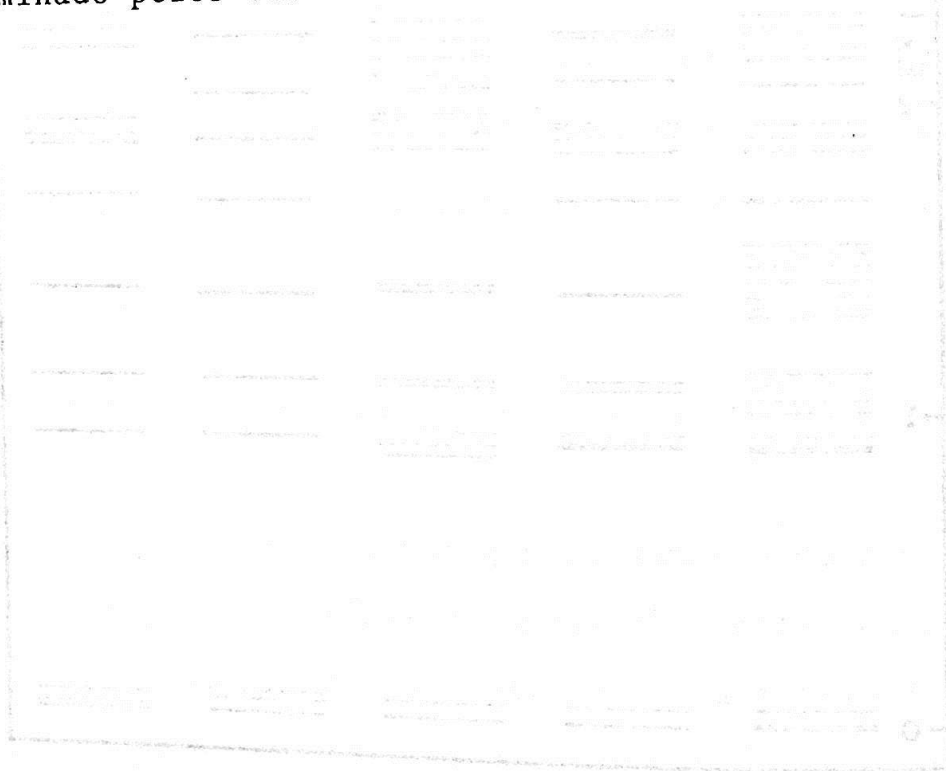


FIGURA 9 - Os níveis de energia do ^{121}Sn observados nesse trabalho (d,p), por Casten e outros (Ca 72), Schneid e outros (Sc 67), e por Cavanagh e colaboradores (Ca 70).

Casten et al e esse trabalho. Observa-se que estados com energia de excitação superior a 4.30 MeV só foram detetados em nossa experiência.

Note-se ainda, que as energias de excitação desse trabalho estão sistematicamente 10 keV abaixo dos valores obtidos por Schneid et al., são até 10 keV menores que as determinadas por Casten et al. em reações (t,d), e entre 10 keV e 30 keV menores que as energias determinadas através de reação (t,p). Em relação aos valores de energia de excitação determinados por Cavanagh et al., esse trabalho apresenta diferenças de até 40 keV em 2 MeV. A figura 9 mostra o espectro do ^{121}Sn determinado pelos vários autores.



5. MODELO DE CAMADAS COM INTERAÇÕES RESIDUAIS E A REGIÃO DO ESTANHO

Introdução:

O modelo simples de camadas que considera o movimento dos nucleons no núcleo totalmente independente, tem descrito razoavelmente bem, propriedades de núcleos cujos nucleons completam camadas fechadas. Quando há nucleons ativos como é o caso dos núcleos de estanho, há necessidade de se levar em conta interações residuais entre nucleons. É reconhecido que correlações de emparelhamento são os mais importantes efeitos dessas interações. Um tratamento razoavelmente simples que leva em conta tais correlações é a teoria B.C.S. (BCS 57). Essa aproximação é interessante por ser simples e por tratar a interação residual sem parâmetros fenomenológicos. O tratamento apresentado no item 5.1-1 segue de perto as notas de seminários de A.F.R. de Toledo Piza (Pi 71).

5.1) TEORIA

5.1-1) APROXIMAÇÃO B.C.S.

A hamiltoniana que descreve um sistema de nucleons idênticos que interagem aos pares entre si, pode ser escrita:

$$H = \sum_{\alpha\beta} \langle \alpha | K | \beta \rangle C_{\alpha}^{\dagger} C_{\beta} + \sum_{\substack{\alpha\beta \\ \gamma\delta}} \langle \alpha\beta | V | \gamma\delta \rangle C_{\alpha}^{\dagger} C_{\beta}^{\dagger} C_{\delta} C_{\gamma} \quad (5.1-1)$$

onde C_α^+ e C_α são operadores que criam e destroem respectivamente, uma partícula no estado α . No caso de haver simetria esférica no problema, $\alpha \equiv (nljm)$; K é o operador energia cinética; $V_{\alpha\beta\gamma\delta}$ é o elemento de matriz de interação entre dois nucleons. Sendo uma hamiltoniana de nucleons, os C^+ e C devem

satisfazer as regras de comutação de fermions, ou seja:

$$[C_\alpha, C_\beta^+]_+ = \delta_{\alpha\beta} \quad \text{e} \quad [C_\alpha, C_\beta]_+ = [C_\alpha^+, C_\beta^+]_+ = 0.$$

O vácuo desse sistema é representado pela função $|0\rangle$ que é um estado com zero partículas. Na descrição mais simples de núcleos, leva-se em conta apenas as interações entre nucleons idênticos. Na interação entre próton e neutron, não é verdade que a principal correlação é a que acopla um par de partículas a $j=0$. O tratamento que leva em conta apenas interação entre nucleons idênticos é razoável para nucleos pesados, já que eles apresentam orbitas diferentes para prótons e neutrons. Na ausência de interações residuais, o estado fundamental do núcleo pode ser representado pela função de onda $|\phi_0\rangle$ tal que:

$$\text{i) } C_\alpha^+ |\phi_0\rangle = 0 \quad \text{se } \alpha \text{ é um nível ocupado}$$

$$\text{ii) } C_\beta |\phi_0\rangle = 0 \quad \text{se } \beta \text{ é um nível desocupado.}$$

Nesse caso, a probabilidade de ocupação pode ser representada pela linha tracejada da Figura 10.

iii) Se α representa um estado ocupado, então: $C_\alpha |\phi_0\rangle \neq 0$ e essa função de onda, no caso de hamiltoniana esférica, representa um estado de momento angular j_α e projeção $-m_\alpha$.

iv) Também, se β representa um estado não ocupado,

$C_{\beta}^{+}|\phi_0\rangle$ é a função de onda de um nível com momento angular j_{β} e projeção m_{β} .

Observe-se que quando se introduz correlações do tipo $\sum_{\substack{\alpha\beta \\ \gamma\delta}} V_{\alpha\beta\gamma\delta} C_{\alpha}^{+} C_{\beta}^{+} C_{\delta} C_{\gamma}$, um termo possível, por exemplo, é

o termo $C_{\alpha}^{+} C_{\bar{\alpha}}^{+} C_{\beta} C_{\bar{\beta}}$ ($\alpha \equiv (nljm)$ e $\bar{\alpha} \equiv (nlj-m)$) que destrói um par de partículas no estado β e cria um par de partículas no estado α . Esse termo, conseqüentemente, introduz interação entre nucleons de diferentes camadas o que proporciona mistura de estados de camadas ("configuration mixing"); pode então existir níveis apenas parcialmente ocupados. Nesse caso, a probabilidade de ocupação pode ser representada pela linha cheia da figura 10 (De 64).

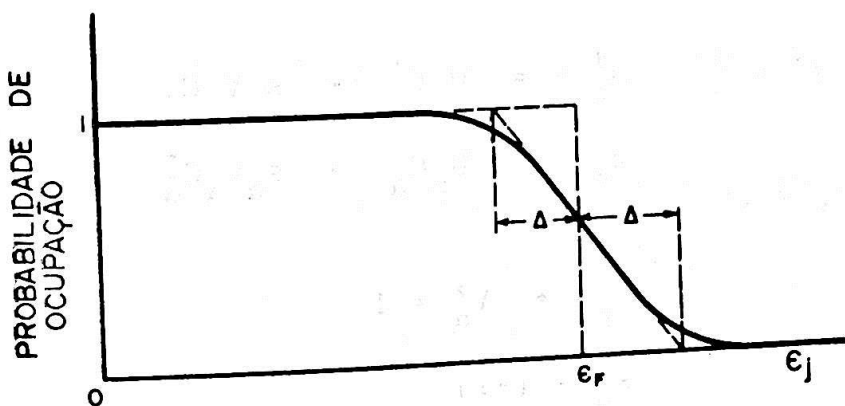


FIGURA 10 - Probabilidade de ocupação do estado fundamental como função da energia de partícula independente. A linha tracejada reproduz um sistema sem interação residual e a linha cheia representa um sistema onde essa interação ocorre.

