UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA

MEDIDAS DO EFEITO DE REORIENTAÇÃO NOS NÚCLEOS DE ^{122}Te, ^{128}Te E ^{136}Ba

maria josé bechara

Tese de Doutoramento
apresentada no Instituto
de Física da USP

São Paulo - 1979

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA

MEDIDAS DO EFEITO DE REORIENTAÇÃO NOS NÚCLEOS DE ^{122}Te, ^{128}Te E ^{136}Ba

INSTITUTO DE FÍSICA
Serviço de Biblioteca e Informação
Tombo: T4259

maria josé bechara

Tese de doutoramento
apresentada no Instituto
de Física da USP

SBI-IFUSP
305M810T4259

SÃO PAULO - 1979

Doado à Biblioteca do IF
pelo Prof. Ernst Hamburger

" O entendimento dos símbolos e dos rituais (simbólicos) exige do intérprete que possua cinco qualidades ou condições, sem as quais os símbolos serão para ele mortos, e ele um morto para eles.

A primeira é a simpatia; não direi a primeira em tempo, mas a primeira conforme vou citando, e cito por graus de simplicidade. Tem o intérprete que sentir simpatia pelo símbolo que se propõe interpretar. A atitude cauta, a irônica, a deslocada — todas elas privam o intérprete da primeira condição para poder intepretar.

A segunda é a intuição. A simpatia pode auxiliá-la, se ela já existe, porém não cria-la. Por intuição se entende aquela espécie de entendimento com que se sente o que está além do símbolo, sem que se veja.

A terceira é a inteligência. A inteligência analisa, decompõe, reconstrói noutro nível o símbolo; tem, porém, que fazê-lo depois que, no fundo, é tudo o mesmo. Não direi erudição, como poderia no exame dos símbolos, e o de relacionar no alto o que está de acordo com a relação que está embaixo. Não poderá fazer isto se a simpatia não tiver lembrado essa relação, se a intuição a não tiver estabelecido. Então a inteligência, de discursiva que naturalmente é, se tornará analógica, e o símbolo poderá ser interpretado.

A quarta é a compreensão, entendendo por esta palavra o conhecimento de outras matérias que permitam o símbolo seja iluminado por várias luzes, relacionado com vários outros símbolos, pois que no fundo, é tudo o mesmo. Não direi erudição, como poderia ter dito, pois a erudição é uma soma; nem direi cultura, pois a cultura é uma síntese; e a compreensão é uma vida. Assim certos símbolos não podem ser bem entendidos se não houver antes, ou no mesmo tempo, o entendimento de símbolos diferentes.

A quinta é menos definível. Direi talvez, falando a uns, que é a graça, falando a outros, que é a mão do Superior Incógnito, falando a terceiros, que é o Conhecimento e Conversação do Santo Anjo da Guarda, entendendo cada uma destas coisas, que são a mesma da maneira como as entendem aqueles que delas usam, falando ou escrevendo".

Fernando Pessoa

R E S U M O

Este trabalho apresenta medidas do efeito de reorientação nos núcleos de ^{122}Te, ^{128}Te e ^{136}Ba. O método utilizado é o do espalhamento elástico e inelástico de várias partículas carregadas (^{4}He, ^{14}N, ^{16}O e ^{18}O). As partículas espalhadas foram detetadas em ângulos traseiros por detetores de estado sólido de alta resolução. A comparação das probabilidades experimentais de excitação do primeiro estado 2^+ com aquelas calculadas na aproximação semi-clássica de múltipla excitação Coulombiana possibilitou, para cada núcleo, uma determinação dos valores da probabilidade reduzida $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ e do momento de quadrupolo estático Q_{2^+} do primeiro estado excitado. São discutidas as limitações do método adotado, e os resultados obtidos são comparados com os de outros autores. Faz-se também uma comparação dos valores de $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ e Q_{2^+} previstos por modelos nucleares com os determinados experimentalmente.

A B S T R A C T

Measurements of the reorientation effect in Coulomb excitation were carried out in ^{122}Te, ^{128}Te and ^{136}Ba. The experimental method adopted is the elastic and inelastic backscattering of several projectiles (^{4}He, ^{14}N, ^{16}O and ^{18}O). The scattered particles were detected by high resolution solid state detectors. The determination of the static quadrupole moment for the 1st 2^+ excited state, Q_{2+}, and of the reduced transition probability $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ was accomplished by comparing the measured probabilities of excitation with calculations based on the semi-classical theory for multiple Coulomb excitation. The limitations of the method are discussed and the results obtained are compared with existing data from other authors. Calculated values for $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ and Q_{2+} predicted by nuclear models are compared with experiment.

ÍNDICE

1. Considerações Iniciais 1

2. Introdução 5

3. Alguns Aspectos da Teoria de Excitação Coulombiana 11

   3.1 Aproximação semi-clássica 11

   3.2 As amplitudes de transição num tratamento exato 16

   3.3 As amplitudes de transição em teoria de perturbação 21

   3.4 Efeito de Reorientação 25

      3.4.1 Considerações teóricas 25

      3.4.2 Métodos experimentais 32

4. Nossa Experiência 37

   4.1 Escolha do método 37

   4.2 Arranjo e procedimento experimentais 41

   4.3 Determinação das probabilidades experimentais de excitação 50

   4.4 Determinação das probabilidades reduzidas de transição $B(E2;0^+ \rightarrow 2^+)$ e dos momentos de quadrupolo estáticos Q_{2^+} 53

   4.5 Discussão dos resultados experimentais 71

5. Modelos para Núcleos Par-Par e as Transições Quadrupolares elétricas 83

   5.1 Aspectos da estrutura dos núcleos pares de telúrio (Te) 87

5.1.1 Modelos microscópicos aplicados ao telúrio 89

5.1.2 Modelos semi-microscópicos aplicados ao telúrio 100

5.1.3 Modelos fenomenológicos aplicados ao telúrio 105

5.2 Aspectos da estrutura dos núcleos pares de bário (Ba) 111

5.2.1 Modelos microscópicos e os núcleos de bário 113

5.2.2 Modelos semi-microscópicos e os núcleos de bário 120

5.2.3 Modelos fenomenológicos e os núcleos de bário 120

5.3 A interferência dos momentos quadrupolares de transição entre estados com $J^{\pi}=2^{+}$ 124

6. Comentários Finais 127

Referências 131

1. CONSIDERAÇÕES INICIAIS

Os resultados aqui apresentados são consequência do árduo trabalho de um grupo de pessoas, que em condições muitas vezes adversas, se empenharam além do esperado de suas atribuições profissionais.

Toda atividade humana resulta da participação, em diferentes graus, de várias pessoas. Este projeto, em particular, não teria se concretizado não fosse a direta e efetiva colaboração de nossa equipe de trabalho, que superou dificuldades especiais nas peculiares condições de pesquisa de que dispúnhamos.

Na liderança deste grupo, tendo uma responsabilidade direta pelos seus acertos, está Olácio Dietzsch.

Olácio é um dos proponentes deste projeto e seu efetivo realizador. Ele vem participando de minha formação profissional há quase dez anos, com peculiar seriedade e competência. E infinita paciência! Seria entretanto injusto responsabilizá-lo pelas minhas próprias limitações.

Uzy Smilansky, do Instituto Weizmann de Ciências, é o outro proponente deste trabalho. Sua experiência neste campo de pesquisa, e sua simpática participação em diversas fases do projeto foram essenciais para sua concretização.

O José Hiromi Hirata teve a quase impossível tarefa de me iniciar no manuseio do equipamento experimental. E arrumou talento suficiente (e quanto!) para isso. Em to-

das as etapas experimentais do projeto, o Zé esteve impres cindivelmente presente.

A Emi Marcia Takagui e a Fátima Cruz Sampaio par ticiparam das fases de medidas com independência e extrema competência. A elas sou especialmente reconhecida pela incrível disponibilidade durante todos estes anos, que resultou em algum prejuizo em suas próprias pesquisas.

O Kiyomi Koide é outro colaborador deste projeto. Seu dinamismo contribuiu em muito na superação das inúmeras dificuldades experimentais com que nos defrontamos.

O Miki Samuel, do Instituto Weizmann de Ciências, é o companheiro que não conheço pessoalmente. Conheço bem, todavia, sua participação na tomada e análise de parte dos dados. E é por justiça que o menciono aqui.

Durante toda a exaustiva tomada dos dados contamos com a colaboração de Luiz Carlos Gomes, Thereza Borello Lewin, Lighia Matsushigue, Eduardo Rodrigues da Cruz, Antonio Francisco Monteiro e José Luciano M. Duarte. Durante par te dessa fase colaboraram também conosco: Arnaldo dal Pino Jr., Elizabete Maria Gouveia, Flávio Alarsa, Helena M.A. de Castro, Helio Takai, Rosangela de Lima Naldi e Waldir Montanari dos Santos.

O Trentino Polga continuamente colaborou para a solução de problemas com o nosso equipamento, sem que isto fizesse parte de suas atribuições. E eu lhe sou grata por seu companheirismo.

O Adilson Teles e o Mario Ferrareto se dispuseram sempre a nos assessorar no uso do sistema de aquisição de dados do Pelletron. Mesmo quando os problemas surgiram nas madrugadas, eles estiveram presentes!

A Suzana Salém Vasconcelos participou com especial competência e dedicação de uma etapa na tomada de dados , particularmente exaustiva. Com ela também discuti alguns problemas da análise dos dados.

O Mario Capello e o Antonio Francisco Monteiro tiveram uma indispensável participação em vários momentos deste projeto.

O Hideaki Miyake em muito contribuiu para a minha formação teórica. Seus comentários sobre um dos capítulos desta tese me foram muito proveitosos.

O Ivan Ventura se dispôs a ler o manuscrito deste trabalho. Seu espírito crítico tem sido de muita valia para mim.

A datilografia cuidadosa é de autoria de Ivone Murro e Neusa Maria L. Martin.

O projeto que originou este trabalho foi parcialmente financiado pela FAPESP, FINEP e CNPq.

2. INTRODUÇÃO

A física nuclear tem como objetivos descrever a estrutura do núcleo e os mecanismos com que ele interage.

Este campo da física sofreu um grande avanço em relação às idéias teóricas e aos métodos experimentais durante as décadas de 40 e 50. Em nossa opinião, nos últimos anos houve um considerável acréscimo de informações experimentais mais detalhadas e cálculos teóricos de grande grau de sofisticação, sem que contudo surgissem idéias realmente novas a respeito da dinâmica do núcleo atômico. Queremos acreditar que este grande volume de informações existente possa, no futuro, sugerir caminhos para um conhecimento mais claro sobre aquela dinâmica. Com esta visão, nos parece válido argumentar sobre a relevância de medidas experimentais precisas, que possam contribuir para a descrição da estrutura nuclear.

O núcleo tem sido investigado através dos espectros de energia, das propriedades eletromagnéticas dos estados e de reações com outras partículas ou com outros núcleos. Entre as propriedades eletromagnéticas, o momento de quadrupolo estático é de especial interesse, por estar diretamente relacionado com a forma do estado nuclear.

