UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA

SBI-IFUSP

305M810T0476

ESTUDO DA REAÇÃO $^{108}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{109}\text{In}$

Dissertação de Mestrado

Emi Marcia Takagui

SÃO PAULO

1979

Universidade de São Paulo

Instituto de Física

Estudo da Reação $^{108}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{109}\text{In}^\dagger$

Dissertação de Mestrado

Emi Marcia Takagui

† Trabalho financiado pela

FAPESP, FINEP e CNPq

São Paulo

1979

ã Misa e ao Tsuneshiro

Desejo aqui expressar meus agradecimentos

ao Olacio Dietzsch, pela eficaz orientação na realização deste trabalho e pela apreciação crítica do manuscrito;

ã Fátima C. Sampaio, pela estreita colaboração na preparação e realização da experiência e na análise dos dados, e pelas proveitosas discussões durante o desenvolvimento deste trabalho;

ã Maria José Bechara, pela apreciação crítica do manuscrito e pelas proveitosas discussões, e pelo incentivo e contínuo interesse durante cada etapa deste trabalho;

ao José H. Hirata, ao Antônio F. Monteiro e ao Kiyomi Koide, não só pela colaboração durante a obtenção dos dados, como também pelo interesse e esforço, e ao Eduardo R. da Cruz e Thereza Borello-Lewin, responsáveis pela instalação do espectrôgrafo magnético;

aos demais colegas do grupo: Luiz Carlos Gomes, Flávio Alarsa, Helena M. A. de Castro, J. Luciano M. Duarte e Lighia B. Horodynski-Matsushigue, pela ajuda durante a obtenção dos dados;

ao Hideaki Miyake, pelas proveitosas discussões e pelo interesse demonstrado em esclarecer questões teóricas relacionadas a este trabalho;

ao Ernst W. Hamburger, pelas discussões e esclarecimentos durante o afastamento de Olacio Dietzsch;

ao Mário Celso P. de Almeida, pelo interesse demonstrado em solucionar os problemas surgidos com os equipamentos eletrônicos durante a aquisição de dados;

ã Eunice T. Rodrigues, Maria da Graça Couto, Maria de Lourdes Luiz e Marilena Z. Moraes, pelo paciente e cuidadoso trabalho de microscopia;

ao Trentino Polga, pela assistência na operação do acelerador durante os períodos de máquina;

ao Mário D. Ferraretto e Adilson P. Teles, pela assistência na operação do sistema de aquisição de dados durante os períodos de máquina;

ã Ivone A. Murro, pela datilografia cuidadosa; e

ã Nancy T. Moraes, que realizou parte dos desenhos desta tese, pelo trabalho cuidadoso.

R E S U M O

Estados nucleares do ^{109}In foram investigados através da reação $^{108}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{109}\text{In}$, a energias incidentes de 19.5 e 21 MeV, usando um espectrôgrafo magnético. Foram observados treze níveis, com energias de excitação até 2.4 MeV. A teoria da aproximação de Born com ondas distorcidas foi utilizada para a atribuição dos valores de momento angular orbital transferido nas transições e determinação dos fatores espectroscópicos dos níveis residuais. Com auxílio do modelo de camadas foram feitas atribuições do momento angular total destes níveis. Os resultados obtidos são comparados com resultados de outros estudos experimentais feitos nos vários isótopos ímpares de In dio, e a discussão do caráter dos níveis observados no presente experimento é feita com base neste estudo comparativo e pre visões de modelos nucleares.

A B S T R A C T

Nuclear levels in ^{109}In have been investigated by means of the $^{108}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{109}\text{In}$ reaction, at incident energies of 19.5 and 21 MeV, with a magnetic spectrograph. Thirteen levels, up to 2.4 MeV excitation, have been observed. The distorted-wave Born approximation analysis has been used in assigning angular momentum transfers to the transitions and in determining the spectroscopic factors for the residual states. Total spin assignments have tentatively been made with the help of shell-model predictions. The results are compared to previous data from transfer reaction studies on other Indium isotopes. The character of the levels observed in the present experiment is discussed on the basis of this comparative study and predictions based on theoretical calculations.

Í N D I C E

I	INTRODUÇÃO	1
II	OBTENÇÃO DOS DADOS EXPERIMENTAIS	5
II.1	<u>O Feixe de Íons</u>	5
II.2	<u>Os Alvos</u>	8
II.3	<u>Espalhamento, Análise e Detecção das Partículas</u>	10
III	REDUÇÃO DOS DADOS EXPERIMENTAIS	17
III.1	<u>Identificação dos Grupos de Deuterons Deteta - dos</u>	18
III.2	<u>Determinação das Energias de Excitação dos Níveis Observados</u>	22
III.3	<u>Obtenção de Distribuições Angulares e Determinação das Seções de Choque Absolutas</u>	24
IV	ANÁLISE DA REAÇÃO COM A TEORIA DA APROXIMAÇÃO DE BORN COM ONDAS DISTORCIDAS	27
IV.1	<u>Alguns Aspectos da Teoria "D.W.B.A."</u>	28
IV.2	<u>Os Potenciais Ópticos</u>	41
IV.3	<u>O Estado Ligado do Nucleon Capturado</u>	42
IV.4	<u>Comparação Experiência-Teoria</u>	44
IV.5	<u>Normalização de Fatores Espectroscópicos</u>	45
V	APRESENTAÇÃO E DISCUSSÃO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS	48
V.1	<u>Os Espectros e as Energias de Excitação</u>	49
V.2	<u>Determinação da Diferença entre os Valores de Q das Reações ($^3\text{He}, d$) em ^{108}Cd e ^{110}Cd</u>	54
V.3	<u>As Distribuições Angulares e os Momentos Angulares Transferidos</u>	56
V.4	<u>Atribuição de Momento Angular Total e de Paridade, e Comparação com Resultados de Outros Au</u>	

	<u>tores</u>	62
V.5	<u>Determinação dos Fatores Espectroscópicos</u>	67
V.6	<u>Algumas Considerações sobre a Estrutura dos Es</u>	
	<u>tados Nucleares dos Isótopos Ímpares de Índio</u>	71
VI	CONSIDERAÇÕES FINAIS	86
	REFERÊNCIAS	89

I INTRODUÇÃO

A investigação da estrutura dos núcleos atômicos tem sido objeto de muitos estudos em Física Nuclear. A utilização de modelos teóricos tem-se mostrado de fundamental importância na compreensão da estrutura nuclear, em razão da inviabilidade da solução exata para o problema básico que se coloca: o de descrever o comportamento de um sistema constituído por um número muito grande de nucleons interagindo mutuamente, de uma forma não totalmente conhecida.

O modelo de camadas, que considera cada nucleon sob a ação do campo médio devido aos outros nucleons, obteve sucesso na descrição de várias informações experimentais. Em sua forma mais simples, este modelo apresenta resultados quantitativamente concordantes com os experimentais, para núcleos próximos de camadas fechadas.

Para a descrição de núcleos com alguns nucleons de valência, são acrescentadas modificações a este modelo, o que tem possibilitado um melhor entendimento da estrutura dos núcleos nas regiões próximas a camadas fechadas.

Na região da camada fechada de protons $Z=50^{(*)}$, a estrutura predita pelo modelo de camadas simples, para os estados fundamentais dos núcleos de massa ímpar que diferem do

(*) Um trabalho de revisão sobre a estrutura dos núcleos na região da tabela periódica de $Z=50$ foi feito por Baranger (Ba 71). Neste trabalho é feito um apanhado sobre o que se tem apreendido dos experimentos, e os sucessos e falhas de cálculos teóricos de modelo de camadas são apontados.

$_{50}\text{Sn}$ pela subtração ($_{49}\text{In}$) ou adição ($_{51}\text{Sb}$) de 1 proton, é, esquemáticamente, a seguinte:

De acordo ainda com as previsões do modelo de camadas, os primeiros estados excitados devem ser estados de 1 buraco para o Índio e 1 partícula para o Antimônio. Uma grande quantidade de informações experimentais tem mostrado, entretanto, que, mesmo a baixas energias de excitação, os espectros são mais complexos que o esperado para estados puros de 1 partícula ou 1 buraco (Ba 71).

A utilização de reações nucleares tem possibilitado a obtenção de informações experimentais que, analisadas sob o ponto de vista de modelos, concorrem para um melhor entendimento da estrutura dos núcleos. As reações diretas, em particular, têm-se mostrado uma fonte rica de obtenção de informações para o estudo de níveis de baixa energia de excitação, caracterizados por excitações simples (Fra 70, Gle 63). Além disso, o caráter seletivo quanto à população de níveis por diferentes re-

ações diretas fornece indicações sobre a natureza dos níveis excitados. Assim, as reações de transferência de um nucleon excitam preferencialmente modos de partícula independente, enquanto o espalhamento inelástico e algumas reações de transferência de vários nucleons excitam modos coletivos.

O estudo de uma reação de transferência de 1 próton pode fornecer, como informações espectroscópicas, as energias de excitação, os momentos angulares totais e os fatores espectroscópicos dos níveis populados. Os valores dos fatores espectroscópicos refletem quão bem podem ser descritos os estados residuais como um estado de próton acoplado ao estado fundamental do núcleo-alvo.

Vários estudos experimentais tem sido feitos a fim de investigar a estrutura dos isótopos ímpares de Índio. Neste sentido, existem dados de reações de transferência de um ou mais nucleons, como $(^3\text{He}, d)$, (α, t) , $(d, ^3\text{He})$, (p, α) , (p, t) , bem como de espalhamento inelástico. No isótopo de número de massa 109 existiam poucas informações experimentais quando o presente trabalho foi iniciado. Havia dados provenientes de decaimento β e transições internas, e nenhuma informação proveniente de reações de transferência. Assim, o estudo da reação de transferência de 1 próton $^{108}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{109}\text{In}$ foi proposto para se obter mais informações acerca deste isótopo. Além disso, as informações extraídas complementarizam outras obtidas de reações $(^3\text{He}, d)$ sobre outros isótopos do Índio (Ma 74, Ha 72, Thu 70). Posteriormente, outros estudos sobre níveis do ^{109}In tornaram-se disponíveis: $^{112}\text{Sn}(p, \alpha)^{109}\text{In}$ (Smi 76), $^{108}\text{Cd}(d, n\gamma)^{109}\text{In}$ (Di 75) e $^{107}\text{Ag}(\alpha, 2n\gamma)^{109}\text{In}$ (Va 76). As informações experimentais obtidas, juntamente com as extraídas do presente tra-

balho, constituem uma base importante para um melhor entendimento da estrutura nuclear deste e dos outros isótopos ímpares do Índio.

No capítulo II está descrito o procedimento experimental utilizado na obtenção dos dados da reação $^{108}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{109}\text{In}$. O método utilizado no tratamento destes dados está apresentado no capítulo III.

No capítulo IV é descrito o método de análise da reação usando a teoria da aproximação de Born com ondas distorcidas, e no capítulo V os resultados do presente trabalho são apresentados e comparados com os resultados de outras experiências, e, com base neste estudo comparativo e previsões de modelos nucleares, são feitas algumas considerações sobre a estrutura dos níveis observados. As conclusões obtidas estão resumidas no capítulo VI.

II OBTENÇÃO DOS DADOS EXPERIMENTAIS

Este capítulo se refere aos dispositivos experimentais utilizados no estudo da reação $^{108}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{109}\text{In}$, e compreende basicamente uma descrição sobre:

- . o feixe de íons,
- . os alvos,
- . o espalhamento, a análise e a detecção das partículas.

II.1 O Feixe de Íons

As medidas experimentais relacionadas ao estudo da reação $^{108}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{109}\text{In}$ foram realizadas no laboratório Pelletron da Universidade de São Paulo (USP). Foram utilizados feixes de íons de ^3He de 19.5 e 21 MeV^(*) de energia, obtidos com o uso de um acelerador eletrostático tipo "Tandem", de tensão nominal máxima de 8 MV no terminal.

Na figura II-1 encontram-se esquematizados os sistemas de aceleração e de análise do feixe de partículas.

Os íons produzidos, carregados positivamente, são tornados negativos ao passarem por uma câmara contendo vapores de elementos "doadores" de eletrons, e são então acelerados pelo

(*) Os dados experimentais referentes à energia incidente de 21 MeV são dados parciais; acidentes envolvendo o sistema do gás de isolação do acelerador tornaram impossível a realização do experimento a esta energia, dada a não-disponibilidade do potencial necessário em seu terminal.

campo elétrico gerado pela diferença de potencial entre a entrada (potencial de terra) e o terminal do acelerador (potencial positivo). No interior do terminal, películas delgadas de Carbono interceptando o feixe acelerado tornam possível a troca de carga dos íons. Estes, ao atravessarem as películas, perdem eletrons, tornando-se positivos, e são novamente acelerados, pela mesma diferença de potencial, em direção à saída do acelerador.

Um eletroímã deflete o feixe de íons de 90^0 , permitindo, através de uma escolha apropriada do campo magnético, a seleção da energia e estado iônico das partículas que constituem o feixe. O conhecimento do campo magnético efetivo a que estão sujeitas as partículas defletidas de 90^0 , segundo trajetórias circulares com raios de curvatura definidos pela geometria do sistema de análise, possibilita determinar sua energia. Um fluxômetro de ressonância magnética nuclear mede o campo B_{prox} numa região próxima à região do campo efetivo B_{ef} que atua sobre as partículas do feixe. Medidas de quantidades físicas já bem determinadas, através de reação nucleares, possibilitam estabelecer a relação empírica entre B_{prox} e B_{ef} .

Um conjunto de fendas, à entrada e saída do eletroímã de análise, limita a dispersão em energia do feixe de íons. As fendas à saída são também responsáveis pelo controle do potencial no terminal do acelerador, através de um circuito eletrônico de retro-alimentação que eleva este potencial se a corrente interceptada pela placa interna da fenda (que define uma trajetória de raio menor que o raio médio característico do sistema de análise) for maior que a interceptada pela placa externa da fenda, e abaixa esse potencial em caso contrário.

Fig.II-1 Esquema dos sistemas de aceleração e análise do feixe

A dispersão máxima em energia do feixe de íons utilizado foi, assim, limitada em 12 keV, tendo em vista a resolução experimental desejada e a intensidade e estabilidade do feixe incidente sobre o alvo.

A determinação da relação entre a energia das partículas analisadas pelo sistema e a frequência de ressonância magnética nuclear correspondente foi feita por Rotberg (Ro 75) e Pereira (Pe 75), através da medida dos limiares das reações $^{19}\text{F}(p,n)^{19}\text{Ne}$, $^2\text{H}(^{16}\text{O}(3^+),n)^{17}\text{F}$ e $^2\text{H}(^{16}\text{O}(4^+),n)^{17}\text{F}$ (Ro 75), e $^{27}\text{Al}(p,n)^{27}\text{Si}$ e $^{12}\text{C}(\alpha,n)^{15}\text{O}$ (Pe 75), tendo também contribuído Hirata (Hi 75), com o estudo da ressonância de 14.231 MeV no espalhamento $^{12}\text{C}(p,p)$.

II.2 Os Alvos

Nos experimentos realizados foram utilizados alvos de Cádmio enriquecido em ^{108}Cd a 82.4%. A composição isotópica do composto químico a partir do qual estes alvos foram fabricados está especificada na tabela II-1.

Os alvos foram preparados segundo técnicas de evaporação em vácuo. Átomos de Cádmio foram depositados sobre películas delgadas de Ouro em Carbono, também preparadas segundo a mesma técnica. O baixo coeficiente de aderência dos átomos de Cádmio a substratos de Carbono dificultou o processo de deposição, tendo sido observada uma melhora no rendimento do processo com o resfriamento do substrato; a película de Ouro favoreceu a deposição. A dificuldade na obtenção de resfriamento uniforme no substrato resultou em alvos com uniformidades não muito elevadas.

Tab.II-1 Composição Isotópica do Alvo de Cádmio^(*)

Isótopo	%
106	0.45 ± 0.02
108	82.35 ± 0.10
110	5.30 ± 0.05
111	2.99 ± 0.05
112	3.66 ± 0.05
113	1.58 ± 0.05
114	3.00 ± 0.05
116	0.67 ± 0.02

(*) O enriquecimento e a análise isotópica do composto químico utilizado na fabricação dos alvos foram feitos pela Divisão de Isótopos Estáveis do Laboratório Nacional de Oak Ridge, Tennessee, E.U.A..

A determinação da espessura dos alvos foi feita através de medidas de seção de choque de espalhamento elástico^(*).

Sendo

$$N_{El}(\theta) = \frac{d\sigma_{El}(\theta)}{d\Omega} \cdot \Delta\Omega \cdot e \cdot Q,$$

onde $N_{El}(\theta)$ é o número de partículas espalhadas elasticamente no ângulo θ e detetadas dentro do ângulo sólido $\Delta\Omega$, Q é a carga total incidente sobre o alvo, e é a sua espessura, as medidas experimentais de $N_{El}(\theta)$ e Q , a determinação de $\Delta\Omega$ geometricamente, e o conhecimento de $d\sigma_{El}(\theta)/d\Omega$ através de cálculos utilizando o modelo optico^(**) possibilitam determinar as espessuras dos alvos utilizados.

