UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

**Estudo da Reação (d,t)
nos Isótopos 100, 102 e 104 do Rutênio**

José Luciano Miranda Duarte
Tese de Doutorado

Raul Donangelo
Chery Noddo
Luis
Vito Roberto Varin
Denise Lepine

Defesa: 27.08.91

SÃO PAULO
1990

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

SBI-IFUSP

305M810T1828

**Estudo da Reação (d,t)
nos Isótopos 100, 102 e 104 do Rutênio**

José Luciano Miranda Duarte
Tese de Doutorado

Orientadora: Profª Drª Thereza Borello Lewin.

*Trabalho parcialmente financiado por:
FINEP, CNPq e FAPESP.*

SÃO PAULO

1990

FICHA CATALOGRÁFICA

Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Duarte, José Luciano Miranda

Estudo da reação (d,t) nos isótopos 100, 102 e 104
do rutênio. São Paulo, 1991.

Tese (Doutorado) - Universidade de São Paulo. Ins-
tituto de Física. Departamento de Física Experimental
Área de Concentração: Física Nuclear

Orientador: Profa. Dra. Thereza Borello Lewin

Unitermos: 1. Estrutura e espectroscopia nuclear;
2. Reações de captura de nêutron nos isótopos 100,
102 e 104 do rutênio; 3. Análise DWBA; 4. Momento an-
gular orbital transferido e fator espectroscópico.

USP/IF/SBI- 34/91

Ficha Catalográfica

Duarte, José Luciano Miranda

Estudo da reação (d,t) nos isótopos 100, 102 e 104 do rutênio. São Paulo, 1990.

Tese (doutorado) - Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Departamento de Física Experimental.

Área de Concentração: Física Nuclear

Orientador: Profª Drª Thereza Borello Lewin

Unitermos: 1. Estrutura e espectroscopia nuclear; 2. Reações de captura de nêutron nos isótopos 100, 102 e 104 do rutênio; 3. Análise DWBA; 4. Momento angular orbital transferido e fator espectroscópico.

Aos meus amores,
andré, júlia e Quia.

ao concluir este trabalho, realizado com a colaboração de inúmeras pessoas em diversos planos, quero manifestar a todos o meu agradecimento.

A Thereza, uma grande amiga, orientou-me e a este trabalho com extrema competência e paciência. E soube, com liderança e pertinácia, garantir as condições - às vezes e não por nossa vontade, minimamente dignas - de trabalho, necessárias ao desenvolvimento de nossa pesquisa, além de manter em nosso grupo um ambiente de discussão, no interesse do crescimento de todos. A Lighia, doutora sem título, sempre disponível, contribuiu, com sua profunda visão crítica, em todas as etapas do meu trabalho, aliás desde o Laboratório de Física 1 do Personalizado, entusiasmando-me com a pesquisa experimental. O Luizão chegou "há pouco" neste nosso grupo e sua contribuição foi valiosa, principalmente por sua capacidade de pensar claro.

Aprendi a fazer alvos de rutênio com o Zé Hirata e o Luizão. A Silvia chamou nossa atenção, em seu trabalho, para uma característica interessante do ^{100}Ru : o "vizinho" em uma excitação hexadecapolar. A Débora, com extrema dedicação e profissionalismo, escreveu boa parte do sistema de digitação e análise de espectros. O Kita, metódico na observação e cuidadoso na realização de suas tarefas, colaborou, juntamente com o Guilherme, nas determinações do plano focal do espectrógrafo.

A Mazé sempre manteve o interesse no trabalho e incentivou-me para que a "peteca não caísse". Além

destas pessoas, todas muito queridas, eu tive a colaboração de Valdir, Suzana e Kiyomi na tomada de dados em plantões no Pelletron.

Não posso esquecer do Tonico Mineiro e do Mário Celso, técnicos competentes e dedicados que mantiveram por muito tempo o espectrógrafo em boas condições de utilização. Contei ainda com a colaboração dos técnicos Marcos, Pacheco, Mário Capello, do pessoal das oficinas mecânicas e do computador. As microscopistas, Marilena especialmente, Cida, Edineusa e Eunice, leram com necessária atenção as chapas de emulsão, apesar dos inúmeros percalços que o Laboratório de Microscopia Ótica sofreu.

O Miguel Casella colaborou na montagem de um banco dos dados medidos neste trabalho. A Gina digitou a tese e o João e o Kalu fizeram os desenhos. O Sérgio fez a composição e impressão do trabalho, oferecida pelos amigos Udo e Ingo da Casa do Psicólogo.

Há amigos que nunca deixaram de se interessar e estimular a consecução deste trabalho, cito especialmente o Flávio e a Luzia, o Marcos e a Terê.

Participação muito especial durante todos esses anos, amenizando minha ausência diante do André e da Júlia sempre que necessário e com todo amor, teve Da. Maria, minha sogra. Agradeço, de todo o coração, ao André, à Júlia e à Guia, pelo interesse, carinho e extrema paciência, com que me suportaram principalmente nos últimos meses.

muito obrigado

Luciano

RESUMO

Componentes de buraco de nêutrons nos isótopos $^{99,101,103}\text{Ru}$ foram investigadas através de reações (d,t) , induzidas por dêuterons de 15,5 MeV em ^{100}Ru e 16 MeV em ^{102}Ru e ^{104}Ru . Os grupos de trítons emergentes, analisados em momento por um espectrógrafo magnético, foram detetados em placas de emulsão nuclear. Resolução em energia melhor que 8 keV permitiu a identificação de 14, 36 e 46 níveis, até as energias de excitação de 1,4; 2,1 e 2,5 MeV, respectivamente, nos $^{99,101,103}\text{Ru}$. Os momentos angulares orbitais transferidos, l , e as intensidades espectroscópicas foram obtidos a partir da comparação entre distribuições angulares experimentais, medidas em ângulos judiciosamente escolhidos entre 8° e 46° , e as previstas pela Aproximação de Born com Ondas Distorcidas. A análise das distribuições das intensidades espectroscópicas, associadas a cada l , nos três isótopos revela um padrão de semelhança, embora haja um deslocamento das maiores intensidades espectroscópicas para menores energias, quando se eleva o número de nêutrons, que indica, juntamente com um aumento da densidade de níveis, crescente deformação nuclear. Especial atenção é dirigida a transições para estados de baixa energia de excitação com $l=3$ e $l=1$, associadas a orbitais não pertencentes à camada de valência, cuja descrição é discutida em termos de um modelo quase-partícula-rotor prolato, não-rígido, com o tratamento completo da interação de Coriolis, e do Modelo de Bósons e Férmions Interatuantes.

ABSTRACT

Neutron-hole components in $^{99,101,103}\text{Ru}$ isotopes were investigated by (d,t) reactions at incident deuteron energies of 15.5 MeV and 16 MeV on, respectively, ^{100}Ru and $^{102,104}\text{Ru}$. Outgoing triton groups were momentum analyzed by a magnetic spectrograph and detected in nuclear emulsion plates with an energy resolution better than 8 keV. A total of 14, 36 and 46 levels up to 1.4, 2.1 and 2.5 MeV excitation energy were identified, respectively, in $^{99,101,103}\text{Ru}$. The transferred orbital angular momenta, l , and the spectroscopic strengths were obtained by comparing experimental angular distributions, measured at carefully chosen scattering angles between 8° and 46° , with Distorted Wave Born Approximation predictions. The analysis of the spectroscopic strength distributions corresponding to each l -value reveals a similar pattern among the three isotopes, although there is a shift of the highest strengths towards low energy, for increasing neutron number, indicating increasing deformation. Special attention is drawn to transitions to low-lying states with $l=3$ and $l=1$ character, associated with the next major shell, whose description is discussed in terms of a quasiparticle-prolate non-rigid rotor model with the Coriolis effect fully treated, and the Interacting Boson-Fermion Model.

ÍNDICE

INTRODUÇÃO.....	1
I. PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL	6
Preparação do projétil.....	7
Os alvos.....	9
Câmara de espalhamento e espectrógrafo magnético	11
Emulsões e leitura dos espectros	15
II. RESULTADOS.....	17
Identificação dos níveis dos núcleos residuais e determinação das energias de excitação	17
Cálculo das seções de choque relativas e absolutas.....	19
Momento angular orbital transferido e intensidades espectroscópicas.....	23
A reação $^{100}\text{Ru} (d,t) ^{99}\text{Ru}$	26
A reação $^{102}\text{Ru} (d,t) ^{101}\text{Ru}$	31
A reação $^{104}\text{Ru} (d,t) ^{103}\text{Ru}$	42
III. DISCUSSÃO.....	54
Distribuições das intensidades espectroscópicas.....	54
Estrutura de multipletos no Modelo Quase-Partícula-Rotor.....	58
Os isótopos ímpares do Ru no Modelo de Bósons e Férmions Interatuantes	60
Comentários finais.....	65
REFERÊNCIAS	69

INTRODUÇÃO

A região de massa dos núclídeos com $A \approx 100$ tem estado no foco de atenção há quase quinze anos. A bibliografia é extensa e serão citadas apenas as referências mais próximas aos problemas abordados no presente estudo, embora se possa indicar os *Anais da Reunião Internacional de Trabalho sobre a "Estrutura Nuclear na Região do Zircônio* (Eberth, Meyer e Sistemich (Eds), 1988) como um panorama dos problemas atualmente enfrentados na investigação desta região.

Os modelos nucleares mais puros são adequados em situações muito particulares. Assim, o Modelo de Camadas presta-se a descrever os núcleos muito próximos das camadas fechadas; os modelos coletivos tratam macroscopicamente de excitações coerentes de muitos graus de liberdade de partícula única, levando-se ainda em consideração a forma do núcleo. Os núcleos esféricos (poucos núcleons fora de camadas fechadas) apresentam características vibracionais, enquanto os deformados (muitos núcleons fora de camadas fechadas) excitam graus de liberdade rotacionais. Na maior parte dos núcleos, no entanto, estas diferentes descrições deveriam ser convenientemente "misturadas".

A importância da região com $A \approx 100$ está no fato de que, com o acréscimo de poucos núcleons, passa-se rapidamente de uma descrição com o Modelo de Camadas para núcleos vibracionais e destes para núcleos com apreciáveis deformações. Em particular, os isótopos do Ru manifestam estas propriedades de transição, tendendo,

nos isótopos mais pesados, para o limite de rotores com suave variação da deformação γ (γ -soft) (Stachel *et al.*, 1982).

Informações experimentais, baseadas principalmente em medidas de transição- γ , induzidas por reações $(p,p'\gamma)$, $(\alpha,\alpha'\gamma)$ e $(HI,p\alpha n\gamma)$, indicam estas mudanças e, embora tenham sido algumas vezes sugeridos um ou outro isótopo como marcos referenciais das modificações de comportamento, as características transicionais permeiam praticamente todos os isótopos. A partir de 1976, diversos trabalhos (de Voigt *et al.*, 1976; Lange *et al.*, 1979; du Marchie *et al.*, 1981), nesta mesma linha, evidenciaram problemas na descrição dos isótopos pares, quando se baseiam em algum modelo específico. Chamam atenção, ainda, os resultados de medidas do efeito de reorientação por excitação coulombiana (Landsberger *et al.*, 1980; Hirata, 1984) que indicam deformação estática em todos os isótopos, crescente com o número de massa.

Um modelo que conseguiu, com algum sucesso, descrever a estrutura dos estados com pouca energia de excitação, essencialmente coletivos, para os isótopos pares do rutênio e paládio, foi o Modelo de Bósons Interatuantes, como demonstrado no cálculo de Van Isacker e Puddu (1980). Na mesma linha, Stachel *et al.* (1982) propõem que isótopos de Ru e Pd corresponderiam à transição entre a simetria vibracional e a simetria do rotor com instabilidade γ . Este modelo, no entanto, deixa de reproduzir algumas características importantes, nesta região de energia. Van Isacker e Puddu (1980) já haviam chamado a atenção para os estados 0^+ , excitados a baixa energia, não reproduzidos nestes cálculos, devendo corresponder a outros modos coletivos de excitação. Recentemente foi relatada (Sirota *et al.*, 1989) intensa transição direta com $L=4$ no ^{100}Ru a um nível a ≈ 2 MeV de excitação,

evidenciada através do espalhamento inelástico de prótons, indicando a necessidade da consideração de graus de liberdade hexadecapolares na descrição destes núcleos.

Na revisão das informações experimentais para os isótopos ímpares, encontram-se problemas semelhantes. Os isótopos mais leves ($A \leq 97$) são descritos em termos do Modelo de Camadas (Lange *et al.*, 1979; Chowdhury *et al.*, 1985), enquanto que para os isótopos com maior número de massa há características vibracionais (du Marchie *et al.*, 1981; Vanin *et al.*, 1985) e rotacionais presentes, parecendo que pelo menos as bandas de paridade negativa seriam melhor descritas pelo modelo de Nilsson com o acoplamento de Coriolis (Klamra *et al.*, 1982; Kajrys *et al.*, 1983; Kajrys *et al.*, 1986). De fato, Whisnant *et al.* (1986), a partir da reação (${}^3\text{He}, 2n\gamma$), identificaram no ${}^{99}\text{Ru}$ vários multipletos completos associados ao acoplamento de quase-partícula com um rotor prolato axialmente simétrico (com momento de inércia variável), com a interação de Coriolis tratada completamente, e caracterizados pela dominância de um valor do momento angular do caroço, R , e da quase-partícula, j ; especialmente o multiplete de paridade negativa associado ao orbital de quase-partícula $h_{11/2}$. Com este modelo, Whisnant *et al.* descreveram satisfatoriamente as energias de excitação e as propriedades do decaimento γ .

As componentes de partícula (ou buraco) independente nas funções de onda dos estados são importantes pontas de prova dos modelos nucleares, complementares às informações obtidas na análise das transições γ . Há medidas de transferência de um nêutron em reações (d,p), (p,d) e (d,t), na maioria cobrindo limitada faixa de energia de excitação e com resolução não muito boa (Diehl *et al.*, 1970; Fortune *et al.*, 1971; Hollas *et al.*, 1977; Berg *et al.*, 1982; Dickey *et al.*, 1986).