G.Breit e colaboradores (Br 55 e Br 56) investigaram o efeito de reorientação do eixo nuclear pela ação do campo elétrico dependente do tempo criado por uma partícula que tenha excitado o núcleo. Através desse efeito, que chamaram de efeito de reorientação na excitação Coulombiana, vis-

lumbraram a possibilidade de medir o momento de quadrupolo dos estados excitados dos núcleos. Até então, o método usado para tal medida empregava o campo intermolecular (Fr 53). Isto requer conhecimentos das propriedades dos sólidos e do movimento de recuo do núcleo através dos mesmos. O efeito de reorientação está livre de tais complicações, uma vez que, neste caso, o campo de interação é bastante conhecido - o campo eletromagnético.

O desenvolvimento de aceleradores de partículas pesadas ($A \geq 4$) e das técnicas de deteção dessas partículas propiciou o estudo experimental do efeito de reorientação, o qual, por sua vez, possibilitou determinar os momentos de quadrupolo dos primeiros estados excitados de núcleos pares. Algumas das primeiras medidas do efeito de reorientação em núcleos com espectros vibracionais revelaram valores muito grandes para o momento de quadrupolo estático (Bo 65), contrariando a previsão de valor nulo do modelo coletivo vibracional. Estes resultados motivaram uma série de experiências visando esclarecer tão inesperado resultado, bem como desenvolver os métodos experimentais a fim de tornar mais precisas as determinações dos momentos de quadrupolo. Paralelamente, os modelos teóricos coletivos que descreviam bem os espectros de energia dos núcleos pares foram se modificando a fim de reproduzir também as propriedades eletromagnéticas dos estados nucleares, que não podiam ser entendidas pelos modelos mais simples.

A idéia inicial do presente trabalho consistia es-

sencialmente em um estudo experimental sistemático das probabilidades reduzidas de transição $B(E2;0^+\rightarrow 2^+)$ e dos momentos de quadrupolo estáticos do 1º estado excitado, através do efeito de reorientação, quando neutrons são acrescentados a um núcleo par-par vibracional; e à observação da dependência destas grandezas com o número de protons. Os isótopos pares estáves de telúrio (Z=52) têm números de massa entre 120 e 130 e seus espectros apresentam características de um vibrador harmônico. O bário (Z=56) tem isótopos pares estáveis para $130 \leq A \leq 138$ (o isótopo 138 fecha a camada de neutrons) e os espectros de energia apresentam distorções em relação aos de um vibrador puro. O estudo destes núcleos fornece interessantes informações sobre a sistemática do comportamento nuclear em função do número de nucleons de valência.

Medidas precisas, e independentes de modelos, das probabilidades reduzidas de transição $B(E2;0^+\rightarrow 2^+)$ e dos momentos de quadrupolo Q_{2+} podem ser obtidas pela observação de diversos íons pesados ($A \geq 4$) retroespalhados elástica e inelasticamente pelo núcleo, em condições experimentais que tornem desprezível o efeito da interação nuclear. A confiabilidade nos resultados deste método depende da obtenção de espectros experimentais com grande precisão estatística e ótima qualidade em termos da separação dos grupos de partículas espalhadas elástica e inelasticamente.

A disponibilidade de um acelerador eletrostático de íons pesados com grande estabilidade no potencial terminal, o Acelerador Pelletron da USP, e de uma linha de feixe cuidado-

samente projetada para deteção de partículas espalhadas (Hi 75), abria perspectivas para a realização do projeto.

Os resultados aqui relatados referem-se a um estudo experimental do efeito de reorientação nos núcleos de telúrio de massa 122 e 128 (Be 78) e no isótopo 136 do bário. O método utilizado é o da deteção de várias partículas (^{4}He, ^{14}N, ^{16}O e ^{18}O) retroespalhadas em detetores de estado sólido de alta resolução. As dificuldades na obtenção de feixes de íons pesados com estabilidade e intensidades condizentes com as exigências desta experiência tornaram inviável a realização da totalidade das medidas no acelerador Pelletron. Por isto, o estudo dos núcleos de telúrio foi complementado com dados obtidos no Acelerador Tandem do Instituto Weizmann de Ciências. As medidas em outros isótopos de bário, previstas no projeto inicial, foram interrompidas pela impossibilidade do uso do acelerador Pelletron, que se encontra em reforma por um longo período. A complementação das medidas já iniciadas no ^{134}Ba é de interesse para melhor compreensão da estrutura dos núcleos de bário.

O plano desta tese é o seguinte: no capítulo 3, são apontados alguns aspectos da teoria de excitação Coulombiana que possibilitam uma maior compreensão a respeito do efeito de reorientação. O método experimental utilizado em nosso trabalho, assim como os resultados obtidos estão no capítulo 4. O capítulo 5 contém resumos de alguns modelos aplicados aos núcleos de telúrio e bário. Ali também é feita a comparação entre previsões teóricas e resultados experimen

tais. Certos comentários que complementam o trabalho foram postos no capítulo 6.

3. ALGUNS ASPECTOS DA TEORIA DE EXCITAÇÃO COULOMBIANA

A teoria de excitação Coulombiana vem sendo estuda da extensivamente há muitos anos. Existem excelentes trabalhos onde a motivação, a história e o conteúdo da teoria em seus diferentes aspectos são abordados com detalhes - como por exemplo as referências Al 75, Bi 65, Bo 68, Sm 70 e Ne 75.

O propósito deste capítulo é apresentar os aspectos dessa teoria que são pertinentes ao trabalho experimental por nós realizado.

3.1 APROXIMAÇÃO SEMI-CLÁSSICA

O que se convencionou chamar de excitação Coulombiana é o processo de excitação de um núcleo devido unicamente ao campo eletromagnético criado pela passagem de uma partícula carregada nas suas proximidades. O interesse especial deste fenômeno reside no fato da interação eletromagnética ser bem conhecida. Isto favorece um estudo do processo em questão independente do conhecimento das interações fortes. No entanto, a solução quântica deste problema é extremamente complicada na maioria das situações.

Para certas condições experimentais, na incidência de uma partícula de carga Z_1e com energia cinética inicial E sobre um núcleo de carga Z_2e, pode-se considerar que a principal interação entre estes objetos é do tipo monopolo-monopo-

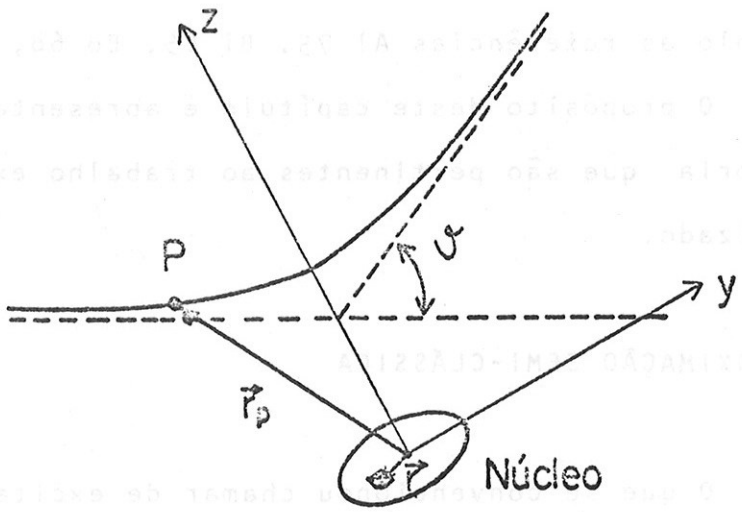

FIGURA 1 - Descrição clássica da órbita do projétil no campo Coulombiano do núcleo. A órbita hiperbólica do projétil P é mostrada no sistema de referência no qual o centro de massa do núcleo está parado. A posição da partícula é denotada por $\vec{r}_p$, e a posição de um elemento de volume do núcleo, por $\vec{r}$. θ é o ângulo de espalhamento.

lo. Neste processo conhecido por espalhamento Rutherford, o núcleo não sofre transições e a partícula incidente executa uma trajetória clássica hiperbólica, sem perda de energia cinética. Na medida em que a partícula incidente cria, na região do núcleo, um potencial dependente do tempo, este pode ser excitado com consequente perda de energia cinética do projétil e distorções em sua órbita. Na realidade, a interação entre partículas carregadas possibilita também a excitação do projétil. A discussão aqui apresentada se restringe, no entanto, aos casos em que esse fenômeno não ocorre.

Esta descrição simples da interação entre duas partículas carregadas, quando as distorções na órbita do projétil são desprezíveis, é conhecida por aproximação semi-clássica da excitação Coulombiana. Duas condições devem ser obedecidas para legitimar essa aproximação:

(i) a partícula incidente pode ser descrita por um pacote de onda cuja dimensão é pequena quando comparada com a distância de máxima aproximação entre projétil e alvo. Nos casos em que isto ocorre, a partícula incidente não penetra no alvo, e é portanto lícito descartar a interação forte do processo.

(ii) a energia perdida pelo projétil (ΔE) deve ser pequena em comparação com a energia incidente (E). Quando isto acontece, a trajetória do projétil se desvia apenas ligeiramente de sua órbita clássica, e as excitações da partícula incidente são desprezíveis.

De uma maneira mais quantitativa, as condições (ii) e (i) serão satisfeitas quando $\frac{\Delta E}{E}<<1$ e o parâmetro de Sommerfeld η for muito maior do que a unidade, ou seja (Al 56):

$$\eta = \frac{a}{\lambda\!\!\!^{-}} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} >>1$$

Nesta relação $a=\frac{Z_1 Z_2 e^2}{m_0 v^2}$ representa a metade da distância de máxima aproximação numa colisão frontal entre núcleos de carga $Z_1 e$ e $Z_2 e$, sendo m_0 a massa reduzida do sistema e v a velocidade relativa assintótica. $\lambda\!\!\!^{-}$ é o comprimento de onda de de Broglie associado a v.

Quanto $\eta\simeq 1$, há necessidade de um tratamento quântico mais preciso e para $\eta<<1$ a aproximação de Born tem-se mostrado conveniente. Nos processos experimentais aqui considerados, serão válidas ambas as condições (i) e (ii), o que justifica a adoção da aproximação semi-clássica.

Nesta descrição do espalhamento, a seção de choque diferencial para excitação Coulombiana do estado $|f>$ do alvo é dada por (Al 56):

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_f = P_{i\to f}\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R \qquad 3\text{-}1$$

onde $P_{i\to f}$ é a probabilidade do núcleo sofrer uma transição do estado $|i>$ ao estado $|f>$. $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R$ é a seção de choque Rutherford, responsável pela distribuição angular do espalhamento elástico:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R = \frac{1}{4}\, a^2\, \frac{1}{\operatorname{sen}^4 \frac{\Theta}{2}} \qquad 3\text{-}2$$

sendo Θ o ângulo de espalhamento no sistema de centro de massa.