Os experimentos foram feitos com alvos de 40 a 50 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ de espessura.

II.3 Espalhamento, Análise e Detecção das Partículas

Alvos de Cádmio, colocados no centro de uma câmara de espalhamento, foram bombardeados por íons de ^3He de energias definidas, induzindo reações cujos produtos foram analisados

(*) As partículas espalhadas elasticamente foram detetadas por monitores dispostos no interior da câmara de espalhamento, os quais serão brevemente descritos na seção II.3.

(**) As funções de onda associadas às partículas espalhadas elasticamente por um potencial optico foram calculadas pelo programa DWUCK, que as utiliza nos cálculos das amplitudes de transição entre estados envolvendo espalhamento inelástico e reação de transferência de nucleons. Este assunto será abordado no capítulo IV.

por um espectrógrafo magnético e detetados em emulsões fotográficas.

Na figura II-2 estão esquematizados a câmara de espalhamento e o espectrógrafo magnético.

O feixe divergente, proveniente do sistema de análise do acelerador, é focalizado, na posição em que se encontra o alvo, pela lente quadrupolar. Um conjunto de fendas, F_1 , define as dimensões do feixe incidente sobre o alvo, objeto para o espectrógrafo magnético. Uma fenda "anti-espalhamento", F_2 , de dimensões ligeiramente maiores que as das fendas de definição do objeto, evita que muitas das partículas espalhadas nas bordas de definição atinjam o alvo, ocasionando um aumento na dispersão em energia das partículas emergentes das reações.

No interior da câmara de espalhamento dois monitores, constituídos por detetores de Silício de barreira superficial, dispostos simetricamente, a $38.6^\circ \pm 0.4^\circ$, em relação à direção de incidência dos projéteis, tornam possível uma melhor determinação dos valores absolutos das seções de choque para as reações em estudo^(*). Um copo de Faraday, eletricamente isolado, capta o feixe incidente após sua passagem pelo alvo, permitindo a determinação de sua intensidade, bem como da carga total incidente durante as medidas^(**).

À entrada do espectrógrafo magnético um conjunto de fendas, F_3 , define o ângulo sólido de detecção e limita, conve-

(*) A normalização das seções de choque, de relativas a absolutas, será discutida no capítulo III.

(**) Descrição mais detalhada acerca dos dispositivos experimentais utilizados é dada em Cru 78.

nientemente, a divergência nos ângulos de penetração das partículas a serem analisadas, permitindo a minimização de efeitos de aberrações e possibilitando a obtenção de imagens estreitas e bem formadas ao longo do plano focal.

Nos experimentos realizados, o ângulo sólido subtendido pela abertura de entrada do espectrômetro em relação ao centro do alvo foi limitado em 2.2 msr, com base em estudos feitos por Cruz (Cru 78). Na definição das dimensões do objeto para o espectrógrafo foram utilizadas fendas de 0.9 mm de largura por 3 mm de altura, escolhidas em função da resolução experimental desejada, tendo como base as características do espectrômetro utilizado.

No interior do entreferro do espectrógrafo as partículas que aí penetram, sujeitas a um campo magnético constante perpendicular à sua direção de movimento, descrevem trajetórias circulares com raios de curvatura dados pela relação

$$B \rho = \frac{|\vec{p}|}{q} ,$$

onde B é o módulo da indução magnética, $\vec{p}$ é o momento e q é o estado de carga associado às partículas, e ρ é o raio de curvatura efetivo das trajetórias.

A quantidade $B\rho$ é chamada rigidez magnética e caracteriza, dada uma energia, um tipo de partícula^(*). Na prática, é possível ter vários tipos de partícula com energias diferen-

(*) Energia e rigidez magnética determinam a razão do estado de carga para o número de massa da partícula, sendo o estado de carga, no caso de partículas totalmente ionizadas, dado pelo próprio número atômico.

Fig.II-2 Esquema do Espectrôgrafo Magnético e da Câmara de Espalhamento

tes correspondendo, porém, a um mesmo valor de rigidez magnética. Partículas que não sejam do tipo das que provêm da reação nuclear a ser estudada não deverão pois ser detetadas nas emulsões; "absorvedores" com espessuras adequadas, dispostos sobre as emulsões, possibilitam eliminar as partículas que tenham poder de ionização maior que o daquelas a serem detetadas; emulsões com graus de sensibilidade adequados podem evitar o registro das partículas com poder de ionização menor.

Grupos de partículas com energias definidas, tendo as associadas trajetórias com raios de curvatura diferentes, são focalizados em pontos distintos de uma superfície hiperbólica, chamada superfície focal. As emulsões são colocadas sobre esta superfície. A cada ponto ao longo das placas de emulsão correspondem pois trajetórias com raios de curvatura definidos, e o conhecimento da relação entre os raios de curvatura (ρ) e a distância (L) ao longo das chapas permite determinar a energia das partículas detetadas nas várias posições das placas. O campo magnético no interior do entreferro do espectrógrafo pode ser medido por um fluxômetro de ressonância magnética nuclear. Medidas da posição de incidência ao longo das chapas de partículas com energias conhecidas possibilitam estabelecer as curvas de calibração (ρ versus L) de um espectrógrafo magnético^(*).

Para a análise dos deuterons provenientes da reação nuclear investigada foi utilizado um espectrógrafo magnético tipo "split-pole" (Spe 67), constituído por dois conjuntos separados de peças polares num mesmo circuito magnético. Este ti-

(*) Detalhes sobre os procedimentos utilizados na calibração do espectrógrafo magnético da USP são dados em Cru 78.

po de espectrógrafo possibilita focalização bi-direcional e de segunda ordem para um intervalo de energias bastante grande, o que aumenta o poder de coleta do instrumento e permite a obtenção de imagens estreitas e bem formadas para todo este intervalo de energias.

O poder de resolução de um espectrógrafo magnético, definido como a razão da energia para a resolução em energia das partículas analisadas, depende, dentre vários fatores, da largura do objeto utilizado, pois esta está relacionada à largura da imagem no plano focal. A razão da largura da imagem para a largura do objeto é chamada magnificação horizontal e caracteriza o poder de focalização horizontal do instrumento. Assim, a escolha das dimensões do objeto é feita em função da resolução experimental desejada, a partir das características do espectrômetro utilizado. Estas, para as finalidades da presente discussão, podem ser resumidas em:

i) a dispersão ao longo do plano focal é de aproximadamente $10^{-3} E/\text{mm}$, e

ii) a magnificação horizontal é de $0.3^{(*)}$,

sendo E a energia da partícula analisada. Nos experimentos realizados a largura do objeto foi limitada em 0.9 mm, sendo esperado com isto um poder de resolução em torno de 3300, ou seja, uma resolução intrínseca de 5 keV para deuterons com 18 MeV de energia. Considerando, além deste, os vários outros fa

(*) Informações mais completas acerca das características do espectrógrafo magnético utilizado são dadas em Cru 78.

tores que influenciam a resolução experimental, como as contri
buições associadas à espessura finita e não-uniformidades dos
alvos, à resolução em energia e divergência do feixe incidente,
etc., conforme sugerido em Co 67, é possível prever uma resolu
ção de 15 keV para os deuterons detetados, em razoável acordo
com a resolução experimental observada nos espectros obtidos,
de aproximadamente 16 keV, na largura à meia-altura.

A curva de calibração utilizada na determinação das
energias de excitação dos níveis residuais investigados foi de
terminada a partir dos dados experimentais, obtidos com o mes-
mo equipamento, referentes ao estudo da reação $^{101}\text{Ru}(d,t)^{100}\text{Ru}$
(*). Foram utilizados, na determinação dos coeficientes da cur
va, os valores das energias de excitação adotados por Kocher
(Ko 74), com incertezas inferiores a ± 0.5 keV. Como teste de au
to-consistência, as energias de excitação dos estados do ^{100}Ru
foram calculadas a partir dos dados primários e da relação (qua-
drática) ρ versus L , concordando os valores obtidos, dentro de
 ± 1 keV, com os valores adotados por Kocher (Ko 74).

Para a detecção das partículas analisadas foram utili
zadas emulsões KODAK tipo NTB, com 50 μm de espessura. A con-
tagem dos traços registrados em função de sua posição ao longo
das chapas foi feita ao microscópio pelo Grupo de Emulsões Nu-
cleares do Instituto de Física da USP (IFUSP). As leituras fo
ram feitas em passos de 0.2 mm, cobrindo áreas de 0.2 mm de lar
gura (medida ao longo da chapa) por aproximadamente 1 cm de al
tura, correspondendo esta dimensão à altura da imagem no plano
focal do espectrógrafo.

(*) O estudo dos estados nucleares do ^{100}Ru populados através
da reação $^{101}\text{Ru}(d,t)^{100}\text{Ru}$ foi feito em colaboração com Sam
paio (Sa 79).

III REDUÇÃO DOS DADOS EXPERIMENTAIS

Os deuterons provenientes das reações nucleares induzidas por íons de ^3He incidindo, com energias de 19.5 e 21 MeV (*), sobre alvos de Cádmiu enriquecido em ^{108}Cd (**) foram detetados em vários ângulos de espalhamento(***), possibilitando a obtenção de distribuições angulares das seções de choque experimentais para vários dos grupos de deuterons, associados a estados do núcleo residual com energias de excitação até 2.2 MeV.

Uma análise dos espectros das partículas detetadas permite determinar as energias de excitação dos diversos estados nucleares populados na reação em estudo. Comparação das distribuições angulares experimentais com distribuições angulares teóricas, calculadas segundo alguma aproximação, possibilita a extração dos fatores espectroscópicos dos diversos níveis do núcleo residual, bem como a atribuição dos momentos angulares transferidos nas várias transições; o conhecimento destas últimas permite atribuir paridades aos estados em estudo e, com auxílio do modelo de camadas nuclear, atribuir também o momento angular total a estes estados.

Este capítulo aborda o procedimento utilizado no tratamento dos dados experimentais referentes à investigação da

(*) Os dados referentes à energia incidente de 21 MeV são apenas parciais.

(**) A composição isotópica dos alvos utilizados é dada na tabela II-1.

(***) A 19.5 MeV de energia de incidência foram feitas exposições em doze ângulos de espalhamento: 6° , 10° , 15° , 20° , 22° , 25° , 30° , 35° , 42° , 45° , 49° e 56° , e a 21 MeV, em quatro: 10° , 20° , 30° e 40° (no referencial do laboratório).

reação $^{108}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{109}\text{In}$, e compreende:

- . a identificação dos grupos de deuterons detetados,
- . a determinação das energias de excitação dos níveis observados,
- . a obtenção de distribuições angulares e a determinação das seções de choque absolutas.

III.1 Identificação dos Grupos de Deuterons Detetados

Um feixe de partículas incidindo sobre os núcleos de um alvo pode induzir uma multiplicidade de reações, dando origem à emissão de partículas de tipos diversos e energias determinadas, correspondentes à população dos vários níveis dos diferentes núcleos residuais. É porém quase sempre possível selecionar o tipo de partícula a ser observada; quando a detecção das partículas é feita por emulsões, essa seleção é feita através da utilização de chapas com graus de sensibilidade adequados, e do uso de "absorvedores" com espessuras apropriadas. Serão registradas, no entanto, não só as partículas provenientes da reação em estudo, como também as emergentes de reações em impurezas presentes nos alvos utilizados. A seleção dos grupos de partículas associados aos níveis do núcleo em estudo é feita em várias etapas, onde primeiramente são eliminados os grupos provenientes de reações em contaminantes leves do alvo, posteriormente são selecionados os grupos associados a reações em elementos de massas atômicas semelhantes à do núcleo-alvo envolvido na reação de interesse, e finalmente são identificados cada um destes grupos selecionados.

Os grupos de partículas emergentes das reações nos

elementos leves do alvo, como Carbono e Oxigênio, são facilmente identificáveis perante os que provêm das reações nos elementos de massas intermediárias: como a taxa de variação da energia da partícula emitida com o ângulo de espalhamento é bastante diferente no primeiro e no segundo caso, as condições experimentais, escolhidas de maneira a minimizar a dispersão em energia das partículas espalhadas no segundo caso, levam a dispersões muito maiores nos grupos associados às partículas espalhadas pelos núcleos leves.

Os picos correspondentes aos grupos de partículas provenientes de reações em elementos de massas intermediárias semelhantes à do núcleo-alvo envolvido na reação de interesse podem ser colocados em evidência, através da comparação dos espectros obtidos em diferentes ângulos de detecção: em reações envolvendo centros espalhadores muito mais pesados que os projéteis, as partículas são emitidas com momentos cujas diferenças entre si independem praticamente do ângulo de espalhamento. Deve aqui ser ressaltado que este comportamento se refere a cada reação considerada isoladamente: as diferenças dos momentos de partículas emergentes de uma determinada reação ao momento de uma partícula proveniente de outra reação variam com o ângulo de espalhamento, tanto mais quanto mais distintas forem as massas dos núcleos-alvo envolvidos em cada reação. Por outro lado, existe uma relação, linear em primeira ordem, entre os momentos das partículas emitidas e as posições dos picos correspondentes nos espectros das partículas detetadas. Quando a análise dos produtos da reação é feita por um espectrógrafo magnético, esta relação é dada por coeficientes que dependem basicamente do campo magnético do ímã e dos coeficientes da curva de

calibração do espectrógrafo, sendo sempre possível, sem maiores dificuldades, reproduzir a mesma relação para exposições a diferentes ângulos de espalhamento. Assim, espectros obtidos em diferentes ângulos de detecção apresentam picos cujas diferenças de posição se mantêm constantes, se as partículas correspondentes são emitidas com momentos cujas diferenças independam do ângulo de espalhamento. A soma dos diversos espectros, tendo como origem a posição do pico correspondente a algum determinado nível do núcleo residual em estudo, ressalta os picos relacionados à reação de interesse e às reações nos elementos de massas próximas à do núcleo-alvo correspondente; os picos que se apresentam deformados nesse "espectro soma" devem estar associados, por outro lado, à população de níveis de núcleos de massas bastante distintas da do núcleo residual em estudo.

A soma dos espectros obtidos, referentes à investigação da reação $^{108}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{109}\text{In}$, permitiu selecionar os grupos de deuteronos associados às reações em elementos de números de massa entre 100 e 118, aproximadamente. Somente foram considerados os picos que, ressaltados pelo "espectro soma", foram observados na maioria dos espectros individuais. Deve aqui ser notado que essa análise, através do "espectro soma", não permitiu diferenciar as partículas provenientes das reações nucleares nos vários isótopos de Cádmio, presentes nos alvos utilizados.

Informações sobre os valores de Q para os estados fundamentais das reações $(^3\text{He},d)$ nos vários isótopos de Cádmio (Wa 77), bem como sobre as energias de excitação dos níveis mais fortemente populados nestas reações (Di 76, Di 75, Ra 75,

Ma 74, Ha 72, Thu 70), permitem prever, quando identificado o grupo de deuteronos correspondente ao estado fundamental do ^{109}In , a posição de picos que podem estar associados a níveis dos outros isótopos de Índio. Informações a cerca dos valores absolutos das seções de choque para as transições mais fortemente excitadas nas reações com os vários isótopos (Ma 74, Ha 72, Thu 70), juntamente com o conhecimento da composição isotópica dos alvos utilizados, possibilitam estimar o número de eventos que devem ser registrados correspondendo à excitação destas transições.

A identificação de cada um dos grupos de deuteronos selecionados através do "espectro soma", identificado o grupo correspondente ao estado fundamental do ^{109}In , foi feita com base nos dois aspectos mencionados: as posições dos picos nos espectros, e os números de eventos registrados correspondentes. Os estados que seguramente não seriam de qualquer dos outros isótopos do Índio foram atribuídos ao ^{109}In . Doze dos grupos de deuteronos foram associados a níveis excitados do ^{109}In , e três a níveis do ^{111}In já conhecidos e com energias de excitação bem determinadas por Dietrich e Backlin (Di 76), o que possibilitou uma boa determinação da diferença entre os valores de Q dos estados fundamentais das reações nos dois isótopos do Cádmi^(*).

A identificação do grupo de deuteronos correspondente ao estado fundamental do ^{109}In foi, por sua vez, feita de maneira indireta, sendo este um estado fracamente populado em

(*) Os resultados experimentais obtidos na investigação da reação $^{108}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{109}\text{In}$ serão apresentados no Capítulo V.

reações ($^3\text{He}, d$). Informações sobre as energias de excitação e momentos angulares totais dos vários níveis do ^{109}In (Di 75), bem como dos níveis fortemente populados nas reações com os outros isótopos de Cádmio (Di 76, Di 75, Ra 75, Ma 74, Ha 72, Thu 70), permitiram determinar qual estado deveria ser o mais fortemente populado na reação $^{108}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{109}\text{In}$. A partir disto foi identificado o grupo correspondente ao estado fundamental.