Há claramente uma compressão das intensidades espectroscópicas no sentido das menores energias de excitação, para os isótopos mais pesados, e as intensidades espectroscópicas de partícula e de buraco no ^{103}Ru foram bem reproduzidas pelo acoplamento partícula-rotor, levando-se em conta o efeito de Coriolis e de recuo, conforme cálculo realizado por Rekstad (1975). Merece destaque a detecção de componentes de partícula (ou buraco) de nêutrons, associadas a orbitais p e f , de paridade negativa, não pertencentes à camada 50-82. No ^{101}Ru , em estudo da reação (d,p) , com resolução superior e varrendo maior faixa de energia de excitação, Duarte *et al.* (1988) detetaram um estado a 0,597 MeV de excitação pela transição de $l=3$ e outros com $l=1$ transferidos. Estes estados poderiam conformar-se à descrição proposta por Whisnant *et al.* (1986). Deve-se ainda ressaltar que a descrição do ^{101}Ru é mais complicada que a suposta por qualquer destes modelos, pois, no estudo das propriedades do $E.F.$ do $^{101}\text{Ru}(5/2^+)$, através da captura de nêutron (Peterson *et al.*, 1980; Sampaio, 1981), este estado mostrou-se intensamente relacionado -por transição $l=2$ - a níveis do ^{100}Ru a energias de excitação acima de 2,2 MeV.

No caso dos isótopos ímpares do rutênio, um modelo que alcançou certo êxito na descrição do conjunto de núclídeos, foi o Modelo de Bósons e Férmions Interatuantes. Um cálculo extensivo para núcleos ímpares desta região (Tc, Ru, Rh, Pd) foi realizado por Arias *et al.* (1987) reproduzindo níveis de energia, intensidade de transições eletromagnéticas e intensidades espectroscópicas de algumas reações de transferência de um nêutron no Ru. Por falta de dados experimentais mais precisos, Arias *et al.* não calcularam as intensidades espectroscópicas correspondentes a estados de paridade negativa associados aos orbitais de nêutron p e f .

Um exame geral neste quadro, além de revelar uma região ainda rica em problemas, ressalta a falta de medidas cuidadosas de componentes de buraco de nêutrons nos isótopos de rutênio. Com a finalidade de contribuir neste particular aspecto, no presente trabalho, realiza-se o estudo sistemático das componentes de buraco nos isótopos ímpares 99 a 103 deste elemento, através da análise da reação (d,t) , com resolução melhor que 8 keV e extendendo, na medida do possível, a faixa de energia de excitação analisada. Particular atenção é dada à detecção de estados de paridade negativa que se mostraram, nas diversas análises aqui citadas, mais sensíveis aos diversos modelos.

Em uma apresentação bastante concisa, no capítulo I são descritas as principais etapas deste trabalho experimental, no que diz respeito à preparação, tomada de dados e obtenção dos espectros medidos. No capítulo II, a redução dos dados para determinação dos níveis de energia, momentos angulares transferidos e intensidades espectroscópicas é discutida e, em seguida, os resultados experimentais para cada uma das reações são apresentados, comentados e comparados com outras medidas, quando houver. Finalmente, no capítulo III, a conclusão é precedida por uma discussão global dos resultados obtidos e uma discussão da adequação dos modelos quase-partícula-rotor proposto por Whisnant *et al.* (1986) e Modelo de Bósons e Férmions Interatuantes, de acordo com o cálculo de Arias *et al.* (1987).

I. PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

O estudo experimental da estrutura nuclear de isótopos do rutênio foi realizado através de reações de captura ("*pick-up*") de um nêutron nos isótopos pares 100, 102 e 104 deste elemento, induzidas por dêuterons. As características de reação direta, de transferência de um núcleon, induzida por íon leve são determinantes para a obtenção de informações espectroscópicas seguras de componentes de partícula ou buraco independente dos estados nucleares.

As reações diretas caracterizam-se por tempos de interação curtos (da ordem do tempo de trânsito do projétil através do núcleo alvo) em que há o envolvimento de poucos graus de liberdade do par colidente. Assim, com estas reações podem-se atingir os estados do núcleo residual correspondentes às configurações mais simples obtidas a partir do estado fundamental do núcleo alvo. Através de reações diretas de transferência de um núcleon, populam-se estados do núcleo residual que, em alguma medida, podem ser descritos como uma partícula (ou um buraco) ocupando um orbital sobre o núcleo alvo. A utilização de dêuterons, cuja estrutura é bem conhecida, como projétil, com energia suficiente para que o processo seja direto, torna a análise da reação límpida, no que concerne à faixa de energia em questão (poucas dezenas de MeV). Nestas condições, a análise da reação (d,t) no escopo da Aproximação de Born com Ondas Distorcidas (ABOD) permite um tratamento adequado do conhecido mecanismo de reação e a confiável extração de características espectroscópicas dos estados do núcleo residual relativamente ao estado fundamental do núcleo alvo.

PREPARAÇÃO DO PROJÉTIL

Íons negativos de deutério, extraídos de uma fonte de íons "*Duoplasmatron*" de extração direta foram acelerados pelo "*tandem*" Pelletron do Instituto de Física da USP, até atingir uma energia de 16,0 MeV (ou 15,5 MeV), para o estudo das reações (*d,t*) nos alvos dos isótopos 102 e 104 (ou 100) do rutênio. A energia do feixe de dêutrons é definida pela tensão do terminal do acelerador e controlada pelo ímã analisador (*ME-200*) e sistema de fendas na saída deste ímã (v. Fig.1).

A abertura das fendas de saída do *ME-200* define, em princípio, o limite superior da resolução em energia do feixe analisado, menor que 6 keV nas condições por nós utilizadas. No entanto, as condições mais restritivas da condução do feixe, ao longo de toda a canalização até atingir a câmara de espalhamento, não admite toda a possível variação da curvatura dos íons no ímã, reduzindo assim a dispersão em energia até a 2 keV.

Fig. 1. Esquema do percurso do feixe no Laboratório Pelletron.

- (1) Produção na fonte de íons
- (2) Acelerador e sistema de troca de carga
- (3) Análise da energia do feixe
- (4) Incidência no alvo

OS ALVOS

Alvos dos isótopos 100, 102 e 104 do rutênio foram obtidos por evaporação, através do bombardeamento eletrônico em vácuo, de pó metálico, cujas composições isotópicas estão na Tabela I, sobre substrato de carbono. O material evaporado é recolhido em lâminas de vidro, previamente preparadas com uma película de detergente RBS separando o vidro da camada de carbono, esta última com espessura de 10 a 20 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$. A geometria do cadinho, a potência máxima da corrente eletrônica, a velocidade com que a potência é elevada e o tempo de permanência da potência máxima são os parâmetros importantes na evaporação, além da proteção das lâminas enquanto não se atingir o ponto de evaporação. Relativamente à técnica relatada por Koide *et al.* (1983), foi necessário o estabelecimento de cuidados para a prevenção de superaquecimento das lâminas, uma vez que para se obter alvos mais espessos, deve-se realizar três ou quatro repetições

TABELA 1. Composição isotópica do alvo

Porcentagem da presença do isótopo na amostra							
alvo	96 Ru	98 Ru	99 Ru	100 Ru	101 Ru	102 Ru	104 Ru
100 Ru	0,05	0,05	0,54	97,24	1,20	0,83	0,19
102 Ru	0,02	0,01	0,07	0,09	0,24	99,35	0,22
104 Ru	0,02	0,02	0,08	0,13	0,27	3,14	96,39

Segundo análise de ORNL - Separated Isotopes Division

do processo de evaporação. Materiais com temperaturas de fusão muito elevados requerem estes cuidados, sistematizados por Pulino *et al.* (1991).

A separação entre o material evaporado e a lâmina de vidro ("flutuação") e a fixação do primeiro nas molduras de aço ("pesca") que vão diante do feixe são técnicas bem estabelecidas (Appoloni, 1974). Merece destaque o desenvolvimento da técnica por este autor de "pesca" de "alvo duplo", com a qual se consegue fazer a película com o material evaporado aderir nas duas faces da moldura de aço, obtendo-se desta forma um alvo com o dobro da espessura da película evaporada. O alvo de ^{100}Ru utilizado neste trabalho foi um "alvo duplo".

As espessuras dos alvos foram determinadas pela comparação de medidas de seção de choque relativa de espalhamento elástico de dêuterons com cálculos do modelo óptico, com incertezas de $\approx 15\%$ (11% devido a previsões utilizando-se diferentes potenciais ópticos e 10% por causa de não uniformidades do alvo). Os únicos alvos de ^{100}Ru e $^{104}\text{Ru}^\#$ utilizados tinham respectivamente espessuras de 24 e $4,2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ e os três alvos de ^{102}Ru tinham espessuras que variavam entre 12 a $15 \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

[#] O alvo de ^{104}Ru foi confeccionado por J.H. Hirata e L.C. Gomes para utilização com íons pesados; não foi possível a fabricação de alvo mais espesso por falta de material isotopicamente enriquecido.

CÂMARA DE ESPALHAMENTO E ESPECTRÓGRAFO MAGNÉTICO

Os dêuterons incidiram sobre um alvo de rutênio, no centro da câmara de espalhamento acoplada ao espectrógrafo magnético que gira em torno do alvo. Os produtos de reação, admitidos pela entrada do espectrógrafo, tipo polo-partido (Spencer e Enge, 1967; Cruz, 1978), foram analisados em momento linear e detectados por emulsões nucleares no plano focal (v. Fig.2).

O objeto para o espectrógrafo (área do alvo em que ocorre a reação) é localizado por um conjunto de fendas $F1$ e $F2$ (fendas de definição) retangulares com $1,0 \times 3,0 \text{ mm}^2$. É utilizada uma fenda de "anti-espalhamento" $F3$ um pouco maior ($2,0 \times 3,0 \text{ mm}^2$) para dificultar que as partículas espalhadas nas bordas das fendas de definição atinjam o alvo. A focalização do feixe no alvo é facilitada pela utilização de uma fenda, chamada "corta-halo", circular com diâmetro de 6,0 mm, colocada na canalização a 35,0 cm do alvo, através da minimização da corrente (associada à carga do feixe depositada na fenda) medida. A contínua monitoração do feixe por medidas de corrente nas fendas de definição e na "corta-halo", eletricamente isoladas, possibilita a manutenção da focalização adequada do feixe. A saída do ímã desviador, o quadrupolo magnético da linha de feixe do espectrógrafo, as fendas "corta-halo" e de definição tiveram seus centros opticamente alinhados dentro de $\approx 0,2 \text{ mm}$. O suporte das fendas de definição foi construído de modo a permitir modificações nas dimensões do objeto

Fig. 2. Esquema da câmara de espalhamento e do espectrógrafo magnético.

para o espectrógrafo, pela troca de fendas, com reprodutibilidade no posicionamento superior a 0,1 mm (Borello-Lewin e Duarte, 1979).

Para a determinação das seções de choque, o feixe incidente no alvo era coletado num copo de Faraday, também isolado e com supressão de 500 V, possibilitando a determinação da carga total incidente durante cada medida. A montagem do copo de Faraday possibilita a remoção e troca da parede de fundo do copo que é ativada nestas experiências pelo feixe de dêuterons (Borello-Lewin e Duarte, 1981).

O espectrógrafo magnético permite a análise dos produtos de reação em um ângulo de espalhamento por vez. Na sua entrada (a interface entre a câmara de espalhamento e a câmara magnética), um conjunto de fendas define o ângulo sólido de detecção. A abertura destas fendas é escolhida com o compromisso de, sendo a maior possível, não permitir a admissão de um feixe muito divergente, evitando, por um lado, efeitos de aberração de imagens e a colisão de partículas com as peças polares do espectrógrafo e permitindo, por outro lado, a correção do plano focal com o alargamento cinemático. Foram utilizadas, no presente trabalho, fendas com abertura que subentendiam um ângulo sólido de 2,68 msr.

Na câmara magnética, as partículas sofrem a ação de um campo magnético vertical produzido pelas peças polares (v. Fig.2) e são defletidas numa trajetória cujo raio de curvatura é $\rho = p/qB$, em que p é o momento linear da partícula, q sua carga e B é a intensidade da indução magnética. O desenho das peças polares é tal que partículas emergentes do alvo são focalizadas numa superfície vertical chamada "plano focal", que pode variar de reação a reação por causa do alargamento cinemático (a_c), isto é, o efeito cinemático, na colisão, de varia-

ção da energia da partícula emergente com a variação do ângulo de espalhamento:

$$a_c = \frac{1}{2T} \frac{dT}{d\theta} ,$$

onde T é a energia cinética da partícula emergente e θ , o ângulo de espalhamento no laboratório.

De fato, várias reações ocorrem no alvo e os produtos de reação que tiverem rigidez magnética ($p/q=B\rho$) próximas às de interesse poderão também ser detetados.

As características do espectrógrafo magnético de São Paulo estão descritas por Cruz (1978) e informações específicas para sua utilização estão sistematizadas em um manual (Duarte, 1981).

No plano focal para a reação em estudo, grupos de trítons associados ao núcleo residual com determinada energia de excitação atingem a emulsão nuclear em uma posição (L) característica. Como as medidas das reações em estudo foram realizadas ao longo de alguns anos, os espectros foram calibrados pelos picos mais intensos, correspondentes a estados com energia de excitação e spin bem determinados por medidas de transição γ . Estes estados estão indicados nas Tabelas III, IV e V. O conjunto de calibrações intrínsecas, aqui obtido, é compatível com dados de espalhamento inelástico de alfas por ^{90}Zr , cobrindo toda a região do plano focal normalmente utilizada, na faixa de 2,1 a 5,9 MeV de excitação, com desvios menores que 4 keV (Horodyski-Matsushigue e Duarte, 1987).