Num tratamento quântico das probabilidades de transição para um alvo não polarizado, pode-se mostrar que (Al 56):

$$P_{i\to f} = \frac{1}{2I_i+1} \sum_{M_i, M_f} |b_{if}|^2 \qquad 3\text{-}3$$

onde I_i é o momento angular do estado inicial; M_i e M_f são respectivamente os números quânticos magnéticos dos estados inicial e final e b_{if} representa a amplitude de transição.

Da equação 3-3 vê-se claramente que para se conhecer a probabilidade de transição $P_{i\to f}$ é necessário determinar as amplitudes b_{if}. Em algumas situações particulares, como por exemplo para projéteis de carga pequena, são adequados os resultados obtidos em teoria de perturbação. Este não é o caso, entretanto, quando se trata de íons incidentes mais carregados e energéticos, como será de interesse no presente estudo. Nesta condição, torna-se necessário resolver numericamente a equação de Schrödinger dependente do tempo. Essa solução exata do problema será abordada no próximo item.

Existem no entanto certas características da solução exata que já se manifestam no tratamento perturbativo. Esse fato e a peculiar transparência do enfoque perturbativo

fazem dele um guia muito instrutivo para determinar quais condições experimentais melhor salientam as grandezas físicas que se pretende medir. Em vista disso, o método perturbativo é também desenvolvido no item 3.3.

3.2 AS AMPLITUDES DE TRANSIÇÃO NUM TRATAMENTO EXATO

A solução para as amplitudes de transição que é denominada de tratamento exato é dada pela integração numérica da equação de Schrödinger dependente do tempo, considerado um número finito de estados nucleares possíveis de serem excitados por um projétil em órbita clássica.

A equação de Schrödinger para o núcleo é dada pela igualdade:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi$$

onde a hamiltoniana dependente do tempo pode ser escrita como:

$$H = H_o + H_{int} \qquad 3\text{-}4$$

H_o é a hamiltoniana livre e H_{int} é o termo de interação, responsável pela transição eletromagnética do núcleo. A rigor, H_{int} contém ambos os campos elétrico e magnético. Entretanto, as amplitudes de transição magnética contêm um fator v/c em relação às amplitudes de transição elétrica de mesma ordem multipolar, e, por conseguinte, se o movimento do projé-

til é não relativístico, as primeiras serão desprezíveis frente às últimas. Neste caso, a H_{int} relevante é apenas a energia de interação elétrica. Na forma de expansão em multipolos, o termo de interação pode ser escrito como:

$$H_{int}(t) = \sum_{\lambda\mu} \frac{4\pi Z_1 e}{2\lambda+1} r_p^{-\lambda-1}(t)\, Y_{\lambda\mu}(\theta_p,\phi_p) M^*(E\lambda,\mu) \qquad 3\text{-}5$$

onde $M(E\lambda,\mu)$ é o momento de multipolo elétrico de ordem λ e projeção μ dado pela igualdade:

$$M(E\lambda,\mu) = \int r^\lambda Y_{\lambda\mu}(\theta,\phi)\, \rho(\vec{r})\, d\vec{r} \qquad 3\text{-}6$$

Nestas expressões r_p,θ_p e ϕ_p são as coordenadas esféricas da partícula incidente em relação ao centro do núcleo; (r,θ,ϕ) é o vetor posição do elemento de volume $d\vec{r}$ do núcleo, em relação ao seu centro de massa; $\rho(\vec{r})$ é o operador densidade de carga nuclear e $\{Y_{\lambda\mu}\}$ o conjunto das harmônicas esféricas normalizadas.

Na aproximação semi-clássica, o vetor posição do projétil em relação ao núcleo $(\vec{r}_p(t))$ corresponde ao movimento clássico de uma partícula sob a ação do potencial repulsivo $\frac{Z_2 e}{r_p(t)}$.

Como normalmente se faz na solução da equação de Schrödinger dependente do tempo, a função de onda nuclear ψ é expandida na base das auto-funções da hamiltoniana livre H_o. Assim:

$$\psi = \sum_s a_s(t)|s>$$

onde

$$H_o|s> = E_s\ |s>.$$

Os coeficientes da expansão são solução do conjunto de equações acopladas:

$$i\hbar \frac{d}{dt} a_r(t) = \sum_s <r|H_{int}|s> \exp(i(E_r-E_s)t/\hbar)\, a_s(t) \qquad 3\text{-}7$$

Ao se impor nas equações acima que $a_s(t=-\infty)$ descreve o núcleo alvo no estado fundamental, as amplitudes de transição para o estado final $|s>$ vêm a ser os coeficientes $a_s(t=+\infty)$. A solução numérica das equações acopladas determina a probabilidade de excitação do estado $|f>$ (Wi 66):

$$P_{i\to f} = \frac{1}{2I_i+1} \sum_{M_i M_f} |a_{I_f M_f}(t=+\infty; \xi_{rs}\ \psi_{rs}^{(\lambda)})|^2 \qquad 3\text{-}8$$

A probabilidade de excitação depende dos parâmetros adimensionais ξ_{rs} e $\psi_{rs}^{(\lambda)}$ dados pelas relações:

$$\xi_{rs} = \frac{a}{\hbar v}(E_r-E_s) \qquad 3\text{-}9$$

$$\psi_{rs}^{(\lambda)} = \frac{4\sqrt{\pi}(\lambda-1)!}{(2\lambda+1)!!} \frac{Z_1 e}{\hbar v} \frac{<I_r||i^{\lambda}M(E\lambda)||I_s>}{a^{\lambda}} \qquad 3\text{-}10$$

Os elementos reduzidos de matriz são definidos por:

$$(-1)^{I_s-M_s}\begin{pmatrix} I_s & \lambda & I_r \\ M_s & \mu & M_r \end{pmatrix}\langle I_s||i^{\lambda}M(E\lambda)||I_r\rangle \equiv \langle I_r M_r|i^{\lambda}M(E\lambda,\mu)|I_s M_s\rangle \qquad 3\text{-}11$$

É extremamente importante notar que as probabilidades de excitação expressas pela relação 3-8 independem de modelos nucleares.

As expressões acima sugerem duas importantes características das probabilidades de excitação:

a) seus valores dependem da excitação de vários estados, o que é chamado em teoria de perturbação de múltipla excitação.

b) Elas se relacionam não só com os elementos de matriz de transição entre dois estados, mas também com as propriedades estáticas dos estados nucleares envolvidos no processo ($I_r=I_s$).

Para obter a solução numérica das equações acopladas é preciso considerar um número limitado de estados $|s\rangle$. Assim, embora a solução seja chamada de exata, por incluir termos equivalentes a várias ordens em teoria de perturbação, a limitação dos estados populáveis é uma forma de aproximação. Também o fato de se considerar desprezível a energia perdida pelo projétil é outra fonte de imprecisão nos resultados deste tratamento. Este efeito não clássico tem sido considerado pela chamada simetrização das expressões semi-clássicas (Wi 66). A simetrização consiste em se tratar a trajetória do projétil como uma média entre as trajetórias dos canais que participam no processo. Na prática isto é feito

pela substituição nas equações acopladas dos parâmetros a, ξ_{rs} e $\psi_{rs}^{(\lambda)}$ anteriormente definidos, por novos valores, quais sejam:

$$a_{rs}^{sim} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{m_o v_r v_s} \qquad 3\text{-}12$$

$$\xi_{rs}^{sim} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar} \left[\frac{1}{v_r} - \frac{1}{v_s} \right] \qquad 3\text{-}13$$

$$\psi_{rs}^{sim} = \frac{4\sqrt{\pi}(\lambda-1)!}{(2\lambda+1)!!} \frac{Z_1 e}{\hbar v_r v_s} \frac{\langle I_r || i^{\lambda} M(E\lambda) || I_s \rangle}{(a_{rs}^{sim})^{\lambda}} \qquad 3\text{-}14$$

A seção de choque diferencial também tem sua expressão simetrizada (Wi 66):

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_f^{sim} = \frac{v_f}{v_i} \frac{a_{if}^2}{4} P_{i\to f} \left(\psi_{rs}^{sim}, \xi_{rs}^{sim}\right) \frac{1}{sen^4 \frac{\Theta}{2}} \qquad 3\text{-}15$$

A simetrização, segundo Winther e de Boer (Wi 66), garante a reciprocidade dos processos $|i\rangle \to |f\rangle$ e $|f\rangle \to |i\rangle$ e a unitariedade da probabilidade total de excitação ($\sum_f P_{i\to f} = 1$) violadas na aproximação semi-clássica. Além disso, apresenta resultados em melhor acordo com os da solução quântica.

Para realizar o cálculo numérico das amplitudes de transição, existe um programa de computador e não seria apropriado discutir aqui os aspectos técnicos de seus cálculos,

que são relatados em detalhes pelos autores (Wi 66). Convém entretanto indicar o que pode ser feito com o programa. A versão utilizada no presente trabalho inclui apenas a interação quadrupolar elétrica E2, muito embora outros elementos de matriz, como E1, E3 e E4 também possam ser incluídos quando forem relevantes (Na 70).

O programa requer os seguintes dados de entrada:

- a carga e a massa do projétil e alvo;
- a energia do projétil no sistema de laboratório;
- o ângulo de espalhamento;
- as energias de excitação e spin dos estados nucleares populados no processo;
- os elementos reduzidos de matriz M(E2) entre os estados dados, e
- um parâmetro que indica a precisão com que as probabilidades de excitação devem ser calculadas.

Além das probabilidades de excitação ele também calcula as seções de choque diferenciais para cada estado, e a distribuição angular dos raios γ emitidos na desexcitação do núcleo.

3.3 AS AMPLITUDES DE TRANSIÇÃO EM TEORIA DE PERTURBAÇÃO

Em teoria de perturbação dependente do tempo, a amplitude de transição b_{if} é dada por:

$$b_{if} = \frac{1}{i\hbar}\int_{-\infty}^{+\infty} \langle f|H_{int}|i\rangle\, e^{i(E_f-E_i)t/\hbar}\, dt + \quad \} \ 1^{a} \text{ ordem}$$

$$+ \frac{1}{(i\hbar)^2}\sum_{z}\int_{-\infty}^{+\infty} \langle f|H_{int}|z\rangle\, e^{i(E_f-E_z)t/\hbar}\, dt \int_{-\infty}^{t} \langle z|H_{int}|i\rangle \times$$

$$\times\ e^{i(E_z-E_i)t'/\hbar}\, dt' + \quad \} \ 2^{a} \text{ ordem}$$

$$+ \frac{1}{(i\hbar)^3}\sum_{zr}\int_{-\infty}^{+\infty} \langle f|H_{int}|z\rangle\, e^{i(E_f-E_z)t/\hbar}\, dt \int_{-\infty}^{t} \langle z|H_{int}|r\rangle \times$$

$$\times\, e^{i(E_z-E_r)t'/\hbar}\, dt' \int_{-\infty}^{t'} \langle r|H_{int}|i\rangle\, e^{i(E_r-E_i)t''/\hbar}\, dt'' + \quad \} \ 3^{a} \text{ ordem}$$

$$+ \ldots\ldots = b_{if}^{(1)} + b_{if}^{(2)} + b_{if}^{(3)} + \ldots \qquad 3\text{-}16$$

Aqui H_{int} é a interação elétrica definida na equação 3-5 e $|r\rangle$ é auto-função da hamiltoniana livre do núcleo, com auto-valor E_r. Sendo a probabilidade de excitação proporcional a $|b_{if}|^2$, é conveniente escrevê-la na forma:

$$P_{i\to f} \ \alpha \ P^{11} + P^{12} + P^{22} + P^{13} + \ldots \qquad 3\text{-}17$$

onde $P^{11} = |b_{if}^{(1)}|^2$

$$P^{12} = b_{if}^{(1)*}\ b_{if}^{(2)} + b_{if}^{(1)}\ b_{if}^{(2)*} \qquad 3\text{-}18$$

$$P^{22} = |b_{if}^{(2)}|^2$$

$$P^{13} = b_{if}^{(1)*}\ b_{if}^{(3)} + b_{if}^{(1)}\ b_{if}^{(3)*}$$

etc.