As observações i), ii), iii) e iv) sugerem que $|\phi_0\rangle$ pode ser tratada como vácuo de certos objetos que satisfazem as seguintes relações:

$$a_{\alpha}^{+} \equiv \begin{cases} -(-1)^{j_{\alpha}^{-m_{\alpha}}} C_{\bar{\alpha}} & \text{se } \epsilon_{\alpha} < \epsilon_F \\ C_{\alpha}^{+} & \text{se } \epsilon_{\alpha} > \epsilon_F \end{cases}$$

$$a_{\alpha} \equiv \begin{cases} -(-1)^{j_{\alpha}^{-m_{\alpha}}} C_{\bar{\alpha}}^{+} & \text{se } \epsilon_{\alpha} < \epsilon_F \\ C_{\alpha} & \text{se } \epsilon_{\alpha} > \epsilon_F \end{cases}$$

Numa notação mais compacta e geral, a_{α}^{+} e a_{α} são definidos pela transformação canônica de Bogoliubov-Valatin:

$$\begin{aligned} a_{\alpha}^{+} &= U_{\alpha} C_{\alpha}^{+} - s_{\alpha} V_{\alpha} C_{\bar{\alpha}} \\ a_{\alpha} &= U_{\alpha} C_{\alpha} - s_{\alpha} V_{\alpha} C_{\bar{\alpha}}^{+} \end{aligned}$$

com

$$U_{\alpha}^2 + V_{\alpha}^2 = 1$$

e

$$s_{\alpha} = (-1)^{j_{\alpha}^{-m_{\alpha}}} \quad (5.1-2)$$

Em termos desses novos operadores, a hamiltoniana (5.1-1) pode ser reescrita:

$$H = H_0 + H_{11} + H_{20} + H_4$$

H_0 é um termo que independe dos operadores a e a^+ , e é interpretado como a energia do estado fundamental,

$$H_{11} = \sum_{\alpha\gamma} h_{\alpha\gamma}^{(1)} a_{\alpha}^+ a_{\gamma}$$

$$H_{20} = \sum_{\alpha\gamma} h_{\alpha\gamma}^{(2)} (a_{\alpha}^+ a_{\gamma}^+ + a_{\gamma}^- a_{\alpha}^-)$$

$$H_4 = \frac{1}{4} \sum_{\substack{\alpha\beta \\ \gamma\delta}} \langle \alpha\beta | \tilde{V} | \gamma\delta \rangle : C_{\alpha}^+ C_{\beta}^+ C_{\delta} C_{\gamma} :$$

onde

$$H_0 = \sum_{\alpha} \left(\langle \alpha | T | \alpha \rangle + \left(\frac{1}{2} \sum_{\beta} \langle \alpha\beta | \tilde{V} | \alpha\beta \rangle V_{\beta}^2 \right) V_{\alpha}^2 \right) -$$

$$- \frac{1}{4} \sum_{\alpha\beta} V_{\alpha} U_{\alpha} s_{\alpha} \langle \alpha\bar{\alpha} | \tilde{V} | \beta\bar{\beta} \rangle U_{\beta} V_{\beta}$$

$$h_{\alpha\gamma}^{(1)} = \left(\langle \alpha | T | \gamma \rangle + \sum_{\beta} \langle \alpha\beta | \tilde{V} | \gamma\beta \rangle V_{\beta}^2 \right) (U_{\alpha} U_{\gamma} - V_{\alpha} V_{\gamma}) -$$

$$- \frac{1}{2} s_{\alpha} \sum_{\beta} \langle \alpha\bar{\gamma} | \tilde{V} | \beta\bar{\beta} \rangle s_{\beta} V_{\beta} U_{\beta} (U_{\alpha} V_{\gamma} + V_{\alpha} U_{\gamma})$$

$$h_{\alpha\gamma}^{(2)} = \left(\langle \alpha | K | \gamma \rangle + \sum_{\beta} \langle \alpha\beta | \tilde{V} | \gamma\beta \rangle V_{\beta}^2 \right) s_{\alpha} (U_{\alpha} V_{\gamma} + U_{\gamma} V_{\alpha}) +$$

$$+ \left(\frac{1}{4} s_{\alpha} \sum_{\beta} \langle \alpha\bar{\gamma} | \tilde{V} | \beta\bar{\beta} \rangle V_{\beta} U_{\beta} \right) (U_{\alpha} U_{\gamma} - V_{\alpha} V_{\gamma})$$

: : representa todos os elementos obtidos a partir das combinações $C^+C^+C^+C^+$, $C^+C^+C^+C$, C^+C^+CC , C^+CCC e $CCCC$; \tilde{V} indica que o termo está antissimetrizado.

Esses novos operadores a_{α}^+ e a_{α} criam e destroem respectivamente, objetos chamados de quasi-partículas. Esses ob

jetos são partículas para níveis bem abaixo da energia de Fermi ϵ_F , são buracos para energias bem acima da energia de Fermi e são uma mistura de partícula e buraco para energias próximas ao nível de Fermi. A função de onda $|\phi_0\rangle$ que descreve o estado em que as partículas ocupam estados abaixo do nível de Fermi é um estado com zero quasi-partículas. Segundo B.C.S. (Bardeen Cooper-Schrieffer) (BCS-57) esse estado representa o estado fundamental de um núcleo par-par e pode ser escrito em termos dos operadores C e C^+ como:

$$|\phi_0\rangle = \prod_{m_\alpha > 0} (U_\alpha + V_\alpha s_\alpha C_\alpha^+ C_{\bar{\alpha}}^+) |0\rangle$$

onde $|0\rangle$ é o vácuo de partículas. Se o núcleo é par-ímpar, o estado fundamental tem uma quasi-partícula e é representado por $a_\alpha^+ |\phi_0\rangle$, já que esses núcleos sempre tem uma partícula desacoplada.

Os estados excitados são interpretados como consequência da formação de pares de quasi-partículas ou ainda, no caso de núcleo par-ímpar, devido a excitação da quasi-partícula que descreve o estado fundamental.

É interessante observar que a transformação de Bogoliubov-Valatin mistura estados de diferentes números de partículas. Impõe-se então, que o valor esperado do operador número de partículas seja igual ao número real de partículas. Para isso, introduz-se uma hamiltoniana auxiliar de modo que a ha-

miltoniana do sistema seja agora H' em vez de H , onde $H' = H - \lambda \sum_{\alpha} C_{\alpha}^{\dagger} C_{\alpha}$ e λ é o multiplicador de Lagrange determinado pela condição:

$$\langle E.F. | \sum_{\alpha} C_{\alpha}^{\dagger} C_{\alpha} | E.F. \rangle = A$$

$|E.F.\rangle \equiv |\phi_0\rangle$ para A par e $|E.F.\rangle \equiv a_{\alpha}^{\dagger} |\phi_0\rangle$ para A ímpar.

As amplitudes de ocupação e não ocupação V e U são determinadas pela minimização da hamiltoniana H' , que é equivalente a anular o termo H_{20} .

Dessa condição segue que:

$$\frac{\tilde{\epsilon}_{\alpha\gamma}^{-\lambda}}{U_{\alpha} U_{\gamma} - V_{\alpha} V_{\gamma}} = \frac{\Delta_{\alpha\gamma}}{U_{\alpha} V_{\gamma} + U_{\gamma} V_{\alpha}}$$

onde

$$\tilde{\epsilon}_{\alpha\gamma} = \langle \alpha | K | \gamma \rangle + \sum_{\beta} \langle \alpha\beta | \tilde{V} | \gamma\beta \rangle V_{\beta}^2$$

$$\Delta_{\alpha\gamma} = -\frac{1}{2} s_{\alpha} s_{\gamma} \sum_{\beta} \langle \alpha\tilde{\gamma} | \tilde{V} | \beta\beta \rangle U_{\beta} V_{\beta}$$

Num cálculo típico B.C.S., ignora-se o fato de $\tilde{\epsilon}_{\alpha\gamma}$ ser não diagonal, e os efeitos dessa aproximação são "minimizados" escolhendo-se cuidadosamente os valores diagonais de $\epsilon_{\alpha\gamma}$, de modo que correspondam às energias de partículas independentes ϵ_{α} (Pi 71). Quando se considera um espaço onde uma certa combinação de $n|j$ ocorre uma única vez, também Δ é diagonal. Com essas aproximações, da condição $H_{20}=0$ decorre:

$$\frac{\epsilon_{\alpha} - \lambda}{U_{\alpha}^2 - V_{\alpha}^2} = \frac{\Delta_{\alpha}}{2 U_{\alpha} V_{\alpha}} = E_{\alpha}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{\alpha} = \sqrt{(\epsilon_{\alpha} - \lambda)^2 + \Delta_{\alpha}^2} \quad (5.1-3a) \\ 2U_{\alpha}V_{\alpha} = \frac{\Delta_{\alpha}}{E_{\alpha}} \quad (5.1-3b) \\ U_{\alpha}^2 - V_{\alpha}^2 = \frac{\epsilon_{\alpha} - \lambda}{E_{\alpha}} \quad (5.1-3c) \end{array} \right.$$

onde

H_{10} pode agora ser reescrita como:

$$H_{10} = \sum_{\alpha} E_{\alpha} a_{\alpha}^{+} a_{\alpha}$$

Se forem desprezíveis as interações entre quasi-partículas, isto é, se $H_4 \approx 0$, como a energia de excitação de um estado α (E_{α}^{*}) é a diferença entre a energia do estado α e a energia do estado fundamental, tem-se que:

$$E_{\alpha}^{*} = \langle \phi_{\alpha} | H' | \phi_{\alpha} \rangle - \langle \phi_0 | H' | \phi_0 \rangle = E_{\alpha}$$

Assim, o termo H_{10} contém informação sobre os níveis excitados do núcleo. Da equação (5.1-3a), observa-se que para sistemas com número par de partículas, a mínima energia de excitação é 2Δ , correspondendo à mínima energia para criar um par de quasi-partículas. Num sistema com número ímpar de partículas o estado fundamental contém uma quasi-partícula, o que permite existir um estado excitado correspondendo à exci-

tação da quasi-partícula, não havendo nesse caso, "energy gap" no espectro.

5.1-2) INTERAÇÃO ENTRE QUASI-PARTÍCULAS

Existem tratamentos que levam em conta o termo H_4 de interação entre quasi-partículas.

Desenvolvendo H_4 em termos dos operadores de criação e destruição de quasi-partículas obtém-se (AMi70):

$$\begin{aligned}
 H_4 = & \frac{1}{2} \sum_{\substack{\alpha\beta \\ \gamma\delta}} \langle \alpha\bar{\delta} | \tilde{V} | \bar{\beta}\gamma \rangle s_\beta s_\delta (U_\alpha V_\beta U_\gamma V_\delta + V_\alpha U_\beta V_\gamma U_\delta) a_\alpha^+ a_\beta^+ a_\delta a_\gamma + \\
 & + \frac{1}{4} \sum_{\substack{\alpha\beta \\ \gamma\delta}} \langle \alpha\beta | \tilde{V} | \gamma\delta \rangle (U_\alpha U_\beta U_\gamma U_\delta + V_\alpha V_\beta V_\gamma V_\delta) a_\alpha^+ a_\beta^+ a_\delta a_\gamma - \\
 & - \frac{1}{8} \sum_{\substack{\alpha\beta \\ \delta\gamma}} \langle \alpha\beta | \tilde{V} | \bar{\gamma}\bar{\delta} \rangle s_\alpha s_\delta (U_\alpha U_\beta V_\gamma V_\delta + V_\alpha V_\beta U_\gamma U_\delta) (a_\alpha^+ a_\beta^+ a_\gamma^+ a_\delta^+ + \text{h.c.}) + \\
 & + \frac{1}{2} \sum_{\substack{\alpha\beta \\ \delta\gamma}} \langle \alpha\gamma | \tilde{V} | \beta\delta \rangle s_\beta (U_\alpha V_\beta U_\gamma U_\delta - V_\alpha U_\beta V_\gamma V_\delta) s_\beta (a_\alpha^+ a_\beta^+ a_\gamma^+ a_\delta + \text{h.c.})
 \end{aligned}$$

Os tres primeiros termos contribuem para a excitação partícula-buraco o que sugere serem eles importantes na descrição de estados coletivos vibracionais do sistema par-par. O último termo descreve o acoplamento de quasi-partícula aos estados de partícula-buraco, que é uma interação importante nos núcleos par-ímpar.