III.2 Determinação das Energias de Excitação dos Níveis Observados

As energias de excitação dos estados nucleares populados na reação investigada foram determinadas com auxílio do programa SPECTRE (Mo 68), o qual executa essencialmente cálculos de cinemática de reações com correções relativísticas, aplicados à determinação de valores de Q correspondendo à emissão de partículas com momentos conhecidos. O programa tem a si incorporada a curva de calibração característica do espectrógrafo utilizado na análise das partículas emitidas, o que permite, dadas as suas posições de incidência ao longo do plano de deteção, determinar os momentos correspondentes. As energias de excitação dos estados nucleares associados são dadas pela diferença dos valores correspondentes de Q ao valor obtido para o estado fundamental, ou seja:

$$E_x = Q_{(a, b_0)} - Q_{(a, b_x)},$$

sendo $Q_{(a, b_0)}$ e $Q_{(a, b_x)}$ os valores de Q para as reações (a, b)

populando o nível fundamental e o nível com energia de excitação E_x do núcleo residual, respectivamente.

Os espectros obtidos nos vários ângulos de detecção, referentes tanto à energia incidente de 19.5 MeV como à de 21 MeV, foram, assim, analisados, e as energias de excitação dos níveis residuais investigados determinadas dentro de ± 4 a ± 7 keV (dependendo da energia de excitação do nível e da intensidade de transição correspondente). A incerteza nos valores das energias de excitação foi atribuída a partir das incertezas nas várias quantidades que afetam o cálculo das mesmas, tais como: a posição nas placas de emulsão dos grupos de partículas em questão, os coeficientes da curva de calibração utilizada, etc., como discutido em detalhe em Be 75. A curva de calibração utilizada nos cálculos foi obtida a partir de medidas experimentais da reação $^{101}\text{Ru}(d,t)^{100}\text{Ru}^{(*)}$; uma incerteza de ± 1.5 keV nos valores das energias é esperada com base em resultados obtidos usando outras curvas existentes^(**).

(*) O estudo da reação $^{101}\text{Ru}(d,t)^{100}\text{Ru}$ foi feito em colaboração com Sampaio (Sa 79).

(**) Várias curvas de calibração para o espectrôgrafo magnético da USP foram determinadas no estudo feito por Cruz (Cru 78).

III.3 Obtenção de Distribuições Angulares e Determinação das Seções de Choque Absolutas

Simultaneamente à detecção dos deuteronos provenientes da reação investigada foram também observados os íons de ^3He espalhados elasticamente no processo. Para tanto, foram utilizados dois detetores de Silício de barreira superficial, dispostos simetricamente em relação à direção de incidência dos projéteis, no interior da câmara de espalhamento.

Este procedimento, de monitoração pelas partículas provenientes do espalhamento elástico, permite melhor determinar as seções de choque absolutas para as reações em estudo. O método utilizado nesta determinação não é afetado por não-uniformidades do alvo, por incertezas em sua orientação em relação à direção de incidência dos projéteis, ou mesmo por possíveis alterações em sua espessura por efeitos de bombardeamento. A utilização de dois detetores monitores simetricamente dispostos minimiza os erros devidos a flutuações na direção do feixe incidente.

O número de partículas $N(\theta)$ espalhadas no ângulo θ , dentro do ângulo sólido $\Delta\Omega$, é proporcional à seção de choque $d\sigma(\theta)/d\Omega$ para o processo, ao ângulo sólido $\Delta\Omega$, à espessura e efetiva e do alvo utilizado, e à carga total Q incidente:

$$N(\theta) = \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \cdot \Delta\Omega \cdot e \cdot Q.$$

A razão entre o número de partículas emergentes de reações e o número de partículas espalhadas elasticamente dependerá, portanto, apenas das seções de choque para os processos envolvidos, e dos ângulos sólidos de detecção correspondentes. Assim,

a seção de choque absoluta para a reação em estudo pode ser obtida a partir de medidas experimentais, simultâneas, do número de partículas emergentes da reação e do número de partículas espalhadas elasticamente, com o conhecimento dos ângulos sólidos de detecção correspondentes, determinados geometricamente, e da seção de choque para o espalhamento elástico, predita pelo modelo óptico:

$$\frac{d\sigma_R(\theta)}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{El}(\theta_{Mon})}{d\Omega} \cdot \frac{\Delta\Omega_{Mon}}{\Delta\Omega} \cdot \frac{N_R(\theta)}{N_{El}(\theta_{Mon})}$$

O número de partículas espalhadas é determinado pela área do pico correspondente nos espectros obtidos, subtraídas as contagens de fundo. Os espectros dos íons de ^3He provenientes do espalhamento elástico foram analisados com auxílio de um programa de ajuste de picos, o que permitiu resolver os picos associados ao espalhamento elástico no Cádmio e no Ouro, separados entre si de aproximadamente 110 keV em espectros com resolução experimental em torno de 80 keV. As áreas dos picos correspondentes aos vários grupos de deuteron emergentes da reação investigada foram, por sua vez, determinadas pela soma das contagens nos canais do pico, subtraídas as contagens de fundo quando necessário; estas foram determinadas em base aos valores médios das contagens nas vizinhanças do pico, em ambos os lados.

A seção de choque para o espalhamento elástico dos íons de ^3He foi obtida com auxílio do programa DWUCK

(Ku 67)^(*), tendo sido usados os potenciais opticos médios de Becchetti e Greenlees (Be 71).

As seções de choque relativas para as transições investigadas através da reação $^{108}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{109}\text{In}$ foram determinadas dentro de $\pm 8\%$ a $\pm 18\%$, dependendo as incertezas essencialmente da precisão com que foram determinadas as intensidades dos picos associados aos deuterons emergentes. O fator de conversão entre seções de choque relativas e seções de choque absolutas foi determinado dentro de $\pm 12\%$, devidos à incerteza no valor da seção de choque elástica considerada (aproximadamente 10%) e às incertezas nas determinações dos ângulos sólidos de detecção dos deuterons e dos íons de ^3He (da ordem de 4% e 6%, respectivamente).

(*) O programa DWUCK foi utilizado no cálculo das seções de choque de reações, fornecendo, também, as seções de choque de espalhamento elástico.

IV ANÁLISE DA REAÇÃO COM A TEORIA DA APROXIMAÇÃO DE BORN COM ONDAS DISTORCIDAS

O conhecimento adquirido até o presente sobre a estrutura dos núcleos se deve, em grande parte, ao estudo de reações nucleares. Em particular, as reações diretas, as quais envolvem poucos graus de liberdade do sistema nuclear, são de especial interesse no estudo de níveis de baixa energia de excitação, caracterizados por excitações simples. Além disso, existe em geral certa conexão entre o tipo de nível excitado e a reação direta que mais fortemente o popula; reações de transferência de um nucleon excitam preferencialmente modos de partícula independente, enquanto modos coletivos são excitados através de processos inelásticos.

A teoria das reações diretas mostra, como será visto, que, em muitos casos, a seção de choque diferencial para a reação pode ser expressa como um produto de dois fatores:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = S\sigma(\theta),$$

onde a seção de choque reduzida σ descreve a forma da distribuição angular, e o fator espectroscópico S mede a magnitude absoluta da seção de choque. São os fatores espectroscópicos as quantidades que contêm as informações sobre a estrutura dos estados nucleares envolvidos na reação, e sua extração, a partir de medidas experimentais de seção de choque diferencial, tem sido um dos objetivos da maioria dos estudos de reações de transferência. A utilização da teoria da aproximação de Born

com ondas distorcidas ("D.W.B.A.") permite o cálculo da seção de choque reduzida, e, por comparação às seções de choque experimentais, podem ser extraídos os fatores espectroscópicos.

Este capítulo descreve o método utilizado na análise da reação $^{108}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{109}\text{In}$, e aborda basicamente:

- . alguns aspectos da teoria "D.W.B.A.",
- . os potenciais ópticos,
- . o estado ligado do nucleon capturado,
- . a comparação experiência-teoria, e
- . a normalização de fatores espectroscópicos.

IV.1 Alguns Aspectos da Teoria "D.W.B.A."

A existência de teorias que descrevem as reações diretas possibilita, com a realização de experimentos adequados, a extração de informações acerca da estrutura dos núcleos envolvidos no processo. Uma das teorias muito em uso, pela relativa não-complexidade dos cálculos, e pelo sucesso obtido na descrição de muitos processos envolvendo excitações simples, é a chamada teoria da aproximação de Born com ondas distorcidas ("D.W.B.A."). Nesta teoria, a aproximação fundamental consiste em considerar o espalhamento elástico como o processo dominante na colisão entre dois núcleos, as reações de transferência e espalhamento inelástico tratados como eventos originados de perturbações no potencial que descreve o processo elástico. A validade desta aproximação tem sido extensivamente testada por comparações a cálculos utilizando a teoria dos canais acoplados, os quais indicam ser a aproximação com ondas distorci-

das suficientemente confiável para energias até algumas dezenas de MeV (menção feita em Fra 70).

A teoria "D.W.B.A." envolve ainda, além da fundamental, várias outras aproximações que, se por um lado permitem diminuir a complexidade dos cálculos, por outro introduzem nos resultados incertezas que se refletirão nas informações espectroscópicas extraídas usando esta teoria. Estas aproximações serão discutidas oportunamente. A teoria a ser exposta abordará apenas as reações de captura, pelo alvo (reações de "stripping"), de um nucleon, num tratamento semelhante ao encontrado em Fra 70.

Numa reação de transferência $A(a,b)B$, a amplitude da reação é expressa exatamente, na forma "post-interaction", por

$$T_{\alpha\beta} = \langle e^{i\vec{k}_\beta \cdot \vec{r}_\beta} \Phi_\beta | u_\beta | \Psi_\alpha^+ \rangle,$$

onde α e β denotam, respectivamente, os canais de entrada (a,A) e saída (b,B) ; u_β é o potencial de interação entre b e B ; r_β a distância entre os centros de massa de b e B ; k_β o número de onda relativo no canal de saída; Φ_β a função de onda descrevendo os estados intrínsecos dos núcleos b e B ; e Ψ a função de onda total do sistema, Ψ_α^+ designando a solução com comportamento assintótico de onda livre "entrando", no canal α , mais ondas esféricas "saíndo", em todos os canais β .

A seção de choque diferencial pode ser obtida a partir da amplitude da reação, sendo expressa, quando alvo e projétil são não-polarizados, por:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_\alpha \mu_\beta}{(2\pi\hbar^2)^2} \cdot \frac{k_\beta}{k_\alpha} \cdot \sum |\tau_{\alpha\beta}|^2,$$

onde $\sum$ denota a soma sobre as projeções de "spin" finais e média sobre as iniciais, e μ_α e μ_β são as massas reduzidas nos canais α e β .

O potencial de interação U_β a ser utilizado no cálculo da amplitude da reação pode ser separado, por conveniência, em uma parte "optica", representando um "efeito médio" dos núcleons de B sobre b , independente dos estados intrínsecos dos núcleos envolvidos, mais um "termo de correção":

$$U_\beta = U_{0\beta} + u_\beta$$

onde $U_{0\beta}$ designa o potencial optico no canal de saída. A amplitude da reação pode agora ser decomposta, com auxílio da relação de Gell-Mann-Goldberger (Ge 53), em um termo relacionado ao espalhamento gerado pelo potencial optico, e outro associado à reação propriamente dita:

$$T_{\alpha\beta} = e^{i\vec{k}_\beta \cdot \vec{r}_\beta} \Phi_\beta | U_{0\beta} | \Phi_\alpha \chi_\alpha^+ \rangle + \langle \chi_\beta^T | \Phi_\beta | u_\beta | \Psi_\alpha^+ \rangle,$$

onde as funções χ , chamadas ondas distorcidas, descrevem o espalhamento elástico pelo potencial U_0 ; χ^+ designa a solução com comportamento assintótico de onda "saindo", e χ^{T-} a solução reversa no tempo a χ^+ . Com esta decomposição, a amplitude da reação é dada pelo segundo termo na expressão acima, já que o primeiro dá a amplitude do espalhamento elástico. O termo de correção u_β é agora o responsável pela reação.

A aproximação de Born com ondas distorcidas considera o potencial que origina a reação como uma perturbação no potencial optico que descreve o espalhamento elástico. A função

de onda total é substituída, na expressão para a amplitude da reação, pela solução da equação de Schrödinger onde o potencial de interação é o potencial optico:

$$\psi_{\alpha}^{+} \rightarrow \phi_{\alpha} \chi_{\alpha}^{+}$$

Assim, a amplitude da reação nesta aproximação é dada por:

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

onde o elemento de matriz $\langle \phi_{\beta} | u_{\beta} | \phi_{\alpha} \rangle$ é calculado entre os estados intrínsecos dos pares em colisão, e contém as informações sobre a estrutura dos núcleos envolvidos no processo.

Na reação de "stripping" sob consideração a partícula transferida do projétil a para o alvo A será denotada por x , ou seja:

$$B = A + x, \quad e$$

$$a = b + x.$$

É conveniente, neste caso, escrever a interação efetiva responsável pela reação na seguinte forma:

$$u_{\beta} = u_{bB} - u_{0bB} = u_{bx} + u_{bA} - u_{0bB},$$

onde claramente u_{bx} é o potencial de interação entre a partícula transferida e a emergente, enquanto u_{bA} é o potencial de interação entre a partícula emergente e o "caroço" A . O "caroço" A é usualmente considerado um caroço inerte, cuja configuração não se altera durante o processo de transferência. Com esta aproximação, chamada aproximação de "stripping",

$$u_{bA} \approx u_{0bA} \approx u_{0bB},$$

e conseqüentemente

$$u_B \approx u_{bX}.$$

A aproximação de "stripping" negligencia as excitações do caroço e é justificável em reações envolvendo núcleos nas regiões de camada fechada.

O cálculo do elemento de matrix nuclear envolve ainda o conhecimento das funções de onda intrínsecas nos canais de entrada e saída da reação. A função de onda do núcleo residual, suposto não diferir do núcleo-alvo a menos da adição de um nucleon, pode ser, para tanto, expandida num conjunto completo de estados do "caroço"-alvo mais um nucleon no orbital $(n\ell j)$:

$$\Phi_B \equiv \Phi_{J_B T_B}^{M_{J_B} M_{T_B}}(\xi_A, \sigma_X \tau_X, \vec{r}_{XA}) = \sum_{n\ell j} (J_A, n\ell j | \} J_B) (T_A, 1/2 | \} T_B)$$

$$\left[\Phi_{J_A T_A}(\xi_A) \Psi_{n\ell j 1/2}(\sigma_X \tau_X, \vec{r}_{XA}) \right]_{J_B T_B}^{M_{J_B} M_{T_B}}$$

onde o símbolo $(| \})$ denota o coeficiente de parentesco fracionário, e $[\]$ o acoplamento vetorial com respeito a "spin" e "isospin". A função de onda $\Psi_{n\ell j 1/2}$ do nucleon capturado pode ainda ser separada em suas partes radial, orbital, e de "spin" - "isospin":

$$\Psi_{n\ell j 1/2}^{m_j m_t}(\sigma_X \tau_X, \vec{r}_{XA}) = V_{n\ell}(r_{XA}) \left[i^\ell Y_\ell(\hat{r}_{XA}) \Phi_{1/2 1/2}(\sigma_X \tau_X) \right]_{j 1/2}^{m_j m_t}.$$

Uma expansão análoga pode ser feita para a função de onda do projétil, a partir das funções de onda da partícula emergente.

e do nucleon transferido, e que, no caso de estarem num estado S de movimento relativo no interior do projétil, é dada por:

$$\Phi_a \equiv \Phi_{j_a t_a}^{m j_a m t_a}(\sigma_b \tau_b, \sigma_x \tau_x, \vec{r}_{bx}) = (j_b, 1/2 | j_a) (t_b, 1/2 | t_a) \theta_a(r_{bx})$$

$$\left[\Phi_{j_b t_b}(\sigma_b \tau_b) \Phi_{1/2, 1/2}(\sigma_x \tau_x) \right]_{j_a t_a}^{m j_a m t_a},$$

onde θ_a é a função de onda radial do movimento relativo de x com b no interior de a . O elemento de matrix nuclear é então expresso, na suposição de uma interação central, como:

$$\langle \Phi_\beta | u_\beta | \Phi_\alpha \rangle = \langle \Phi_B \Phi_b | u_{bx} | \Phi_a \Phi_A \rangle =$$

$$= \sum_{n\ell j} \sum_{m_\ell m_s m_j} \langle J_A M_{J_A}, j m_j | J_B M_{J_B} \rangle \langle \ell m_\ell, 1/2 m_s | j m_j \rangle \langle j_b m_{j_b}, 1/2 m_s | j_a m_{j_a} \rangle$$

$$\left(\frac{a}{2} \right)^{1/2} C_T (S_{n\ell j})^{1/2} (i^\ell y_\ell^{m_\ell}(\hat{r}_{xA}))^* v_{n\ell}(r_{xA}) u_{bx}(r_{bx}) \theta_a(r_{bx}),$$

onde o coeficiente C_T de acoplamento de "isospin" e o fator espectroscópico $S_{n\ell j}$ são dados por:

$$C_T = \langle T_A M_{T_A}, 1/2 m_t | T_B M_{T_B} \rangle, \text{ e}$$

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

o fator $(a(A+1))^{1/2}$ foi introduzido na anti-simetrização das funções de onda do projétil e do alvo, e a massa do projétil foi restrita a valor menor ou igual a quatro unidades atômicas de massa, de modo que

$$(j_b, 1/2 | j_a) (t_b, 1/2 | t_a) \langle t_b m_{t_b}, 1/2 m_t | t_a m_{t_a} \rangle = \pm \frac{1}{\sqrt{2}}.$$