Utilizando-se plenamente as potencialidades do espectrógrafo (Cohen, 1967; Borello, 1971; Cruz, 1978), especialmente assegurando o correto posicionamento do plano focal, obteve-se resolução total em energia dos espectros melhor que 8 keV.

EMULSÕES E LEITURA DOS ESPECTROS

Para a detecção das partículas, utilizaram-se placas de emulsão nuclear, Kodak, tipos NTB e NTA (50 μm de espessura), cobrindo 50 cm de extensão no plano focal do espectrógrafo. As partículas carregadas marcam sua trajetória ionizando o material da emulsão, que revelada exhibe os traços correspondentes. A identificação da partícula através do traço é muito difícil quando se trata de discriminar trítons, dêuterons ou prótons. No presente estudo, dadas as diferenças entre os Q s das reações (d,t) , (d,d) ou (d,p) e também entre os valores da rigidez magnética das partículas emergentes, foi possível contar com um intervalo de 1,4 MeV para o ^{100}Ru , 2,2 MeV para o ^{102}Ru e 2,6 MeV para o ^{104}Ru de energia de excitação, não superposto ao espectro de dêuterons provenientes de espalhamento elástico e inelástico no próprio alvo. Grupos de trítons associados à reações (d,t) em contaminantes mais leves do alvo quando presentes têm características muito próprias que facilitam a sua identificação: a detecção não se dá no plano focal destas reações, portanto os picos nos espectros são mais largos e a variação em energia dos trítons em função do ângulo de espalhamento é maior para alvos mais leves.

A contagem do número de traços em função da posição ao longo da chapa é feita em retângulos de $0,19 \times 10 \text{ mm}^2$, em passos de 0,20 mm, dimensões estas próximas ao tamanho da imagem no plano focal (Borello, 1971; Cruz, 1978). Cada espectro, lido por microscopistas especialmente treinadas e supervisionadas para este fim (Borello, 1971; Borello-Lewin, 1988), foi digitado para seu armazenamento em disquetes. O programa computacional para digitação, um pequeno manual de utilização e o treinamento das técnicas foi realizado pelo autor, com a colaboração de D. Pulino (Pulino e Duarte, 1988).

II. RESULTADOS

No presente trabalho, foram medidas as reações (d,t) em alvos dos isótopos 100, 102 e 104 do rutênio. Os critérios para a identificação dos picos no espectro associados aos estados dos isótopos de Ru (residuais), o cálculo da seção de choque, a atribuição do momento angular orbital transferido e a determinação das intensidades espectroscópicas serão discutidas a seguir. Na segunda parte deste capítulo apresento os resultados para cada núcleo.

IDENTIFICAÇÃO DOS NÍVEIS DOS NÚCLEOS RESIDUAIS E DETERMINAÇÃO DAS ENERGIAS DE EXCITAÇÃO

A identificação dos grupos de trítons (picos) no espectro, correspondentes a estados do núcleo residual seguiu um critério cinemático. Primeiramente, o plano focal de cada exposição permite a focalização das partículas provenientes de reações com alargamento cinemático próximo ao da ${}^A\text{Ru}(d,t)$. Desta forma, picos associados aos estados do núcleo residual têm largura reduzida, enquanto os associados a reações sobre alvos mais leves, como C e O, são bem mais largos: além de estarem fora do plano focal, têm alargamento cinemático maior, acarretando, portanto, a admissão de uma faixa mais larga de energia pelas fendas do espectrógrafo.

Um cálculo não relativístico de cinemática para uma reação $m_2(m_1, m_3)m_4$, onde os índices 1 a 4 indicam, respectivamente, projétil, núcleo alvo, partícula detectada e núcleo residual, fornece (Marion, 1968)

$$p_3 = \frac{p_1 \cos \theta}{1 + m_4/m_3} \left\{ 1 \pm \left(1 + \frac{1 + m_4/m_3}{\cos^2 \theta} \left[\frac{m_4}{m_1} \left(1 + \frac{Q}{E_1} \right) - 1 \right] \right)^{1/2} \right\},$$

onde p_i , m_i e E_i significam momento, massa e energia da partícula i ; Q , a diferença das massas antes e depois da reação e θ , o ângulo de espalhamento no laboratório. Quando se detecta íons leves em reações cujo núcleo residual tem $A \geq 100$, i.e., $m_4 \gg m_3$,

$$p_3 \cong p_1 \left\{ \frac{m_3}{m_4} \cos \theta + \left(\frac{m_3}{m_4} \left[\frac{m_4}{m_1} \left(1 + \frac{Q}{E_1} \right) - 1 \right] \right)^{1/2} \right\}.$$

Esta expressão mostra que: (a) quanto menor a massa do núcleo residual, maior a variação do momento, p_3 , com o ângulo e (b) em cada espectro - tomado em um dado ângulo de espalhamento, θ - as diferenças entre momentos de partículas emergentes, associados a estados residuais diferentes (Q s diferentes), independem de θ .

A calibração do espectrógrafo, $\rho \times L$, é linear (ou quase), portanto, diferenças de momento constantes implicam em distâncias constantes entre os picos em relação a θ , variações maiores (ou menores) do momento com o ângulo significam variações maiores (ou menores) da posição com o ângulo. Assim foi possível montar um espec-

tro soma, alinhando os picos correspondentes ao estado fundamental (*E.F.*) do núcleo residual nos vários ângulos. Os picos associados aos diversos estados do núcleo residual, conseqüentemente alinhados, são realçados na soma pois os picos associados a reações sobre núcleos de massas diferentes da do núcleo alvo deslocam-se diferentemente, em função do ângulo. Consideraram-se picos associados a isótopos do rutênio aqueles que, realçados no espectro-soma, apareceram em pelo menos três espectros.

A obtenção da energia de excitação de cada nível é feita, a partir da posição do pico no espectro, através do programa Fortran SPECTRE (Moorhead e Moyer, 1968), o qual essencialmente é um cálculo de cinemática relativística, relacionando a energia do núcleo emergente - obtida a partir da posição do pico no espectro, via calibração do espectrógrafo - com a massa do núcleo residual, ou melhor, com o Q da reação. A energia de excitação nada mais é que a diferença entre o Q , para o dado nível, e o Q correspondente ao *E.F.*

Tomou-se o cuidado de verificar se os estados encontrados não provinham de trítons associados a reações sobre outros isótopos do rutênio, cujos estados são conhecidos (Müller e Chmielewska, 1968; Blachot, 1985; de Frenne *et al.*, 1985 e de Frenne *et al.*, 1986). Além da verificação da energia da partícula emergente, discriminaram-se os estados pela forma e intensidade das distribuições angulares.

CÁLCULO DAS SEÇÕES DE CHOQUE RELATIVAS E ABSOLUTAS

A medida da seção de choque diferencial, $\sigma_{\text{exp},i}(\theta)$, de um processo i é a razão entre o número de partículas que sofreram o pro-

cesso, N_i , e o fluxo (partículas por unidade de área na região de interação) incidente para um único centro espalhador, dividida ainda pelo ângulo sólido, $\Delta\Omega$, de detecção das partículas emergentes.

$$\sigma_{\text{exp},i}(\theta) = \frac{N_i}{(Q/q) \Delta x \Delta\Omega} ,$$

onde o fluxo incidente para um núcleo do isótopo alvo é dado por $(Q/q)\Delta x$, pois o número de partículas incidentes é dado pela razão entre a carga total coletada do feixe, Q , e a carga da partícula incidente, q , e Δx é o número de núcleos do isótopo alvo por unidade de área transversal ao feixe.

Os N_i (a soma das contagens associadas a um nível de energia determinado do núcleo residual) foram determinados através de um programa de ajuste de picos de espectro, cuja forma padrão dos picos é fornecida ponto a ponto. Este procedimento decorre da impossibilidade de se descrever analiticamente os picos de espectro detetados no plano focal de espectrógrafo magnético, na medida em que vários fatores concorrem para a definição do formato do pico: a ótica do feixe, o campo magnético do espectrógrafo, além da posição das emulsões em relação ao plano focal. Mesmo com ótimas condições experimentais de detecção, a forma do pico pode variar de um espectro para outro.

A determinação do pico padrão é feita para cada espectro, mantendo as características médias dos picos isolados mais intensos no espectro. O programa de ajuste permite a análise de trechos de espec-

tros com até 16 parâmetros, entre alturas de pico e fundo polinomial, se necessário (Pulino e Duarte, 1988). O critério de ajuste é de minimização do χ^2 , sendo atribuído a cada contagem do espectro um erro composto do erro estatístico com o erro de leitura da microscopia, associado à contagem no canal do espectro, estimado aqui a partir da sistematização relatada por Horodynski-Matsushigue (1978) em que o erro é apresentado em função da soma de contagens do pico. Assim o erro de "área" do pico inclui o erro associado à contagem do espectro e os erros do procedimento estatístico do ajuste.

As seções de choque relativas foram calculadas como N_i/Q , com incertezas que variam de 5% a 40%. As maiores incertezas provêm de estados com baixa intensidade e alguma contaminação.

A normalização das seções de choque relativas para absolutas proveio da comparação de medidas do espalhamento elástico de dêuterons pelos núcleos em estudo com as previsões do modelo óptico. Os valores relativos da seção de choque elástica experimental correspondem à razão entre o número de contagens associadas ao espalhamento elástico em ângulos entre 38° e 70° , detectadas, em emulsão no plano focal do espectrógrafo nas mesmas condições das medidas das reações (d,t), e a quantidade de partículas incidentes no alvo, medida pela carga coletada no copo de Faraday. Nestes cálculos foram utilizados os potenciais ópticos médios sistematizados por Perey e Perey (1963), adicionado o termo de "*spin-órbita*" de Lohr e Haeberli (1974). A Fig.3 mostra um exemplo de distribuição angular elástica para cada um dos núcleos alvo estudados.

O fator de normalização tem uma incerteza de $\approx 11\%$ devida às indeterminações dos parâmetros dos potenciais ópticos - compararam-se as previsões de Perey e Perey (1962) com as de Lohr e Hae-

Fig. 3. Distribuições angulares experimental e prevista pelo modelo óptico para os espalhamentos elásticos, utilizadas para a normalização das seções de choque relativas em absolutas. (a) $^{100}\text{Ru}(d,d)$; (b) $^{102}\text{Ru}(d,d)$; (c) $^{104}\text{Ru}(d,d)$.

berli (1974) e de Daehnick *et al.* (1980), vide Tabela II - além da incerteza experimental de natureza estatística e também a causada pela não uniformidade dos alvos, estimada em $\approx 10\%$. Compostas quadraticamente estas contribuições, a incerteza no fator de normalização totaliza 15%.

MOMENTO ANGULAR ORBITAL TRANSFERIDO E INTENSIDADES ESPECTROSCÓPICAS

As distribuições angulares das seções de choque experimentais foram comparadas com as calculadas pela ABOD. É, em princípio, possível atribuir à transição o momento angular orbital transferido, l , uma vez que, nos processos diretos, os formatos das distribuições angulares apresentam um padrão de máximos e mínimos característico do l transferido. O cálculo ABOD das seções de choque diferenciais $\sigma_{DW}(\theta)$ foi realizado com o programa Fortran DWUCK4 (Kunz, 1974), com o conjunto de potenciais ópticos de Perey e Perey (1963), adicionando-se o termo de "*spin-órbita*" de Lohr e Haeberli (1974), para os dêuterons e de Becchetti e Greenlees (1969) para os trítons; sendo que a geometria do potencial do nêutron ligado foi também tomado da mesma sistematização de Becchetti e Greenlees. O conjunto dos potenciais ópticos utilizados estão na Tabela II. Neste cálculo, para o dêuteron é considerada a função de onda de Hulthén e, para o trítion, a função de onda é a de Irving-Gunn (Bassel, 1966). Os parâmetros de correção utilizados foram os usuais: $R_{FR}=0,85$ fm para o alcance finito correspondente à reação (d,t), e $\beta_d=0,54$ fm e $\beta_t=0,25$ fm para a não-localidade da interação com dêuterons e trítions, respectivamente.

TABELA II. Parâmetros dos potenciais ópticos utilizados nos cálculos AB00

Núcleos Colidentes	Família ^a	V_R (MeV)	r_R (fm)	a_R (fm)	V_{S0} (MeV)	r_{S0} (fm)	a_{S0} (fm)	W (MeV)	r_w (fm)	a_w (fm)	W_D (MeV)	r_D (fm)	a_D (fm)
100 Ru + d	PP	96,55	1,15	0,81							18,12	1,34	0,68
	LH	111,98	1,05	0,86	7,00	0,75	0,50				10,12	1,43	0,78
	DCV	92,81	1,17	0,74	6,88	1,07	0,66	1,81	1,33	0,86	10,79	1,33	0,86
102 Ru + d	PP	96,31	1,15	0,81							18,24	1,34	0,68
	LH	111,85	1,05	0,86	7,00	0,75	0,50				9,99	1,43	0,78
	DCV	92,63	1,17	0,74	6,87	1,07	0,66	1,87	1,33	0,86	10,75	1,33	0,86
104 Ru + d	PP	96,19	1,15	0,81							18,24	1,34	0,68
	LH	111,71	1,05	0,86	7,00	0,75	0,50				9,86	1,43	0,79
	DCV	92,57	1,17	0,74	6,87	1,07	0,66	1,87	1,33	0,86	10,75	1,33	0,86
A Ru + n	BG	b	1,17	0,75	$\lambda_{S0} = 25^c$								

TABELA II. (continuação)

Núcleos Colidentes	Família ^a	V_R (MeV)	r_R (fm)	a_R (fm)	V_{S0} (MeV)	r_{S0} (fm)	a_{S0} (fm)	W (MeV)	r_W (fm)	a_W (fm)	W_D (MeV)	r_D (fm)	a_D (fm)
99 Ru + t	BG	164,29 -0,17 T_t	1,20	0,72	2,50	1,20	0,72	33,78 -0,33 T_t	1,40	0,88			
101 Ru + t	BG	164,18 -0,17 T_t	1,20	0,72	2,50	1,20	0,72	31,84 -0,33 T_t	1,40	0,88			
103 Ru + t	BG	164,07 -0,17 T_t	1,20	0,72	2,50	1,20	0,72	29,98 -0,33 T_t	1,40	0,88			

^a pp : Perey e Perey (1963)

LH : Lohr e Haeberli (1974)

DCV: Daehnick et al. (1980)

BG : Becchetti e Greenlees (1969)

^b Ajustado para reproduzir a energia de ligação do nêutron^c Fator de Thomas

Quanto à atribuição de momento angular total dos estados do núcleo residual aparecem ambigüidades pois o momento angular total transferido, j , nas transições diretas, não influi de maneira determinante no formato das distribuições angulares. Pode-se tomar, apenas como indicativos, argumentos baseados no Modelo de Camadas para a atribuição de J_f . Nas reações em estudo, os núcleos alvos, par-par, têm $J_i^\pi = 0^+$, portanto a população de um estado J_f^π no núcleo residual se dá com $J_f = j$ e $\pi_f = (-1)^l$, ou seja, o nêutron transferido deve provir de um orbital ocupado, preferencialmente da camada 50-82.