A expressão analítica do termo P^{11} pode ser obtida com facilidade (Bo 68) e tem a seguinte forma:

$$P^{11} = \frac{16\pi^2}{\hbar^2}\ Z_1 e^2 \sum_{\lambda=1}^{\infty} \frac{B(E\lambda)}{(2\lambda+1)^3} \sum_{\mu} |S_{E\lambda,\mu}|^2 \qquad 3\text{-}19$$

onde

$$B(E\lambda, I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{2I_i+1} |\langle I_i || M(E\lambda) || I_f \rangle|^2 \qquad 3\text{-}20$$

e $S_{E\lambda,\mu}$ é o termo de trajetória dado pela igualdade:

$$S_{E\lambda,\mu} = \int_{-\infty}^{+\infty} r_p^{-\lambda-1}\ Y_{\lambda\mu}(\theta_p, \phi_p)\ e^{i(E_f - E_i)t/\hbar}\ dt \qquad 3\text{-}21$$

É importante observar que este termo de 1ª ordem só permite a transição direta do estado $|i\rangle$ ao estado $|f\rangle$.

O termo P^{12} descreve a interferência entre a amplitude em 1ª ordem ($b_{if}^{(1)}$) e em 2ª ordem ($b_{if}^{(2)}$). A obtenção de uma forma analítica para este termo está detalhadamente discutida no trabalho de de Boer e Eichler (Bo 68). Porém, uma

simples observação da expressão de b_{if} (equação 3-16) já indica que P^{12} depende do produto

$$\langle f|H_{int}|i\rangle\langle f|H_{int}|z\rangle\langle z|H_{int}|i\rangle \qquad 3\text{-}22$$

Este fato mostra alguns importantes aspectos que sobrevêm quando o termo de 2ª ordem na amplitude é considerado.

(i) Ainda que a excitação do estado $|f\rangle$ seja determinada principalmente pela transição direta, ela pode ser alcançada através de processos de duas etapas. Esta é uma clara indicação da importância da múltipla excitação Coulombiana.

(ii) Quando são considerados todos os possíveis estados intermediários $|z\rangle$ aparecem termos, em 2ª ordem na amplitude em que $|z\rangle = |f\rangle$. Isto ocorre quando os estados intermediário e final estão no mesmo estado de momento angular (I) mas em diferentes sub-estados magnéticos (M). A ocorrência destes termos na expressão de P^{12} dá origem a elementos de matriz do operador multipolo elétrico Eλ não diagonais com relação ao número quântico magnético. Estes termos estão relacionados com as propriedades estáticas do núcleo. Em particular, para o multipolo λ=2 (interação quadrupolar) estes elementos de matriz não diagonais em M relacionam-se com os momentos de quadrupolo dos estados nucleares.

(iii) A probabilidade de excitação depende também do sinal relativo entre os elementos de matriz $\langle f|H_{int}|i\rangle$, $\langle f|H_{int}|z\rangle$ e $\langle z|H_{int}|i\rangle$. Como em geral se faz a determinação

experimental do quadrado destas grandezas, os sinais de cada elemento relativo ao outro não são conhecidos na maioria dos casos, o que leva a incertezas nas probabilidades de excitação.

A Figura 2 apresenta em uma forma gráfica esquemática os processos que advêm de certos termos da probabilidade de $P_{i\to f}$ determinada num cálculo perturbativo.

3.4 EFEITO DE REORIENTAÇÃO

3.4.1 Considerações teóricas

Como já foi salientado no item anterior, a teoria de perturbação em 2ª ordem permite popular o estado final via estados intermediários, num processo de duas etapas. Considere-se o importante caso especial da excitação quadrupolar E2, do estado $|I_f>$ de um núcleo, quando o estado intermediário é um dos sub-estados magnéticos do estado final. Neste caso, o termo de interferência entre a amplitude de excitação em 1ª e 2ª ordem, P^{12}, contém o produto:

$$<I_i||M(E2)||I_f>^2<I_i||M(E2)||I_f> \qquad 3\text{-}23$$

O 1º termo de 3-23 é proporcional à probabilidade reduzida de transição $B(E2;I_i\to I_f)$, e o 2º termo se relaciona com o momento de quadrupolo estático Q_{I_f} do estado excitado. Este tipo de evento, em que a transição ao estado final se faz via um

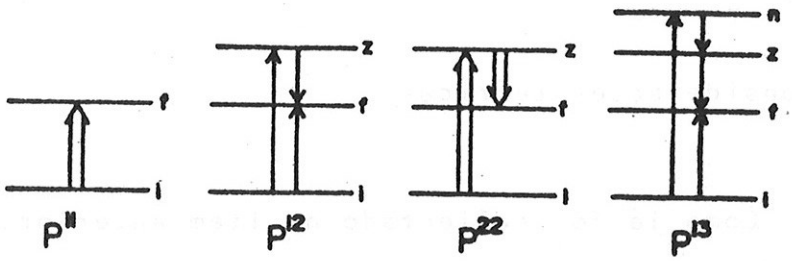

FIGURA 2 - Gráficos esquemáticos dos processos previstos em alguns termos da probabilidade de excitação, até 3ª ordem em teoria de perturbação.

nível intermediário que é um diferente sub-estado magnético do estado final, é conhecido como Efeito de Reorientação. Fisicamente ele pode ser visualizado da seguinte forma: ao interagir com o campo elétrico dependente do tempo criado pela partícula incidente, o núcleo realiza uma transição do estado $|I_i>$ ao $|I_f>$. Porém, o projétil continua a interagir com o núcleo através do momento de quadrupolo do estado excitado, produzindo uma mudança em sua orientação. A Figura 3 ilustra os processos que ocorrem em 1ª e 2ª ordem na excitação de um núcleo par-par, quando são populados seus dois primeiros estados.

Uma expressão analítica aproximada é obtida em Bo 68, para a probabilidade de excitação do estado 2^+ quando o efeito de reorientação é o único de 2ª ordem que contribui apreciavelmente:

$$P_{0^+\to 2^+} \simeq B(E2;0^+\to 2^+)\,F(\Theta,\xi)\left[1+1.32\,\frac{A_1}{1+\frac{A_1}{A_2}}\,\Delta E_{0^+\to 2^+}\,\frac{K(\Theta,\xi)}{Z_2}\,Q_{2^+}\right] \qquad 3\text{-}24$$

Nesta expressão Θ é o ângulo de espalhamento no sistema de centro de massa; ξ é o parâmetro de adiabaticidade definido pela equação 3-9; $\Delta E_{0^+\to 2^+}$ é a energia de excitação em MeV do estado $|2^+>$; B(E2) é o momento de quadrupolo dinâmico (em e^2b^2) definido na expressão 3-20; Q_{2^+} é o momento de quadrupolo estático em barns e A_1 e A_2 são as massas atômicas do projétil e alvo respectivamente. O momento de quadrupolo es

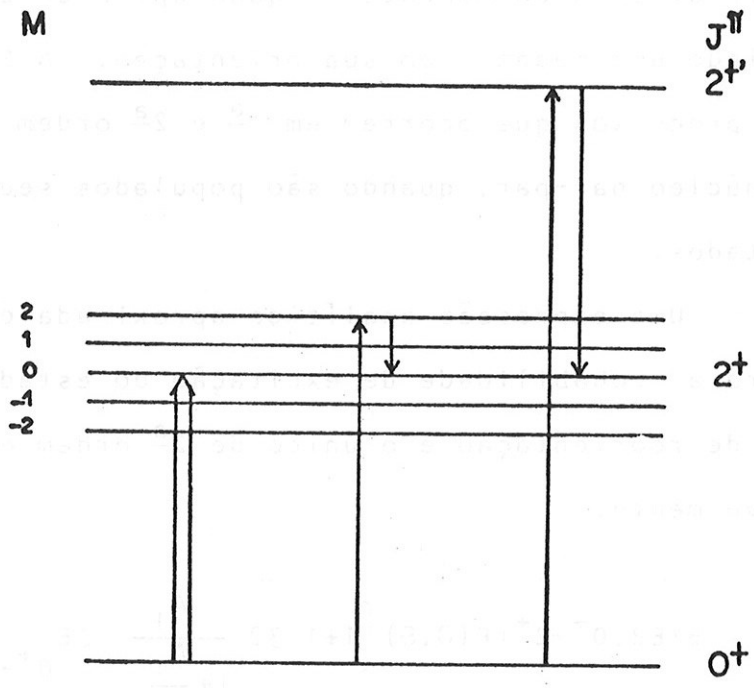

FIGURA 3 - Transições que populam o sub-estado M=0 do 1º estado excitado de um núcleo par-par. A linha dupla representa uma transição em $1^{\underline{a}}$ ordem e as linhas simples, transições em $2^{\underline{a}}$ ordem. Os sub-estados magnéticos degenerados do 1º estado 2^{+} foram separados, para melhor compreensão do efeito de reorientação.

tático está relacionado com o elemento reduzido de matriz pela expressão:

$$Q_1 e = \langle I||M(E2)||I\rangle \left(\frac{16\pi I(2I-1)}{5(2I+1)(I+1)(2I+3)}\right)^{1/2}$$

As funções $F(\Theta,\xi)$ e $K(\Theta,\xi)$ são obtidas respectivamente em 1ª e 2ª ordem na teoria de perturbação. Suas expressões analíticas estão dadas em Bo 68.

Na medida em que é o 2º termo da equação 3-24 que está associado ao efeito de reorientação, há interesse em se ressaltar algumas de suas características:

(i) a dependência da reorientação com a massa do projétil é aproximadamente linear.

(ii) A função $K(\Theta,\xi)$ atinge seu máximo valor para $\Theta=180^{o}$. Em geral, $K(\Theta,\xi)$ varia fortemente com o ângulo , mas esta variação tende a zero para valores próximos de 180^{o}. A Figura 4 ilustra estas afirmações.