A amplitude da reação é obtida imediatamente a partir da expressão para o elemento de matrix nuclear:

$$T_{\alpha\beta}^{DWBA} = \sum_{n\ell j} \sum_{m_\ell m_\Delta m_j} \langle J_A M_{J_A}, j m_j | J_B M_{J_B} \rangle \langle \ell m_\ell, 1/2 m_\Delta | j m_j \rangle$$

$$\langle j_b m_{j_b}, 1/2 m_\Delta | j_a m_{j_a} \rangle \left(\frac{a}{2}\right)^{1/2} (2\ell+1)^{1/2} C_T(S_{n\ell j})^{1/2} B_{n\ell}^m(\vec{k}_\beta, \vec{k}_\alpha),$$

onde a amplitude cinemática $B_{n\ell}^m$ é dada por:

$$B_{n\ell}^m(\vec{k}_\beta, \vec{k}_\alpha) = (2\ell+1)^{-1/2} \int d\vec{k}_\alpha \int d\vec{k}_\beta \chi_\beta^{T-*}(\vec{k}_\beta, \vec{k}_\beta) (i^\ell y_\ell^m(\hat{n}_{xA}))^*.$$

$$\cdot V_{n\ell}(r_{xA}) u_{bx}(r_{bx}) \Theta_a(r_{bx}) \chi_\alpha^+(\vec{k}_\alpha, \vec{k}_\alpha);$$

a relação entre as coordenadas relativas $\vec{k}_\alpha$ e $\vec{k}_\beta$ e as coordenadas de canal $\vec{k}_{xA}$ e $\vec{k}_{bx}$ é obtida a partir do diagrama:

$$\vec{k}_\alpha = \vec{k}_{xA} + \frac{b}{a} \vec{k}_{bx}, \text{ e}$$

$$\vec{k}_\beta = \vec{k}_{bx} + \frac{A}{B} \vec{k}_{xA}.$$

A seção de choque diferencial, calculada a partir da amplitude da reação, é proporcional à

$$\sum_{\ell m_\ell j} \left| \sum_n (S_{n\ell j})^{1/2} B_{n\ell}^m \right|^2,$$

ou seja, incoerente com respeito aos números quânticos orbital e de "spin", e coerente com respeito ao número quântico principal do nucleon capturado. Em situações nas quais apenas um valor do número quântico principal é relevante, a seção de choque é expressa como:

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

A seção de choque reduzida σ_{ℓ} é dada por:

$$\sigma_{\ell}(\theta) = \frac{\mu_{\alpha} \mu_{\beta}}{(2\pi\hbar^2)^2} \cdot \frac{k_{\beta}}{k_{\alpha}} \cdot \frac{2J_B+1}{2J_A+1} \cdot \frac{a}{4} \cdot C_T^2 \cdot \sum_{m_{\ell}} \left| B_{\ell}^{m_{\ell}} \right|^2,$$

e determina a forma da distribuição angular. O fator espectroscópico S_{ℓ} , expresso como:

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

mede, em reações de "stripping", a probabilidade com a qual uma particular configuração do núcleo-alvo mais partícula transferida em um orbital (nlj) do modelo de camadas ocorre na função de onda do estado final.

O cálculo da seção de choque reduzida σ_{ℓ} , que se resume basicamente no cálculo da amplitude cinemática $B_{\ell}^{m_{\ell}}$, envolve, dentre outras coisas, o cálculo das funções de onda distorcidas, nos canais de entrada e saída, e da função de onda do nucleon capturado, bem como a "construção" do potencial de interação entre as partículas que compõem o projétil. No trata-

mento desta interação, é usualmente utilizada a aproximação de alcance nulo, que consiste em considerar que a absorção do projêtil ocorra no mesmo ponto em que a partícula emergente é emitida. Nesta aproximação, é válida a igualdade:

$$u_{bx}(\kappa_{bx})\Theta_a(\kappa_{bx}) = \mathcal{D}_0\delta(\kappa_{bx}),$$

onde a amplitude $\mathcal{D}_0$ é obtida da integral:

$$\mathcal{D}_0 = \int d\vec{\kappa}_{bx} u_{bx}(\kappa_{bx})\Theta_a(\kappa_{bx}).$$

O cálculo da amplitude cinemática fica assim consideravelmente simplificado, pela redução da integral a seis dimensões a uma integral a três dimensões. No entanto, estudos realizados sobre os efeitos de alcance finito revelaram serem os mesmos importantes no sentido de reduzirem as contribuições à reação da região interna do núcleo (Au 64), alterando a magnitude das seções de choque e, em alguns casos, também a forma das distribuições angulares preditas (Hi 67, Ba 66). Bassel (Ba 66) calculou, para o caso dos processos ($^3\text{He},d$), (t,d) e seus inversos, os fatores de normalização pelos quais as seções de choque reduzidas na aproximação de alcance nulo devem ser multiplicadas, a fim de levar em conta a superposição entre as funções de onda do deuteron e do sistema de três nucleons. Utiliizou, para o último, a função de onda de Irving-Gunn, e para o deuteron, a função de onda de Hulthén. Bassel (Ba 68) sugere que, devido às incertezas nas quantidades usadas nos cálculos, esses fatores de normalização devam estar afetados de incertezas da ordem de 30%.

A função de onda do nucleon capturado é suposta ser um auto-estado de partícula independente do potencial do modelo de camadas. Este potencial é usualmente da forma de Woods-Saxon, tendo sua profundidade ajustada de maneira a reproduzir um determinado auto-valor de energia. No entanto, conforme discutido em Fra 70, controvérsias existem com respeito a este auto-valor: duas prescrições tem sido consideradas, uma delas associando ao auto-valor a energia de separação observada, a outra a energia de ligação do nível de partícula independente associado ao particular estado residual sob consideração; se uma delas leva a valores de fator espectroscópico notadamente elevados, a outra, embora levando a valores mais razoáveis, acarreta um comportamento assintótico não correto da função de onda em questão. Como os fatores espectroscópicos dependem sensivelmente do auto-valor de energia considerado, um melhor procedimento deve ainda ser encontrado para o cálculo destas funções de onda.

É sabido também que a magnitude, embora não a forma, da seção de choque reduzida é bastante sensível a pequenas variações na geometria do poço de potencial utilizado, isto é, nos parâmetros "raio" e "difusividade". Um estudo feito por Preedom, Newman e Hiebert (Pre 68), sobre reações $(d, {}^3\text{He})$ em isótopos pares de Zircônio, revela que variações de 4% no raio, e 7% na difusividade do poço acarretam variações da ordem de 40% e 20%, respectivamente, na magnitude das seções de choque preditas. Também um estudo feito por Harar e Horoshko (Ha 72), sobre reações $({}^3\text{He}, d)$ em ${}^{116}\text{Cd}$, revela que variações da ordem de 10% no raio levam a variações na magnitude da seção de choque predita de até um fator dois.

As funções de onda distorcidas dos canais de entrada e saída são, por sua vez, geradas pelos potenciais ópticos que descrevem o espalhamento elástico nos canais correspondentes. Os parâmetros destes potenciais podem ser obtidos a partir de medidas de seção de choque de espalhamento elástico, e, conforme observado em Fra 70, embora ambiguidades ocorram na determinação destes parâmetros, levando a vários conjuntos que descrevem o mesmo espalhamento, estudos realizados sobre ajustes de seções de choque de reações de transferência possibilitaram estabelecer critérios de escolha do conjunto de parâmetros mais adequado. Além disso, o estudo feito por Hiebert, Newman e Bassel (Hi 67), sobre a análise "D.W.B.A." de reações ($d, {}^3\text{He}$) em núcleos nas regiões de camada fechada, revelou serem os aspectos principais das seções de choque previstas para reações de "stripping" e "pick-up" não muito sensíveis aos valores precisos dos parâmetros ópticos. Harar e Horoshko (Ha 72), no estudo da reação ${}^{116}\text{Cd}({}^3\text{He}, d){}^{117}\text{In}$, concluíram ainda que variações da ordem de 10% nos parâmetros do espalhamento dos íons de ${}^3\text{He}$ poderiam alterar a magnitude das seções de choque em aproximadamente 20%, variação esta muito menor que a causada pelas variações nos parâmetros do potencial para o estado ligado.

Cabe mencionar ainda que tanto as funções de onda distorcidas como a função de onda do nucleon capturado podem ser calculadas utilizando potenciais locais ou potenciais não-locais. Existem, hoje, fortes razões que levam a acreditar que os potenciais "verdadeiros", tanto os do modelo óptico como os do modelo de camadas, sejam não-locais. Em particular, uma das razões da dependência dos potenciais ópticos com a e-

nergia de bombardeio é atribuída à não-localidade (Pe 62). Os potenciais ópticos locais usualmente empregados são considerados equivalentes aos potenciais não-locais "verdadeiros" no sentido de produzirem o mesmo espalhamento, ou seja, no sentido de terem as funções de onda distorcidas, em ambos os casos, o mesmo comportamento assintótico. Diferem, entretanto, no interior do núcleo, sendo as funções de onda não-locais reduzidas por tipicamente 15%. Tal redução é chamada "efeito Perey" (Au 65, Pe 63), e pode ser reproduzida, na aproximação de energia local (Pe 64), com a introdução de um fator de amortecimento nas funções de onda locais (Pe 63). O efeito da não-localidade dos potenciais é pois reduzir as contribuições à reação da região interna do núcleo. Hiebert, Newman e Bas-
sel (Hi 67) estudaram os efeitos da não-localidade dos potenciais nas seções de choque preditas de reações ($d, {}^3\text{He}$) em núcleos nas regiões de camada fechada, concluindo que as correções para a não-localidade, tanto em cálculos utilizando a aproximação de alcance nulo, como em cálculos utilizando as correções de alcance finito, sistematicamente subestimavam, em 20% a 30%, os fatores espectroscópicos obtidos, em relação aos preditos pelo modelo de camadas. Levantaram a possibilidade de tal resultado ser devido ao fato de o parâmetro "alcance da não-localidade" utilizado no potencial do modelo de camadas ser demasiado grande; de fato, fora utilizado nos cálculos o parâmetro obtido do estudo da dependência, com a energia, dos potenciais ópticos do espalhamento de nucleons, e evidências existem de que a dependência, com a energia, dos potenciais para partículas fracamente ligadas, isto é, perto do nível de Fermi, seja menor que a dos potenciais ópticos (Bro 63). Sugerem, assim, a utilização de correções de não-locali-

dade apenas nos potenciais ópticos, procedimento indicado também por Drisko (Dri 67) em estudos com outras reações nucleares. Obtiveram, desta maneira, valores de fator espectroscópico concordantes, dentro de $\pm 20\%$, com as previsões do modelo de camadas.

Os estudos realizados sobre a confiabilidade da teoria "D.W.B.A." concluem que, considerando as incertezas nas quantidades usadas nos cálculos e as complexidades neles envolvidas, uma incerteza da ordem de $\pm 20\%$ deve ser esperada nas previsões da teoria (Hi 67). No entanto, conforme já ressaltado por Preedom, Newman e Hiebert (Pre 68), devido à grande sensibilidade da magnitude da seção de choque predita com os parâmetros do potencial para o estado ligado, podem os fatores espectroscópicos absolutos extraídos com base nessa teoria estar afetados de incertezas muito maiores. A estimativa de 20% seria um limite inferior para a incerteza nas previsões da teoria. Valores relativos de fator espectroscópico não são muito afetados pela incerteza nos parâmetros do potencial para o estado ligado, e tampouco pela incerteza na normalização provinda das correções de alcance finito; são, porém, ainda afetados por incertezas teóricas^(*) relacionadas à habilidade da teoria "D.W.B.A." em prever corretamente a dependência relativa em Q e em (nlj) . Bassel (Ba 68) estima que, devido às incertezas nas quantidades usadas nos cálculos e às complexidades neles envolvidas, uma incerteza de 10% a 15% deve ainda ser esperada

(*) Os fatores espectroscópicos, sendo extraídos por comparação de previsões teóricas a curvas experimentais, estão sujeitos a incertezas provenientes das duas fontes. Para as finalidades da presente discussão, apenas as incertezas teóricas estão sendo abordadas.

nos valores relativos.

IV.2 Os Potenciais Opticos

As funções de onda distorcidas dos canais de entrada e saída, utilizadas no cálculo da amplitude da reação, são geradas, na prática, por potenciais opticos que reproduzem o espalhamento elástico experimental das partículas apropriadas em cada canal, pelos núcleos correspondentes, nas energias adequadas, e cujos parâmetros estão, portanto, determinados.

A forma geral dos potenciais opticos utilizados na análise da reação $^{108}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{109}\text{In}$ é dada por:

$$U_0(r) = V_C(r) - V_0(r) + \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 (\vec{\sigma} \cdot \vec{\ell}) V_{SO} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \delta_0(r) - i(W\delta_W(r) - 4a_W W_D \frac{d}{dr} \delta_W(r)),$$

onde

$$\delta_i(r) = \frac{1}{1 + e^{(r - r_i A^{1/3})/a_i}},$$

e V_C é o potencial coulombiano de uma esfera de raio R_C uniformemente carregada:

$$V_C(r) = \frac{ZZ'e^2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2}\right), \quad r \leq R_C, \quad \text{e}$$

$$V_C(r) = \frac{ZZ'e^2}{r}, \quad r > R_C, \quad R_C = r_C A^{1/3}.$$

Os parâmetros do potencial para os íons de ^3He utili

zados no presente trabalho foram obtidos por Becchetti e Greenless (Be 71), e correspondem a potenciais "médios" que ajustam um grande número de dados experimentais de espalhamento elástico em núcleos de massas intermediárias, a energias de bombardeio abaixo de 40 MeV. Os parâmetros do potencial para os deuteron foram, por sua vez, obtidos por Perey e Perey (Pe 63a), e correspondem também a potenciais "médios" que reproduzem o espalhamento elástico experimental em núcleos de massas intermediárias, a energias de bombardeio entre 12 e 25 MeV. Estes parâmetros encontram-se reproduzidos na tabela IV-1.

IV.3 O Estado Ligado do Nucleon Capturado

A função de onda do nucleon capturado é tratada, na presente análise, como sendo uma auto-função de um poço de potencial de Woods-Saxon, cuja profundidade é ajustada de maneira a reproduzir a energia de separação do particular estado residual sob consideração.

O potencial utilizado tem a forma:

$$u_p(r) = V_C(r) - V_0(r) + \left(\frac{\hbar}{2m_p c}\right)^2 (\vec{\sigma} \cdot \vec{r}) \lambda_{SO} V \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f_0(r),$$

onde V_C e f_0 são dados pelas mesmas expressões da seção IV.2.

Os parâmetros r_0 e a_0 são, usualmente, escolhidos de modo a corresponder aos parâmetros da parte real do potencial determinado da análise do espalhamento do nucleon pelo núcleo apropriado. No entanto, devido a ambiguidades existentes no potencial optico e à possibilidade destes parâmetros apresentarem dependências com a energia incidente e a massa do nú-

Tab.IV-1 Parâmetros Usados na Análise "D.W.B.A." da Reação
 $^{108}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{109}\text{In}$

	^3He	proton	deuteron
V (MeV)	154	ajustado ^(a)	98
V_{S0} (MeV)	2.5	$\lambda_{S0}=25$ ^(b)	0
r_0 (F)	1.20	1.25	1.15
a_0 (F)	0.72	0.65	0.81
W (MeV)	40		0
W_D (MeV)	0		19
r_W (F)	1.40		1.34
a_W (F)	0.88		0.68
r_C (F)	1.30	1.25	1.15

(a) Ajustado de maneira a reproduzir a energia de separação do estado residual populado na reação.

(b) Termo de acoplamento "spin"-órbita, igual a λ_{S0} vezes o termo de Thomas; corresponde a $V_{S0} \approx 7$ MeV.

cleo alvo, vários conjuntos de valores são encontrados na literatura. Os parâmetros adotados nos cálculos, reproduzidos na tabela IV-1, correspondem aos obtidos por Perey (Pe 63b) na análise do espalhamento de prótons por núcleos de massas intermediárias. Entretanto, conforme salientado na seção IV.1, a magnitude, embora não a forma, das seções de choque preditas é bastante sensível aos valores dos parâmetros utilizados, e portanto uma incerteza considerável poderá existir nas seções de choque absolutas calculadas, devida à incerteza nos parâmetros geométricos do poço de potencial.