Um tratamento usual desse termo é a aproximação R.P.A.. Nessa aproximação a hamiltoniana H_4 é reescrita em termos de operadores $B_{\lambda JM}^+$ e $B_{\lambda JM}$ que criam e destroem uma excitação coletiva (fonon) com energia $\omega_{\lambda J}$ e momento angular J (AMi70). Esses operadores seguem as regras de comutação de bosons.

A hamiltoniana total fica então:

$$H = H_0 + \sum_{\alpha\gamma} h_{\alpha\gamma}^{(1)} a_{\alpha}^+ a_{\gamma} + \sum_{\lambda J} \omega_{\lambda J} B_{\lambda JM}^+ B_{\lambda JM} \quad \text{para núcleos par-par e:}$$

$$H = H_0 + \sum_{\alpha\gamma} h_{\alpha\gamma}^{(1)} a_{\alpha}^+ a_{\gamma} + \sum_{\lambda J} \omega_{\lambda J} B_{\lambda JM}^+ B_{\lambda JM} + \sum_{\alpha\beta J\lambda} L_{\alpha\beta JM}^{\lambda} \cdot (a_{\alpha}^+ a_{\beta}^+)_{JM} \left[B_{\lambda JM} + (-1)^{J-M} B_{\lambda J\bar{M}}^+ \right] \quad \text{para núcleos par-ímpar.}$$

O termo $L_{\alpha\beta JM}^{\lambda}$ está definido em AMi70, e contém as forças de interação.

Observe-se que o último termo da hamiltoniana para núcleos par-ímpar descreve a interação entre quasi-partículas e fonons.

Para tratar as hamiltonianas em que H_4 é relevante, são usuais as seguintes aproximações: i) o vácuo de quasi-partículas é considerado como o estado fundamental, ii) H_4 é diagonalizado num subspaço de estados selecionados, não sendo levados em conta quaisquer efeitos fora desse subspaço.

Esse tratamento é interessante porque consegue separar os estados intrinsicos dos estados de caráter coletivo.

5.1-3) FATOR ESPECTROSCÓPICO NA APROXIMAÇÃO B.C.S.

O fator espectroscópico foi definido como:

$$S_{\ell\eta} = \sum_j S_{\ell j\eta}$$

e desprezando isospin,

$$S_{\ell j\eta} = (A+1) |(J_{A,n\ell j} | J_{B\eta})|^2 = (A+1) |\langle \psi_{B\eta} | \psi_{A,n\ell j\eta} \rangle|^2$$

onde A é o número de nucleons que interagem, $|\psi_{B\eta}\rangle$ é a função de onda "real" do núcleo B no estado η e $|\psi_{A,n\ell j\eta}\rangle$ é a função de onda do núcleo B representada pela função de onda do núcleo A mais um nucleon na camada $n\ell j$. Logo, o fator espectroscópico mede a superposição entre a função de onda "real" do núcleo B e a função de onda do núcleo B no modelo simples de camada. Se considera-se que a aproximação de B.C.S. descreve bem o núcleo em estudo, então o fator espectroscópico pode ser reescrito:

$$S_{\ell j\eta} = (A+1) |\langle \text{B.C.S.} \eta | \psi_{A,n\ell j\eta} \rangle|^2$$

Se $S_{\ell j}$ é definido por $S_{\ell j} = \sum_{\eta} S_{\ell j\eta}$, para reação (d,p) sobre núcleo par ($J_A=0$) obtém-se (Yo 61):

$$S_{\ell j}(d,p) = A_j^2 U_j^2$$

e para reação (d,t) ou (p,d) sobre núcleo par (Yo 61):

$$S_{\ell j}(p,d) = S_{\ell j}(d,t) = (2j+1) A_j^2 V_j^2$$

onde A_j é a amplitude da componente de uma quasi-partícula na função de onda $|B.C.S.\rangle$. Se o núcleo ímpar em estudo pode ser descrito como um sistema de estados puros de uma quasi-partícula, então, $A_j = 1$ e os fatores espectroscópicos para reações (d,p) e (d,t) ou (p,d) sobre alvos pares podem ser reescritos:

$$S_{\ell j}(d,p) = U_j^2 \quad \text{e} \quad S_{\ell j}(p,d) = S_{\ell j}(d,t) = (2j+1) V_j^2 \quad (5.1-4)$$

As expressões acima mostram que o conhecimento experimental dos fatores espectroscópicos dos vários estados $\ell j \eta$ do núcleo B, permite a determinação dos números de ocupação U_j e V_j .

Pode-se mostrar também (De 64) que para alvo par, o número médio (\bar{n}_j) de buracos de neutrons na camada $n\ell j$ é dado por:

$$\bar{n}_j = (2j+1) S_{\ell j}(d,p) \quad (5.1-5)$$

Então, o número médio total de buracos de neutrons no alvo é:

$$N = \sum_j \bar{n}_j = \sum_j (2j+1) S_{\ell j}(d,p) \quad (5.1-6)$$

5.1-4) ENERGIAS DE UMA QUASI-PARTÍCULA

Se admitirmos que um certo núcleo tem estados puros de 1 QP, as energias de 1 QP ($E_{\ell j}$) são os "centros de gravidade" dos estados observados, cujos pesos são dados pelos fatores espectroscópicos (Co 65), ou seja:

$$E_{\ell j} = \frac{\sum_{\eta} E_{j\eta}^* S_{\ell j\eta}}{\sum_{\eta} S_{\ell j\eta}} \quad (5.1-7)$$

onde a soma é feita sobre todos os estados observados com momento angular transferido ℓ e momento angular total j e $E_{j\eta}^*$ é a energia de excitação do estado η .

5.2) RESULTADOS EXPERIMENTAIS DO ^{121}Sn

Considerados os níveis do ^{121}Sn , estados puros de 1 QP, pode-se calcular experimentalmente as energias de quasi-partículas e as probabilidades de não ocupação assim como o número de buracos de neutrons do ^{120}Sn , pelas relações (5.1-7), (5.1-4) e (5.1-5), respectivamente (Tabela 5).

Os níveis com energias de excitação de 3.019 MeV, 3.490 MeV e 4.826 MeV aos quais foram atribuídos nesse trabalho dois possíveis momentos angulares totais (veja tabela 3), foram considerados $f_{7/2^-}$ nas determinações de energias de quasi-partícula, probabilidades de não ocupação e números de buracos de neutrons.

O número total de buracos de neutrons no ^{120}Sn , incluídos os níveis até a camada de 82 neutrons, é esperado ser

igual a 12. Considerando-se os níveis $2d_{5/2}$, $1g_{7/2}$, $3s_{1/2}$, $1h_{1/2}$ e $2d_{3/2}$ obteve-se experimentalmente, a partir da equação (5.1-6), 9.188 buracos de neutrons no ^{120}Sn . A diferença entre o valor esperado e o obtido experimentalmente é explicada pela incerteza nos fatores espectroscópicos, assim como a atribuição incorreta do momento angular total a alguns níveis.

Os resultados obtidos estão na tabela 5.

5.3) COMPARAÇÃO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS COM VALORES PREVISTOS PELA TEORIA, PARA O ^{121}Sn

Sendo as energias de quasi-partículas (E_{lj}) dadas pela relação (5.1-3a) na aproximação B.C.S., é válida a igualdade:

$$E_{lj} - E_{l'j'} = \{(\epsilon_{lj} - \lambda)^2 + \Delta^2\}^{1/2} - \{(\epsilon_{l'j'} - \lambda)^2 + \Delta^2\}^{1/2} \quad (5.3-1)$$

onde ϵ_{lj} é a energia de partícula independente do nível lj , λ a energia de Fermi e 2Δ a mínima energia para criar um par de quasi-partículas.

Considerou-se nas determinações que serão discutidas, a energia Δ como sendo a diferença de massa ímpar-par, ou seja, $\Delta = \{M(^{121}\text{Sn}) - \frac{1}{2} \{M(^{122}\text{Sn}) + M(^{120}\text{Sn})\}\}$. O valor de Δ obtido foi 1.312 MeV com os valores das massas de Wa 71.

Ainda na aproximação B.C.S., usando as relações (5.1-2) e (5.1-4) em (5.1-3c) obtém-se:

TABELA 5 - Valores experimentais das energias de lQP (E_{lj}) dos estados do ^{121}Sn , das probabilidades de não ocupação (U_j^2) e dos números de buracos de neutrons (\bar{n}_j) do ^{120}Sn .

J^π	E_{lj} (MeV)	U_j^2	\bar{n}_j
$1/2^+$	0.207	0.316	0.632
$3/2^+$	0.000	0.439	1.756
$3/2^-$	>3.751	0.503	2.012
$5/2^+$	1.175	0.104	0.624
$7/2^+$	0.994	0.040	0.320
$7/2^-$	>2.883	0.376	3.008
$11/2^-$	0.008	0.488	5.856

$$S_{\ell j}(d,p) = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{\epsilon_{\ell j}^{-\lambda}}{[(\epsilon_{\ell j}^{-\lambda})^2 + \Delta^2]^{1/2}} \right\} \quad (5.3-2)$$

A figura 11 apresenta uma comparação entre os valores das probabilidades de não ocupação determinados experimentalmente (representados pelo comprimento das barras verticais), e os valores esperados pela teoria de emparelhamento (curva) calculados a partir da equação 5.3-2. Os valores experimentais foram calculados da seguinte maneira: determinou-se o valor $(\epsilon_{2,3/2}^{-\lambda})$ usando-se a expressão (5.3-2), substituindo-se o fator espectroscópico experimental do lado esquerdo da equação. Os outros $(\epsilon_{\ell j}^{-\lambda})$ foram calculados a partir de equação (5.3-1), usando-se as energias de quasi-partícula experimentais e o valor de $(\epsilon_{2,3/2}^{-\lambda})$ determinado pela equação (5.3-2).