(iii) A variação de $K(\Theta,\xi)$ com o parâmetro ξ não é muito acentuada (veja a Figura 4), consequentemente o efeito de reorientação é pouco sensível a variações na energia incidente.

A relação 3-24 sugere também que para se determinar B(E2) e Q_{2+} é necessário conhecer pelo menos dois valores das probabilidades de excitação.

É importante mencionar que o efeito de reorientação é usualmente pequeno. No espalhamento de ^{16}O a 180^{o}, com energia incidente de $\sim$40 MeV por núcleos de A$\simeq$120 e energia de

excitação de 0.5 MeV, ele é da ordem de ∿15% por barn. No espalhamento de ^{4}He de 9 MeV, o efeito de reorientação é de ∿4% por barn. Assim, uma experiência que pretenda medir o momento de quadrupolo dentro de 0.1 barn deve determinar as probabilidades de excitação com precisão de 1%.

Para interpretar corretamente os resultados experimentais, deve ser isolada a contribuição de processos competitivos com a reorientação. A expressão 3-22 indica que a excitação virtual de outros estados $2^{+'}$ é de mesma ordem que o efeito de reorientação, sendo sua contribuição à probabilidade de excitação proporcional ao produto:

$$<2^{+'}||M(E2)||0^{+}><2^{+'}||M(E2)||2^{+}><2^{+}||M(E2)||0^{+}>$$

O valor absoluto deste produto pode ser medido, mas seu sinal é na maioria dos casos não conhecido. Porém, como os elementos de matriz que envolvem estados de alta energia de excitação são usualmente pequenos, a incerteza no sinal do produto leva em geral a dois valores de momento de quadrupolo que diferem entre si no máximo de ∿0.3 barn.

Outro processo que possivelmente compete com a reorientação é a excitação da ressonância gigante de dipolo (Ei 64). O conhecimento insuficiente dos elementos de matriz El e da maneira pela qual os estados excitados estão acoplados à ressonância gigante são, na opinião de Smilansky (Sm70), uma fonte de incerteza na determinação do efeito de reorientação. Estimativas da magnitude da excitação de ressonância

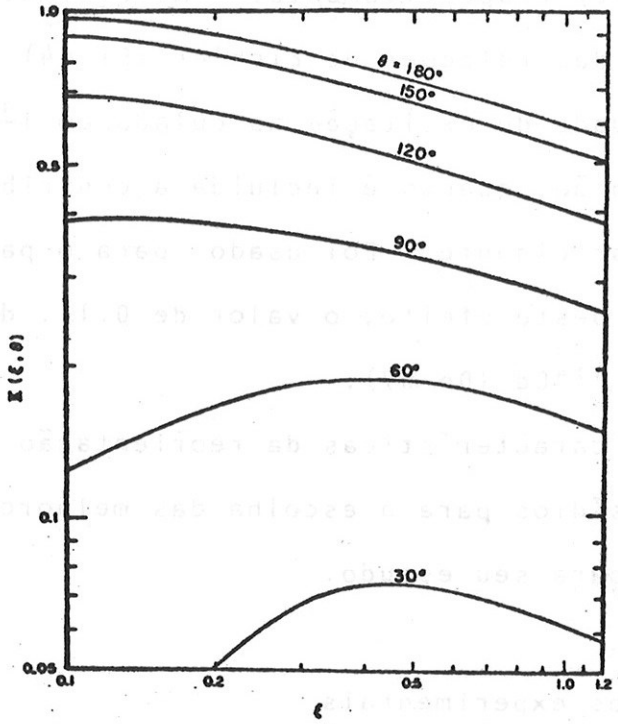

FIGURA 4 - A função $K(\Theta,\xi)$ usada na expressão aproximada do efeito de reorientação - figura de Bo 68.

dipolar gigante prevêem uma contribuição equivalente a variações inferiores a 0.04 barn e 0.02 barn nos valores absolutos dos momentos de quadrupolo dos núcleos de telúrio (La 74) e bário (Ke 72) respectivamente. As estimativas foram obtidas a partir das relações de Eichler (Ei 64) para o desvio da probabilidade de excitação calculada em 1ª ordem de teoria de perturbação, quando é incluída a contribuição da ressonância dipolar gigante. Foi usado para o parâmetro η_o, característico deste efeito, o valor de 0.11, determinado para o núcleo de ^{114}Cd (Do 67).

As características da reorientação aqui apresentadas dão subsídios para a escolha das melhores condições experimentais para seu estudo.

3.4.2 Métodos experimentais

Para determinar experimentalmente os valores B(E2; $0^+ \rightarrow 2^+$) e Q_{2+} é necessário, como já foi apontado, conhecer pelo menos dois valores de $P_{0^+\rightarrow 2^+}$. Para isto, são necessárias medidas em diferentes condições experimentais. A forte dependência do termo de reorientação com a massa do projétil e com o ângulo de espalhamento indica que variações desses parâmetros possibilitam medidas precisas do momento de quadrupolo. A variação do ângulo tem como desvantagem a necessidade de uma determinação precisa de seu valor, porque o termo de reorientação varia fortemente com pequenos desvios angulares, com exceção do retroespalhamento.

A expressão 3-24 sugere que o valor do momento de quadrupolo é totalmente insensível a incertezas sistemáticas nas medidas, tanto no caso da variação do ângulo de espalhamento como no uso de partículas incidentes distintas. Esta característica tornaria a determinação do momento de quadrupolo independente de erros no valor de B(E2). Entretanto, é muito difícil alcançar as condições em que as incertezas sistemáticas afetem todas as probabilidades de excitação da mesma forma. Assim, como já foi mencionado em Be 72, diferenças nos valores de B(E2) adotados ou determinados em diferentes experiências podem implicar em discrepâncias em Q_{2+}. Estas considerações devem ser levadas em conta na interpretação das medidas no núcleo de ^{136}Ba (veja o item 4.5).

De qualquer forma, a grande dificuldade na determinação do efeito de reorientação está na exigência de um conhecimento preciso (1% a 2%) das probabilidades de excitação. Os métodos que permitem medi-las podem ser grosseiramente divididos em dois grupos:

(i) deteção das partículas espalhadas em coincidência com os raios γ emitidos na desexcitação do núcleo;

(ii) deteção das partículas espalhadas.

As principais características e dificuldades desses métodos são descritas abaixo.

(i) Coincidência partícula-γ

Neste tipo de experiência, a probabilidade de excitação é obtida a partir da intensidade dos raios γ emitidos na desexcitação do núcleo em coincidência com as partículas espalhadas (Si 67, St 67, Sc 67, Ha 69). Pela comparação dos valores experimentais dessas intensidades com os calculados teoricamente, determina-se o momento de quadrupolo. A vantagem desse método está no fato que usualmente demanda menos tempo de aquisição de dados que outros, além de seus resultados serem menos sensíveis à presença de contaminantes no alvo.

A principal dificuldade vem da necessidade de se conhecer a distribuição angular da radiação γ. É sabido que a interação entre o spin nuclear e o campo produzido pelos elétrons perturba a distribuição angular, de uma forma fortemente dependente das condições específicas (efeito de deorientação). Afora isto, o B(E2) não pode ser determinado neste tipo de experiência (Sm 70). Estes fatos fazem do método um processo não direto para determinar o momento de quadrupolo, no sentido que seus resultados dependem de fatores de normalização e correções que devem ser introduzidos ou medidos independentemente. Isto acarreta incertezas nos valores assim obtidos.

(ii) Medida das partículas espalhadas

Uma determinação mais direta das probabilidades de excitação é obtida pela deteção das partículas espalhadas pelo núcleo. Elas podem ser detetadas tanto diretamente em

detetores de estado sólido (Si 68) ou em emulsões nucleares ou detetores sensíveis a posição, depois de analisadas por espectrógrafo magnético (St 67, Gl 67). As probabilidades de excitação são obtidas da razão entre a intensidade de partículas espalhadas inelástica e elasticamente. Isto torna este tipo de medida independente de fatores normalizadores como a intensidade do feixe, o valor do ângulo sólido de deteção e a espessura do alvo, bem como de correções nas contagens devidas ao tempo morto no sistema eletrônico. Assim, a comparação das probabilidades experimentais de excitação com as calculadas possibilita não só uma determinação do momento do quadrupolo, mas também a obtenção de B(E2) com grande precisão.

A dificuldade do método está no fato que a confiabilidade de seus resultados depende criticamente da qualidade dos espectros. O principal aspecto que define esta qualidade é a separação dos picos correspondentes aos grupos de partículas espalhadas inelástica e elasticamente. Para núcleos com baixa energia de excitação ($\lesssim$0.4 MeV) há problemas para "resolver" os picos. Para energias de excitação maiores que 0.4 MeV, a probabilidade de excitação é pequena e o pico inelástico sofre grande contribuição da cauda de baixa energia do pico elástico, cauda típica na deteção de íons pesados por detetores de estado sólido. Estes problemas podem ser minimizados pelo uso de alvos finos (5-10 $\mu g/cm^2$) e de grande uniformidade. Como consequência, estas experiências, em geral, demandam longo tempo de exposição do

alvo ao feixe.

Extensivas investigações têm mostrado que as características dos sistemas de deteção e de colimação do feixe, bem como a sua qualidade em termos de estabilidade, têm um papel preponderante na obtenção de boa separação dos picos.

A contagem de fundo linear é também um dos fatores que define a qualidade dos espectros. Sua contribuição deve ser minimizada pelo uso de um sistema adequado de colimação e focalização de feixe.

Outras contribuições indesejáveis ao espectro vêm das partículas espalhadas em contaminantes no alvo. Muitas vezes, estas contribuições podem ser identificadas pela repetição da experiência para vários ângulos de espalhamento e diferentes energias incidentes.

Convém mencionar ainda que experiências recentes têm mostrado que os dois métodos de deteção de partículas, aqui mencionados, são competitivos neste tipo de medida.

4. NOSSA EXPERIÊNCIA

A partir de considerações teóricas (explicitadas no capítulo anterior) e das condições experimentais disponíveis, pudemos traçar o plano de uma experiência que permitisse a melhor determinação possível da probabilidade reduzida de transição $B(E2;0^+\rightarrow 2^+)$ e do momento de quadrupolo Q_{2+} do primeiro estado excitado de núcleos pares de telúrio e bário. Alguns aspectos deste plano e de sua realização são o conteúdo deste capítulo.

4.1 ESCOLHA DO MÉTODO

Na presente experiência, as partículas espalhadas pelos núcleos em estudo foram detetadas em detetores de barreira de superfície com resolução suficiente para separar o grupo elástico do inelástico.

Este método apresenta as vantagens de uma medida direta, já discutidas no item 3.4.2. Suas dificuldades foram contornadas com cuidados especiais no arranjo experimental e na análise dos dados, que serão discutidos nos próximos itens.

A disponibilidade de um acelerador eletrostático com grande estabilidade no potencial terminal (Acelerador Tandem Pelletron da USP), e de uma câmara de espalhamento e equipamentos acessórios para obtenção de espectros de partículas, foi decisiva na escolha do método adotado.