IV.4 Comparação Experiência-Teoria

Os cálculos "D.W.B.A." para a reação $^{108}\text{Cd}(\text{He},d)^{109}\text{In}$ foram efetuados com auxílio do programa DWUCK (Ku 67), tendo sido utilizadas correções de alcance finito e não-localidade dos potenciais na aproximação de energia local.

A relação entre a seção de choque diferencial das reações ($^3\text{He},d$) e a seção de choque reduzida calculada pelo programa é dada, incluindo o fator de normalização para as correções de alcance finito calculado por Bassel (Ba 66), por:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 4.42 \frac{2J_f+1}{2J_i+1} S \frac{\sigma_{\text{DWUCK}}(\theta)}{2j+1},$$

onde J_f , J_i e j são os momentos angulares totais dos estados final, inicial e da partícula transferida, respectivamente, e S é o fator espectroscópico.

Os fatores espectroscópicos, sendo extraídos por comparação das predições teóricas às curvas experimentais, estão

afetados de incertezas provenientes das duas fontes. As incertezas nos valores absolutos das seções de choque experimentais, entre $\pm 14\%$ e $\pm 22\%$, aliadas a uma incerteza de pelo menos 30% nas seções de choque calculadas levam a valores de fator espectroscópico com incertezas entre $\pm 33\%$ e $\pm 37\%$. Valores relativos de fator espectroscópico podem estar afetados de incertezas menores, já que as incertezas envolvidas nos cálculos "D.W.B.A." são, neste caso, consideravelmente menores, entre 10% e 15% , como discutido na seção IV.1. A aplicação das "regras de soma" à presente análise possibilita a normalização dos fatores espectroscópicos relativos a valores certamente confiáveis, na pior das hipóteses, dentro de $\pm 30\%$.

IV.5 Normalização de Fatores Espectroscópicos

A normalização de fatores espectroscópicos relativos é possível com a utilização de regras de soma (Ma 60). Estas regras estabelecem que, no caso de reações de "stripping", a soma das intensidades de todas as transições associadas a um determinado nível de partícula independente esteja relacionada à probabilidade do mesmo orbital estar desocupado, no estado fundamental do núcleo-alvo.

French e Macfarlane (Fre 61) mostraram que, no caso de reações de "stripping" de um próton em alvos par-par, as regras de soma para um determinado orbital (nlj) são expressas como:

$$\sum_{\alpha} (2j+1) C^2 S_j^{(\alpha)} = \langle p \rangle_j - \frac{\langle n \rangle_j}{N-Z+1}, \quad T_0 = T_i - \frac{1}{2}, \text{ e}$$

$$\sum_{\alpha} (2j+1) C^2 S_j^{(\alpha)} = \frac{\langle n \rangle_j}{N-Z+1}, \quad T_f = T_i + \frac{1}{2}.$$

C é o coeficiente de Clebsh-Gordan do acoplamento de "isospin", S o fator espectroscópico, e Σ designa a soma sobre todos os estados nucleares finais identificados como fragmentos do nível de partícula independente considerado. T_f e T_i são os "spins" isobáricos dos estados final e inicial, respectivamente, e Z e N os números de prótons e nêutrons no alvo. $\langle p \rangle_j$ e $\langle n \rangle_j$ designam os números médios de buracos de próton e nêutron no orbital (nlj) do alvo.

No caso da reação em estudo, o núcleo-alvo, $^{108}_{48}\text{Cd}$, tem 2 buracos de próton na camada fechada Z=50. De acordo com o modelo simples de camadas, o estado fundamental do Cádmio seria descrito como 2 buracos na órbita $1g_{9/2}$, e o estado de mais baixa energia no núcleo residual, $^{109}_{49}\text{In}$, corresponde à transferência de 1 próton para esta órbita, na qual restará en tão apenas 1 buraco. Entretanto, o fato de, no núcleo residual, terem sido observados estados correspondentes à transferência de 1 próton para outras órbitas da mesma camada compreendi da entre Z=28 e Z=50 sugere que o estado fundamental do Cádmio contém, também, em sua função de onda, uma fração composta por configurações de 2 buracos em cada uma destas outras órbitas. O número médio de buracos de próton em cada uma destas órbitas é menor que 2, proporcionalmente à probabilidade com que a configuração ocorre na função de onda, e a soma dos números médios de buracos em cada uma das órbitas é igual a 2. É, assim, conveniente, no caso da reação $^{108}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{109}\text{In}$, que a regra de soma a ser utilizada para normalizar os fatores espectroscópicos relativos envolva uma soma sobre as órbitas onde

podem se encontrar os 2 buracos de proton no núcleo-alvo. Desta forma, essa regra é expressa como:

$$\sum_j (2j+1) c^2 \sum_{\alpha} S_j^{(\alpha)} = \sum_j \langle p \rangle_j = 2,$$

sendo que apenas estados com "spin" isobárico

$$T_0 = T_i - \frac{1}{2}$$

são excitados quando o proton é transferido para qualquer uma das órbitas da camada que se fecha em $Z=50$, pois as órbitas correspondentes para os neutrons estão completas.

V APRESENTAÇÃO E DISCUSSÃO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Neste capítulo são apresentados os espectros e as distribuições angulares das seções de choque experimentais para as várias transições observadas na reação $^{108}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{109}\text{In}$, bem como os resultados obtidos pela análise da reação com a teoria da aproximação de Born com ondas distorcidas, descrita no capítulo anterior. Assim, os momentos angulares transferidos nas várias transições e os fatores espectroscópicos dos estados residuais investigados foram determinados. Algumas considerações sobre a estrutura destes níveis são também feitas, com base em estudos feitos por outros autores sobre a estrutura dos outros isótopos ímpares do Índio.

Este capítulo se divide em seis partes, compreendendo:

- os espectros e as energias de excitação,
- a determinação da diferença entre os valores de Q das reações $(^3\text{He},d)$ em ^{108}Cd e ^{110}Cd ,
- as distribuições angulares e os momentos angulares transferidos,
- a atribuição de momento angular total e de paridade, e a comparação com resultados de outros autores,
- a determinação dos fatores espectroscópicos, e
- algumas considerações sobre a estrutura dos estados nucleares dos isótopos ímpares de Índio.

V.1 Os Espectros e as Energias de Excitação

Espectros típicos dos deuteronos provenientes da reação $^{108}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{109}\text{In}$ encontram-se reproduzidos nas figuras V-1 e V-2. A escala vertical refere-se ao número de traços registrados na emulsão ao longo da chapa, e a horizontal à posição do traço na chapa em relação a uma dada origem.

A resolução experimental observada é de aproximadamente 16 keV na largura à meia-altura. Os espectros apresentam uma estrutura com poucos picos até uma energia de excitação da ordem de 1.9 MeV, a partir da qual a densidade de picos aumenta consideravelmente. Aqueles identificados como estados do $^{109}\text{In}^{(*)}$ estão assinalados na figuras com as respectivas energias de excitação. Três estados do ^{111}In foram também observados na maioria dos espectros obtidos.

As energias de excitação dos estados residuais foram calculadas com auxílio de um programa de cinemática de reações, SPECTRE (Mo 68), o qual tem incorporada a curva de calibração característica do espectrôgrafo utilizado na análise das partículas emitidas. Os valores médios das energias de excitação, resultantes da análise dos espectros obtidos nos diferentes ângulos de espalhamento, são apresentados na tabela V-1. A incerteza nos valores aí tabelados varia entre ± 4 e ± 7 keV, dependendo da energia de excitação do nível e da intensidade da transição correspondente (V. Seção III.2).

(*) O método utilizado na seleção dos picos associados aos níveis do núcleo residual em estudo está descrito no capítulo III.

Fig.V-1 Espectro dos deuterons espalhados a 49° , obtido no estudo da reação $^{108}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{109}\text{In}$ com o espectrôgrafo magnético. Os picos correspondentes a estados do ^{109}In estão assinalados pelas energias de excitação, em MeV.

Fig.V-2 Espectro dos deuterons espalhados a 30° , obtido no estudo da reação $^{108}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{109}\text{In}$ com o espectrôgrafo magnético. Os picos correspondentes a estados de ^{109}In estão assinalados pelas energias de excitação, em MeV.

Tab.V-1 Propriedades dos Níveis do ^{109}In

$^{108}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{109}\text{In}$ (presente trabalho)					$^{112}\text{Sn}(p,\alpha)^{109}\text{In}$ (Smi 76)		(Be 78)	
E_x (keV)	ℓ (a)	J^π (a)	C^2S (b) (19.5 MeV)	C^2S (b) (21 MeV)	E_x (c) (keV)	J^π	E_x (c) (keV)	J^π (d)
0.0	4	$9/2^+$	0.17	0.17	0	$9/2^+$	0.0	$9/2^+$
647.2±4.2	1	$1/2^-$	0.071	0.067	650	$1/2^-$	650.1±0.3	$1/2^-$
981.0±3.9	1	$3/2^-$	0.040	0.043	984	$3/2^-$	981.4±0.4	$(3/2^-)$
							1026.1±0.4	$(11/2^+)$
1097.8±3.9	2	$5/2^+$	0.50	0.48			1098.8±0.4	$(5/2^+)$
1171.2±3.9	0	$1/2^+$	0.34	0.33			1172.1±0.4	$(1/2^+, 3/2^+)$
1320.5±7.0							1320.8±0.5	$(5/2^+, 7/2^+)$
							1428.0±0.4	$(13/2^+)$
					1438 ^(f)	$(5/2^-, 9/2^+, 13/2^+)$	1441.4±0.5	$(3/2^-, 5/2^-)$
							1463.6±0.4	$5/2^+ - 9/2^+(h)$
1484.2±4.7	2	$3/2^+(e), 5/2^+$	0.27, 0.14	0.26, 0.14			1483.1±0.4	$3/2^+, (1/2^+)(h)$
							1573.9±0.5	$7/2 - 11/2(h)$
							1712.9±0.4	$5/2^+, 7/2^+(h); (9/2^+)$
1723.1±4.7	4	$7/2^+(e), 9/2^+$	0.47, 0.21	0.37, 0.16			1722.3±0.5	$(5/2^+ - 9/2^+)$
							1814.4±0.7	$(1/2^- - 5/2^-)$
							1822.4 ^(g) ±0.9	
					1923		1929.9 ^(g) ±0.7	
1956.7±7.2	(2)	$(3/2^+, 5/2^+)$	0.049, 0.026	0.040, 0.021				

Tab.V-1 Continuação

$^{108}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{109}\text{In}$ (presente trabalho)					$^{112}\text{Sn}(p,\alpha)^{109}\text{In}$ (Smi 76)		(Be 78)	
E_x (keV)	ℓ (a)	J^π (a)	C^2S (b) (19.5 MeV)	C^2S (b) (21 MeV)	E_x (c) (keV)	J^π	E_x (c) (keV)	J^π (d)
2030.0±5.6	(0,2)	(1/2 ⁺ , 3/2 ⁺ , 5/2 ⁺)	0.066, 0.098, 0.051	0.056, 0.088, 0.046	2056		2065.3±0.7	7/2 ⁽⁻⁾ (h)
2076.3±4.7	(0,2)	(1/2 ⁺ , 3/2 ⁺ , 5/2 ⁺)	0.063, 0.088, 0.046	0.043, 0.061, 0.032			2101.0±1.3	
2140.3±5.4	2	3/2 ⁺ , 5/2 ⁺	0.070, 0.036	0.046, 0.024	2128		2126.2 ^(g) ±1.2	
							2135.3 ^(g) ±1.2	
							2161.7 ^(g) ±1.2	
							2192.9 ^(g) ±1.8	
							2271.0	
2360.1±5.6							2278 ^(g) ±3	
							2349.5 ^(g) ±1.6	
							2356.4±1.1	

(a) Valores entre parêntesis indicam dúvidas quanto à atribuição feita (V. texto).

(b) Normalizados pela relação: $\sum_j (2j+1)C^2S_j = 2$, $j=9/2^+$ (E.F.), $1/2^-$ (647.2 keV), $3/2^-$ (981.0 keV).

(c) Tabelados apenas os valores até 2.4 MeV.

(d) Valores entre parêntesis indicam atribuições feitas a partir de argumentos não absolutamente determinantes, segun -

do as bases adotadas pelo Grupo Nuclear Data.

(e) Sugerido como o valor mais provável (V. texto).

(f) Presença de dois ou mais níveis não resolvidos.

(g) Considerado duvidoso, por parte do autor da compilação (Be 78) ou do autor da medida.

(h) Atribuição feita por Dietrich e colaboradores (Di 75), não adotada por Bertrand (Be 78).

V.2 Determinação da Diferença entre os Valores de Q das Reações $(^3\text{He}, d)$ em ^{108}Cd e ^{110}Cd

A identificação de grupos de deuteronos correspondentes a estados conhecidos do ^{111}In nos espectros obtidos na presente investigação, qual seja, da reação $^{108}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{109}\text{In}$, possibilitou determinar a diferença entre os valores de Q dos estados fundamentais das duas reações.

Os três estados do ^{111}In observados no presente trabalho já tinham sido detetados em vários outros experimentos (Di 76, Ra 71). Os valores das energias de excitação utilizados na presente análise correspondem aos valores obtidos por Dietrich e Bäcklin (Di 76) no estudo da reação $^{111}\text{Cd}(p, n\gamma)^{111}\text{In}$, quais sejam: 1102.0 keV, 1187.7 keV e 1344.8 keV, determinados dentro de ± 0.3 keV. É interessante notar que as distribuições angulares experimentais para estes três estados obtidas no presente trabalho exibem característica de transferências de momento angular orbital compatíveis com as atribuições de momento angular total e paridade feitas no trabalho de Dietrich e Bäcklin (Di 76). As distribuições angulares experimentais estão reproduzidas na figura V-5, e correspondem a transferências de momento angular orbital $\ell=2$, para o estado excitado a 1.102 MeV; $\ell=0$ ou $\ell=2$, para o estado a 1.188 MeV; e $\ell=0$ ou $\ell=2$, para o estado a 1.345 MeV. Por outro lado, os momentos angulares totais atribuídos por Dietrich e Bäcklin (Di 76) são, respectivamente: $5/2^+$; $1/2^+$ ou $3/2^+$; e $1/2^+$ ou $3/2^+$.

A diferença entre os valores de Q dos estados fundamentais das reações $^{108}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{109}\text{In}$ e $^{110}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{111}\text{In}$ foi determinada a partir dos valores medidos de Q para o estado fundamental da reação em ^{108}Cd e para os estados excitados po-

pulados na reação em ^{110}Cd , e dos valores das energias de excitação destes estados:

$$\Delta Q_0 \equiv Q_0(110-111) - Q_0(108-109) = Q_x(110-111) + E_x(111) - Q_0(108-109),$$

onde Q_0 e Q_x designam os valores de Q para as reações populando o nível fundamental e o nível com energia de excitação E_x do núcleo residual, respectivamente. Os valores de Q foram calculados pelo programa SPECTRE (Mo 68) a partir das posições nas placas de emulsão dos grupos de deuterons correspondentes, como descrito no capítulo III. Da análise dos espectros obtidos nos diferentes ângulos de espalhamento resultou, para a diferença ΔQ_0 , o valor:

$$\Delta Q_0 \equiv Q_0(110-111) - Q_0(108-109) = (807.5 \pm 4.0) \text{ keV}.$$

A incerteza de ± 4.0 keV foi atribuída a partir das incertezas nas várias quantidades que afetam o cálculo das energias de reação (Q), tais como: a posição nas placas de emulsão dos grupos de deuterons em questão, os coeficientes da curva de calibração utilizada, etc., como discutido em detalhe em Be 75.

Por outro lado, o valor de ΔQ_0 obtido da tabela de massas de Wapstra e Bos (Wa 77) é:

$$\Delta Q_0^{\text{Wa77}} = (782 \pm 16) \text{ keV}.$$

A diferença entre o valor obtido da literatura (Wa 77) e o valor obtido da presente análise é de 25 keV. Os resultados do presente trabalho, eivados de incertezas considera

velmente menores que as provenientes da tabela de massas, deverão propiciar, quando incorporados como dados de entrada na elaboração de nova tabela, uma determinação mais precisa das energias de ligação de protons nesta região de massas.

V.3 As Distribuições Angulares e os Momentos Angulares Transferidos

Espectros dos deuteronos emergentes da reação em estudo foram obtidos em doze diferentes ângulos de espalhamento, compreendidos entre 6° e 56° (no referencial do laboratório), à energia incidente de 19.5 MeV, e em quatro ângulos, entre 10° e 40° , para a energia incidente de 21 MeV. As distribuições angulares das seções de choque para as várias transições observadas são apresentadas nas figuras V-3 e V-4. Na figura V-5 estão reproduzidas as distribuições angulares relativas à excitação de níveis do ^{111}In . As seções de choque experimentais foram calculadas em base aos monitores do espalhamento elástico, como discutido no capítulo III. As barras de erro representam a incerteza nos valores relativos das seções de choque. As curvas pelos pontos experimentais são as calculadas na aproximação de Born com ondas distorcidas, como discutido no capítulo IV.