Os resultados para os níveis $5/2^+$, $7/2^+$, $1/2^+$, $3/2^+$ e $11/2^-$ estão bastante satisfatórios, considerando-se as incertezas nos fatores espectroscópicos e possíveis erros na atribuição do momento angular total a alguns níveis. Quanto aos níveis $7/2^-$ e $3/2^-$, foram obtidos apenas limites inferiores de $\epsilon - \lambda$. Esses níveis devem ter energias bem acima da energia de Fermi uma vez que são estados de camadas acima da camada fechada $N=82$.

5.4) ATRIBUIÇÃO DE MOMENTO ANGULAR TOTAL PARA NÍVEIS 2d.

Os níveis com momento angular orbital transferido igual a 2 deixam dúvidas na atribuição do momento angular total, quando considerado o modelo de camadas. Como já foi men-

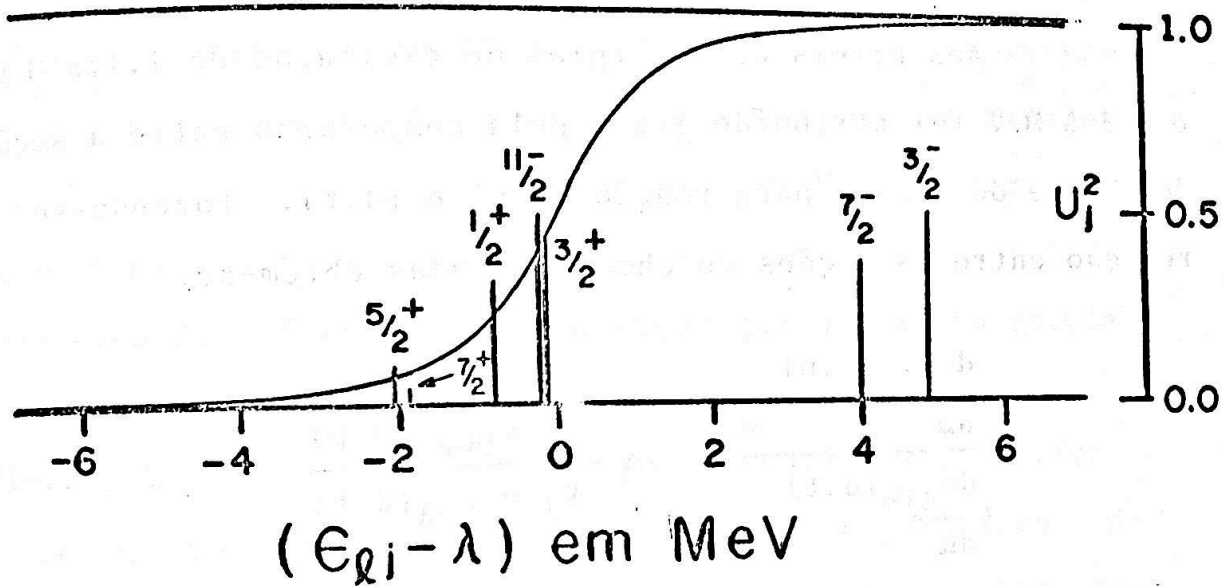


FIGURA 11 - Comparação entre os valores das probabilidades de não ocupação (U_j^2) no ^{120}Sn esperados pela aproximação B.C.S. (curva) e os valores determinados nessa experiência (linhas verticais).

cionado no item 4.3, esses níveis podem ter $j=3/2$ ou $j=5/2$.

Ao estado fundamental do ^{121}Sn foi atribuído $j=3/2$ através de medidas de momento de dipolo magnético e momento nuclear de quadrupolo elétrico (Ho 71), fato que não deixa dúvida quanto a essa atribuição.

Aos níveis com energias de excitação de 1.113 MeV e 1.395 MeV foi atribuído $j=5/2$ pela comparação entre a seção de choque do estado para reação (d,p) e (d,t). Fazendo-se a relação entre as seções de choque citadas obtém-se:

$$\frac{\left(\frac{d\sigma_{\ell j\eta}(d,p)}{d\Omega}\right)_{\text{exp}}}{\left(\frac{d\sigma_{\ell j\eta}(d,t)}{d\Omega}\right)_{\text{exp}}} \propto \frac{U_j^2 \sigma_{\text{DWBA}}(d,p)}{V_j^2 \sigma_{\text{DWBA}}(d,t)} \quad (5.4-1)$$

onde $\sigma_{\text{DWBA}}(d,p)$ e $\sigma_{\text{DWBA}}(d,t)$ são as seções de choque reduzidas previstas por D.W.B.A. para reações (d,p) e (d,t), respectivamente. Pelo modelo de camadas, a órbita $d_{5/2}$ tem energia mais baixa que a $d_{3/2}$. Assim, espera-se que a órbita $d_{5/2}$ seja "mais ocupada" que a $d_{3/2}$, ou seja: $V_{5/2}^2 > V_{3/2}^2$ e $U_{5/2}^2 < U_{3/2}^2$. Como os valores das seções de choque reduzidas para reações (d,p) ($\sigma_{\text{DWBA}}(d,p)$) e (d,t) ($\sigma_{\text{DWBA}}(d,t)$) mostraram diferenças menores que 3% (Bo 71) espera-se da relação (5.4-1) que:

$$\left[\frac{\left(\frac{d\sigma_{\ell j\eta}(d,p)}{d\Omega}\right)_{\text{exp}}}{\left(\frac{d\sigma_{\ell j\eta}(d,t)}{d\Omega}\right)_{\text{exp}}} \right]_{j=5/2} < \left[\frac{\left(\frac{d\sigma_{\ell j\eta}(d,p)}{d\Omega}\right)_{\text{exp}}}{\left(\frac{d\sigma_{\ell j\eta}(d,t)}{d\Omega}\right)_{\text{exp}}} \right]_{j=3/2} \quad (5.4-2)$$

Usando-se as seções de choque experimentais para reações (d,p) desse trabalho, e para reações (d,t) da experiência de Schneid e outros (Sc 67), obtém-se para a relação $\frac{d\sigma(d,p)}{d\Omega} / \frac{d\sigma(d,t)}{d\Omega}$ os valores: 0.589 para o estado fundamental, 0.259 para o estado de 1.113 MeV e 0.131 para o nível de 1.395 MeV. Observe-se que os dois últimos valores da relação entre seções de choque (d,p) e (d,t) são menores que o valor da relação para o estado fundamental por um fator maior que 2. Como o estado fundamental é $d_{3/2}$ e sendo válida a relação (5.4-2) esse fato é uma forte indicação que o momento angular total desses níveis é 5/2.

Os outros dois níveis com $\ell=2$ (0.899 MeV e 1.700 MeV) não foram observados em reação (d,t) na experiência de Scheneid et al (Sc 67). A atribuição de momento angular total desses níveis baseia-se na indicação que o nível fundamental do ^{121}Sn "preenche" o estado $d_{3/2}$, enquanto o estado $d_{5/2}$ está "mais desocupado" do que o esperado pela teoria, como pode ser notado pelo exame da figura 11. Por outro lado, a inclusão desses níveis como estados $d_{3/2}$, causa variações nas probabilidades de não ocupação da ordem das incertezas nesses valores, o que torna essas atribuições um tanto arbitrárias. Por isso mesmo, na tabela 3, os momentos angulares totais desses níveis estão indicados entre parenteses.

5.5) SISTEMÁTICAS NOS ISÓTOPOS ÍMPARES DO ESTANHO

É de interesse que o modelo descrito no item 5.1 reproduza o comportamento não de um núcleo apenas, mas de todos os núcleos com estruturas semelhantes. Por esse motivo, os próximos sub-itens contêm comparações dos resultados experimentais com cálculos teóricos, não apenas do núcleo estudado nesse trabalho, mas de todos os isótopos ímpares do estanho. O motivo da escolha dessa região, como já foi salientado na introdução desse trabalho, está na possibilidade de se obter informações experimentais sobre o comportamento do núcleo quando neutrons lhe são adicionados, uma vez que há um grande número de isótopos estáveis do estanho. Também, o fato de o número de prótons desses núcleos ser um número mágico ($Z=50$), simplifica consideravelmente os cálculos teóricos.

5.5-1) ENERGIAS DE EXCITAÇÃO - CÁLCULOS TEÓRICOS E RESULTADOS EXPERIMENTAIS

A figura 12, mostra as energias de excitação experimentais inferiores a 1.1 MeV, dos vários isótopos ímpares do estanho. Os estados $h_{11/2}$ e $d_{3/2}$ tem energias de excitação decrescente com o aumento do número de neutrons, enquanto os estados $d_{5/2}$ e $g_{7/2}$ apresentam aumento nas energias de excitação, quando cresce o número de neutrons. A energia de excitação do estado $s_{1/2}$ decresce e depois cresce quando se acrescentam neutrons ao núcleo.

A figura 13, mostra as energias de excitação dos

isótopos ímpares do estanho, calculados por A. Mizukami (AMi70). Nesses cálculos são incluídos cinco níveis de partículas independentes: $2d_{3/2}$, $2d_{5/2}$, $1g_{7/2}$, $1h_{11/2}$ e $3s_{1/2}$ e os núcleos pares são tratados numa aproximação BCS-RPA. A Hamiltoniana dos núcleos ímpares é diagonalizada num sub-espço que inclui estados de 1 QP e os acoplamentos 1 QP - 2^+ e 1 QP - $(2^+, 2^+)$. Em seu trabalho, Mizukami utiliza a força δ como a força de emparelhamento e a interação quadrupolo-quadrupolo como a força de longo alcance relevante na interação fonon-quasi-partícula.