Nossa intenção inicial era medir as probabilidades

de excitação para uma grande variedade de partículas incidentes, dada a sensibilidade do efeito de reorientação com a massa do projétil. No entanto, restrições experimentais provenientes das fontes de íons disponíveis no Laboratório Pelletron da USP limitaram esse trabalho ao uso de projéteis de ^{4}He e ^{16}O no estudo do ^{136}Ba, e ^{4}He, ^{14}N, ^{16}O e ^{18}O nas medidas em núcleos de ^{122}Te e ^{128}Te (veja a Tabela 1).

Na obtenção da grande maioria dos espectros com íons pesados (A>4) optamos pela utilização de um detetor anular. Enumeramos a seguir as vantagens desta escolha:

(i) o efeito de reorientação é maior no retroespalhamento;

(ii) a variação da probabilidade de excitação tende a zero com a variação do ângulo nas vizinhanças de 180^{o}, e o alargamento cinemático nessa região angular é pequeno. Em função disso, pudemos fazer uso de grande ângulo sólido de deteção sem aumentar a incerteza no resultado experimental;

(iii) a separação em energia entre os grupos de partículas espalhadas elasticamente por núcleos de massas diferentes é maior nos ângulos traseiros, possibilitando assim melhor identificação das impurezas nos alvos.

Medidas foram feitas para várias energias incidentes e em ângulos de espalhamento distintos. Esse procedimento favoreceu a identificação de impurezas nos alvos, e forneceu informações experimentais suficientes para que os valores de B(E2) e Q_{2+} fossem determinados de maneira precisa, além de possibilitar uma cuidadosa verificação da consistência in

terna dos dados.

Por outro lado, as probabilidades de excitação obtidas na aproximação semi-clássica da teoria de excitação Coulombiana, além de estarem calcadas em sólida base teórica, são independentes de modelos para a interação forte e podem ser calculadas de forma relativamente simples (Wi 66). Consequentemente, os valores de B(E2) e Q_{2+} determinados na comparação das probabilidades experimentais de excitação com as teóricas semi-clássicas independem de modelos nucleares. Daí o interesse na escolha de condições de espalhamento que estejam na região de validade dessa aproximação.

Consideremos o espalhamento da partícula de carga Z_1e e massa A_1 pelo alvo de carga Z_2e e massa A_2. Nesse processo, o parâmetro que determina a validade da aproximação semi clássica é essencialmente a energia cinética assintótica da partícula incidente.

A melhor maneira de se conhecer a região de energia incidente em que a excitação do alvo se dá por interação puramente eletromagnética é através da determinação da razão entre a seção de choque experimental e a puramente Coulombiana, para diversos valores de energia incidente. Quando o processo for puramente Coulombiano, esta razão terá o valor da unidade. Para energias incidentes que tornam relevante a interação nuclear, a razão se afasta de um.

Quando da escolha das energias de bombardeamento, não dispúnhamos de informação experimental sobre os valores convenientes para o processo ser puramente eletromagnético.

Optamos então pela adoção, entre as várias prescrições sugeridas (St 67, Bo 68 e Cl 69), daquela que ainda não foi contrariada por nenhuma das informações experimentais conhecidas. Esta prescrição (Cl 69) estabelece que as interações fortes são desprezíveis frente às eletromagnéticas quando a distância de máxima aproximação na colisão frontal entre dois núcleos é maior ou igual à soma dos raios dos núcleos mais 6 fermis, ou seja:

$$2a_{if} \geq (1.25(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + 6) \text{ fermis.}$$

Posteriormente à tomada dos dados deste trabalho para estudo dos núcleos de telúrio, publicações experimentais (Kl 75, Bo 76 e Sa 77) mostraram evidências de que o espalhamento de ^{4}He com energia até 10.5 MeV recebe contribuição da interação nuclear inferior a 1%. No espalhamento de ^{16}O por núcleos de telúrio, a interação forte não contribui quando a energia incidente é inferior a 47 MeV, segundo Bockisk e Kleinfeld (Bo 76). Estes resultados mostram que a prescrição teórica por nós adotada recomenda valores de energia máxima próximos aos experimentais para projéteis de ^{4}He. Para o espalhamento por partículas mais pesadas, ela limita a energia incidente a valores menores que os determinados experimentalmente.

As máximas energias sugeridas pelas prescrições teórica e experimental, para os espalhamentos estudados aqui, são apresentadas na Tabela 2, ao lado dos valores correspon-

dentes dos parâmetros de Sommerfeld. Estes parâmetros indicam que a descrição semi-clássica da excitação Coulombiana é adequada em todos os casos tratados no presente trabalho.

Umasimples inspeção à Tabela 1 mostra que foram escolhidas energias incidentes próximas aos máximos compatíveis com a aproximação semi-clássica. Esta escolha foi feita para minimizar o efeito da cauda de baixa energia do pico elástico sobre o inelástico. Para valores menores de energia incidente, a seção de choque elástica cresce, e a cauda do pico elástico pode comprometer irremediavelmente a qualidade do espectro, no que se refere à separação entre os picos.

Convém ressaltar que não conseguimos uma determinação experimental da energia máxima para excitação puramente Coulombiana, por termos trabalhado já no limite máximo da energia disponível no acelerador Pelletron, durante a maior parte do período em que este trabalho foi realizado (1974 - 1978).

4.2 ARRANJO E PROCEDIMENTO EXPERIMENTAIS

As medidas foram feitas nos aceleradores eletrostáticos da Universidade de São Paulo e do Instituto Weizmann de Ciências. Os arranjos experimentais dos dois laboratórios foram muito similares, inclusive na geometria das câmaras de espalhamento (Hi 75). Isso possibilitou até mesmo um teste de consistência dos resultados. Aqui, descreveremos somente alguns detalhes do arranjo experimental do Laboratório

Pelletron, relevantes para a otimização da medida em discussão.

Como já foi mencionado, a qualidade dos espectros depende, entre outros fatores, da colimação e focalização do feixe. Estes fatores influem tanto no fundo linear, como na cauda de baixa energia dos picos. Na linha de feixe onde está instalada a câmara de espalhamento, dispõe-se de uma lente quadrupolar magnética para focalizar o feixe e dois desviadores para corrigir sua direção. A 80 cm do alvo, encontra-se o primeiro dos dois colimadores que definem a direção e divergência do feixe. Os colimadores de tântalo, altamente polidos, distam entre si de 35 cm e foram utilizados com diâmetros de 3 mm e 4 mm (1ª e 2ª fendas, respectivamente, atravessadas pelo feixe), fazendo assim o papel de fendas de anti-espalhamento. Elas impedem que partículas nelas espalhadas cheguem até os detetores. A trajetória do feixe através do detetor anular de 8 mm de abertura foi definida por um colimador de tântalo de 6.0 mm de diâmetro e ótimo polimento. Como consequência destes cuidados, conseguiu-se um feixe de 2 mm de diâmetro no alvo e uma razão de no máximo 1:3000 entre a corrente de feixe interceptada na abertura do detetor anular e o feixe que atingia o alvo. A medida do feixe no alvo foi feita por um copo de Faraday situado a 1.64 m do centro da câmara. Isto corresponde a uma medida do feixe no alvo, posto que, para alvos finos, o feixe é praticamente todo transmitido.

As medidas de feixe foram utilizadas não só para

controle de sua qualidade, mas também para determinar a espessura dos alvos. Devido à fina espessura dos alvos (5-10 μg/cm^2 para feixes de íons pesados e 15-25 μg/cm^2 para feixes de ^{4}He), e aos longos tempos de exposição ao feixe (20-30 horas), foi necessário observar se havia evaporação do material. Utilizou-se para isso de dois detetores de 100 μm de espessura colocados a 15° (ou 20°) da direção incidente, com ângulos sólidos conhecidos. Para as energias utilizadas, o espalhamento nestes ângulos é bem descrito pela relação de Rutherford. Conhecida a seção de choque, os ângulos sólidos dos detetores, as contagens neles registradas e a corrente de feixe, foi possível determinar a espessura dos alvos com incerteza sempre inferior a 10%. Para feixes de íons pesados de até 100 nA e 200 nA de ^{4}He (máximas correntes atingidas), não foi observada a evaporação de material em nenhum dos casos estudados.

Nesta experiência, as partículas foram detetadas por um detetor anular de barreira de superfície com 8 mm de abertura, 300 mm^2 de área e 100 μm de espessura, com um ângulo sólido de ∿30 msr e um ângulo médio de espalhamento de ∿ 173°. O efeito total do alargamento cinemático nesta geometria é de ∿3 keV para ^{4}He de 10 MeV e ∿30 keV para íons com A≃15 e 44 MeV de energia, espalhados por núcleos de massa de ∿130 u.a.m.. Os colimadores que definem a abertura do detetor foram bastante polidos para reduzir os efeitos de espalhamentos espúrios. Detetores de 100 μm de espessura foram usados em outros ângulos de espalhamento - a eles também foram dispensados cuidados no polimento dos colimadores. Para ângu

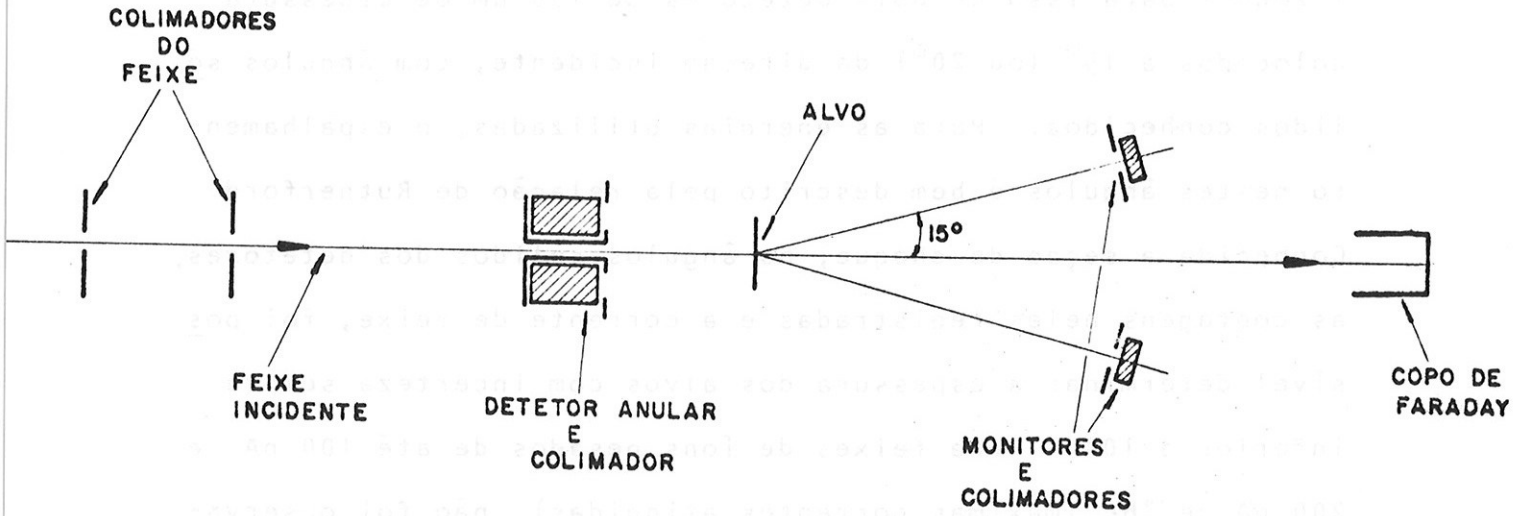

FIGURA 5 - Esquema simplificado do arranjo experimental utilizado nesta experiência.

los menores que 150^{o}, o efeito de alargamento cinemático torna-se o principal fator na definição da resolução do espectro. No espalhamento de ^{16}O de 44.5 MeV por ^{122}Te, o alargamento cinemático é de 13 keV/grau em 174^{o}, 62 keV/grau em 150^{o}, 102 keV/grau em 130^{o} e de 135 keV/grau num ângulo de 110^{o}.