A forma das distribuições angulares das seções de choque é característica do momento angular ℓ transferido na transição. A comparação das curvas teóricas às distribuições angulares experimentais possibilita, assim, a atribuição dos valores do momento angular ℓ envolvido nas transições para os níveis em estudo. Os valores de ℓ determinados na análise da

reação $^{108}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{109}\text{In}$ estão indicados na tabela V-1.

As atribuições de ℓ feitas às transições correspondentes ao núcleo residual no estado fundamental e nos estados com energia de excitação de 0.647, 0.981, 1.098, 1.171 e 1.484 MeV não apresentam, definitivamente, qualquer dúvida (V. figuras V-3 e V-4). As medidas experimentais da reação a ângulos de espalhamento de 6° e 15° (no referencial do laboratório), à energia incidente de 19.5 MeV, foram decisivas para a distinção entre valores de $\ell=0$ e $\ell=2$, pois nestes ângulos as seções de choque têm valores que correspondem, por um lado, ao máximo (mínimo) da distribuição angular referente a um dos casos ($\ell=0$, por exemplo), e por outro lado, ao mínimo (máximo) da distribuição angular referente ao outro caso ($\ell=2$). As medidas à energia incidente de 21 MeV, por sua vez, se mostraram bastante úteis na distinção entre valores de $\ell=1$ e $\ell=0$ ou 2, pela pronunciada estrutura que as distribuições angulares apresentam a esta energia incidente, onde os máximos e mínimos das seções de choque num caso ($\ell=1$) ocorrem em ângulos correspondentes a mínimos e máximos, respectivamente, no outro caso ($\ell=0$ ou 2). A distribuição angular experimental correspondente à excitação do nível com energia de 1.723 MeV, embora não permita uma atribuição de ℓ definitiva a partir das medidas a 19.5 MeV de energia incidente, mostra-se muito bem caracterizada à energia incidente de 21 MeV. A distribuição angular experimental para o nível excitado a 1.956 MeV apresenta as características da distribuição correspondente ao valor de ℓ indicado, mas se compara menos bem à curva teórica do que as outras distribuições experimentais de mesmo ℓ . Os valores de ℓ atribuídos, nestes casos, aparecem indicados entre parêntesis na tabela V-1.

Fig.V-3 Distribuições angulares das transições observadas na reação $^{108}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{109}\text{In}$. As barras de erro correspondem às incertezas estatísticas, apenas. As curvas são o resultado de cálculos "DWBA".

Fig.V-4 Distribuições angulares das transições observadas na reação $^{108}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{109}\text{In}$. As barras de erro correspondem às incertezas estatísticas, apenas. As curvas são o resultado de cál

Fig.V-5 Distribuições angulares das transições observadas na reação $(^3\text{He},d)$ em ^{110}Cd ,

(a) à energia incidente de 19.5 MeV, e

(b) à energia incidente de 21 MeV.

As barras de erro correspondem às incertezas estatísticas, apenas. As curvas são o resultado de cálculos "D.W.B.A.", com o conjunto de parâmetros indicado na tabela IV-1.

Fig.V-6 Distribuições angulares das transições observadas na reação $^{108}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{109}\text{In}$, para as quais não estão claros os valores correspondentes do momento angular transferido.

(a) à energia incidente de 19.5 MeV, e

(b) à energia incidente de 21 MeV.

As barras de erro correspondem às incertezas estatísticas, apenas.

As distribuições experimentais para os níveis com energia de 2.030 e 2.076 MeV apresentam acordo equivalente para dois diferentes valores de ℓ ; os dois valores estão indicados entre parêntesis na tabela V-1. As distribuições experimentais correspondentes à excitação dos níveis com energia de 1.321 e 2.360 MeV, reproduzidas na figura V-6, não apresentam características compatíveis com transferência de qualquer valor de ℓ .

V.4 Atribuição de Momento Angular Total e de Paridade, e Comparação com Resultados de Outros Autores

Numa transição entre dois estados nucleares, o momento angular total do estado final está relacionado ao momento angular total do estado inicial através da lei de conservação:

$$\vec{J}_B = \vec{J}_A + \vec{j} ,$$

onde $\vec{J}_B$ e $\vec{J}_A$ são, em reações de transferência de uma partícula, os momentos angulares totais do núcleo residual e do núcleo-alvo, respectivamente, e $\vec{j}$ é o momento angular total da partícula transferida.

Na reação em estudo, o núcleo-alvo, $^{108}_{48}\text{Cd}$, tem número par de prótons e de nêutrons (núcleo "par-par"), e assim, seu estado fundamental tem momento angular total nulo ($\vec{J}_A=0$). O momento angular total do núcleo residual ($\vec{J}_B$) é portanto dado pelo valor:

$$\vec{J}_B = \vec{j} = \ell + \frac{\vec{J}}{2} ,$$

onde ℓ é o momento angular orbital do proton transferido. Os valores de ℓ para as transições associadas aos níveis residuais em estudo podem ser obtidos através da análise da reação com teorias que a descrevam satisfatoriamente ("D.W.B.A.", no caso em questão). Não determinam, porém, univocamente, o momento angular total dos estados residuais. Atribuições podem ser feitas tendo como base o modelo de camadas nuclear.

O núcleo-alvo de Cádmiu tem, segundo o modelo de camadas, configuração de dois buracos de proton na camada fechada $Z=50$. O proton transferido poderá ocupar, portanto, por um lado, qualquer uma das órbitas onde podem se encontrar os dois buracos de proton no núcleo-alvo: $1g_{9/2}$, $2p_{1/2}$, $2p_{3/2}$ e $1f_{5/2}$, e por outro lado, qualquer uma das órbitas livres das camadas superiores, por exemplo: $2d_{5/2}$, $1g_{7/2}$, $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$ e $1h_{11/2}$, na camada compreendida entre $Z=50$ e $Z=82$.

Os valores de momento angular total atribuídos na presente análise aos estados residuais investigados são apresentados na tabela V-1, juntamente com resultados existentes na literatura, compilados por Bertrand (Be 78). As paridades dos níveis estão também indicadas na tabela, e são dadas por $(-1)^\ell$. As atribuições de momento angular total sugeridas pelos resultados presentes são a seguir discutidas:

- i) as distribuições angulares para as transições $(^3\text{He}, d)$ ao estado fundamental e ao estado com energia de excitação de 0.647 MeV são muito bem reproduzidas por transferências de $\ell=4$ e $\ell=1$, respectivamente, em acordo com as atribuições de momento angular total (não dependentes de modelos) anteriormente feitas a estes níveis, quais sejam:

$J^\pi = 9/2^+$ (determinado através de medidas de ressonância magnética com feixe atômico (Ma 58)) e $J^\pi = 1/2^-$ (determinado a partir da investigação de transições M4 no ^{109}In usando espectroscopia de elétrons e raios- γ (Ma 66));

- ii) a distribuição angular correspondente ao nível com energia de 0.981 MeV sugere que o mesmo tenha momento angular total igual a $1/2^-$ ou $3/2^-$ (momento angular orbital transferido $\ell=1$); por outro lado, o estudo das reações $^{112,116,118,124}\text{Sn}(p,\alpha)^{109,113,115,121}\text{In}$ realizado por Smits e Siemssen (Smi 76) revela que as distribuições angulares correspondentes são, ao contrário das distribuições de $(^3\text{He},d)$, bastante sensíveis ao valor do momento angular total transferido e pouco sensíveis ao valor do momento angular orbital transferido quando o momento angular total é o mesmo. As medidas realizadas por Smits e Siemssen (Smi 76) indicam claramente que o momento angular total transferido na excitação do estado em questão é $3/2$, o que permite, em combinação com os resultados do presente experimento, atribuir, definitivamente, um momento angular total e paridade $J^\pi = 3/2^-$. Este valor segue o comportamento sistemático, observado nos diagramas de níveis dos isótopos ímpares mais pesados ($A=111-123$) do Índio; da presença dos três estados de buraco: $9/2^+$, $1/2^-$ e $3/2^-$ (Smi 76 ; We 71, Co 69);

- iii) o momento angular total do nível excitado a 1.098 MeV já fôra determinado por Dietrich e colaboradores (Di 75) como sendo $J^\pi = 5/2^+$. Dietrich (Di 75) estudou a reação $^{108}\text{Cd}(d, n\gamma)^{109}\text{In}$, baseando suas atribuições de momento angular total em combinações de argumentos obtidos a partir de medidas das funções de excitação das radiações- γ e da intensidade dos eletrons de conversão. Os resultados obtidos na presente análise, os quais evidenciam, na distribuição angular para este nível, o caráter de uma transferência de momento angular orbital $\ell=2$, corroboram os resultados da análise de Dietrich e colaboradores (Di 75);
- iv) a distribuição angular correspondente ao nível com energia de 1.171 MeV é característica de uma tranferência de $\ell=0$, o que permite atribuir, definitivamente, um momento angular total $J^\pi = 1/2^+$ ao estado em questão;
- v) a distribuição angular para o nível excitado a 1.484 MeV corresponde a uma transferência de momento angular orbital $\ell=2$, e dois valores de momento angular total são possíveis: $J^\pi = 3/2^+$ e $J^\pi = 5/2^+$; comparação com resultados de medidas realizadas por outros autores (Di 75) não permite selecionar, definitivamente, um ou outro dos dois valores. Dietrich e colaboradores (Di 75), com base em resultados de medidas de funções de excitação e eletrons de conversão na reação

$^{108}\text{Cd}(d,n\gamma)^{109}\text{In}$, atribuíram como possíveis os valores $J^\pi=3/2^+$ e $1/2^+$, o que, comparado com os resultados da presente análise, levaria a sugerir, para o estado em questão, o momento angular total $J^\pi=3/2^+$. Entretanto, observando os dados apresentados no trabalho de Dietrich (Di 75), nota-se ser também possível, dentro dos limites das incertezas nos valores experimentais, o valor $J^\pi=5/2^+$;

vi) o nível com energia de 1.723 MeV é excitado por uma transferência de $\ell=4$, o que sugere um momento angular total igual a $7/2^+$ ou $9/2^+$; entretanto, a não-observação deste estado através da reação $^{112}\text{Sn}(p,\alpha)^{109}\text{In}$ (Smi 76) constitui uma boa indicação de que o mesmo não seja um estado de buraco ou contenha configurações do tipo buraco acoplado a vibração. Tal argumento favorece a interpretação deste estado como um estado de partícula correspondente à transferência de um próton para a órbita $1g_{7/2}$ da camada entre 50 e 82 prótons, e portanto com momento angular total igual a $7/2^+$;

vii) as atribuições de momento angular total aos demais níveis observados foram feitas em base aos valores dos momentos angulares transferidos determinados no presente trabalho, usando a conservação de momento angular total e resultados do modelo de camadas, não havendo quaisquer informações provenientes de outras fontes.

Os resultados obtidos na presente análise mostram bom acordo com resultados anteriores, como pode ser constatado a partir dos valores apresentados na tabela V-1. As energias de excitação concordam, dentro da incerteza atribuída, com os valores adotados por Bertrand (Be 78). As distribuições angulares obtidas indicam transferência de momento angular orbital compatíveis com as atribuições de momento angular total feitas em outros trabalhos. Para alguns dos níveis já observados anteriormente o momento angular total foi mais claramente estabelecido, para outros, valores possíveis de momento angular total foram melhor delimitados. Por fim, alguns níveis não observados anteriormente foram detectados no presente experimento, e valores para o momento angular total são sugeridos.

V.5 Determinação dos Fatores Espectroscópicos

A normalização das seções de choque calculadas às experimentais fornece, como já discutido no capítulo IV, os fatores espectroscópicos dos estados residuais. As figuras V-3 e V-4 mostram as curvas teóricas normalizadas aos pontos experimentais de maneira a reproduzir a melhor concordância dos pontos às curvas, com maior atenção aos valores experimentais de menor incerteza, os quais foram tomados deliberadamente nos ângulos previstos para máximos por "D.W.B.A.", dada a confiabilidade desta teoria nesta região da curva.

As incertezas nos valores absolutos dos fatores espectroscópicos são, como já discutido anteriormente, certamente maiores que as incertezas nos valores relativos. Estes, no entanto, podem ser normalizados com auxílio de "regras de so -

ma". As incertezas nos valores absolutos relacionadas à teoria empregada na análise, "D.W.B.A.", no caso, remontam a pelo menos 30% (V. Capítulo IV), sendo muito maiores que as incertezas teóricas que afetam os valores relativos, estas entre 10% e 15%. Além disso, as incertezas nos valores absolutos das seções de choque experimentais são maiores que as incertezas nos valores relativos, estas entre 8% e 18%, aquelas entre 14% e 22%.

Os fatores espectroscópicos apresentados na tabela V-1 foram normalizados com o uso da relação:

$$\sum_j (2j+1) C^2 S_j = 2 ,$$

onde a somatória se estende aos três estados de menor energia de excitação do ^{109}In , quais sejam: $9/2^+$ (estado fundamental), $1/2^-$ (estado excitado a 0.647 MeV) e $3/2^-$ (estado excitado a 0.981 MeV); é aqui suposto que as intensidades totais de buraco das órbitas onde podem se encontrar os 2 buracos de próton no núcleo-alvo de Cádmio estejam concentradas, respectivamente, em cada um destes três níveis (que são assim considerados estados de buraco puros), e ainda, que a função de onda do estado fundamental do núcleo-alvo seja descrita apenas pelas configurações de 2 buracos nas três órbitas correspondentes, quais sejam: $1g_{9/2}$, $2p_{1/2}$ e $2p_{3/2}$.

A incerteza nos valores assim determinados é inferior a $\pm 30\%$. Estes valores normalizados são maiores que os valores absolutos (calculados diretamente da razão entre os valores absolutos das seções de choque experimentais e teóricas) por um fator da ordem de 2, o que não deve causar apreensão já

que, sabidamente, a magnitude das seções de choque calculadas pode estar afetada de incertezas consideráveis (V. Capítulo IV).

Cabe aqui observar que os valores normalizados dos fatores espectroscópicos são alterados caso o estado excitado a 1.723 MeV ($J^\pi=7/2^+$ ou $9/2^+$) seja também considerado um estado de buraco. A sua inclusão entre os estados sobre os quais a soma na relação acima é feita altera os valores normalizados dos fatores espectroscópicos por um fator 2, tornando-os próximos dos valores absolutos. Entretanto, conforme já discutido na seção V.4, evidências existem que favorecem a interpretação deste estado como um estado de partícula, e assim os valores de fator espectroscópico adotados são aqueles normalizados sem a inclusão deste estado.

Deve-se ainda notar que a relação de soma utilizada na normalização dos fatores espectroscópicos apresentados na tabela V-1 é aplicada na suposição de serem os estados envolvidos na soma, estados de buraco puros. Conforme já visto na seção IV.5, se as intensidades totais das órbitas de partícula (buraco) independente se fragmentam, as intensidades de todos os níveis identificados como fragmentos destas órbitas devem ser somadas. No presente experimento, apenas 3 níveis de buraco foram observados. A reação em questão não favorece, entretanto, a população de estados de buraco, e assim, outros níveis com componentes de buraco menores podem facilmente deixar de ser vistos. Nesse sentido, a utilização de resultados de outros experimentos é necessária para que se possa avaliar a extensão das consequências de se ter suposto os 3 níveis em questão como os únicos estados de buraco. O estudo da reação $^{118}\text{Sn}(p,\alpha)^{115}\text{In}$ (Smi 76) fornece evidências de que os estados $1/2^-$

e $3/2^-$ do ^{115}In contêm apenas 80% e 60%, respectivamente, das intensidades de buraco independente. Se os respectivos estados no ^{109}In puderem ser assim descritos, pode-se prever uma alteração de no máximo 7% nos valores dos fatores espectroscópicos da tabela V-1, pois a intensidade do estado $9/2^+$ contribui com 85% na relação de soma, e apenas os 15% restantes se dividem entre os estados $1/2^-$ e $3/2^-$ (7% para o primeiro, e 8% para o segundo). Com relação à órbita de buraco $1f_{5/2}$, sua intensidade deve ser muito pequena comparada à das outras 3 órbitas, pois mesmo em reações ($d, ^3\text{He}$) os estados excitados por transferência de momento angular $\ell=3$ são fracamente populados (Smi 76, He 74).

V.6 Algumas Considerações sobre a Estrutura dos Estados Nucleares dos Isótopos Ímpares de Índio

Os espectros experimentais dos isótopos de massa ímpar do Índio apresentam, em linhas gerais, as seguintes características:

- i) o estado fundamental tem momento angular total igual a $9/2^+$;
- ii) em torno de 0.3 e 0.6 MeV de energia de excitação aparecem, respectivamente, estados com momentos angulares totais iguais a $1/2^-$ e $3/2^-$, ocorrendo um aumento uniforme nos valores das energias destes estados com o decréscimo da massa do isótopo, a partir do isótopo com número de massa $A=113$ (Di 76, Smi 76, Di 75, We 71, Co 69);
- iii) entre 1 e 2 MeV de energia de excitação aparecem predominantemente estados com paridade positiva e momento angular total variando entre $1/2^+$ e $13/2^+$.