As intensidades espectroscópicas C^2S_{lj} foram obtidas através da razão entre a seção de choque experimental da reação (d,t) e a calculada pelo ABOD:

$$C^2S_{lj} = \frac{1}{3,33} (2j+1) \frac{\sigma_{\text{exp},i}(\theta)}{\sigma_{\text{DW}}(\theta)}$$

onde o fator 3,33 corresponde à escolha das funções de onda do dêuteron e do trítion na aproximação de alcance nulo.

Os cálculos de $\sigma_{\text{DW}}(\theta)$, utilizando os três conjuntos de potencial óptico para os dêuteron, constantes na Tabela II, revelam grande concordância na forma das distribuições angulares, enquanto as intensidades das mesmas variam, no máximo, em 15%.

A REAÇÃO $^{100}\text{Ru}(d,t)^{99}\text{Ru}$

A medida da reação $^{100}\text{Ru}(d,t)^{99}\text{Ru}$ é o primeiro estudo de características de partícula (buraco) independente no ^{99}Ru . Esta re-

Fig. 4. Espectro dos trítions emergentes da reação $^{100}\text{Ru}(d,t)^{99}\text{Ru}$, observada em $\theta_{\text{lab}} = 34^\circ$.

TABELA III. Resultados experimentais para ^{99}Ru via reação $^{100}\text{Ru}(d,t)$ e comparação com os níveis adotados pela compilação Nuclear Data. Atribuições entre parênteses são tentativas.

Presente Trabalho						Nuclear Data ^a	
No. Nível	E _{exc} (MeV)	[$\sigma_{\text{exp}}(0)$] _{max} (mb/sr)	l	j	C ² S _{lj}	E _{exc} (MeV)	J ^{π}
0	0,000 *	4,2 $\pm$ 0,3	2	5/2	1,8	0,00000	5/2 ⁺
1	0,090	0,077 $\pm$ 0,013	(2)	(3/2)	(0,037)	0,08968	3/2 ⁺
2	0,322 *	0,32 $\pm$ 0,03	2	5/2; 3/2	0,20; 0,25	0,32237	(3/2) ⁺
3	0,340	0,19 $\pm$ 0,02	4	7/2	1,8	0,34074	7/2 ⁺
4	0,442 *	0,84 $\pm$ 0,10	0	1/2	0,13	0,44271	(1/2) ⁺
5	0,576	0,028 $\pm$ 0,009				0,57589	(5/2) ⁺
6	0,618 *	0,76 $\pm$ 0,10	0	1/2	0,16	0,61803	(1/2) ⁺
7	0,719 *	0,083 $\pm$ 0,008	4	9/2	0,55	0,71987	9/2 ⁺
8	0,734	0,12 $\pm$ 0,02				0,73413	(5/2 ⁺)
9	0,897 *	0,115 $\pm$ 0,010	2	5/2; 3/2	0,057; 0,069	0,89692	(1/2 ⁺ ; 3/2; 5/2 ⁺)
10	1,000	0,050 $\pm$ 0,017				0,99874	(1/2 ⁺ ; 3/2; 5/2 ⁺)
						1,04863	(11/2) ⁺
11	1,072	0,034 $\pm$ 0,010	(5)	(11/2)	(0,55)	1,06994	11/2 ⁻
12	1,093 ^b	0,26 $\pm$ 0,03	(2)	(5/2; 3/2)	(0,24; 0,30)		
						1,2007	
						1,26124	7/2 ⁺
						1,27759	(7/2 ⁺ ; 9/2 ⁺)
						1,3061	(7/2 ⁺)
						1,3199	(11/2 ⁺)
13	1,385	0,13 $\pm$ 0,05				1,38316	(1/2 ⁺ ; 3/2)

^a Müller e Chmielewska (1986).

* Níveis utilizados na calibração em energia dos espectros.

^b Possível dublete.

Fig. 5.

Distribuições angulares das transições na reação $^{100}\text{Ru}(d,t)^{99}\text{Ru}$. As barras de erro incluem apenas as incertezas relativas. As curvas lisas são resultado do ajuste aos dados experimentais dos cálculos ABOD.

ação induzida por dêuterons de 15,5 MeV foi observada em 11 ângulos de espalhamento entre 8° e 46° , medidos no laboratório, com uma resolução em energia de 6,5 keV (largura à meia altura) e limite de detecção em $\approx 0,008$ mb/sr. O espectro correspondente ao ângulo de espalhamento de 34° é apresentado, como exemplo, na Fig.4. Foram identificados 14 níveis do ^{99}Ru até a energia de excitação de 1,4 MeV. A Tabela III apresenta os resultados experimentais da medida desta reação e os níveis adotados na compilação de Müller e Chmielewska (1986).

As energias de excitação indicadas correspondem à média das energias em cada espectro e os desvios padrão das energias são, para $\approx 2/3$ dos níveis, muito próximos de 1 keV, não ultrapassando 2 keV nos outros casos. A calibração em energia dos espectros baseou-se nos níveis indicados com asterisco na Tabela III, presentes em todos os espectros medidos e com energias de excitação bem determinadas por medidas γ e ainda com spins compatíveis com as medidas do presente trabalho. As diferenças de energia relativas às medidas de γ são no máximo de 1 keV exceto para o nível 13, que é de 2 keV.

As distribuições angulares experimentais estão na Fig.5, onde as barras de erro incluem as contribuições da flutuação estatística, erro de leitura das microscopistas e normalização relativa. As curvas correspondem às previsões da ABOD ajustadas aos dados experimentais, quando foi possível uma atribuição do momento angular orbital transferido l , com a conseqüente extração do fator espectroscópico, C^2S_{lj} . Os valores de l e C^2S_{lj} obtidos também estão na Tabela III. Foram atribuídos, sem nenhuma dúvida, momentos angulares orbitais a 7 níveis. Para os níveis 1 e 12, a atribuição de $l=2$ é tentativa pois as distribuições angulares experimentais (semelhantes entre si) não apre-

sentam claramente o mínimo em $\theta \approx 33^\circ$, porém o nível 1 tem $J^\pi = 3/2^+$ seguramente atribuído (Müller e Chmielewska, 1986). O nível 11, fracamente populado pela reação (d,t) , tem a energia do estado com $J^\pi = 11/2^-$ e sua distribuição angular não exclui atribuição de $l=4$ ou $l=5$, uma vez que, nos ângulos menores que 20° , as seções de choque estão abaixo do limite de detecção. E, por fim, os níveis 5, 8, 10 e 13 não apresentam alguma estrutura que possa ser associada a processos diretos.

As distribuições das intensidades espectroscópicas serão apresentadas e discutidas em conjunto com as outras reações (Fig. 10) no próximo capítulo.

A REAÇÃO $^{102}\text{Ru}(d,t)^{101}\text{Ru}$

Com energia do projétil de 16,0 MeV, foram coletados dados da reação (d,t) sobre o alvo de ^{102}Ru em 11 ângulos de espalhamento entre 8° e 46° , no laboratório, com uma resolução de 8 keV (largura à meia altura) e limite de detecção de $\approx 0,002$ mb/sr. A Fig. 6 apresenta o espectro correspondente a $\theta = 33^\circ$. Identificaram-se 36 níveis do ^{101}Ru até a energia de excitação de 2,13 MeV e os resultados experimentais provenientes da reação $^{102}\text{Ru}(d,t)$ estão na Tabela IV, em comparação com dados de estudos recentes das reações $^{102}\text{Ru}(p,d)^{101}\text{Ru}$, com resolução experimental de 24 keV (Dickey *et al.*, 1986), e $^{100}\text{Ru}(d,p)^{101}\text{Ru}$, com resolução de 8 keV (Duarte *et al.*, 1988), e com os níveis adotados na compilação *Nuclear Data* (Blachot, 1985).

Fig. 6. Espectro dos trítions emergentes da reação $^{102}\text{Ru}(d,t)^{101}\text{Ru}$, observada em $\Theta_{\text{lab}} = 33^\circ$.

TABELA IV. Resultados experimentais para o ^{101}Ru , obtidos através da reação $^{102}\text{Ru}(d,t)$, e comparação com resultados anteriores das reações $^{102}\text{Ru}(p,d)$ e $^{100}\text{Ru}(d,p)$, e com os níveis adotados na compilação Nuclear Data. Atribuições entre parênteses são tentativas.

N ^o / E	Presente Trabalho			(p,d) ^a			(d,p) ^b			Nuclear Data ^c	
	E _{exc} (MeV)	$\sigma_{\text{int}}^{\text{exp}}$ (mb/sr)	J ^π	C ² S _J	E _{exc} (MeV)	J ^π	E _{exc} (MeV)	J ^π	E _{exc} (MeV)	J ^π	E _{exc} (MeV)
0	0,000 *	5,62±0,23	2 5/2	1,8	0,000	2	0,000	2	0,000	2,1	0,000
1	0,127	0,015±0,004	(2) (3/2)	(0,006)	0,127	2	0,127	2	0,127	0,067	0,12723
2	0,307	0,56±0,04 ^d	4 7/2	2,3	0,307	4	0,307	4	0,307	5,3	0,30685
2'	0,311		2 5/2; 3/2	0,19; 0,23		2	0,29		0,31134	5/2 ⁺ ; 3/2 ⁺	
3	0,324 *	2,43±0,12	0 1/2	0,32	0,325 ^e	0	0,326	0	0,32515	0,96	0,32515
4	0,421 *	0,38±0,06	2 3/2	0,22	0,422	2	0,421	2	0,4221		0,4221
5	0,534	0,57±0,04 ^f	5 11/2	1,15	0,540 ^e	5	0,533	2	0,535	0,75	0,535
			2 5/2; 3/2	0,26; 0,33		2	0,27; 0,34	2	0,535	(5/2 ⁺ ; 3/2 ⁺)	
6	0,597	0,15±0,02	3 7/2; 5/2	0,09; 0,13		3	0,597	3	0,5983		0,5983
7	0,615	0,61±0,06	2 5/2; 3/2	0,23; 0,30		2	0,31; 0,40		0,6163	(7/2 ⁺)	0,6163

TABELA IV. (continuação - 2)

$^{A}_{Z}X$ $^{A}_{Z}Y$	Presente Trabalho				(p,d) ^a			(d,p)			Nuclear Data	
	$E_{\text{exp}}(E_1)_{\text{max}}$ (MeV)	$E_{\text{exp}}(E_2)_{\text{max}}$ (MeV)	j	C^2S_{ij}	E_{exc} (MeV)	l	C^2S_{ij}	E_{exc} (MeV)	l	C^2S_{ij}	E_{exc} (MeV)	J^{π}
8	0,622 *	1,07±0,10	0	1/2	0,12	0	0,063	0,622	0	0,063	0,6234 0,6235	(7/2 ⁺) 1/2 ⁺
9	0,684	0,062±0,007						0,687	2	0,024; 0,031	0,6438 0,684	
10	0,719	0,135±0,015	4	9/2	0,50		0,29	0,720	4	0,29	0,7200	9/2 ⁺
11	0,824	0,32±0,03	2	5/2; 3/2	0,18; 0,22	2	0,13; 0,17	0,822	2	0,17; 0,18 0,718 0,742	0,827 0,84278	(7/2 ⁺)
12	0,907	0,09±0,02	1	3/2; 1/2	0,011; 0,012	2	0,048; 0,062	0,908	1	0,057; 0,060	0,92872 0,93847 0,9586	(7/2 ⁺ ; 9/2 ⁺) (7/2 ⁺) (15/2 ⁻)
13	0,974	0,25±0,02	2	5/2; 3/2	0,14; 0,18	2	0,14; 0,17	0,975	2	0,63; 0,70	0,9734	(5/2 ⁺ ; 3/2 ⁺)

TABELA IV. (continuação - 3)

Presente Trabalho				(p,d) ^a			(d,p) ^b			Nuclear Data ^c		
No. N ^o /V _{el}	E _{inc} (MeV)	[σ _{exp} (θ)] _{max} (mb/sr)	l j	C ² S _{lj}	E _{exc} (MeV)	l	C ² S _{lj}	E _{exc} (MeV)	l	C ² S _{lj}	E _{exc} (MeV)	J ^π
14	1,038	0,15±0,02	2 5/2; 3/2	0,08; 0,10	1,041	2	0,094; 0,12				1,0012	11/2 ⁺
								1,051	4	0,28		
								1,098	0	0,028		
15	1,111	0,13±0,02	0 1/2	0,022	1,112	0	0,012	1,112	0	0,17	1,110	1/2 ⁺
16	1,164	0,054±0,008			1,169	2	0,036; 0,045					
											1,2068	
											1,2190	
17	1,266	0,026±0,010			1,225	4	0,19; 0,33	1,227	0	0,016		
								1,268	2	0,019; 0,022		
					1,276	0	0,011					
											1,3215	(11/2 ⁺)
18	1,425	0,047±0,009									1,3899	