Observa-se comparando as figuras 12 e 13, que o comportamento geral das energias de excitação inferiores a 1 MeV calculadas é o mesmo que o comportamento das energias de excitação determinadas experimentalmente. Esse tipo de comportamento é determinado pela componente de 1 QP (Ba 71). A interpretação qualitativa para esse procedimento, proposta por E.U. Banger (Ba 71), é a seguinte: os níveis $h_{11/2}$ e $d_{3/2}$ no ^{111}Sn podem ser considerados como estados puros de partículas ($U \approx 1$); assim quando neutrons são adicionados, o número de não ocupação U diminui fazendo decrescer $(\epsilon - \lambda)^2$ (veja figura 11) diminuindo conseqüentemente, a energia de excitação $E^* \approx \sqrt{(\epsilon - \lambda)^2 + \Delta^2}$. Os níveis $g_{7/2}$ e $d_{5/2}$, que podem ser considerados como estados quase puros de buraco ($U \approx 0$) no ^{111}Sn , tem suas energias de excitação aumentadas com o aumento do número de neutrons. O nível $s_{1/2}$, mesmo no ^{111}Sn é uma mistura de partícula-buraco. Provavelmente, a energia de partícula independente (ϵ) desse estado no ^{111}Sn , está um pouco acima do nível de Fermi ($\epsilon_j = \lambda$). Quan-

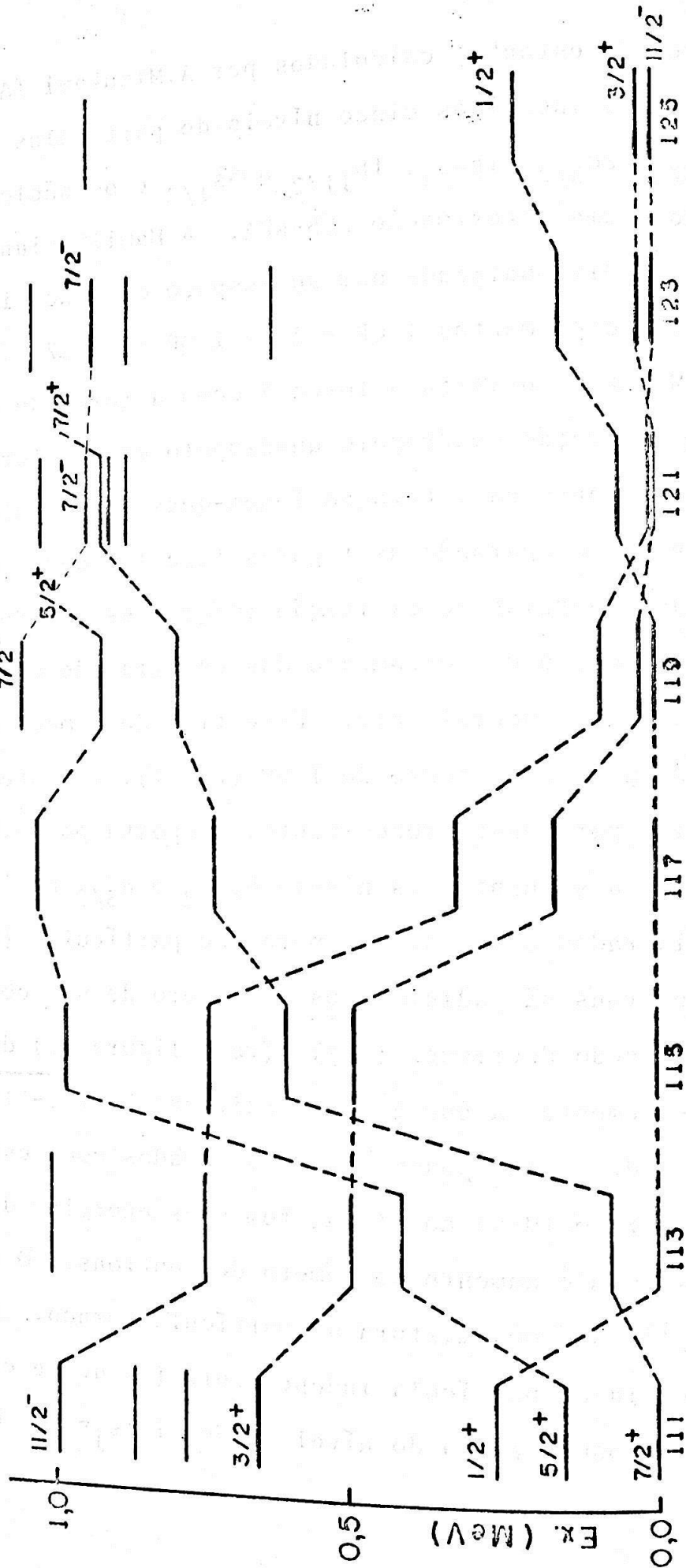


FIGURA 12 - Níveis de energia experimentais dos isótopos ímpares do estanho até 1,1 MeV (este trabalho (^{121}Sn), Sc 67 (^{115}Sn , ^{117}Sn e ^{125}Sn); Bo 71 (^{113}Sn e ^{123}Sn), Bo 72 (^{119}Sn) e Ba 71 (^{111}Sn)).

E R R A T A

PÁGINA

ONDE SE LÊ:

LEIA-SE:

25

Conseqüentemente $x_{\alpha}^{(+)}$ é a solução do espalhamento elástico no canal α com condição assintótica de onda "entrando" e é chamada.....com condição assintótica de ondas "saindo".

Conseqüentemente $x_{\alpha}^{(+)}$ é a solução do espalhamento elástico no canal α com condição assintótica de onda "saindo" e é chamada.....com condição assintótica de ondas "entrando".

32

$$x = \frac{r-r_0 A^{1/2}}{a}$$

$$x = \frac{r-r_0 A^{1/3}}{a}$$

$$x' = \frac{r-r_0 A^{1/2}}{a'}$$

$$x' = \frac{r-r_0 A^{1/3}}{a'}$$

57

: : representa todos os elementos obtidos a partir das combinações $C^+C^+C^+C^+$, $C^+C^+C^+C$, C^+C^+CC , C^+CCC e $CCCC$;

: : representa os elementos $a^+a^+a^+a^+$, $a^+a^+a^+a$, a^+a^+aa , a^+aaa e $aaaa$;

60

H_{10}

H_{11}

62

$$H=H_0 + \sum_{\alpha\gamma} h_{\alpha\gamma}^{(1)} a_{\alpha}^+ a_{\gamma} + \sum_{\lambda J} \omega_{\lambda J} B_{\lambda J M}^+ B_{\lambda J M} + \sum_{\alpha\beta J M} L_{\alpha\beta J M}^{\lambda} [a_{\alpha}^+ a_{\beta}^+]_{J M}$$

$$H=H_0 + \sum_{\alpha\gamma} h_{\alpha\gamma}^{(1)} a_{\alpha}^+ a_{\gamma} + \sum_{\lambda J} \omega_{\lambda J} B_{\lambda J M}^+ B_{\lambda J M}$$

$$+ \sum_{\alpha\beta J M} L_{\alpha\beta J M}^{\lambda} [a_{\alpha}^+ a_{\beta}^+]_{J M}$$

$$+ \sum_{\alpha\beta J M} L_{\alpha\beta J M}^{\lambda} [a_{\alpha}^+ a_{\beta}^+]_{J M} \cdot [B_{\lambda J M}^+ + (-1)^{J-M} B_{\lambda J \bar{M}}^+]$$

$$\cdot [B_{\lambda J M}^+ + (-1)^{J-M} B_{\lambda J \bar{M}}^+]$$

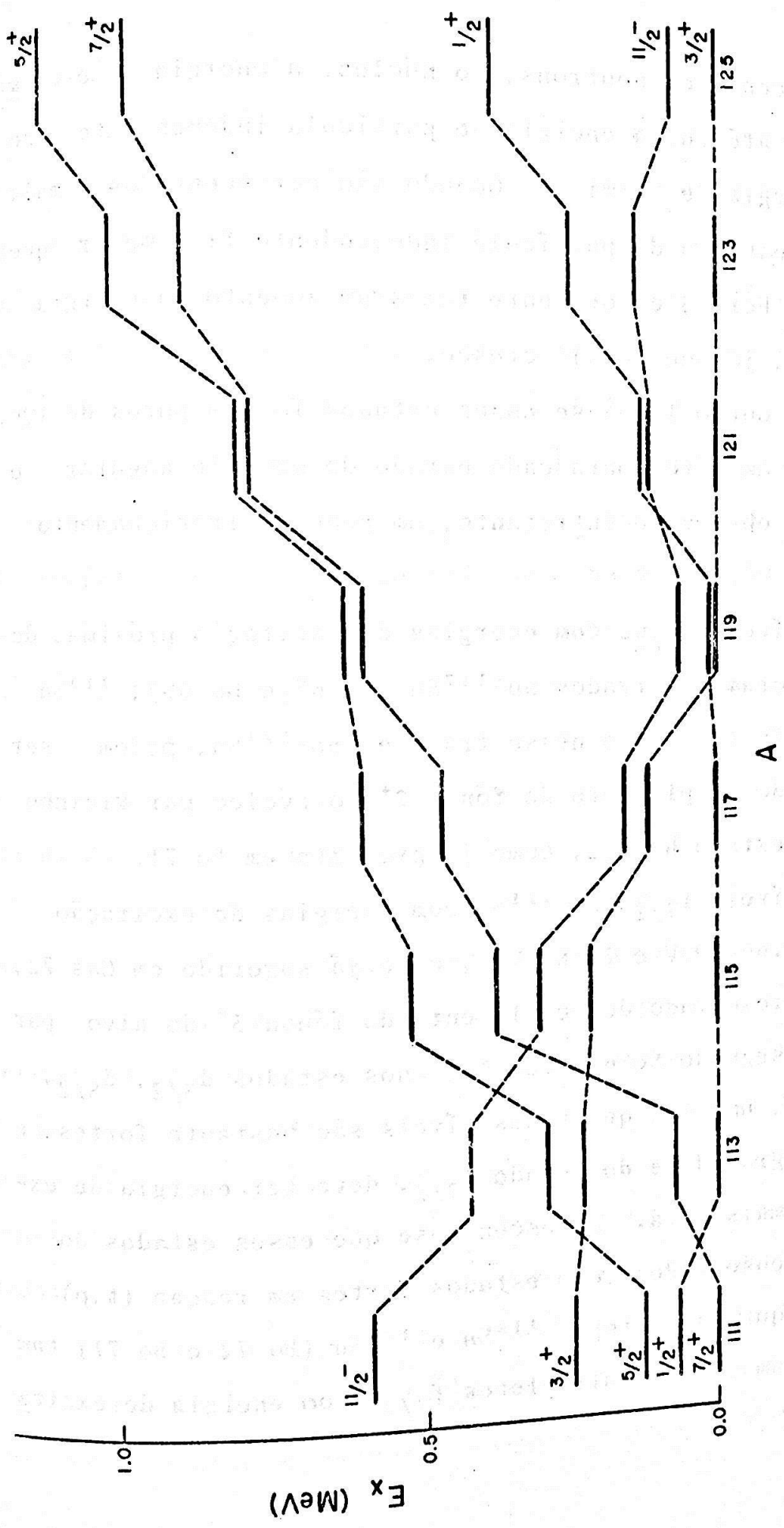


FIGURA 13 - Níveis de energia dos isótopos ímpares do Sn, até 1,2 MeV, calculados por A.Mizukami (AMi 70).

do são acrescentados neutrons, ao núcleo, a energia de excitação decresce até que a energia de partícula independente se iguale à energia de Fermi λ . Quando são acrescentados mais neutrons, a energia de partícula independente fica menor que a energia de Fermi, e novamente temos um aumento na energia de excitação, já que $(\epsilon - \lambda)^2$ cresce.