Várias tentativas tem sido feitas no sentido de descrever a estrutura nuclear destes isótopos considerando tanto modelos na base esférica, fundados no acoplamento buraco-carço (h.c.)^(*), como descrições na base deformada. Os cálculos baseados no acoplamento buraco-carço, embora descrevam as excitações de buraco independente $1g_{9/2}^{-1}$, $2p_{1/2}^{-1}$ e $2p_{3/2}^{-1}$ e o multi

(*) As palavras "buraco" e "partícula" mencionadas no texto se referem às camadas de próton, a menos de menção explícita a camadas de nêutron.

pleto de 1 fonon quadrupolar $|1g_{3/2}^1, 2^+_1; JM\rangle$, não prevêem estados $1/2^+$ e $3/2^+$ e a existência de mais de um estado de paridade positiva e com mesmos momentos angulares totais entre $5/2^+$ e $9/2^+$ observados na mesma região de energia dos estados do multiplete vibracional, além de não explicarem várias propriedades observadas das transições eletromagnéticas entre os níveis, como por exemplo fortes transições M1 dos níveis nas vizinhanças do multiplete vibracional ao estado fundamental^(*). Além disso, estudos de reações ($^3\text{He}, d$) e (α, t) em vários isótopos de Cádmiu (Ma 74, Ha 72, Thu 70) tem evidenciado a população de estados com intensidades não explicáveis a partir do acoplamento buraco-carço, estados estes às vezes interpretados como provenientes de excitações do tipo 1 partícula-2 buracos (Ma 74). Paralelamente, foram feitas tentativas no sentido de descrever os estados $1/2^+$ e $3/2^+$ e os outros estados "extras" de paridade positiva (não previstos pelos cálculos baseados no acoplamento buraco-carço) como devidos a excitações rotacionais construídas sobre o orbital de Nilsson $1/2^+[431]$ (Ma 74, Ha 72, Is 71, Pa 68, Ba 67). Alguns trabalhos (Ha 72, Is 71) com base no modelo rotacional simples encontraram dificuldades em explicar estes níveis "extras"; Markham e Fulbright (Ma 74) sugeriram a necessidade de se levar em conta a ocorrência de uma mistura de bandas para descrever tais estados, idéia esta a

(*) As propriedades das transições eletromagnéticas, embora sejam parte de um conjunto mais amplo de propriedades importantes para o estudo da estrutura dos núcleos, não serão abordadas nas discussões acerca da estrutura dos níveis do Índio. Nestas será dada ênfase a propriedades espectroscópicas tais como momento angular total, paridade, energia e fator espectroscópico dos níveis, ou seja, às propriedades que podem ser estudadas através de reações diretas de transferência de nucleons.

plicada, por Heyde e colaboradores (He 78), ao isótopo 115 do Índio, com relativo sucesso, como será discutido na sequência desta seção.

Com base nas considerações acima, alguns autores (Ab 74, Ma74) propuseram cálculos que abordassem tanto as configurações de 1 buraco (1h) como as de 1 partícula-2 buracos (1p - 2h), acopladas aos estados coletivos do caroço par-par de Estanho. Abecasis e colaboradores (Ab 74) assim como Markham e Fulbright (Ma 74) supõem, no que concerne às excitações do tipo 1p-2h, que os 2 buracos de proton acoplados ao caroço de Estanho criam um campo médio sob a ação do qual o proton de valência na camada acima de $Z=50$ se move, isto é, consideram, ao invés de excitações 1p-2h acopladas aos estados coletivos do caroço par-par de Estanho, excitações de 1 partícula (1p) acopladas aos estados coletivos do caroço par-par de Cádmio. Nesta formulação, tanto o caroço de Estanho como o de Cádmio são tratados fenomenologicamente. Os cálculos realizados obtiveram relativo êxito no sentido de explicarem a presença dos estados "extras" de paridade positiva na região de energia do múltiplo vibracional e preverem fatores espectroscópicos de reações ($^3\text{He}, d$) em razoável acordo com os obtidos experimentalmente. Heyde e colaboradores (He 78) realizaram, posteriormente, cálculos nos quais as excitações do tipo 1p-2h são acopladas microscopicamente aos estados coletivos do caroço par-par de Estanho, e nesta formulação, apenas o caroço de Estanho é tratado fenomenologicamente. Os resultados obtidos reproduzem os espectros e fatores espectroscópicos experimentais igualmente bem em relação aos resultados de Abecasis e colaboradores (Ab 74), embora os valores de fator espectroscópico de reações de

"stripping" obtidos por estes se aproximem mais dos valores experimentais do que os obtidos por Heyde e colaboradores.

A seguir, serão discutidas brevemente a formulação desenvolvida por Heyde e colaboradores (He 78) e sua aplicação ao cálculo da estrutura do ^{115}In , por ser esta descrição mais completa que as anteriores e por fornecer uma interpretação da estrutura do Índio consistente, em vários aspectos, com as informações experimentais existentes.

Heyde e colaboradores consideram um espaço de configurações que envolve estados de 1 buraco (1h) e estados de 1 partícula-2 buracos (1p-2h) (senioridade $\nu=1$ e $\nu=3$) acoplados às excitações coletivas do mesmo caroço de Estanho. Assim, as interações residuais entre as configurações 1p-2h, bem como entre as configurações 1h e 1p-2h, serão importantes na determinação da estrutura dos estados de paridade positiva e baixa energia de excitação ($0.5 \text{ MeV} < E_x < 1.5 \text{ MeV}$) nos isótopos de massa ímpar do Índio.

A Hamiltoniana do sistema assim considerado pode ser escrita como:

$$H = H_C + H_{sp} + H_{sh} + H_{p \text{ core}} + H_{h \text{ core}} + H_{ph \text{ core}} + V_{hh} + V_{ph},$$

onde H_C descreve as excitações coletivas mais baixas ($\lambda=2, 3$) do caroço par-par (Sn); H_{sp} e H_{sh} descrevem os estados de partícula independente e buraco independente, respectivamente;

$H_{p \text{ core}}$, $H_{h \text{ core}}$ e $H_{ph \text{ core}}$, a interação do movimento de partícula independente, buraco independente e partícula-buraco com as vibrações superficiais do caroço; e V_{hh} e V_{ph} , a interação residual buraco-buraco e partícula-buraco.

Os cálculos são realizados em duas etapas: na primeira, o núcleo de Cádmio é "construído" a partir do caroço de Estanho; assim, os auto-estados do Cádmio são descritos como uma superposição de configurações de 2 estados de buraco independente acoplados aos estados vibracionais do caroço par-par de Estanho. Na segunda etapa, o núcleo de Índio é descrito a partir do caroço de Estanho e do caroço de Cádmio; as funções de onda descrevendo as excitações nos isótopos de massa ímpar do Índio consistem, assim, de misturas de configurações de 1 estado de buraco independente acoplado aos estados vibracionais do caroço par-par de Estanho, e configurações de 1 estado de partícula independente acoplado aos estados do caroço par-par de Cádmio, estes, obtidos na primeira etapa. Os cálculos nos dois sub-sistemas (buraco-[caroço (Sn)] e partícula-[caroço (Cd)]) se acoplam através do termo $(H_{ph\ core} + V_{ph})$ da Hamiltoniana total do sistema, enquanto no sub-sistema partícula-[caroço (Cd)] a interação residual V_{ph} modifica ainda os resultados de um cálculo mais fenomenológico, como o realizado por Abecasis e colaboradores (Ab 74).

Nestes cálculos, três diferentes tipos de parâmetro ocorrem: as energias de partícula independente e de buraco independente, a intensidade do acoplamento, e a interação residual. Heyde e colaboradores consideraram, no cálculo da estrutura do ^{115}In , todos os orbitais de buraco independente da camada entre $Z=28$ e $Z=50$ ($1g_{9/2}^{-1}$, $2p_{1/2}^{-1}$, $2p_{3/2}^{-1}$ e $1f_{5/2}^{-1}$) e todos os orbitais de partícula independente da camada entre $Z=50$ e $Z=82$ ($2d_{5/2}$, $1g_{7/2}$, $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$ e $1h_{11/2}$). As energias das órbitas $2p_{1/2}^{-1}$, $2p_{3/2}^{-1}$ e $1f_{5/2}^{-1}$ relativas à da órbita $1g_{9/2}^{-1}$ foram determinadas de maneira a descrever, o melhor possível, as energias

de excitação e fatores espectroscópicos da reação $^{116}\text{Sn}(d, ^3\text{He})$ ^{115}In para os estados de momentos angulares $1/2^-$, $3/2^-$ e $5/2^-$. As energias das órbitas $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$ e $1h_{11/2}$ relativas à da $1g_{7/2}$ foram tomadas do trabalho de Reehal e Sorensen (Re 70), enquanto a da órbita $2d_{5/2}$ (relativa à da $1g_{7/2}$) foi usada como um parâmetro para fixar a posição relativa dos níveis $1/2^+$ e $3/2^+$ mais baixos. A diferença de energia entre o 1º nível da camada 50-82 prótons e o estado de buraco mais próximo do nível de Fermi foi estimada a partir das energias de separação de próton nos núcleos com $Z=51$ e $Z=49$. As intensidades de acoplamento foram obtidas dos valores de $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ e $B(E3; 3_1^- \rightarrow 0_1^+)$ do ^{116}Sn , e as energias dos fonons quadrupolar e octopolar, das energias de excitação dos mesmos estados 2^+ e 3^- no ^{116}Sn . Nos cálculos da estrutura do ^{115}In foram levados em conta até 3 fonons quadrupolares e 2 octopolares; no que concerne ao caroço de ^{114}Cd , foram considerados os estados até 2 MeV, o que equivale, num cálculo que trata o caroço de Cádmio fenomenologicamente, a 3 fonons quadrupolares e 2 octopolares. Configurações de buraco-[caroço (Sn)] e partícula-[caroço (Cd)] até 8 MeV foram utilizadas para eliminar efeitos de truncamento abaixo de 2.5 MeV no núcleo final de ^{115}In . Uma força tipo δ foi usada para descrever as interações residuais buraco-buraco e partícula-buraco, com uma intensidade fixada de maneira a permitir uma boa descrição dos níveis mais baixos do ^{114}Cd .

Os resultados dos cálculos de Heyde e colaboradores para o ^{115}In demonstram, no que concerne às características dos espectros, um bom acordo para os estados de buraco independente $1g_{9/2}^{-1}$, $2p_{1/2}^{-1}$ e $2p_{3/2}^{-1}$ e para aqueles do multiplete de 1

fonon quadrupolar $|1g_{5/2}^+, Sn(2_1^+); JM\rangle$. A sequência "extra" de estados de paridade positiva na região de energia do multipletto vibracional é também reproduzida, sendo, conforme concluem os autores, resultante, principalmente, das excitações de partícula independente através da camada $Z=50$ e de grandes misturas de configurações $|2d_{5/2}^+, Cd(2_1^+); J^\pi\rangle$ e $|1g_{7/2}^+, Cd(2_1^+); J^\pi\rangle$. Os cálculos mostram ainda que apenas uma pequena mistura ocorre entre os estados dos sub-sistemas buraco-[caroço (Sn)] e partícula-[caroço (Cd)], com exceção aos níveis $5/2^+$, onde ocorre uma mistura maior.

No que se refere aos fatores espectroscópicos, os cálculos de Heyde e colaboradores reproduzem bem os valores obtidos em reações de "pick-up" e não tão bem os valores obtidos em reações de "stripping"; neste caso, o comportamento geral é reproduzido mas os valores absolutos são menores por um fator ~ 2 .

Heyde e colaboradores (He 78) realizaram, ainda, cálculos na base deformada, buscando uma explicação alternativa para os estados "extras" de paridade positiva na região de energia do multipletto vibracional. Supuseram uma banda de rotação construída sobre o orbital de Nilsson $1/2^+[431]$, e consideraram ainda uma forte mistura com as bandas das órbitas $1/2^+[420]$ e $3/2^+[422]$. Concluem que a mistura de bandas é muito importante na determinação da ordem precisa e da separação em energia dos vários membros da sequência resultante. Os cálculos realizados, correspondendo a uma deformação de equilíbrio $\epsilon \sim 0.2$, obtida de cálculos de energia potencial total, reproduzem muito bem a sequência dos estados "extras", assim como os valores de fator espectroscópico para reações de "stripping". Ten-

do em vista os resultados obtidos, Heyde e colaboradores ressaltam a equivalência entre a descrição rotacional e a descrição em termos de excitações $1p-2h$ acopladas às vibrações quadrupolares e octopolares do caroço de Estanho.

Cabe aqui salientar que os cálculos realizados por Heyde e colaboradores (He 78), embora representem uma tentativa bem sucedida na interpretação da estrutura do ^{115}In , não foram testados nos outros isótopos ímpares do Índio, sendo assim difícil avaliar a extensão da validade destas idéias.

A seguir serão discutidos os resultados obtidos no estudo da reação $^{108}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{109}\text{In}$, tendo-se em vista os resultados de análises feitas em outros trabalhos acerca da estrutura nuclear dos isótopos de massa ímpar do Índio, e as considerações teóricas acima apresentadas.

Na figura V-7 estão desenhados os níveis do ^{109}In observados em diferentes reações(*). O estudo da reação $^{112}\text{Sn}(p,\alpha)^{109}\text{In}$ (Smi 76) é particularmente útil para as conclusões do presente trabalho no sentido de fornecer informações complementares às obtidas através da reação $^{108}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{109}\text{In}$. As duas reações populam predominantemente estados de diferentes tipos; a primeira favorece a população de estados caracterizados por excitações de buraco independente acopladas às excitações coletivas do caroço de Estanho, a segunda, a população de estados descritos por excitações de partícula independente acopla-

(*) Existem, além das informações apresentadas na figura, informações provenientes da reação $^{107}\text{Ag}(\alpha,2n)^{109}\text{In}$ (Va 76), a qual popula seletivamente níveis de alto momento angular, concentrados principalmente a energias de excitação mais elevadas (acima de 2.8 MeV), além da região de energia investigada no presente trabalho.

Fig.V-7 Comparação entre os níveis do ^{109}In obtidos por diferentes reações.

das às excitações coletivas do caroço de Cádmio. Esse caráter seletivo das diferentes reações de transferência já foi ressaltado em vários trabalhos anteriores (Smi 76, Ma 74).

Os estados de paridade positiva excitados na reação $^{108}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{109}\text{In}$ a energias acima de 1 MeV não foram observados na reação $^{112}\text{Sn}(p,\alpha)^{109}\text{In}$. Tal fato sugere a descrição destes estados em termos de excitações de partícula independente acopladas às excitações coletivas do "caroço" de Cádmio. Quanto aos estados observados em ambas as reações, uma análise dos valores dos fatores espectroscópicos nelas determinados possibilita um melhor entendimento da natureza destes níveis.

Na figura V-8 estão representados os fatores espectroscópicos para as reações $(^3\text{He},d)$ nos vários isótopos pares de Cádmio, em função da energia de excitação dos níveis correspondentes. Os fatores espectroscópicos para a reação $^{110}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{111}\text{In}$ foram determinados a partir dos dados experimentais obtidos na presente investigação, pela presença (~5%) do isótopo de número de massa 110 nos alvos utilizados. Apenas as transições mais fortes foram observadas. Os valores absolutos das seções de choque experimentais para a reação $^{110}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{111}\text{In}$ foram determinados a partir das especificações sobre a composição isotópica (V. tabela II-1) do material empregado na preparação dos alvos, fornecidas pelo fabricante (V. Capítulo III). Foi adotada, na normalização dos fatores espectroscópicos do ^{111}In , a mesma constante utilizada para o ^{109}In , obtida das regras de soma (V. Seção V.5).