TABELA IV. (continuação - 4)

No. Nível	Presente Trabalho				(p,d) ^a		(d,p) ^b		Nuclear Data ^c	
	E_{exc} (MeV)	$[\sigma_{exp}(\theta)]_{max}$ (mb/sr)	l	j	$C^2 S_{lj}$	E_{exc} (MeV)	l	$C^2 S_{lj}$	E_{exc} (MeV)	J^π
19	1,477	0,19±0,02	2	5/2; 3/2	0,11; 0,13	1,440				
20	1,498	0,014±0,006							1,4993	
						1,501			1,5010	13/2 ⁺
21	1,542	0,04±0,02				1,510	2	0,16; 0,20		
						1,555	2	0,055; 0,065	1,544	
22	1,585	0,082±0,009	2	5/2; 3/2	0,063; 0,079	1,597	2	0,085; 0,10	1,584	2 0,45; 0,50
									1,5873	(5/2 ⁺)
									1,6223	(19/2 ⁻)
23	1,688	0,07±0,02				1,659				
						1,689	5	3,7	1,695	(11/2 ⁻ ; 9/2 ⁻)
24	1,714	0,10±0,01	0	1/2	0,020	1,701 (2) (0,078; 0,093)				
						1,731	0	0,026	1,714	0 0,012
25	1,758	0,10±0,01	0	1/2	0,012	1,777	0	0,021	1,7618	
									1,7743	(13/2 a 19/2)

TABELA IV. (continuação - 5)

No. nível	Presente Trabalho			(p,d) ^a			(d,p) ^b			Nuclear Data ^c	
	E _{exc} (MeV)	$[\sigma_{\text{exp}}(G)]_{\text{max}}$ (mb/sr)	l j	$C^2 S_{lj}$	E _{exc} (MeV)	l	$C^2 S_{lj}$	E _{exc} (MeV)	l	$C^2 S_{lj}$	E _{exc} (MeV) J ^π
26	1,812	0,055±0,006	2 5/2; 3/2	0,042; 0,052				1,779	1 0,027; 0,028		
27	1,822	0,020±0,003			1,833	2 0,081; 0,095		1,825	2 0,075; 0,081		1,825 (5/2 ⁺ ; 3/2 ⁺)
28	1,839	0,013±0,002						1,842	2 0,041; 0,043		1,8434
29	1,858	0,013±0,002						1,861	0 0,062		
											1,8622 15/2 ⁺
								1,878	2 0,25; 0,27		1,875 (3/2 ⁺ ; 5/2 ⁺)
					1,884						
								1,893			
								1,936	0 0,061		
											1,9615
30	1,969	0,067±0,010	2 5/2; 3/2	0,049; 0,061	1,984	2 0,061; 0,071		1,969	2 0,20; 0,21		
31	1,996	0,35±0,02	1 3/2; 1/2	0,09; 0,10				1,997	2 0,12; 0,13		
											2,0175 (13/2 a 19/2)

TABELA IV. (continuação - 6)

=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												
=====												

^a Dickey et al. (1986).^d Secção de choque integrada (níveis 2 e 2').^b Duarte et al. (1988).^e Níveis não resolvidos experimentalmente.

Ajuste por mínimos quadrados na distribuição angular.

^c Blachot (1986).^f Secção de choque integrada ($l=2$ e $l=5$).

* Níveis utilizados na calibração em energia dos espectros.

Na calibração em energia dos espectros consideraram-se os níveis indicados com asterisco na Tabela IV, tomando-se os mesmos cuidados já citados anteriormente. Os desvios padrão das energias são menores que 2 keV para as energias de excitação abaixo de 1,9 MeV e, além desta energia, não passam de 3 keV. A diferença de energia com as medidas γ são menores que 1,5 keV. Os picos associados aos níveis 2 e 2', não resolvidos nesta experiência, apresentam o centróide na posição correspondente ao nível 2' para os ângulos de espalhamento menores que 25° e ao nível 2, para os ângulos maiores. As energias de excitação obtidas no presente trabalho diferem em, no máximo, 3 keV se comparadas às obtidas pelo mesmo grupo experimental no estudo da reação (d,p) (Duarte *et al.*, 1988). Os dados de Dickey *et al.* (1986), parecem apresentar um desvio de 10-20 keV a mais, para energias maiores que 1,54 MeV, se se levar em conta as maiores intensidades espectroscópicas detetadas.

Na Fig.7 encontram-se as distribuições angulares experimentais, com mais de cinco pontos medidos, acompanhadas pelas curvas ABOD nos casos em que foi possível a atribuição de l à transição. Os valores de l e C^2S_{lj} obtidos estão na Tabela IV, sendo 22 atribuições seguras e 3 tentativas. O nível 1 é populado muito fracamente e só aparece em três ângulos super-expostos. Assim foi possível apenas uma estimativa para o valor de $C^2S_{d3/2}$, uma vez que o nível tem spin e paridade conhecidos. Os níveis 17, 27, 28, 29, 32 e 33 também só aparecem nestes três ângulos (10° , 22° , 28°), tendo sido possível apenas a obtenção de sua energia de excitação. Para os níveis 2 e 2', calcularam-se as seções de choque integradas e a avaliação das contribuições de $l=2$ (0,311 MeV) e de $l=4$ (0,307 MeV) baseou-se em ajuste por mínimos quadrados. O nível 5 também tem uma contribuição de $l=2$ (0,535 MeV) e outra de $l=5$ (0,5275 MeV) e da mesma forma foram

Fig.7. Distribuições angulares das transições na reação $^{102}\text{Ru}(d,t)^{101}\text{Ru}$. As barras de erro incluem apenas as incertezas relativas. As curvas lisas são resultado do ajuste aos dados experimentais dos cálculos ABOD.

extraídas as intensidades espectroscópicas associadas a cada l respectivamente. Os níveis 7 e 8 estão parcialmente superpostos, tendo sido particularmente útil o programa de ajuste de picos, anteriormente citado. Observa-se na distribuição angular do nível 7, nos ângulos menores que 15° , que há uma super avaliação da seção de choque causada por variações no formato do pico, que não puderam ser tratadas convenientemente no procedimento de ajuste e que, no entanto, não comprometeram a extração da intensidade espectroscópica, pois o problema ficou restrito a três ângulos medidos. O nível 9 tem distribuição angular que não se conforma à de $l=2$ e é mais parecida com a de $l=1$, embora não possua a mesma semelhança apresentada entre as distribuições angulares experimentais dos níveis 12 e 31 ($l=1$ atribuído). Fica entretanto difícil sustentar uma atribuição $l=1$, mesmo que tentativa, face às medidas (p,d) e (d,p) (Dickey *et al.*, 1986; Duarte *et al.*, 1988) que atribuem $l=2$ à transição aos níveis a 0,687 MeV e 0,685 MeV de excitação, respectivamente. Os níveis 16, 18, 20, 21, 23 e 34 não apresentam estrutura discernível nas distribuições angulares.

A comparação dos fatores espectroscópicos associados à reação $^{102}\text{Ru}(d,t)^{101}\text{Ru}$, obtidos no presente trabalho também pela primeira vez, com os C^2S_{lj} da reação $^{102}\text{Ru}(p,d)^{101}\text{Ru}$ (Dickey *et al.*, 1986), foi possível, com segurança, até 1,5 MeV de excitação. Para as transições com $l=2$ e $l=5$, há boa concordância entre as intensidades espectroscópicas. As intensidades de $l=0$ estão sistematicamente menores na análise da reação (p,d) , mantendo-se, no entanto, as intensidades relativas. A maior intensidade de $l=0$ é detectada por Dickey *et al.* (1986) em um tripleto ($E_{\text{exc}}=0,325$ MeV) com contribuições de $l=2$ e $l=4$. A contribuição de $l=4$ neste tripleto carrega também a maior intensidade para este l , de forma que os valores de C^2S extraídos têm maior incerteza. Assim, para $l=4$, há também concordância satisfató-

ria. Transições com $l=1$ e $l=3$ não foram observadas na reação (p,d) . O nível com 0,60 MeV de excitação ($l=3$, no presente trabalho) não foi resolvido do nível com 0,623 MeV, graças à pobre resolução da medida (p,d) ; no entanto, a figura publicada como espectro típico (Dickey *et al.*, 1986) apresenta uma suave protuberância ao lado do pico associado ao nível 0,623 MeV, na posição correta, com altura consistente com os dados da presente análise.

A REAÇÃO $^{104}\text{Ru}(d,t)^{103}\text{Ru}$

Esta reação, provocada por dêuterons de 16,0 MeV, foi medida em 8 ângulos de espalhamento entre 8° e 46° , com uma resolução de 6 keV (largura à meia altura) e limite de detecção em $\approx 0,010$ mb/sr. O espectro correspondente a $\theta=24^\circ$ é apresentado na Fig.8. Identificaram-se 46 níveis do ^{103}Ru até a energia de excitação de 2,52 MeV. Os resultados experimentais desta medida estão na Tabela V, em comparação com resultados anteriores da mesma reação, com resolução de 10 keV (Diehl *et al.*, 1970), e da reação $^{104}\text{Ru}(p,d)^{103}\text{Ru}$, cuja resolução foi de 5-8 keV (Berg *et al.*, 1982), além dos níveis adotados pela compilação *Nuclear Data* (de Frenne *et al.*, 1985). Os estudos anteriores (d,t) e (p,d) cobriram, no máximo, 0,9 MeV de energia de excitação.

Os níveis indicados com asterisco na Tabela V foram considerados na calibração em energia dos espectros. Os desvios padrão das energias são menores que 2 keV até a energia de 1,3 MeV, não ultrapassando 3,5 keV além desta energia. Este isótopo de Ru tem

Fig. 8. Espectro dos trítions emergentes da reação $^{104}\text{Ru}(d,t)^{103}\text{Ru}$, observada em $\Theta_{\text{lab}} = 24^\circ$

TABELA V. Resultados experimentais para o ^{103}Ru , obtidos através da reação $^{104}\text{Ru}(d,t)$, e comparação com os resultados das reações $^{104}\text{Ru}(d,t)$ e $^{104}\text{Ru}(p,d)$, e com os níveis adotados na compilação Nuclear Data. Atribuições entre parênteses são tentativas.

Presente Trabalho				a		b		c				
E_{exc} (MeV)	$[\sigma_{exp}(\theta)]_{max}$ (cm ² /s)	l	j	C^2S_{lj}	E_{exc} (MeV)	l	$S(d,t)$	E_{exc} (MeV)	l	C^2S_{lj}	E_{exc} (MeV)	J^π
					(d,t)			(p,d)				
0	0,000	2	5/2	1,11	0,000	2	1,97	0,0054	2	1,29	0,00281	(3/2) ⁺
1	0,136 *	2	5/2	0,072	0,133	(2)	(0,11; 0,14)	0,1356	2	0,13	0,136079	(5/2) ⁺
2	0,174 *	0	1/2	0,29	0,171	0	0,43	0,1742	0	0,28	0,17426	1/2 ⁺
3	0,213 *	4	7/2	2,07	0,210	4	2,36	0,2128	4	0,96	0,21356	7/2 ⁺
4	0,239	5	11/2	1,47	0,235	5	1,92	0,2397	5	1,55	0,2382	11/2 ⁻
5	0,297 *	3	7/2; 5/2	0,16; 0,22	0,294	(0)	(0,08)	0,2971	3	0,17	0,29748	(7/2) ⁻
6	0,346	2	5/2; 3/2	0,10; 0,13	0,343	2	0,16	0,3464	2	0,14	0,34638	5/2 ⁺ ; 3/2 ⁺
7	0,406	2	5/2; 3/2	0,35; 0,44	0,402	2	0,62	0,4056	2	0,31; 0,34	0,40415	(5/2; 3/2) ⁺
8	0,432 *	0	1/2	0,070	0,428	0	0,12	0,4329	0	0,09	0,43206	1/2 ⁺
9	0,501	2	5/2; 3/2	0,17; 0,20	0,497	2	0,26	0,5011	2	0,22	0,50115	(5/2) ⁺
10	0,540	d									0,5354	(5/2 ⁺ ; 3/2 ⁺)
11	0,548		0,145±0,013			0,545	1	0,068				0,54821

TABELA V. (continuação - 2)

N _o N _{ível}	Presente Trabalho				(d,t) ^a		(p,d) ^b		Nuclear Data ^c	
	E _{exc} (MeV)	[σ _{exp} (θ)] _{max} (mb/sr)	l	j	E _{exc} (MeV)	l	E _{exc} (MeV)	l	E _{exc} (MeV)	J ^π
12	0,556									
							0,5511 ^e	$\begin{cases} 2 \\ 0 \end{cases}$	0,55458	(1/2 ⁺)
									0,5577	(9/2) ⁺
									0,56287	(5/2 ⁺ ; 3/2 ⁺)
									0,56817	(3/2; 5/2; 7/2) ⁻
13	0,592	0,54±0,03	2	5/2; 3/2	0,587	2	0,5930	2	0,59197	(5/2) ⁺
									0,6220	(5/2 ⁺)
14	0,662	0,040±0,009			0,658	(2)	0,6281	(2)	0,66155	(3/2) ⁺
15	0,697	0,04±0,01			0,693	4	0,7012	4	0,6972	9/2 ⁺ ; 7/2 ⁺
16	0,737	0,71±0,05	0	1/2	0,731	0	0,7388	0	0,73689	1/2 ⁺
							0,7770	2	0,7741	(11/2 ⁺)
17	0,775	0,28±0,10	2	5/2; 3/2					0,77477	(5/2 ⁺ ; 3/2)
18	0,855	0,025±0,004								
									0,87371	
									0,90305	(< 5/2 ⁺)