Um desenho esquemático do arranjo experimental é mostrado na Figura 5.

A resolução em energia e a forma dos picos nos espectros dependem das características dos detetores. A cauda de baixa energia, que tanto influi na qualidade dos espectros, é devida principalmente à incompleta coleção das cargas nos detetores. Entretanto, a eficiência de coleção cresce com o aumento dos campos de coleção. Uma melhor eficiência pode ser conseguida por meio de detetores de baixa resistividade e com o uso de voltagens maiores que as nominais ("overbias"). Os detetores empregados nesta experiência têm resistividade de $\sim$ 2000 Ω.cm e foram refrigerados a -40C ou -25C, o que possibilitou a utilização de tensão ("bias") até 220 % superior ao valor nominal. Ainda que este procedimento diminua a vida do detetor, ele se justifica dado seu claro efeito positivo na qualidade dos espectros. Foi observado no retroespalhamento de íons pesados (A>4) , uma melhora de $\sim$20% na resolução em energia dos espectros e o aumento de um fator $\sim$2 na razão entre o máximo do pico inelástico e o vale entre os picos.

A qualidade dos alvos também tem um papel importan

te na obtenção de espectros satisfatórios. Os alvos utilizados nesta experiência apresentaram boa uniformidade. Eles foram obtidos pela evaporação, sobre folhas de carbono de 10 $\mu g/cm^2$, de telúrio metálico enriquecido no isótopo de massa 122 (96.2%) ou 128 (99.5%); ou nitrato de bário enriquecido no isótopo de massa 136 (92.9 %).

Não foram observadas na região dos picos de interesse outras impurezas além dos isótopos conhecidos pela análise do material fornecida pelo Laboratório de Oak Ridge.

A eletrônica usada foi a convencional, mas tomou-se o cuidado de escolher módulos de alta qualidade em resolução e estabilidade.

Como consequência de todos estes fatores, conseguiu-se uma resolução de 30 a 40 keV nos espectros de ^4He. Os espectros de íons pesados apresentaram resoluções entre 100 e 120 keV no retroespalhamento por telúrio e entre 140 e 160 keV no espalhamento por núcleos de bário. Os altos valores (~20:1) das razões entre a contagem no máximo do pico inelástico e o vale entre os picos, para íons pesados, indicam a boa separação entre eles. As razões entre o máximo do pico inelástico e a contagem de fundo variaram entre 100:1 e 200:1.

As figuras 6 a 11 apresentam espectros típicos. Nos espectros mostrados nas Figuras 7 a 11, foram descontadas as contribuições dos contaminantes presentes no alvo. As curvas cheias representam os melhores ajustes para os espectros. A maneira pela qual os ajustes foram obtidos, e os contaminan

escala de energias?

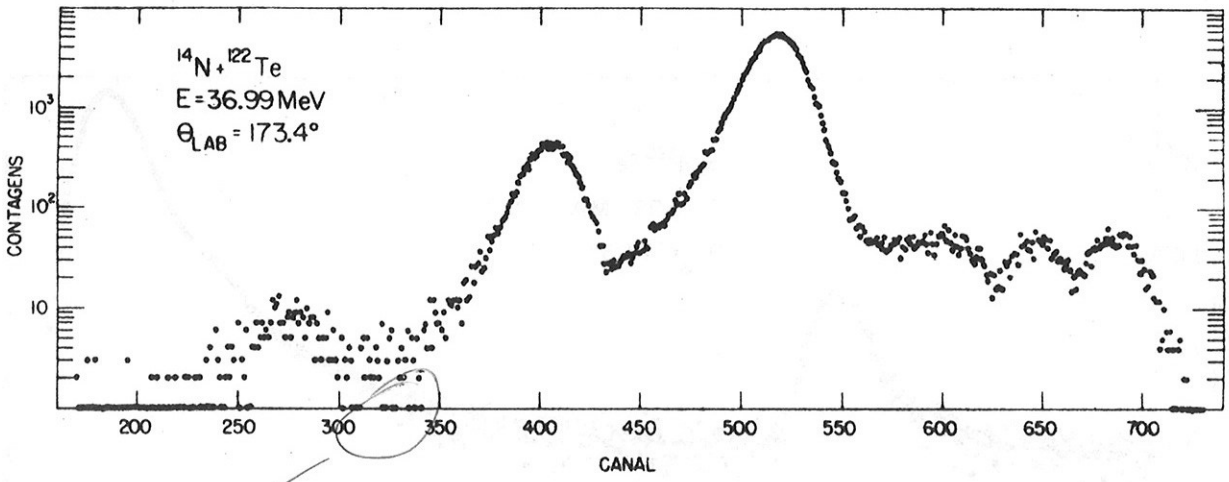

FIGURA 6 - Espectro de ^{14}N retroespalhado por alvo enriquecido no isótopo 122 de telúrio. Os grupos de partículas espalhadas, da esquerda para a direita, correspondem à excitação de 2 fonons, do fonon 2^+ e espalhamento elástico no ^{122}Te. Os picos à direita, no sentido decrescente de canais, correspondem ao espalhamento elástico no ^{130}Te, ^{128}Te, ^{126}Te e ^{125}Te.

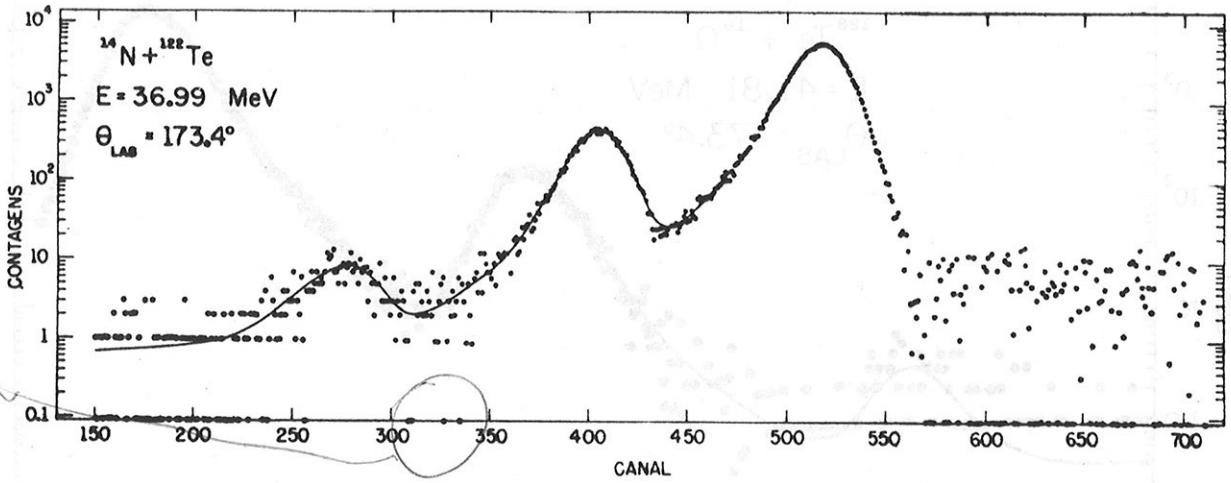

FIGURA 7 - Espectro de ^{14}N retroespalhado pelo ^{122}Te, descontadas as contribuições dos outros isótopos presentes no alvo. Os picos, da direita para a esquerda, correspondem ao espalhamento elástico, à excitação do estado 2^+ e do tripleto de 2 fonons no ^{122}Te. A linha cheia representa o melhor ajuste ao espectro.

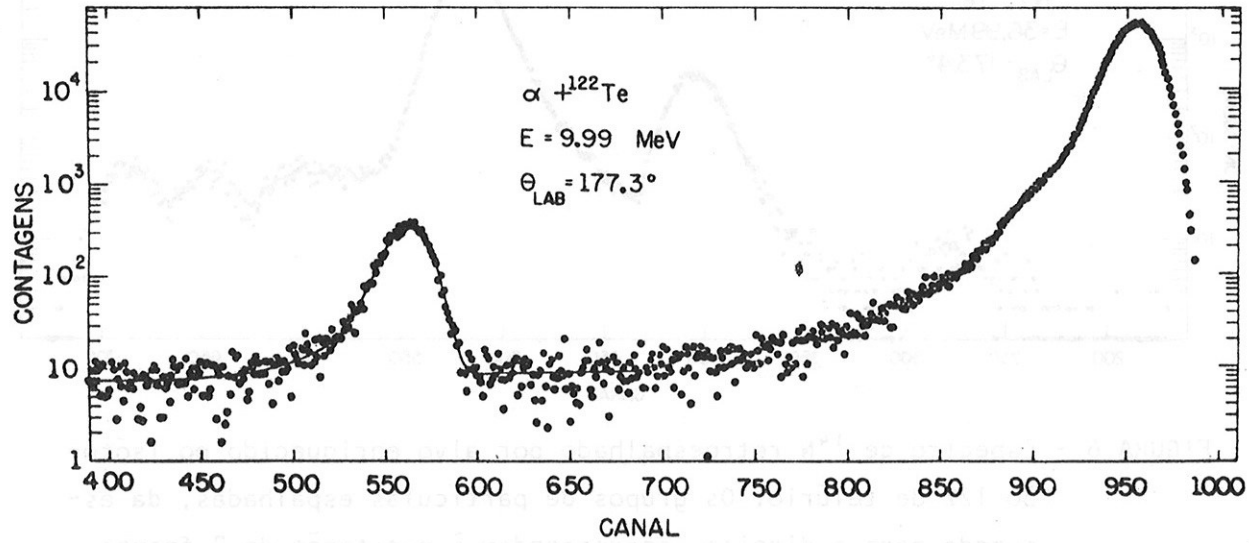

FIGURA 8 - Espectro de ^{4}He retroespalhado por ^{122}Te, descontada a contribuição dos contaminantes presentes no alvo. Os grupos de partículas, da direita para a esquerda, correspondem ao espalhamento elástico e excitação do 1º estado 2^{+} no ^{122}Te. A linha cheia representa o ajuste ao espectro.