Por outro lado, se esses estados fossem puros de 1QP, só existiria um nível para cada estado de momento angular e paridade. É observado entretanto, um pequeno fracionamento dos níveis.

Os níveis $f_{7/2^-}$ com energias de excitação próximas de 1 MeV, que foram observados no ^{117}Sn (Sc 67 e Ho 69); ^{119}Sn (Bo 72), ^{123}Sn (Bo 71) e nesse trabalho no ^{121}Sn , podem ser resultantes do acoplamento do fônon 2^+ do núcleo par vizinho com 1 QP no estado $h_{11/2^-}$, como já proposto em Bo 71.

Os níveis $f_{7/2^-}$ do ^{121}Sn com energias de excitação 2.578 MeV, 2.660 MeV e 2.682 MeV, como já sugerido em Cas 72, poderia ser resultado do acoplamento do fônon 3^- do alvo par (2.391 MeV, segundo Sc 67) com 1 QP nos estados $d_{3/2}$, $d_{5/2}$, $s_{1/2}$ ou $g_{7/2}$, uma vez que esses níveis são bastante fortes, e o centro de gravidade do estado $f_{7/2^-}$ deve ter energia de excitação bem mais alta. Acrescente-se que esses estados do ^{121}Sn foram observados como estados fortes em reação (t,p) (Cas 72), e que os isótopos ^{119}Sn e ^{123}Sn (Bo 72 e Bo 71) também apresentam fortes multipletos $f_{7/2^-}$ com energia de excita

ção próxima de 2.6 MeV.

Foi também observado no ^{121}Sn , um tripleto de estados $P_{3/2}$, com energia de excitação de ordem de 1.9 MeV. Um desses estados, talvez seja devido a interação de 1 QP ($11/2^-$) com a resultante do acoplamento de dois fonons 2^+ . Os outros estados do tripleto podem ser uma consequência de interação do fonon 3^- com 1 QP no estado $3/2^+$, $5/2^+$ ou $7/2^+$.

Esses níveis $f_{7/2^-}$ e $P_{3/2^-}$ podem ser obtidos em cálculos teóricos que incluem $f_{7/2}$ e $P_{3/2}$ entre os estados de partículas independentes considerados na descrição microscópica do núcleo, e levando-se em conta interações 1 QP- 2^+ , 1 QP- $(2^+, 2^+)$ e 1 QP- (3^-) , além dos estados de 1 QP.

Cálculos desse tipo estão sendo feitos nesse Instituto por H. Miyaki, com resultados preliminares em bom acordo com os dados experimentais (Be 73).

Os demais estados com energias de excitação superiores a 1 MeV, não podem ser descritos como estados puros de 1 QP. O aumento da densidade de níveis nessa região, pode ser uma indicação de que esses estados devem ser descritos levando-se em conta componentes com mais de 1 QP, e interações entre quasi-partículas, mais complexas que a interação fonon-1 QP. Alguns estados do ^{121}Sn , por exemplo, foram observados somente em reações (t,p) (Cas 72) que excitam preferencialmente estados de 3 QP; e outros estados desse mesmo núcleo, foram excitados com probabilidades semelhantes em reações (d,p) e (t,p), sugerindo serem esses estados formados de

componentes de mesma ordem de 1 QP e 3 QP.

Porém, para se chegar a qualquer conclusão confiável, é necessário um estudo mais cuidadoso dos espectros dos isótopos ímpares do estanho. Os dados experimentais obtidos com resolução da ordem de 10 keV, fornecem elementos úteis para o estudo dos espectros até energia de excitação da ordem de 3.8 MeV. Os estados da região de energia de excitação superior a 3.8 MeV, apresentam problemas de separação entre os vizinhos, devido ao grande aumento na densidade de níveis.

5.5-2) COMPORTAMENTO GERAL DOS FATORES ESPECTROSCÓPICOS

Se os estados dos núcleos dos isótopos ímpares de estanho, são considerados puros de 1 QP, espera-se das relações (5.1-4), que as probabilidades de ocupação U_j^2 e V_j^2 , possam ser obtidas dos fatores espectroscópicos experimentais de reações (d,p) e (p,d) ou (d,t), respectivamente.

Esses números de ocupação devem satisfazer:

$$U_j^2 = 1 - V_j^2 \quad (5.5-1)$$

A figura 14 apresenta as probabilidades de não ocupação experimentais, obtidos a partir de reações (d,p) por Schneid e outros (Sc 67), T. Borello (Bo 71) e nesse trabalho, assim como resultados de reações (p,d) obtidos por Cavanagh, conforme E.U. Baranger (Ba 71). Embora a igualdade (5.5-1) não seja satisfeita como se observa na figura 14, o comportamento geral é o esperado, ou seja, U_{lj}^2 decresce enquanto V_{lj}^2 cresce.

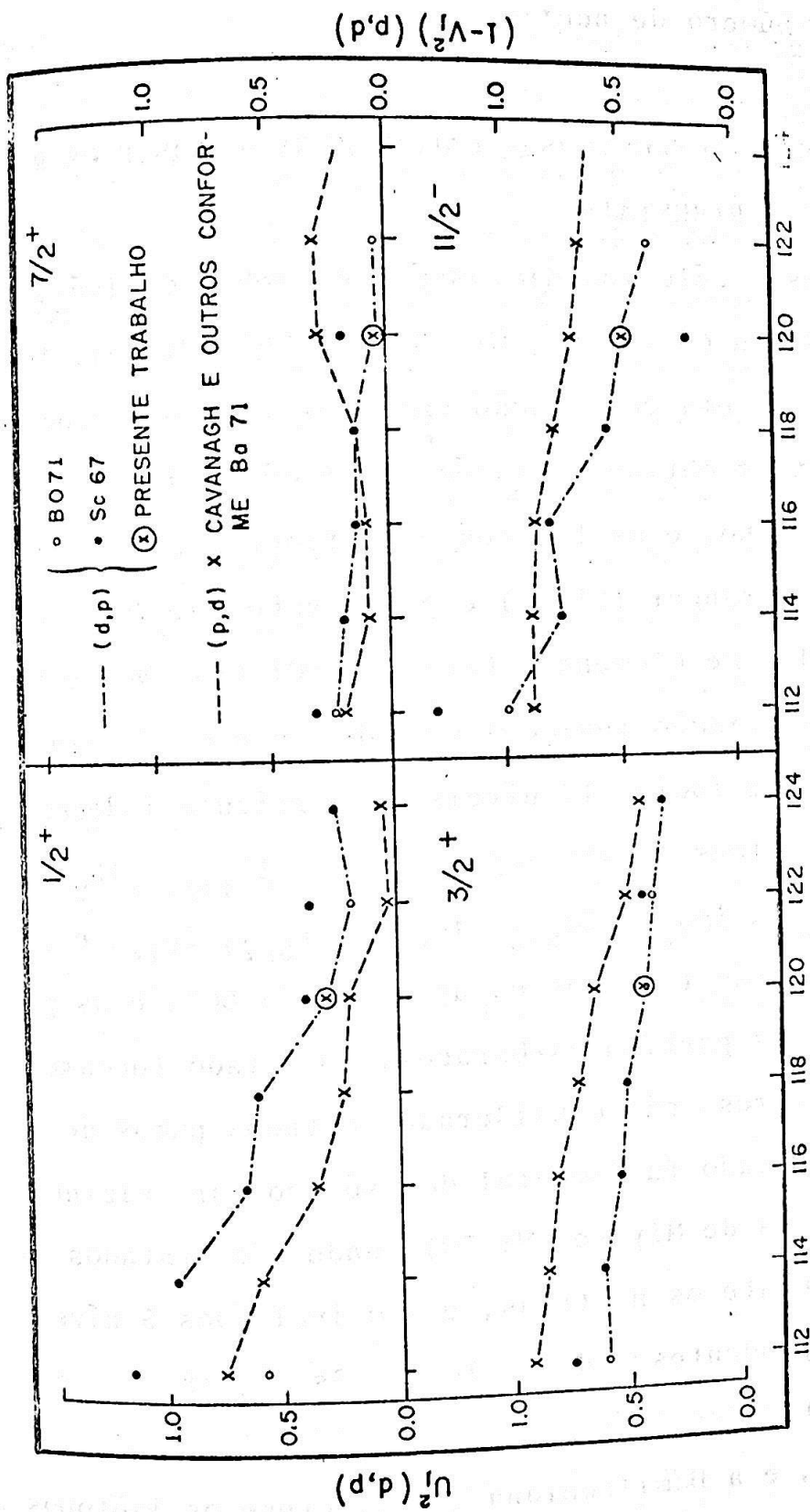


FIGURA 14 - Valores experimentais de U_j^2 obtidos através de reações (d,p) sobre os isótopos pares do Sn por Schneid et al. (Sc 67), Borello (Bo 71) e presente trabalho; valores experimentais de $(1-V_j^2)$ obtidos através de reações (p,d) por Cavanagh e outros conforme E.U.Baranger (Ba 71), para os níveis $S_{1/2}$, $d_{3/2}$, $G_{7/2}$ e $h_{11/2}$ de baixas energias de excitação.

com o aumento do número de neutrons.