TABELA V. (continuação - 3)

Presente Trabalho					(d,t) ^a			(p,d) ^b			Nuclear Data ^c	
N _o Nível	E _{exc} (MeV)	[σ _{exp} (θ)] _{max} (mb/sr)	l	j	E _{exc} (MeV)	l	S(d,t)	E _{exc} (MeV)	l	C ² S _{ij}	E _{exc} (MeV)	J ^π
19	0,908	0,108±0,008	(2)	(5/2; 3/2)	0,902	2	0,07	0,9039	2	(0,08; 0,09)	0,90536	5/2 ⁺ ; 3/2 ⁺
											0,90764	(< 5/2 ⁺)
20	0,928	0,04±0,01									0,9116	
21	0,942	0,040±0,005									0,92724	(3/2 ⁻ ; 5/2 ⁺)
											0,94050	
											0,9916	
22	1,005	0,034±0,005									1,005	5/2 ⁺ ; 3/2 ⁺
											1,0181	
											1,0204	(13/2 ⁻)
23	1,067	0,026±0,004									1,06514	3/2 ⁺ ; 5/2 ⁺ ; 7/2 ⁺
24	1,080	0,08±0,01	(4)	(9/2; 7/2)			(0,40; 0,68)				1,1067	1/2 ⁺
											1,1101	(1/2; 3/2; 5/2 ⁺)
25	1,109	0,050±0,005	(2)	(5/2; 3/2)			(0,024; 0,031)				1,1117	

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO

1828

21

INSTITUTO DE FÍSICA

TABELA V. (continuação - 4)

N.º Nucleo	Presente Trabalho			(d,t) ^a		(p,d) ^b		Nuclear Data ^c	
	E_{exc} (MeV)	$[\sigma_{exp}(\theta)]_{max}$ (mb/sr)	i	E_{exc} (MeV)	l	$S(d,t)$	E_{exc} (MeV)	E_{exc} (MeV)	J^{π}
26	1,238	0,100±0,009	2	5/2; 3/2	0,050; 0,062			1,17408	(3/2)
27	1,251	0,077±0,008	2	5/2; 3/2	0,036; 0,043			1,245	5/2 ⁺ ; 3/2 ⁺
28	1,325	0,18±0,03						1,3015	(19/2 ⁻)
								1,320	
29	1,338	0,16±0,02						1,324	
30	1,403	0,26±0,08						1,34712	
								1,40098	
								1,43112	
31	1,491	0,27±0,02						1,4437	(15/2 ⁺)
32	1,559	0,051±0,006	2	5/2; 3/2	0,026; 0,029			1,550	(5/2 ⁺ ; 3/2 ⁺)
								1,60447	

TABELA V. (continuação - 5)

N ^o . Nível	Presente Trabalho				(d,t) ^a			(p,d) ^b			Nuclear Data ^c	
	E _{exc} (MeV)	$[\sigma_{\text{exp}}(\theta)]_{\text{max}}$ (m/sr)	i	j	E _{exc} (MeV)	l	S(d,t)	E _{exc} (MeV)	l	C ² S _{ij}	E _{exc} (MeV)	J ^π
33	1,756	0,23±0,02	1	3/2; 1/2			0,05; 0,06				1,7171 1,7304	
34	1,817	0,11±0,01									1,80508	(1/2 ⁺)
											1,83588 1,88054	
35	1,892	0,029±0,006									1,90614	
36	1,916	0,035±0,005									1,96192	(5/2 ⁺ ; 3/2 ⁺)
37	2,022	0,114±0,013									2,0037	
38	2,167	0,23±0,07	4	9/2; 7/2			1,6; 2,7					

TABELA V. (continuação - 6)

No. Nível	E _{exc} (MeV)	[σ _{exp} (θ)] _{max} (mb/sr)	Presente Trabalho		C ² S _{lj}	a		b		Nuclear Data ^c		
			l	j		E _{exc} (MeV)	(d,t) l	S(d,t)	E _{exc} (MeV)	(p,d) l	C ² S _{lj}	E _{exc} (MeV)
39	2,217	0,039±0,005										
40	2,232	0,145±0,015										
41	2,299	0,24±0,02	1	3/2; 1/2	0,04; 0,05							
42	2,384	0,37±0,02	1	3/2; 1/2	0,07; 0,08							
43	2,444	0,13±0,03										
44	2,507	0,076±0,008	1	3/2; 1/2	0,013; 0,018							
45	2,520	0,155±0,015										

2,2236

2,2236

^a Diehl et al. (1970).

^d Seção de choque integrada.

* Níveis utilizados na calibração em energia dos espectros.

^b Berg et al. (1982).

^e Níveis não resolvidos experimentalmente.

Ajuste por mínimos quadrados na distribuição angular.

^c de Frenne et al. (1985).

maior densidade de estados populados na reação (d,t) e, graças à boa resolução em energia, foi possível identificar níveis com diferença de energia da ordem de 8 keV como, por exemplo, o tripleto de níveis 10, 11 e 12, embora não se tenha conseguido avaliar separadamente as seções de choque correspondentes. No ^{103}Ru há um estado com energia de excitação muito pequena ($E_{\text{exc}}=0,00281$ MeV), o qual não consegue, neste trabalho, ser separado do *E.F.* Berg *et al.* (1982) mediram as reações $^{102}\text{Ru}(d,p)$ e $^{104}\text{Ru}(p,d)$, ambas levando ao mesmo núcleo residual ^{103}Ru , utilizando-se de um espectrógrafo de alta dispersão. Na análise destas medidas, verificaram que o nível de menor energia de excitação detetado na reação (d,p) foi o *E.F.*, enquanto que na reação (p,d) foi o estado com 0,005 MeV. Com base nas calibrações intrínsecas dos espectros, no presente estudo, a energia de excitação do nível 0 é $0,002 \pm 0,001$ MeV, indicando, pelo menos, que a transição ao estado excitado é mais intensa que ao *E.F.* (ambas com $l=2$ transferido). As seções de choque medidas correspondem, para este nível, à integração das contribuições do *E.F.* e deste estado a 3 keV de excitação conforme de Frenne *et al* (1985). Diehl *et al.* (1970) apresentam as energias de excitação com uma diferença constante de 3,0 keV, pois interpretaram o primeiro estado detetado (0,003 MeV) como sendo o *E.F.*

Na Fig.9 apresentam-se as distribuições angulares experimentais que tiveram pelo menos cinco pontos medidos, em comparação com cálculos ABOD, C^2S_{lj} estão na Tabela V, dos quais 21 atribuições são seguras e 3 são tentativas. Sendo o único alvo disponível muito fino, somente as transições mais intensas, para as quais se conseguiu a maior parte das medidas acima do limiar de detecção ou não contaminadas - no alvo fino, as contaminações são proporcionalmente maiores -, puderam ter as distribuições angulares em condições de dis-

Fig. 9

Distribuições angulares das transições na reação $^{104}\text{Ru}(d,t)^{103}\text{Ru}$. As barras de erro incluem apenas as incertezas relativas. As curvas lisas são resultado do ajuste aos dados experimentais dos cálculos ABOD.

criminar l transferidos. Os níveis 10, 11 e 12 tiveram as seções de choque integradas e a distribuição angular pode ser tentativamente associada às contribuições de $l=1$ (Diehl *et al.*, 1970) e $l=2$ (Berg *et al.*, 1982) transferidos; no entanto, a falta da medida a 8° , por contaminação do espectro, impossibilita a avaliação de contribuição de $l=0$ encontrada por Berg *et al.* (1982). O nível 24 tem uma distribuição angular indicativa de $l=4$, mas a ausência de pontos experimentais com $\theta < 14^\circ$ impede atribuição segura. A atribuição de $l=5$, com as medidas disponíveis é bem menos provável. Para o nível 25, a falta da medida em $\theta = 33^\circ$ torna incerta a atribuição de $l=2$, que o conjunto de pontos parece sugerir.

A comparação dos resultados da reação $^{104}\text{Ru}(d,t)^{103}\text{Ru}$, obtidos no presente estudo, com os resultados de Diehl *et al.* (1970), para a mesma reação, até 0,9 MeV de excitação, indica semelhança global nas formas das distribuições das intensidades espectroscópicas; entretanto, os valores de $S(d,t)$ avaliados por aqueles autores são sistematicamente maiores do que os valores de C^2S_{lj} obtidos neste trabalho. Isto pode, em parte, ser explicado pelo fato de Diehl *et al.* não utilizarem, em seus cálculos ABOD, correção de alcance finito da interação e não localidade dos potenciais. Melhor avaliação das causas desta discrepância não é possível por falta de informação sobre a geometria do potencial para o nêutron ligado, utilizada no cálculo ABOD (Duarte *et al.*, 1985). As intensidades espectroscópicas obtidas pela reação $^{104}\text{Ru}(p,d)^{103}\text{Ru}$ (Berg *et al.*, 1982), também até 0,9 MeV, estão em bom acordo com os resultados deste trabalho. Dois níveis tiveram discrepância maior nos valores de C^2S_{lj} : os níveis com $E_{\text{exc}} = 0,136$ MeV ($l=2$) e $E_{\text{exc}} = 0,213$ MeV ($l=4$), para os quais as intensidades obtidas por Berg *et al.* são, respectivamente, o dobro e a metade das intensidades encontradas na presente análise. Estas discrepâncias têm

origem nos valores das seções de choque relatadas por aqueles autores, não sendo excluída a possibilidade de algum erro grosseiro, uma vez que até as distribuições angulares calculadas pela ABOD, utilizadas para extração de C^2S_{lj} , exibem variações na forma não compatíveis com as correspondentes variações das energias de excitação.

III. DISCUSSÃO

DISTRIBUIÇÕES DAS INTENSIDADES ESPECTROSCÓPICAS

Os resultados experimentais podem ser melhor visualizados na apresentação conjunta das distribuições das intensidades espectroscópicas para as três reações (Fig.10). Estão indicados os valores de C^2S_{lj} associados ao l transferido, em função da energia de excitação. As transições com valores de j^π conhecidos estão anotadas na Fig.10; nos demais casos, as intensidades espectroscópicas correspondem ao valor $j=l+1/2$, tomado apenas para efeito de representação, sendo que C^2S_{lj} , para $j=l-1/2$, difere, em geral, até 20% a mais.

As transições com $l=0$ estão igualmente distribuídas em dois níveis, em torno de 0,5 MeV de excitação, no ^{99}Ru , enquanto que nos isótopos $^{101,103}\text{Ru}$ apenas um nível concentra $\approx 65\%$ da intensidade espectroscópica detetada em energia de excitação próxima de 0,25 MeV. As transições para os *E.F.* dos $^{99,101}\text{Ru}$ e para o primeiro nível do ^{103}Ru , correspondentes à transferência de $l=2$, são claramente as mais intensas. Há, ainda para $l=2$, um conjunto de níveis com intensidades espectroscópicas fracionadas, nos $^{101,103}\text{Ru}$, com energias de excitação até 2 MeV. As intensidades associadas a $l=4$ são extremamente semelhantes, nos três isótopos, para as transições para o nível com $J^\pi = 7/2^+$.

As transições com l ímpares estão associadas ao orbital $1h_{11/2}$, da camada, e aos orbitais p e f , não pertencentes à camada 50-82. Estas transições estão ausentes na população dos estados do ^{99}Ru ,

Fig. 10. Distribuições das intensidades espectroscópicas obtidas através das reações $^{100}\text{Ru}(d,t)^{99}\text{Ru}$, $^{102}\text{Ru}(d,t)^{101}\text{Ru}$ e $^{104}\text{Ru}(d,t)^{103}\text{Ru}$, para cada l transferido. Estão indicados os momentos angulares seguramente atribuídos pela compilação *Nuclear Data*.

exceção feita ao nível 11, se o identificarmos com o estado a 1,06994 MeV de excitação ($J^\pi=11/2^-$). Para $l=1$, praticamente toda a intensidade está além de 1,7 MeV de excitação, concentrada em um nível no ^{101}Ru e fracionada em quatro níveis no ^{103}Ru . Há apenas um nível, atingido por $l=3$ transferido, e outro, populado com $l=5$, ambos muito próximos em energia ($E_{l=3}-E_{l=5}=0,06$ MeV), nos isótopos 101 e 103.

TABELA VI. Soma das intensidades espectroscópicas para cada l transferido e ocupação de nêutrons no núcleo alvo.

núcleo alvo	c^2s						ocupação no alvo
	3s	3p	2d	2f	1g	1h	
100 Ru	0,29	0,00	2,06	0,00	2,4	(0,6)	5,3
102 Ru	0,49	0,10	3,36	0,09	2,8	1,2	8,0
104 Ru	0,45	0,17	2,23	0,16	3,7	1,5	8,2

A Tabela VI apresenta a soma das intensidades espectroscópicas detetadas para cada l transferido, seguramente atribuído, e a soma de todas as intensidades, para cada isótopo. Este último valor representa o número de nêutrons, no núcleo alvo, ocupantes dos orbitais associados às transições, nesta reação, e portanto, em princípio, tem como valor limite o número de nêutrons além de $N=50$, se este caroço pudesse ser considerado inerte. Este número seria 6, 8 e 10, respectivamente, para os alvos $^{100,102,104}\text{Ru}$, embora a detecção (com $C^2S_{g^{9/2}}=0,5$) de transições para os estados reconhecidamente com $J^\pi=9/2^+$ indique ser a hipótese excessivamente forte. Frente ao valor limite, no presente trabalho foram detetados mais que 80% das inten-

sidades espectroscópicas, mesmo restrito a energias de excitação inferiores a 1,1; 2,0 e 2,5 MeV, respectivamente, nos $^{99,101,103}\text{Ru}$.