Como pode ser observado na figura V-8, os estados $9/2^+$ (estado fundamental), $1/2^-$ (0.647 MeV) e $3/2^-$ (0.981 MeV) do ^{109}In são fracamente excitados na reação $(^3\text{He},d)$, o mesmo o

Fig.V-8 Comparação entre os fatores espectroscópicos obtidos em reações ($^3\text{He},d$) nos vários isótopos pares de Cádmi-o. Nos casos em que não foi possível estabelecer univo-camente o momento angular total do nível, os vários va-lores são indicados, na ordem crescente dos fatores es-pectroscópicos. Regiões hachuradas indicam regiões não analisadas.

correndo aos estados correspondentes nos outros isótopos. Estes estados são entretanto fortemente populados em reações (d, ^3He) e (p, α) (Smi 76, We 71, Co 69), o que indica serem estados onde predominam, respectivamente, as configurações de buraco independente $1g_{7/2}^{-1}$, $2p_{1/2}^{-1}$ e $2p_{3/2}^{-1}$ (Smi 76, We 71, Co 69). De acordo com a descrição baseada no esquema de acoplamento partícula-[caroço (Cd)], se os estados $1/2^-$ e $3/2^-$ são essencialmente estados de buraco independente, sua excitação na reação de "stripping" ocorre se a função de onda do estado fundamental do núcleo-alvo (Cádmio) contém também as componentes $2p_{3/2}^{-2}$ e $2p_{1/2}^{-2}$. Nestas circunstâncias, a função de onda do estado fundamental do ^{108}Cd é 85% $1g_{7/2}^{-2}$, 7% $2p_{1/2}^{-2}$ e 8% $2p_{3/2}^{-2}$, como deduzido dos resultados da tabela V-1. O estado $5/2^+$ (1.098 MeV) do ^{109}In tem 50% da intensidade total de partícula independente do orbital $2d_{5/2}$. Foram observados outros estados excitados por transferência de momento angular orbital $\ell=2$, não tendo sido possível, entretanto, estabelecer-lhes o momento angular total; a soma de suas intensidades, supondo que tenham, todos, momento angular total ou $3/2^+$ ou $5/2^+$, perfaz, respectivamente, 60% e 30% da intensidade total de partícula independente da órbita correspondente ($2d_{3/2}$ ou $2d_{5/2}$); na segunda hipótese (momento angular total $5/2^+$), a adição da intensidade do estado $5/2^+$ (1.098 MeV) eleva a intensidade total observada para 80% da intensidade da órbita $2d_{5/2}$. O estado a 1.723 MeV, excitado por uma transferência de momento angular orbital $\ell=4$, preenche, na suposição de provir de excitações de partícula independente acopladas às excitações coletivas do caroço de Cádmio, 47% da intensidade total de partícula independente do orbital $1g_{7/2}$. O estado $1/2^+$ (1.171 MeV) tem 34% da intensidade to

tal de partícula independente do orbital $3d_{1/2}$.

Observando a figura V-8, nota-se também que os estados mais fortemente excitados nas reações ($^3\text{He}, d$) são aqueles descritos a partir de excitações de partícula independente acopladas aos estados do caroço de Cádmiu. Como a probabilidade de não-ocupação das órbitas de partícula é muito maior que a das órbitas de buraco, os estados onde predominam configurações de buraco independente devem ser excitados com intensidades muito menores nas reações de "stripping".

Na figura V-8, nota-se ainda que o primeiro estado $5/2^+$, que aparece por volta de 1 MeV nos vários isótopos ímpares do Índio (excluídos os isótopos de números de massa 107 e 115, cujos espectros apresentam níveis não resolvidos nesta região de energia), contem aproximadamente a mesma fração da intensidade total de partícula independente do orbital $2d_{5/2}$ (~ 50%) em todos os isótopos.

O efeito da adição de neutrons sobre a energia dos estados de buraco $1/2^-$ e $3/2^-$ pode, como proposto em Smi 76, Co 69, Si 61, ser explicado em termos da interação entre os neutrons na órbita $1g_{7/2}$ e os protons nas órbitas $1g_{9/2}$, $2p_{1/2}$ e $2p_{3/2}$. Nos isótopos mais pesados, a órbita de neutrons $1g_{7/2}$ está completa, e à medida que o número de massa diminui ($A < 113$), o número de buracos de neutron nesta órbita aumenta; a interação atrativa entre o buraco de neutron $1g_{7/2}$ e o buraco de proton $1g_{9/2}$ é muito maior que para os buracos de proton $2p_{1/2}$ e $2p_{3/2}$, e assim a energia do estado de buraco $1g_{9/2}$ decresce mais rapidamente com o decréscimo da massa do isótopo do que a energia dos estados de buraco $2p_{1/2}$ e $2p_{3/2}$, o que equivale a dizer que a energia de excitação dos estados $1/2^-$ e

$3/2^-$ aumenta com o decréscimo do número de massa do isótopo, a partir do valor $A=113$.

O estado $5/2_1^+$ tem uma energia que decresce lentamente com o aumento do número de massa. Aqui, o argumento que provavelmente explica a variação da energia com o número de neutrons do isótopo^(*) se baseia na interação dos neutrons nas órbitas acima da $1g_{7/2}$ com o proton $2d_{5/2}$, relativa à interação desses neutrons com o buraco de proton $1g_{9/2}$; os neutrons na órbita $1g_{7/2}$ aparentemente não exercem influência na energia do nível em questão, pois esta começa a variar quando a massa do isótopo aumenta a partir do valor $A=113$, ou seja, quando a órbita de neutrons $1g_{7/2}$ está praticamente ocupada. Cabe lembrar que, supondo este nível descrito por configurações de 2 buracos de proton na órbita $1g_{9/2}$ acoplados a 1 proton na órbita $2d_{5/2}$, deve também ser avaliada a interação dos neutrons com os 2 buracos de proton, relativa às interações já mencionadas acima.

A última observação com respeito aos dados apresentados na figura V-8 se refere à fragmentação das intensidades de partícula independente das órbitas da camada compreendida entre $Z=50$ e $Z=82$. Ocorre, aparentemente, uma fragmentação maior

(*) Na realidade, é a descrição do comportamento da energia do centro de gravidade de uma órbita de partícula independente nos vários isótopos que pode fornecer indicações sobre a interação entre neutrons e protons. A energia de um nível que contém apenas parte da intensidade total de partícula independente, por si só, não significa muito neste contexto. Assim, as considerações feitas sobre a variação da energia do estado $5/2_1^+$ nos vários isótopos devem ser entendidas na suposição de que a energia do centro de gravidade da órbita $2d_{5/2}$ tenha mesmo comportamento que a energia do estado $5/2_1^+$.

nos isótopos mais pesados, entretanto, nada se pode concluir , definitivamente, neste sentido, a partir dos dados conhecidos, em razão da diferença na qualidade dos espectros dos diversos experimentos. Alguns deles abrangem uma região analisada maior que outros, e a qualidade estatística dos espectros varia de trabalho a trabalho.

VI CONSIDERAÇÕES FINAIS

Através da reação investigada, $^{108}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{109}\text{In}$, 13 níveis foram identificados a energias de excitação inferiores a 2.4 MeV. Os valores das energias de excitação determinados concordam muito bem com os obtidos em outros trabalhos, em particular, com os obtidos por Dietrich e colaboradores (Di 75) no estudo da reação $^{108}\text{Cd}(d,n\gamma)^{109}\text{In}$, estes com incertezas inferiores a 0.5 keV para a maioria dos níveis. As distribuições angulares obtidas indicam transferência de momento angular orbital compatíveis com as atribuições de momento angular total feitas em outros trabalhos. Para alguns dos níveis já observados anteriormente, o momento angular total foi mais claramente estabelecido, para outros, valores possíveis de momento angular total foram melhor delimitados. No presente experimento foram detectados alguns níveis não conhecidos anteriormente, para os quais são sugeridos valores de momento angular total.

Os valores dos fatores espectroscópicos obtidos indicam que os estados $9/2^+$ (estado fundamental), $1/2^-$ (0.647 MeV) e $3/2^-$ (0.981 MeV) são fracamente excitados na reação $(^3\text{He},d)$. Estes estados são fortemente populados na reação $^{112}\text{Sn}(p,\alpha)^{109}\text{In}$ (Smi 76), e podem portanto ser descritos como estados onde predominam, respectivamente, as configurações de buraco independente $1g_{9/2}^{-1}$, $2p_{1/2}^{-1}$ e $2p_{3/2}^{-1}$ (Smi 76).

A não observação, na reação (p,α) (Smi 76), de níveis de paridade positiva e energias acima de 1 MeV, excitados na reação $^{108}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{109}\text{In}$, sugere para os mesmos uma descrição em termos de excitações de partícula independente acopladas

aos estados do caroço de ^{108}Cd . Modelos semi-microscópicos que consideram excitações de partícula independente acopladas às excitações coletivas do caroço de Cádmiio e excitações de buraco independente acopladas às excitações coletivas do caroço de Estanho (He 78, Ab74), aplicados ao cálculo da estrutura do ^{115}In , tem descrito razoavelmente bem o espectro experimental deste isótopo bem como os fatores espectroscópicos dos níveis populados nas reações de "pick-up" e "stripping". De acordo com este modelo, a sequência de estados de paridade positiva e energia de excitação entre 1 e 2 MeV no ^{115}In não prevista pelos cálculos que consideram apenas o acoplamento buraco-[caroço (Sn)] resulta, principalmente, das excitações de partícula independente da camada entre $Z=50$ e $Z=82$, e de grandes misturas de configurações $|2d_{5/2}, \text{Cd}(2_1^+); J^\pi\rangle$ e $|1g_{7/2}, \text{Cd}(2_1^+); J^\pi\rangle$ (He 78). Este estudo sugere que os estados do ^{109}In observados na reação ($^3\text{He}, d$) e não observados na reação (p, α) podem ser tentativamente caracterizados como estados de partícula- [caroço (Cd)]. Uma descrição alternativa para estados deste tipo nos isótopos ímpares de Índio se baseia nas excitações rotacionais construídas sobre a órbita de Nilsson $1/2^+[431]$. Recentemente, Heyde e colaboradores (He 78) realizaram cálculos dessa natureza para o ^{115}In , incluindo uma interação com as bandas das órbitas $1/2^+[420]$ e $3/2^+[422]$. Conseguem, desta maneira, descrever muito bem as energias de excitação e fatores espectroscópicos de reações de "stripping" para tais estados, e concluem existir uma forte equivalência entre as duas descrições. Seria de interesse um estudo teórico sistemático nos isótopos de Índio, para um melhor entendimento destes estados.

A comparação dos fatores espectroscópicos de reações

($^3\text{He}, d$) nos vários isótopos pares de Cádmiu ressalta, em particular, o seguinte comportamento sistemático do primeiro estado $5/2^+$ dos vários isótopos ímpares do Índio: este estado contém aproximadamente a mesma fração da intensidade de partícula independente do orbital $2d_{5/2}$ (~50%) em todos os isótopos, e sua energia de excitação é aproximadamente constante até o isótopo de número de massa $A=111$, decrescendo lentamente para $A \geq 113$. Tal fato vem a sugerir a influência dos neutrons acima da órbita $1g_{7/2}$ sobre a energia deste nível.

Finalmente, a comparação das intensidades de partícula independente dos níveis observados nas reações ($^3\text{He}, d$) nos vários isótopos pares de Cádmiu sugere a ocorrência de uma fragmentação maior destas intensidades nos isótopos mais pesados. Entretanto, uma afirmação definitiva sobre este fato a partir dos dados existentes é perigosa, em razão da variada qualidade dos espectros nos diversos experimentos.

REFERÊNCIAS

- Ab 74 - S.M.Abecasis, O.Civitarese e F.Krmpotic - Physical Review C9 (1974), 2320.
- Au 64 - N.Austern, R.M.Drisko, E.C.Halbert e G.R.Satchler - Physical Review 133 (1964), B3.
- Au 65 - N.Austern - Physical Review 137 (1965), B752.
- Ba 66 - R.H.Bassel - Physical Review 149 (1966), 791.
- Ba 67 - A.Bäcklin, B.Fogelberg e S.G.Malmskog - Nuclear Physics A96 (1967), 539.
- Ba 68 - R.H.Bassel - comunicação particular, citada em Fre 68.
- Ba 71 - E.U.Baranger - "Advances in Nuclear Physics", Plenum Press (1971), v.4, p.261.
- Be 71 - F.D.Becchetti, Jr. e G.W.Greenlees - "Polarization Phenomena in Nuclear Reactions" (Proc. 3rd Int.Symp., Madison, 1970), The University of Wisconsin Press (1971), p.682.
- Be 75 - M.J.Bechara e O.Dietzsch - Z.Naturforsch 30a (1975), 356.
- Be 78 - F.E.Bertrand - Nuclear Data Sheets 23 (1978), 229.
- Bro 63 - G.E.Brown, J.H.Gunn e P.Gould - Nuclear Physics 46 (1963), 598.
- Co 67 - B.L.Cohen, J.B.Moorhead e R.A.Moyer - Physical Review 161 (1967), 1257.
- Co 69 - M.Conjeaud, S.Harar e E.Thuriere - Nuclear Physics A129 (1969), 10.
- Cru 78 - E.R.Cruz - Tese de Mestrado, Universidade de São Paulo (1978).
- Di 75 - W.Dietrich, A.Bäcklin, C.O.Lannergard e I.Ragnarsson - Nuclear Physics A253 (1975), 429.
- Di 76 - W.Dietrich e A.Bäcklin - Z.Physik A276 (1976), 133.
- Dri 67 - R.M.Drisko - comunicação particular, citada em Hi 67.
- Fra 70 - W.E.Frahn - "Theory of Nuclear Structure: Trieste Lectures 1969", IAEA (1970), p.297.
- Fre 61 - J.B.French e M.H.Macfarlane - Nuclear Physics 26 (1961), 168.
- Ge 53 - M.Gell-Mann e M.L.Goldberger - Physical Review 91 (1953), 398.
- Gle 63 - N.K.Glendenning - Ann.Review of Nucl.Science 13 (1963), 191.
- Ha 72 - S.Harar e R.N.Horoshko - Nuclear Physics A183 (1972), 161.
- He 74 - W.H.A.Hesselink, B.R.Kooistra, L.W.Put, R.H.Siemssen e

- S.Y.Van der Werf - Nuclear Physics A226 (1974), 229.
- He 78 - K.Heyde, M.Waroquier e R.A.Meyer - Physical Review C17 (1978), 1219.
- Hi 67 - J.C.Hiebert, E.Newman e R.H.Bassel - Physical Review 154 (1967), 898.
- Hi 75 - J.H.Hirata - Tese de Mestrado, Universidade de São Paulo (1975).
- Is 71 - T.Ishimatsu, T.Nakagawa, H.Orihara, H.Ohmura, T.Awaya e K.Yagi - J.Phys.Soc. Japan 30 (1971), 1519.
- Ko 74 - D.C.Kocher - Nuclear Data Sheets 11 (1974), 279.
- Ku 67 - P.D.Kunz - comunicação particular, Universidade de Colorado (1967).
- Ma 58 - L.L.Marino, W.B.Ewbank, W.A.Nierenberg, H.A.Shugart e H.B.Silsbee - Physical Review 111 (1958), 286.
- Ma 60 - M.H.Macfarlane e J.B.French - Reviews of Modern Physics 32 (1960), 567.
- Ma 66 - I.Martinson, N.G.E.Johansson, S.Borg e T.Alvåger - Arkiv för Fysik 31 (1966), 307.
- Ma 74 - R.G.Markham e H.W.Fulbright - Physical Review C9 (1974), 1633.
- Mo 68 - J.B.Moorhead e R.A.Moyer - comunicação particular, Universidade de Pittsburgh (1968).
- Pa 68 - V.R.Pandharipande, K.G.Prasad, R.P.Sharma e B.V.Thosar - Nuclear Physics A109 (1968), 81.
- Pe 62 - F.G.Perey e B.Buck - Nuclear Physics 32 (1962), 353.
- Pe 63 - F.G.Perey - "Direct Interactions and Nuclear Reaction Mechanisms" (Proc.Conf., Padua, 1962), Gordon and Breach Science Publishers (1963), p.125.
- Pe 63a - C.M.Perey e F.G.Perey - Physical Review 132 (1963), 755.
- Pe 63b - F.G.Perey - Physical Review 131 (1963), 745.
- Pe 64 - F.G.Perey e D.S.Saxon - Physics Letters 10 (1964), 107.
- Pe 75 - D.Pereira - Tese de Mestrado, Universidade de São Paulo (1975).
- Pre 68 - B.M.Predom, E.Newman e J.C.Hiebert - Physical Review 166 (1968), 1156.
- Ra 71 - S.Raman e H.J.Kim - Nuclear Data Sheets B6 (1971), 39.
- Ra 75 - S.Raman e H.J.Kim - Nuclear Data Sheets 16 (1975), 195.
- Re 70 - B.S.Reehal e R.A.Sorensen - Physical Review C2 (1970), 819.

- Ro 75 - V.H.Rotberg - Tese de Mestrado, Universidade de São Paulo (1975).
- Sa 79 - F.C.Sampaio - comunicação particular, Universidade de São Paulo (1979).
- Si 61 - L.Silverberg - Ark.Fys. 20 (1961), 341.
- Smi 76 - J.W.Smits e R.H.Siemssen - Nuclear Physics A261 (1976), 385.
- Spe 67 - J.E.Spencer e H.A.Enge - Nuclear Instruments and Methods 49 (1967), 181.
- Thu 70 - E.Thuriere - Tese de Doutorado em Engenharia, Universidade de Paris (1970).
- Va 76 - A.Van Poelgeest, W.H.A.Hesselink, J.Zalmstra, H.Verheul - (Proc.Int.Conf.Nuclei far from Stability, 3rd, Cargese, France), CERN-76-13 (1976), p.390.
- Wa 77 - A.H.Wapstra e K.Bos - Atomic Data and Nuclear Data Tables 19 (1977), 177.
- We 71 - C.V.Weiffenbach e R.Tickle - Physical Review C3 (1971), 1668.