5.5-3) FATORES ESPECTROSCÓPICOS - CÁLCULOS TEÓRICOS E OS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Há diversos cálculos microscópicos sobre os isótopos de estanho (Cl 68, Ku 66, Al 68, Gm 70, AMi 70 e Mi 70). Apresentamos nesse item, uma comparação entre os fatores espectroscópicos experimentais obtidos através de reações (d,p) em isótopos pares do estanho, e os fatores espectroscópicos calculados por Clement e Baranger (Cl 68) e por Miyake (Mi 70).

i) Cálculos de Clement e Baranger (Cl 68). Nesse trabalho, é usada a interação residual de Tabakin num cálculo de modelo de camadas que inclui 12 níveis de partícula independente de neutrons e prótons, quais sejam: $2f_{7/2}$, $1i_{13/2}$, $1h_{9/2}$, $1h_{11/2}$, $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$, $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, $1g_{9/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$ e $2p_{3/2}$. Os neutrons são tratados na aproximação BCS, e os prótons são considerados partículas-buracos. O estado fundamental dos núcleos ímpares, são considerados estados puros de 1QP em relação ao estado fundamental do isótopo par vizinho.

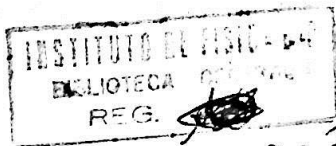
ii) Cálculos de Miyake (Mi 70), onde são tratados explicitamente somente os neutrons, e são incluídos 5 níveis de partículas independentes: $2d_{5/2}$, $1g_{7/2}$, $3s_{1/2}$, $1h_{11/2}$ e $2d_{3/2}$. No tratamento dos isótopos pares, são feitas as aproximações BCS - RPA, e a Hamiltoniana que descreve os isótopos ímpares, é diagonalizada num sub-espço que inclui 1 QP, $1\text{ OP} - 2^+$ e $1\text{ OP} - (2^+, 2^+)$. Em seu trabalho, Miyaki represen

ta a interação residual pela força de emparelhamento constante mais interação quadrupolo-quadrupolo, e por um potencial δ de Dirac mais interação quadrupolo-quadrupolo.

As figuras 15, 16 e 17, reproduzem os fatores espectroscópicos experimentais dos isótopos ímpares do estanho, obtidos por Schneid e outros (Sc 67), T. Borello (Bo 71) e nesse trabalho, assim como os fatores espectroscópicos calculados por Clement e Baranger (Cl 68) e Miyake (Mi 70).

Os pontos experimentais de Schneid e colaboradores (Sc 67), mostram valores sistematicamente mais altos para o nível $1/2^+$ que os calculados e que os fatores espectroscópicos experimentais mais recentes. Porém, é muito bom o acordo qualitativo entre os diversos cálculos teóricos e os valores experimentais.

Esse resultado confirma a descrição dos estados dos isótopos ímpares do estanho, com energias de excitação inferiores a 1 MeV, como predominantemente de 1 QP.



393

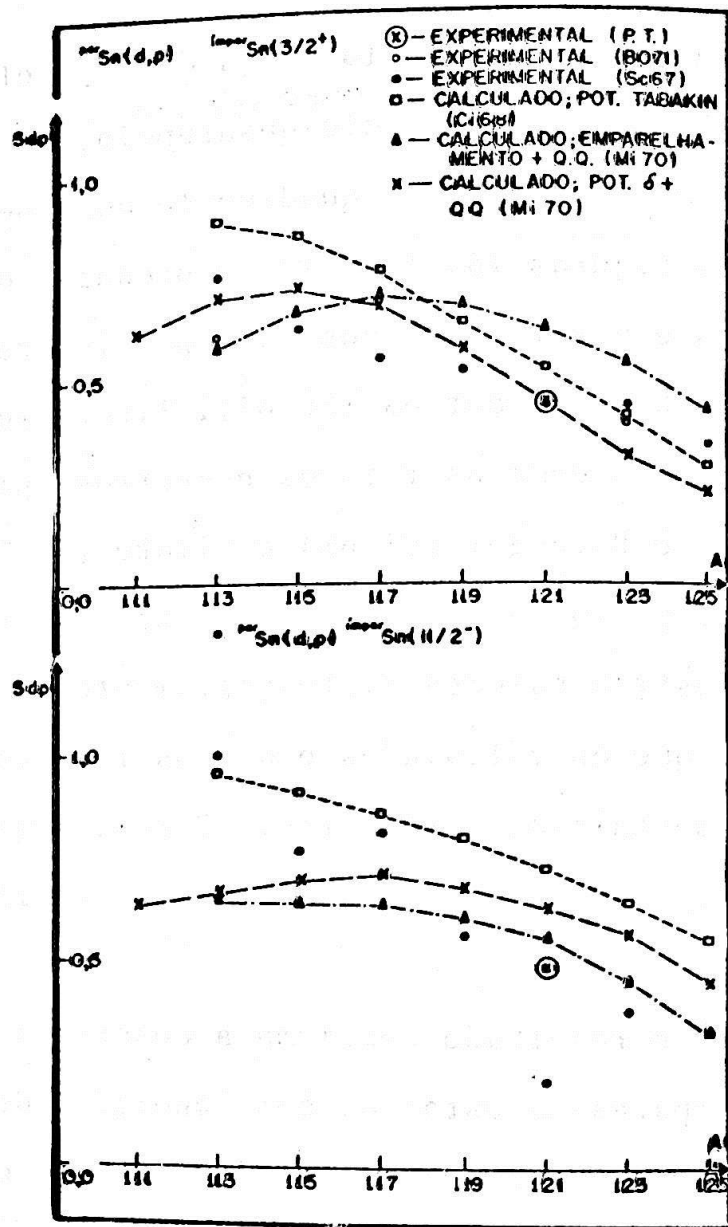


FIGURA 15 - Valores dos fatores espectroscópicos (S_{dp}) experimentais (presente trabalho (P.T.), Sc 67 e Bo 71) e teóricos (Cl 68 e Mi 70), para os estados $3/2^+$ e $11/2^-$ de mais baixas energias de excitação, nos isótopos ímpares de estanho.

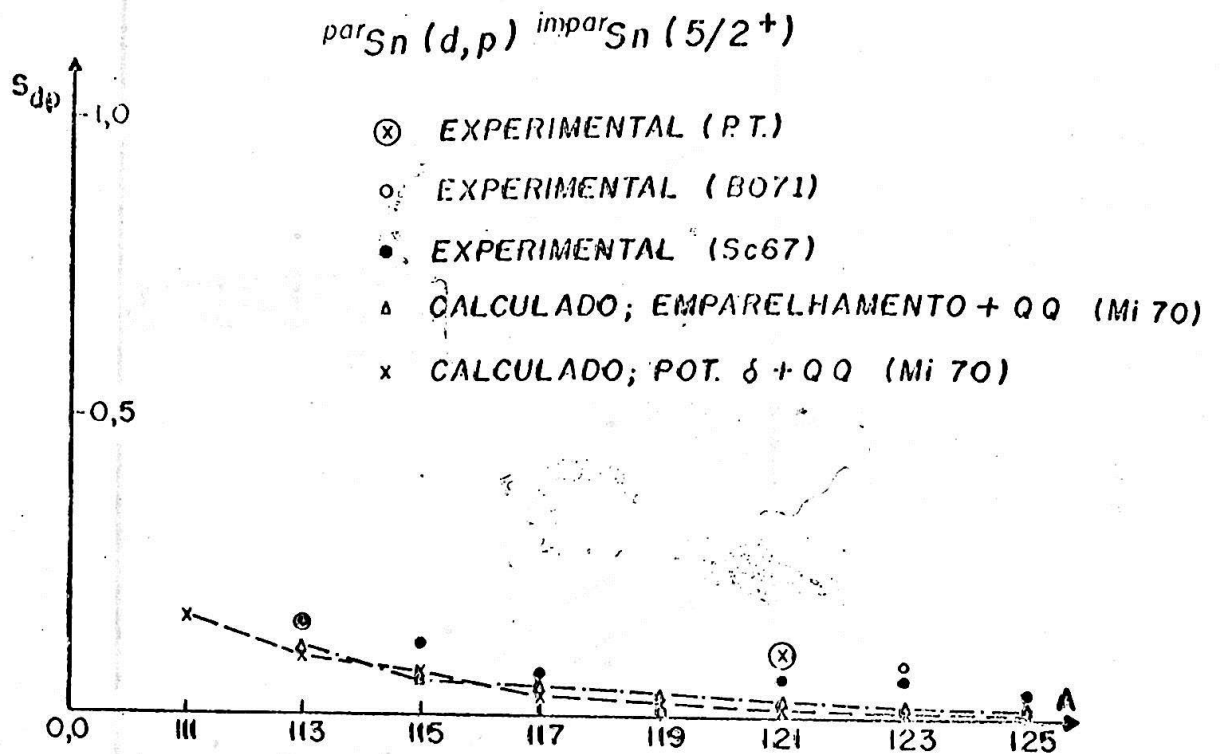


FIGURA 17 - Valores dos fatores espectroscópicos (S_{dp}) experimentais (presente trabalho (P.T.), Sc 67 e Bo 71) e teóricos (Cl 68 e Mi 70), para o estado $5/2^+$ de mais baixa energia de excitação, nos isótopos ímpares de estanho.

6. CONCLUSÕES

Foram identificados nesse trabalho, 91 níveis do núcleo de ^{121}Sn , com energias de excitação inferiores a 4.91 MeV, dos quais vários deles não eram conhecidos anteriormente. A alta resolução em energia dessa experiência (~ 10 keV), possibilitou uma separação bastante boa dos níveis até aproximadamente 3.8 MeV. Os estados com energias de excitação superiores a 3.8 MeV, ainda apresentam problemas em sua separação, devido ao grande aumento na densidade de níveis nessa região.

Os longos tempos de exposição das chapas permitiram a detecção de níveis fracamente excitados. São apresentadas no presente trabalho, as distribuições angulares experimentais para 43 estados dos 91 observados. Para estados com energias de excitação inferiores a 3.8 MeV, o principal problema na determinação das distribuições angulares foi a presença de contaminantes leves no alvo, que impediu a observação dos grupos de prótons correspondentes a alguns estados, em ângulos inferiores a 20° . Para estados com energias de excitação maiores que 3.8 MeV não foram determinadas as distribuições angulares, porque a grande densidade de níveis não permitiu a separação entre os picos vizinhos.