Uma análise global destas distribuições das intensidades espectroscópicas permite que se salientem algumas características da estrutura nuclear dos isótopos em consideração. É evidente um padrão de semelhança na forma das distribuições espectroscópicas dos três isótopos. No entanto, o deslocamento das maiores intensidades espectroscópicas para menores energias de excitação, juntamente com a diminuição do espaçamento em energia dos níveis, quando se vai do ^{99}Ru para o ^{103}Ru , indica crescente deformação nuclear. O primeiro estado $7/2^+$ está em energias de excitação muito próximas, nos três isótopos, e tem praticamente a mesma intensidade espectroscópica, $C^2S_{g7/2} \approx 2$. Destaca-se, ainda, a presença de estados, nos isótopos $^{101,103}\text{Ru}$, com paridade negativa em baixas energias de excitação, detectados no processo de captura (ou transferência) de nêutron, com seções de choque consideráveis, associadas a orbitais não pertencentes à camada 50-82.

Pode-se acrescentar a este quadro a detecção, em reações (d,p) levando aos isótopos $^{101,103}\text{Ru}$ (Duarte *et al.*, 1988; Berg *et al.*, 1982; Fortune *et al.*, 1971), de consideráveis componentes de partícula independente, com padrão de fracionamento nas intensidades espectroscópicas semelhantes ao obtido por intermédio da reação (d,t) . A estrutura de partícula-buraco nestes núcleos indica, pois, a conveniência, na sua descrição, da utilização de quase-partículas acopladas a um caroço adequado.

Os estados de paridade negativa com as características aqui exibidas não são facilmente previsíveis, tornando-se um sensível teste de modelos. Serão apresentados, a seguir, dois modelos que lograram algum êxito na consideração destes aspectos, em especial.

ESTRUTURA DE MULTIPLETOS NO MODELO QUASE-PARTÍCULA-ROTOR

Um modelo que conseguiu descrever estados com paridade negativa a baixa energia de excitação, nesta região de massa, foi o de uma quase-partícula acoplada a um rotor simétrico prolato, levemente deformado, com momento de inércia variável e o tratamento completo da interação de Coriolis. Whisnant *et al.* (1985) aplicam este modelo no ^{99}Ru para explicar a estrutura de níveis resultante do estudo da reação ($^3\text{He}, 2n\gamma$), em particular a grande dispersão em energia de membros de multipletos normalmente associados às características vibracionais do caroço. Estes autores utilizam como base os estados rotacionais de partícula única de Nilsson, caracterizados pelas projeções K e Ω do momento angular total J e do momento angular da partícula j , no eixo de simetria do rotor, em uma hamiltoniana rotacional no limite de acoplamento forte, incluindo um momento de inércia variável. Tratam o emparelhamento no formalismo de BCS e consideram os termos de Coriolis e de recuo exatamente. Tomam os parâmetros de sistemáticas da região, mas atenuam os elementos de matriz de Coriolis e do recuo por um fator de 0,8. Ajustam o nível de Fermi e a deformação δ , ficando esta última em 0,12 para os estados de paridade positiva e 0,10 para os de paridade negativa. Embora R , o momento angular do caroço, não seja um bom número quântico, uma inspeção nas

funções de onda dos estados calculados revelou sempre uma componente dominante com determinado valor de R . O agrupamento dos estados, com a mesma dominância de R e do orbital de quase-partícula acoplado, identifica um multiplete (que traz, em certa medida, resquícios de um esquema quase-partícula-vibrador). Whisnant *et al.* detectaram quatro multipletos completos, três correspondentes ao acoplamento com o caroço $R=2$ de quase-partículas nas orbitais $d_{5/2}$, $g_{7/2}$ e $h_{11/2}$ e um correspondente ao acoplamento $(R=4) \times d_{5/2}$. E previram o estado $7/2^-$, membro do multiplete de paridade negativa associado ao acoplamento $(R=2) \times h_{11/2}$, com energia de excitação rebaixada a 1,105 MeV, em correspondência ao nível detectado experimentalmente a 1,291 MeV, no ^{99}Ru .

Stephens (1975) já apontara, estudando efeitos do termo de Coriolis nos espectros rotacionais, que em núcleos com pequena deformação a (quase)partícula com algum dos maiores j (especialmente se tiver paridade oposta à dos outros orbitais, como é o caso do $h_{11/2}$) se acopla no chamado "*alinhamento rotacional*", no qual a projeção de j sobre o eixo de rotação é grande e um bom número quântico. Neste esquema de acoplamento, em que j é quase um bom número quântico, no acoplamento com o caroço tem-se um R dominante. Stephens (1975) também previu que, nesta região de massa, o membro do multiplete com menor momento angular tem energia bastante rebaixada.

Reações de transferência de uma partícula acessam, através da possível componente com $R=0$, estados com dominância de $R=2$ ou $R=4$, por exemplo. Assim, os níveis atingidos por $l=3$ nos isótopos 101 e 103, de acordo com a presente análise das reações (d,t) , poderiam corresponder aos referidos estados $7/2^-$, e foram também observados em reações (d,p) , conforme sistematizado na recente análise da

reação $^{100}\text{Ru}(d,p)$ (Duarte *et al.*, 1988). Para o ^{103}Ru , Rekstad (1975), baseado no mesmo modelo, previu um estado $7/2^-$ em 0,191 MeV, correspondente ao nível experimental em 0,297 MeV, e calculou as intensidades espectroscópicas em bom acordo com as medidas das reações (d,p) e (d,t) , então disponíveis (Diehl *et al.*, 1970; Fortune *et al.*, 1971). No ^{101}Ru , o nível detetado com $l=3$ no presente trabalho a 0,597 MeV apresenta as características (energia de excitação e fator espectroscópico) que se conformariam a esta descrição. Já o nível a 1,291 MeV de excitação, no ^{99}Ru , não foi detetado no presente estudo, podendo-se estabelecer como limite superior para a intensidade espectroscópica o valor $C^2S_{f7/2}=0,04$. Os níveis atingidos por transição com $l=1$ podem, seguindo este esquema, corresponder à contribuição dominante de $R=4$ do caroço acoplado a quase-partícula $1h_{11/2}$, que rebaixaria o nível com $J^\pi=3/2^-$. Os membros dos multipletos de paridade positiva, com os menores momentos angulares, seriam detetados nas reações de transferência de uma partícula, através da componente do próprio orbital de quase partícula (l,j) da camada, ficando difícil estabelecer uma identificação segura, uma vez que estes estados devem estar muito fracionados.

OS ISÓTOPOS ÍMPARES DO RU NO MODELO DE BÓSONS E FÉRMIONS INTERATUANTES

Nesta descrição, acopla-se um férmion - uma (quase)partícula - ao sistema de bósons s e d que, no Modelo de Bósons Interatuentes (MBI), representa o caroço par-par. A interação férmion-bóson leva em conta o número de bósons e férmions e é dominada pela interação quadrupolo de bóson (bóson de próton)-quadrupolo de fér-

mion (nêutron), no caso de núcleo com número ímpar de nêutrons, sendo necessário levar em conta explicitamente o princípio de Pauli, com um termo de troca. Uma apresentação deste modelo, didática e completa, é a tese de doutoramento de Scholten (1980). As excitações coletivas a baixas energias de excitação nos núcleos par-par têm, neste modelo, um tratamento mais unificado, quando se procura descrever núcleos com características diferentes, quer vibracionais, quer rotacionais, ou mesmo os de transição. Os ingredientes básicos do *MBI* são: a forte interação de emparelhamento entre prótons (ou entre nêutrons) que torna apropriado considerar as excitações coletivas como associadas a pares - *bósons* - de prótons (ou de nêutrons) e a interação quadrupolar entre os prótons e os nêutrons. Numa primeira aproximação, consideram-se apenas bósons $s_\rho(L=0)$ e bósons $d_\rho(L=2)$, onde o índice $\rho = \pi, \nu$ representa os bósons de prótons π ou de nêutrons ν , distintamente. Outra aproximação importante é a limitação no número de bósons que são formados por pares de partícula ou de buraco, conforme se esteja acima ou abaixo da camada fechada, desta forma o número de bósons é conservado. Como já é conhecido que a forma do núcleo é definida pela competição entre a interação de emparelhamento, que favorece a conformação esférica, e a interação isoescalar próton-nêutron, que favorece a deformação (Talmi, 1962; Federman e Pittel, 1979), pode-se, portanto, ressaltar que este modelo já traz em si, em alguma medida, os ingredientes necessários para descrever as regiões de transição. O acoplamento do férmion com o caroço mantém essas feições por causa do caráter quadrupolar da interação. É importante ainda a escolha dos orbitais de (quase)partícula utilizados no espaço-modelo.

Com este esquema, Arias *et al.* (1987) realizaram um estudo sistemático dos estados de paridade positiva e negativa de núcleos par-

ímpar em isótopos de Tc e Rh (número ímpar de prótons) e isótopos de Ru e Pd (número ímpar de nêutrons). Estes autores utilizaram, na hamiltoniana do caroço par-par (Ru e Pd), os parâmetros determinados por Van Isacker e Puddu (1980) em estudo sistemático dos isótopos destes elementos, no qual se reproduziu, em razoável acordo, grande quantidade de informações experimentais (espectros de energia, $B(E2)$ entre diversos estados, Q_{21}^+ , $\delta(E2/M1)$, energia de separação de dois nêutrons e raio quadrático médio do caroço). As energias de quase-partícula e das probabilidades de ocupação foram obtidas resolvendo-se as equações de BCS, com os parâmetros de sistemáticas da região. Para descrever os estados com paridade negativa nos isótopos de Ru e Pd, principalmente no que se refere a transições eletromagnéticas e transferência de um nêutron, foi necessária a inclusão dos orbitais $2f_{7/2}$ e $1h_{9/2}$, já da camada 82-126.

A Fig.11 apresenta a comparação, para os isótopos do Ru, das energias dos estados de paridade negativa (em relação à energia do primeiro estado $11/2^-$) calculada por este modelo (Arias et al.,1987) e os dados experimentais, provenientes principalmente de reações ($\alpha, xn\gamma$) (du Marchie *et al.*,1981; Klamra e Rekstad, 1975; Klamra et al.,1982; Whisnant *et al.*,1986; Maier-Komor *et al.*,1976). Em destaque estão os níveis detetados no presente trabalho, que podem estar associados aos estados calculados. Observa-se, para os estados de momento angular mais elevado, que o modelo reproduz satisfatoriamente as energias, no que se refere à posição relativa dos níveis para um isótopo e à variação com o número de nêutrons, embora com a tendência de avaliar a mais as energias. No entanto, os estados $3/2^-$ calculados estão a $\approx 1,2$ MeV de excitação, enquanto os níveis experimentais, possivelmente correspondentes, estão a ≈ 2 MeV. O cálculo indica ainda que os estados $7/2^-$ são os de menor energia e estão, conforme se

Fig. 11. Comparação das energias dos estados de paridade negativa, tendo por referência o estado $11/2_1^-$, entre os dados provenientes de reações $(\alpha, n\gamma)$ e o cálculo de Arias *et al* (1987). Os pontos experimentais indicados por círculos correspondem às medidas do presente trabalho.

acresce o número de nêutrons, mais próximos do estado $11/2_1^-$: um comportamento que as medidas parecem confirmar, embora a energia de excitação experimental seja mais baixa.

Neste ponto, é bom apontar algumas dificuldades experimentais com que se defrontou na montagem deste quadro, até aqui com certo grau de harmonia. Os estados assinalados como tendo possivelmente $J^\pi = 7/2^-$, aparecem, em trabalhos de Kajrys *et al.* (1983 e 1986), baseados em reações $(\alpha, n\gamma)$ com atribuição diversa de spin e paridade: $3/2^+$ para os estados a 0,598 MeV e 0,297 MeV dos isótopos

101 e 103 do rutênio, respectivamente. No ^{103}Ru , Klamra e Rekstad (1975) atribuíram, anteriormente, baseados em medidas semelhantes, ao estado 0,297 MeV, $J^\pi = 7/2^-$. Uma avaliação crítica da análise de Kajrys *et al.* (1986) indica que, mesmo não sendo muito fácil manter a atribuição $7/2^-$, os dados experimentais são certamente compatíveis com $J^\pi = 5/2^-$, atribuição esta que não estaria em discordância com resultados do presente trabalho.

Fig. 12. Distribuições das intensidades espectroscópicas para a captura de nêutron no ^{104}Ru , calculadas por Arias *et al* (1987).

A Fig.12 mostra os resultados do cálculo das intensidades espectroscópicas para a captura de nêutron pelo projétil no alvo de ^{104}Ru . Os poucos dados experimentais, até então, não encorajaram, infelizmente, Arias *et al.* (1987) a calcular transições com paridade negativa, que não associada ao orbital $1h_{11/2}$. Nota-se em comparação com a Figura 10, que, para as transições $l=0$ e $l=2$, é reproduzido o padrão do fracionamento, com aproximada localização das energias de excitação, merecendo realce o desdobramento, para $l=2$, da intensidade próxima a 0,0 MeV em dois níveis (embora ambos, no cálculo, com $J^\pi = 5/2^+$). As intensidades associadas a $l=4$ e $l=5$ estão concentradas em um único nível, sendo excelente o acordo entre os fatores espectroscópicos calculados e os medidos no presente estudo, ainda que a energia prevista para o nível $7/2^+$ seja a metade da experimentalmente detectada.

COMENTÁRIOS FINAIS

Informações espectroscópicas precisas, das componentes de buraco nos isótopos ímpares $^{99,101,103}\text{Ru}$, foram estabelecidas no presente trabalho, até, respectivamente, 1,1 MeV, 2,2 MeV e 2,5 MeV, através de uma análise uniforme. As distribuições das intensidades espectroscópicas indicam deformação crescente no sentido dos núcleos mais pesados. Estados de paridade positiva são os mais abundantes pois correspondem aos orbitais da camada de valência. Em especial, o mais baixo estado $7/2^+$ tem energia de excitação e intensidade espectroscópica com valores muito próximos, indicando que a componente de buraco de nêutron da função de onda deste estado independe do número de nêutrons do caroço.