A comparação de nossos resultados experimentais com os de outros autores mostra que:

- i) No presente trabalho há indicação segura da existência de um estado $h_{11/2^-}$ com energia de excitação inferior

a 10 keV, e foi também observado claramente um estado $f_{7/2^-}$ com 0.941 MeV de energia de excitação. Esses estados, importantes na interpretação dos espectros de núcleos nessa região de massa, apresentam discordâncias entre os vários autores.

ii) Os fatores espectroscópicos para os estados de 0.899 MeV e 0.916 MeV determinados em nosso trabalho, diferem dos valores apresentados por Casten e colaboradores (Cas 72) em 170% !

iii) Há também desacordo entre os vários autores, na atribuição de momento angular orbital de estados com energias de excitação entre 1.6 MeV e 2.5 MeV.

iv) Houve dificuldade no estabelecimento da correspondência entre os estados do núcleo do ^{121}Sn , com energias de excitação superiores a 2.5 MeV, detetados em nosso trabalho e por outros autores. Porém, quando a comparação foi possível, observou-se bom acordo entre nossos resultados e os de outros trabalhos, com exceção dos casos acima mencionados.

Foram ainda determinados dos dados experimentais, as energias de quasi-partículas do ^{121}Sn , as probabilidades de não ocupação e o número de buracos de neutrons no ^{120}Sn . Os resultados experimentais das probabilidades de não ocupação e número de buracos de neutrons no ^{120}Sn , apresentam bom acordo com os valores esperados pela aproximação B.C.S., levando-se em conta as incertezas nos fatores espectroscópicos experimentais (~30%) e possíveis incorreções na atribuição de momento angular total a alguns níveis.

O comportamento geral das energias de excitação inferiores a 1 MeV e dos fatores espectroscópicos desses estados, nos isótopos ímpares do estanho, seguem o comportamento esperado para estados predominantemente de 1 QP, como já salientou E.U. Baranger (Ba 71).

Em alguns isótopos do estanho (^{117}Sn , ^{119}Sn , ^{121}Sn e ^{123}Sn) foram observados estados $f_{7/2^-}$ com energia de excitação da ordem de 1 MeV. Esses estados podem ser interpretados como resultantes da interação entre o fonon 2^+ do núcleo par vizinho e 1 QP no estado $h_{11/2^-}$, como já proposto em Bo 71. Também, os multipletos $f_{7/2^-}$ com energia de excitação de ordem de 2.6 MeV, observados no ^{119}Sn , ^{121}Sn e ^{123}Sn podem ser o resultado do acoplamento do fonon 3^- do núcleo par vizinho com 1 QP nos estados $d_{5/2}$, $d_{3/2}$, $g_{7/2}$ ou $s_{1/2}$. No ^{121}Sn , detemos ainda, um tripleto com energia de excitação de ordem de 1.9 MeV. Um desses níveis talvez seja devido a interação de 1 QP no estado $11/2^-$ com o acoplamento de 2 fonons 2^+ e os outros estados do multipletto foram interpretados como resultantes do acoplamento do fonon 3^- com 1 QP no estado $3/2^+$, $5/2^+$ ou $7/2^+$. Resultados preliminares de cálculos teóricos de H. Miyaki, que levam em conta as interações 1 QP - 2^+ , 1 QP - (2^+ , 2^+) e 1 QP - (3^-) além dos estados de 1 QP e os níveis de partícula independente $f_{7/2^-}$ e $p_{3/2^-}$ juntamente com os demais níveis da camada de 50 a 82 neutrons, mostram bom acordo com os dados experimentais (Be 73).

A observação de que alguns estados nucleares do ^{121}Sn

são excitados com probabilidades semelhantes tanto em reações (d,p), que excitam preferencialmente estados de 1 QP, como em reações (t,p), que excitam preferencialmente estados de 3 QP, mostram a necessidade de serem levadas em conta componentes de 3 QP na descrição dos estados desse núcleo. Também o aumento na densidade de níveis na região de energias maiores que 1 MeV, nos vários isótopos ímpares do estanho, pode ser uma indicação de que esses estados devem ser descritos levando-se em conta componentes com mais de 1 QP, e interações entre quasi-partículas mais complexas que a interação fonon-1QP. Porém, como já foi salientado no capítulo 5, uma conclusão confiável sobre a natureza dos estados desses núcleos, só poderá ser obtida através de um estudo sistemático e comparativo entre os resultados experimentais recentes, e cálculos teóricos com interações entre quasi-partículas mais sofisticadas do que as consideradas até o momento.

Acreditamos que os dados experimentais aqui apresentados e obtidos com resolução de 10 keV, fornecem elementos úteis para a interpretação dos espectros até energias de excitação da ordem de 3.8 MeV.

R E F E R Ê N C I A S

- Al 68 - R.Alzetta e J.Sawicki - Phys.Rev., 173 (1968)1185
- AMi 70 - A.Mizukami - Tese de Mestrado, Instituto de Física da USP (1970)
- Ba 62 - R.H.Bassel, R.M.Drisko e G.R.Satchler - Relatório ORNL - 3240 (1962)
- Ba 66 - R.H.Bassel, R.M.Drisko e G.R.Satchler - Relatório ORNL -(1966)
- Ba 67 - E.U.Baranger e T.T.S.Kuo - Nucl.Phys. A97 (1967) 289
- Ba 71 - E.U.Baranger - Advances in Nuclear Physics - Vol. 4 - (1971) 261
- BCS 57 - J.Bardeen, L.N.Cooper e J.R.Schrieffer - Phys.Rev. Vol. 108, nº5 (1957), 1175
- Be 71 - M.J.Bechara - Relatório nº2 à FAPESP - Processo: Física 70/163
- Be 72 - M.J.Bechara, O.Dietzsch e E.W.Hamburger - a ser publicado (1972)
- Be 73 - M.J.Bechara, T.Borello-Lewin, O.Dietzsch, E.W.Hamburger, A.Miyake e A.F.R.T.Piza - Comunicação apresentada à conferência internacional de Física Nuclear, Munich, (1973)
- Bo 58 - A.Bohr, B.R.Mottelson e D.Pines - Phys.Rev. 110 (1958) 936
- Bo 71 - T.Borello - Tese de Doutorado - IFUSP (1971)

- Bo 72 - T.Borello - Comunicação particular
- Ca 70 - P.E.Cavanagh, C.F.Coleman, A.G.Hardacre, G.A.Gard
e J.F.Turner - Nucl.Phys. A141 (1970) 97
- Cas 72 - R.F.Casten, E.R.Flynn, Ole Hansen e T.J.Mullizan -
Nucl.Phys. A180 (1972) 49
- Cl 68 - D.M.Clement e E.U.Baranger - Nucl. Phys. A120
(1968) 25
- Co 62 - B.L.Cohen - Rev.Sci.Instr. 33 (1962) 99
- Co 65 - B.L.Cohen - BNL 948 (C-46) 1965
- Co 67 - B.L.Cohen, J.B.Moorhead e R.A.Moyer - Phys.Rev. 161
(1967) 1257
- De 64 - De Benedetti - Nuclear Interactions (John Willey
and Sons Inc. N.Y. - 1964)
- Di 69 - O.Dietzsch - Tese de livre-docência, Universidade
de São Paulo (1969)
- Eh 70 - D. von Ehrenstein, G.C.Morrison, J.A.Nolen Jr. e
N.Williams - Phys.Rev. C, Vol. 1, nº 6 (1970) 2066
- El 58 - J.P.Elliot - Proc.Roy.Soc. (London) A245 (1958)
128 e 562
- Fo 70 - J.L.Foster - Comunicação particular (1970)
- Fra 69 - W.E.Frahn - IAEA - Trieste - Lectures 1969
- Gm 70 - M.Gmitro, A.Rimini, P.Rossi e T.Weber - Phys.Rev.
C1 (1970) 1801
- Ila 68 - E.W.Hamburger - Tese para provimento de cadeira,
Universidade de São Paulo (1968)

- Ho 69 - G.E.Holland, C.A.Whitten Jr., J.Maher e D.A.Bromley - Contributions, International Conference on properties of Nuclear States - Canadá - 1969
- Ho 71 - D.J.Horen - Nuclear Data Sheets - Vol. 6, nº 1 (1971)
- Ki 60 - L.S.Kisslinger e R.A.Sorensen - Mat.Fys.Medd.Dan. Vid. Selsk. 32 (1960).
- Ki 63 - L.S.Kisslinger e R.A.Sorensen - Rev.Mod.Phys. 35 (1963) 853
- Ku 66 - T.T.S.Kuo, E.U.Baranger e M.Baranger - Nucl.Phys. 81 (1966) 241
- Mi 70 - H.Miyake - Tese de Mestrado, I.F.U.S.P. (1970)
- Mo 70 - R.A.Moyer - Comunicação particular (1970)
- Moo 68 - J.B.Moorhead - Tese de Doutorado - Universidade de Pittsburgh (1968)
- Pa 70 - S.Paiano e M.Paiano - Programa MQPD - Comunicação particular (1970)
- Pe 63 - C.M.Perey e F.G.Perey - Phys.Rev. 132 (1963) 755
- Pe 63a - C.M.Perey e F.G.Perey - Phys. Rev. 131 (1963) 745
- Pe 66 - F.G.Perey - Phys.Rev. 152 (1966) 923
- Pe 68 - Elisa Frota Pessoa - Comunicação particular (1968)
- Pi 71 - A.F.R.Toledo Piza - Notas de Seminários (1971)
- Sa 64 - G.R.Satchler - N.Physics 55 (1964)1
- Sc 67 - E.J.Schneid, A.Prakask e B.L.Cohen - Phys.Rev. 156 (1967) 1316
- Sp 67 - J.E.Spencer e H.A.Enge - Nucl.Inst.Meth. 49 (1967) 161

- Yo 61 - Shiro Yoshida - Phys.Rev. 123 (1961) 611
- Wa 71 - A.H.Wapstra e N.B.Gove - Nuclear Data Tables - Vol. 9 - n° 4-5 (1971) 265
- Wi 68 - J.K.Willianson - Com.J.Phys. 46 (1968) 1845