É interessante a detecção de transições com $l=1$ e $l=3$ em energias de excitação em torno de 2 MeV e 0,5 MeV, respectivamente, pois os estados associados, por suas características atípicas, prestam-se a testes de modelos. Foram indicados dois modelos (Modelo de quase-partícula-rotor prolato, não-rígido e levemente deformado, com interação de Coriolis, e Modelo de Bósons e Férmions Interatuantes), os quais, embora partam de ingredientes conceitualmente distintos, parecem igualmente capazes de prever satisfatoriamente estes resultados experimentais nos isótopos do Ru. De fato, já foi apontado (Arima *et al.*, 1987; Sunko e Paar, 1987) que efeitos tipo Coriolis emergem, no MBFI, do acoplamento do férmion com o caroço. No entanto, nota-se que uma possível deficiência do MBI no tratamento dos caroços pares do Ru está na consideração de apenas bósons s e d , pois a detecção de intensa excitação coletiva com $L=4$ ($\beta_4=0,10$) no ^{100}Ru , através do espalhamento inelástico de prótons (Sirota *et al.*, 1989), sugere a consideração, neste núcleo pelo menos, de graus de liberdade hexadecapolares (bóson g).

Os estados detetados, no presente estudo, para $^{101,103}\text{Ru}$, através da transição com $l=3$, seguem muito proximamente em energia o primeiro estado $11/2^-$. Este comportamento é também verificado no ^{105}Ru , no estudo da reação $^{104}\text{Ru}(d,p)^{105}\text{Ru}$ (Maier-Komor *et al.*, 1976), em que o estado populado pela transferência de $l=3$ está a 0,246 MeV de excitação. Embora estejam levantadas dúvidas, já comentadas, a respeito da atribuição de spin e paridade a estes estados, o caráter de $l=3$ das transições medidas no presente trabalho é incontestável.

A Fig.13 apresenta a sistemática em energia, nos isótopos ímpares do Ru, do primeiro estado $11/2^-$, do estado atingido por $l=3$,

Fig. 13. Energia de excitação dos estados $7/2_1^+$, $11/2_1^-$ e $(7/2)_1^-$ nos isótopos ímpares do rutênio e dos estados 2_1^+ e 3_1^- nos isótopos pares.

que foi denominado tentativamente $7/2^-$, e do primeiro estado $7/2^+$. Apresenta ainda, nos isótopos pares, as energias de excitação dos estados 2^+ , ao redor de 0,5 MeV, e 3^- , acima de 2 MeV. A energia dos estados $7/2^+$, embora sofra ligeira compressão nos isótopos de maior massa, mantém-se praticamente constante. Observa-se, nesta sistemática, que pela diferença de energia entre os estados $7/2^-$ e $11/2^-$, nos ímpares, quando se vai do ^{105}Ru para o ^{101}Ru , a tendência aponta, de fato, para o nível que Whisnant *et al.* (1986) detectou no ^{99}Ru , parecendo indicar que o estado associado à transição $l=3$ seja resultante essencialmente do acoplamento do 2_1^+ do caroço com uma quase partícula $h_{11/2}$.

REFERÊNCIAS

- Appoloni, C.R., *Preparação de Alvos*. Publicação Interna, IFUSP (1974).
- Arias, J.M.; C.E. Alonso e M. Lozano - *Nucl.Phys.* **A466**, 295 (1987).
- Arima, A.; A. Gelberg e O. Scholten - *Phys.Lett. B* **185**, 259 (1987).
- Bassel, R.H. - *Phys.Rev.* **149**, 791 (1966).
- Bassel, R.H.; R.M. Drisko e G.R. Satchler - Relatório ORNL-3240 (1962).
- Becchetti, F.G. e G. Greenlees - *Phys.Rev.* **182**, 1190 (1969).
- Berg, G.P.A.; M. Demarteau, A. Hardt, H. Hürlimann, S.A. Martin, J. Meissburger, W. Oerlert, H. Seyfarth, B. Styczen, M. Kohler, I. Oelrich e J. Scheerer - *Nucl.Phys.* **A379**, 93 (1982).
- Bhattacharya, S. e Basu, S.K. - *Phys.Rev. C* **18**, 2765 (1978).
- Blachot, J. - *Nucl. Data Sheets* **45**, 701 (1985).
- Bockisch, A.; M. Miller, A.M. Kleinfeld, A. Gelberg e V. Kaup - *Z.Phys.* **A292**, 265 (1979).
- Borello, T. - Tese de Doutorado - IFUSP (1971).
- Borello-Lewin, T. - *Relatório de Atividades do Departamento de Física Experimental* (1988).
- Borello-Lewin, T.; C.Q. Orsini, O. Dietzsch e E.W. Hamburger - *Nucl.Phys.* **A249**, 284 (1975).
- Borello-Lewin, T. e J.L.M. Duarte - *Relatório Interno do Grupo de Pesquisa* (1979).
- Borello-Lewin, T. e J.L.M. Duarte - *Relatório Interno do Grupo de Pesquisa* (1981).
- Chowdhury, P.; B.A. Brown, U. Garg, R.D. McKeon, T.P.Sjoreen e D.B. Fossan - *Phys.Rev. C* **32**, 1238 (1985).
- Cohen, B.L.; J.B. Moorhead e R.A. Moyer - *Phys.Rev.* **161**, 1257 (1967).

- Cruz, E.R. - *Dissertação de Mestrado* - IFUSP (1978).
- Dachnick, W.W.; J.D. Childs e Z. Vrcelj - *Phys.Rev. C* **21**, 2235 (1980).
- de Frenne, D. ; Jacobs e M. Verboven - *Nucl. Data Sheets* **45**, 363 (1985).
- de Frenne, D. ; Jacobs, M. Verboven e P. de Gelder - *Nucl. Data Sheets* **47**, 261 (1986).
- de Voigt, M.J.A.; J.F.W. Jansen, F. Bruinick e Z. Sujkowski - *Nucl.Phys.* **A270**, 141 (1976).
- Dejbakhsh, H. - *Phys.Lett. B* **210**, 50 (1988).
- Dickey, S.A.; J.J. Kraushaar e M.A. Rumore - *J.Phys. G* **12**, 745 (1986).
- Diehl, R.C.; B.L. Cohen, R.A. Moyer e L.H. Goldman - *Phys.Rev. C* **1**, 2085 (1970).
- du Marchie van Voorthuysen, E.H.; M.J.A. de Voigt, N. Blasi e J.F.W. Jansen - *Nucl.Phys.* **A355**, 93 (1981).
- Duarte, J.L.M. - "*Manual do Espectrógrafo Magnético de São Paulo*" - Publicação Interna, IFUSP (1981)
- Duarte, J.L.M.; L.B. Horodyski-Matsushigue e T. Borello-Lewin - *Contribuições à VIII Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil* (mimeo, S. Lourenço, 1985). 97-100.
- Duarte, J.L.M., L.B. Horodyski-Matsushigue, T.B.Lewin e O.Dietzsch, *Phys.Rev. C* **38**, 664 (1988).
- Eberth, J., R. A. Meyer e K. Sistemich (Eds.), *Nuclear Structure of the Zirconium Region: Proceedings of the International Workshop* (Springer, Berlim, 1988).
- Federman, P. e S. Pittel - *Phys.Rev. C* **20**, 820 (1979).
- Fortune, H.T.; G.C. Morrison, J.A. Nolen Jr. e P. Kienle - *Phys.Rev. C* **3**, 337 (1971).
- Goswami, A.; M. Saha, S. Bhattacharya, B. Dasmahapatra, P. Basu, P. Bhattacharya, M.L. Chatterjee, P. Banerjee e S. Sen - *Phys.Rev C* **42**, 1367 (1990).
- Güven, H.H.; B. Kardon, e H. Seyfarth - *Z.Phys.* **A287**, 271 (1978).

- Heyde, K. - in *Nuclear Structure of the Zirconium Region: Proceedings*, eds. J. Eberth, R.A. Meyer e K. Sistemich (Springer, Berlim, 1988), p.3.
- Heyde, K. e V. Paar - *Phys.Lett. B* **179**, 1 (1986).
- Hirata, J.H. - *Dissertação de Mestrado* - IFUSP (1975).
- Hirata, J.H., *Tese de Doutorado*, IFUSP (1984).
- Hollas, C.L.; K.A. Aniol, D.W. Gebbie, M. Borsaru, J. Nurzynski e L.O. Barbopoulos - *Nucl.Phys.* **A276**, 1 (1971).
- Horodyski-Matsushigue, L.B. - *Dissertação de Mestrado*, IFUSP (1978).
- Horodyski-Matsushigue, L.B. e J.L.M. Duarte - *Relatório de Atividades do Departamento de Física Experimental* (1987), p.108.
- Hrastnik, B.; H. Seyfarth, A.M. Hassan, W. Delang e P. Gottel - *Nucl.Phys.* **A219**, 381 (1974).
- Imanishi, N.; I. Fujiwara e T. Nishi - *Nucl.Phys.* **A205**, 531 (1973).
- Jackson, D.F. - *Nuclear Reactions* (Methuen, Londres, 1970) 67-69, 183-197.
- Fahlander, C., L. Hasselgren, G. Possnert e J. E. Thun, *Phys. Scripta* **18**,47 (1978).
- Kajrys, G.; M. Irshad, S. Landsberger, R. Lecomte, P. Paradis e S. Monaro - *Phys.Rev. C* **26**, 138 (1982).
- Kajrys, G.; R. Lecomte, S. Landsberger e S. Monaro - *Phys.Rev. C* **28**, 1504 (1983)
- Kajrys, G.; J. Dubuc, P. Lariviere, S. Pilotte, W. Del Bianco e S. Monaro - *Phys.Rev. C* **34**, 1629 (1986).
- Klamra, W. e J. Rekstad - *Nucl.Phys.* **A243**, 395 (1975).
- Klamra, W.; K. Fransson, B. Sundstrom, M. Brenner, S. Engman e R. Kvarnstrom - *Nucl.Phys.* **A376**, 463 (1982).
- Koide, K.; F.C. Sampaio, E.M. Takagui, J.H. Hirata, e O. Dietzsch - *Nucl.Instr. and Meth.* **215**, 61 (1983).
- Kunz, P.D. - A versão DWUCK4 - Comunicação particular - Universidade do Colorado (1974).

- Landsberger, S., R. Lecomte, P.Paradis e S.Monaro, *Phys Rev C* 21, 588 (1980).
- Lange, J., J.Neuber, P.Tendler, C.D.Uhlhorn, A.T.Kandil e H.V.Butlar, *Nucl. Phys* A330, 29 (1979).
- Lederer, C.M.; J.M. Jaklevic e J.H. Hollander - *Nucl.Phys.* A169, 449 (1971a)
- Lederer, C.M.; J.M. Jaklevic e J.H. Hollander - *Nucl.Phys.* A169, 489 (1971b).
- Löhr, J.M. e W. Haeberli - *Nucl.Phys.* A232, 381 (1974).
- Maier-Komor, P.; P. Glassel, E. Huenges, H. Rösler, H.J. Scheerer, H.K. Vonach e H. Baier - *Z.Phys.* A205, 531 (1973).
- Marion, J.B. e F.C. Young - *Nuclear Reaction Analysis: graphs and tables* (North Holland, Amsterdam, 1968), 140-141.
- Medsker, L.R.; L.H. Fry e J.L. Yntema - *Phys.Rev. C* 15, 649 (1977).
- Moorhead, J.B. e R.A. Moyer - Comunicação particular - Universidade de Pittsburg (1968).
- Moorhead, J.B. e R.a.Moyer - *Phys.Rev.* 184, 1205 (1969).
- Müller, H.W. e Chmielewska - *Nucl. Data Sheets* 48, 663 (1986).
- Perey, F.G. - *Phys.Rev.* 131, 745 (1963).
- Peterson, R.J.; R.A. Emigh e R.E. Anderson - *Nucl.Phys.* A348, 8 (1980).
- Pulino, D. e J.L.M. Duarte - *Um programa de ajuste de picos..*, 1988 (não publicado)
- Pulino, D. - *Rev.Bras.Aplic.Vácuo* (1990) - no prelo.
- Rekstad, J. - *Nucl.Phys.* A247, 7 (1975).
- Sampaio, F.C. - *Dissertação de Mestrado* - IFUSP (1981).
- Sampaio, F.C.; J.L.M. Duarte, L.B. Horodyski-Matsushigue, T. Borello-Lewin e O. Dietzsch - *Proceedings da International Conference on Nuclear Structure*, Amsterdam, vol. 1, p.54 (1982).
- Satchler, G.R. - *Nucl.Phys.* 55, 1 (1964).
- Scholten, O. - *Tese de Doutorado* - Universidade de Groningen (1980).

- Sirota, S., J.L.M.Duarte, L.B.Horodynski-Matsushique e T.Borello-Lewin, *Phys.Rev. C* 40, 1527 (1989).
- Spencer, J.E. e H.A. Enge - *Nucl.Instr. and Meth.* 49, 181 (1967).
- Stachel, J.; P. Van Isacker e K. Heyde - *Phys.Rev. C* 25, 650 (1982).
- Stephens, F.S. - *Rev.Mod.Phys.* 47, 43 (1975).
- Sunko, D.K. e V. Paar - *Phys.Lett. B* 199, 482 (1987).
- Talmi, I. - *Rev.Mod.Phys.* 34, 704 (1962)
- Van Isacker, P. e G. Puddu - *Nucl.Phys.* A348, 125 (1980).
- Vanin, V.R.; A. Pássaro e A.M. Pássaro - *Phys.Rev. C* 32, 1349 (1985).
- Whisnant, C.S.; K.D. Carnes, R.H. Castain, F.A. Rickey, G.S. Samudra e P.C. Simms - *Phys.Rev. C* 34, 443 (1986).