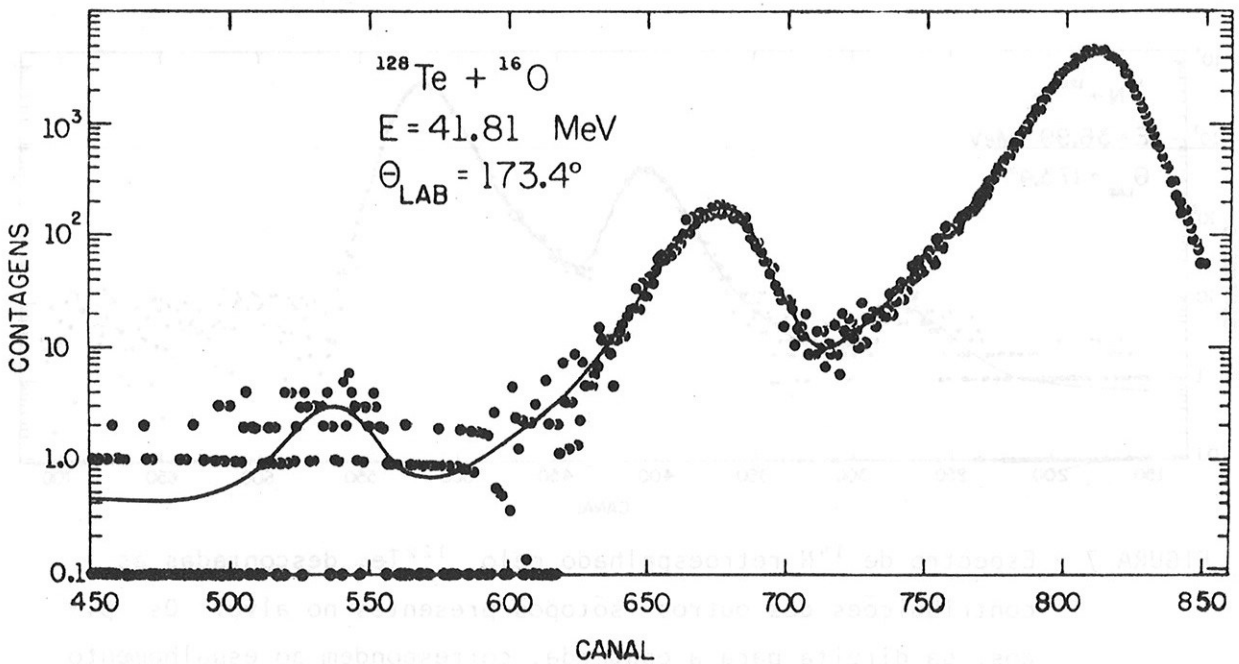

FIGURA 9 - Espectro de ^{16}O retroespalhado por ^{128}Te, descontada a contribuição dos contaminantes presentes no alvo. Os grupos de partículas, da direita para a esquerda, correspondem ao espalhamento elástico, à excitação do 1º estado 2^{+} e do estado de 2 fonons no ^{128}Te. A linha cheia representa o ajuste ao espectro.

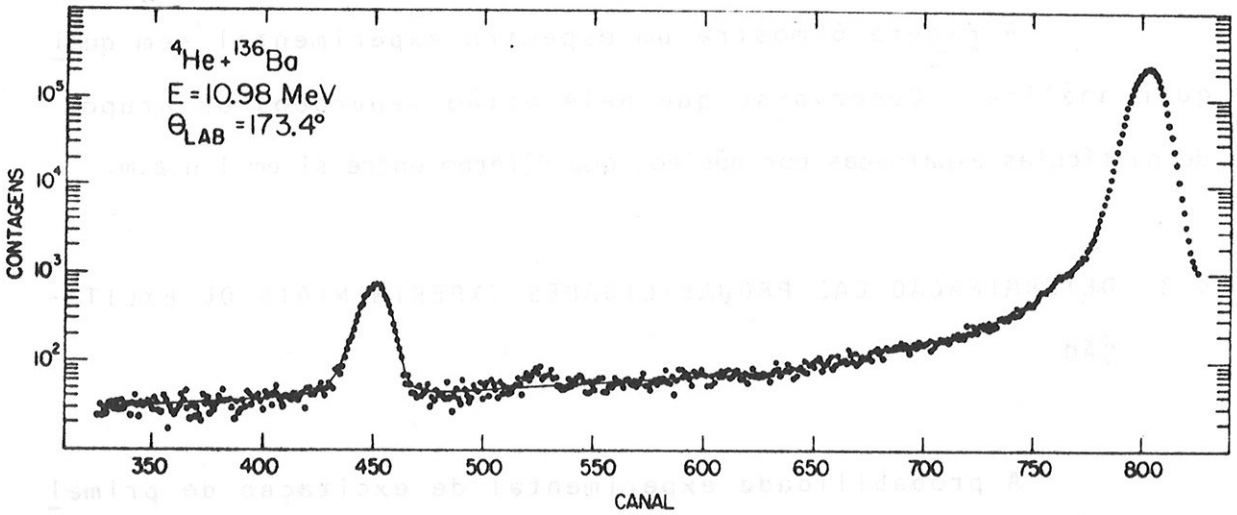

FIGURA 10 - Espectro de ^4He retroespalhado por ^{136}Ba, descontadas as contribuições dos contaminantes presentes no alvo. Os picos, da direita para a esquerda, correspondem ao espalhamento elástico e à excitação do 1º estado 2^+ no ^{136}Ba. A linha cheia representa o melhor ajuste ao espectro.

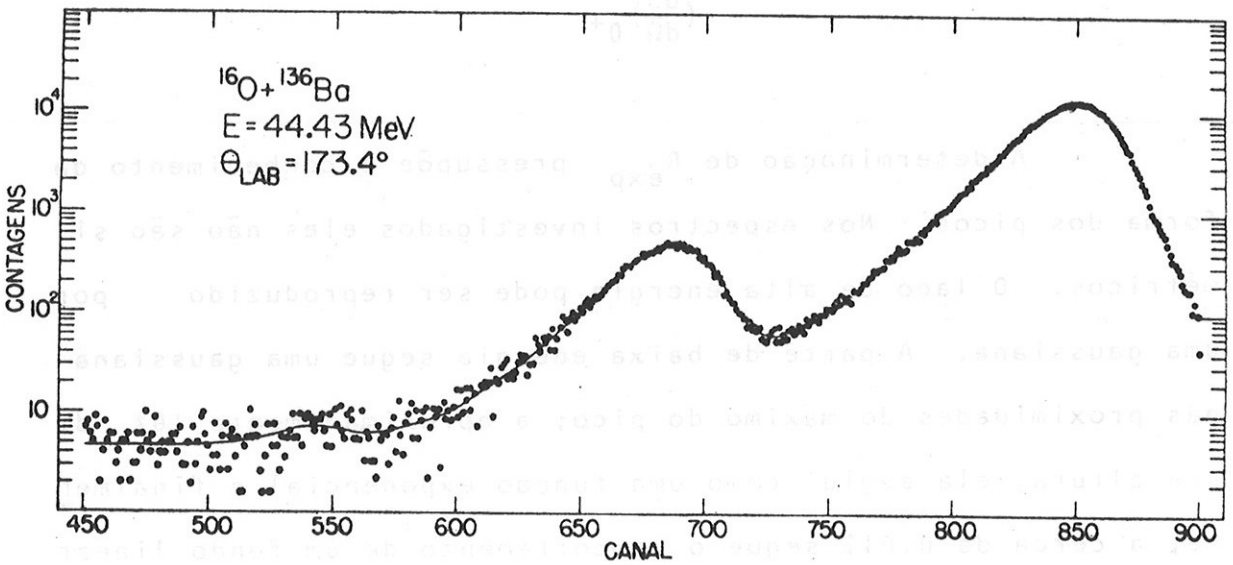

FIGURA 11 - Espectro de ^{16}O retroespalhado por ^{136}Ba, descontadas as contribuições dos contaminantes presentes no alvo. Os picos, da direita para a esquerda, correspondem ao espalhamento elástico e à excitação do 1º estado 2^+ no ^{136}Ba. A linha cheia representa o melhor ajuste ao espectro.

tes descontados, está apresentada no item seguinte.

A Figura 6 mostra um espectro experimental sem qualquer análise. Observa-se que nele estão separados os grupos de partículas espalhadas por núcleos que diferem entre si em 1 u.a.m.

4.3 DETERMINAÇÃO DAS PROBABILIDADES EXPERIMENTAIS DE EXCITAÇÃO

A probabilidade experimental de excitação do primeiro estado 2^+ (R_{exp}) é definida pela razão entre a seção de choque inelástica e a elástica:

$$R_{exp} = \frac{(\frac{d\sigma}{d\Omega})^{lab.}_{2^+}}{(\frac{d\sigma}{d\Omega})^{lab.}_{0^+}}$$

A determinação de R_{exp} pressupõe o conhecimento da forma dos picos. Nos espectros investigados eles não são simétricos. O lado de alta energia pode ser reproduzido por uma gaussiana. A parte de baixa energia segue uma gaussiana nas proximidades do máximo do pico; a aproximadamente 10% de sua altura, ela evolui como uma função exponencial e finalmente, a cerca de 0.01% segue o comportamento de um fundo linear com coeficiente angular próximo de zero.

As probabilidades experimentais de excitação foram determinadas por um programa de computador (Sa 75) que supõe todos os picos com a mesma forma. Esta hipótese é aceitável para espalhamentos por núcleos de uma mesma região de massa.

A forma de pico adotada pelo programa se baseia no comportamento geral acima descrito. O pico padrão é o próprio pico elástico com uma cauda de baixas energias descrita pela exponencial de uma hipérbole. Quando os espectros apresentam altas contagens no pico elástico, a escolha dos próprios pontos experimentais para o pico padrão, nas vizinhanças do máximo e no lado de altas energias, resulta em valores de R_{exp} iguais, dentro das incertezas estatísticas, aos obtidos com um pico de forma gaussiana nessa região. Este fato mostra que o ajuste da cauda de baixas energias não é sensível aos detalhes do máximo do pico (Be 72). Entretanto, o tempo necessário para o ajuste é menor no caso da forma experimental do que no da gaussiana. Nas baixas energias, foi a hipérbole a escolhida para descrever a cauda do pico padrão, por ser ela uma função de forma analítica simples e comportamento assintótico concordante com o experimental.

Os espectros são ajustados variando-se os parâmetros que definem a hipérbole e as alturas dos picos relativas ao pico padrão, de maneira a minimizar a função χ^2.

No caso dos espectros de ^4He, o pico inelástico está sobre uma região de fundo praticamente linear, onde a contribuição da cauda do elástico já é bem pequena. Estes espectros podem também ser ajustados com o uso de um fundo linear nas vizinhanças do pico inelástico. Tanto os ajustes feitos com esse fundo linear, como os que usam a forma do pico padrão apresentam bons valores de χ^2 e probabilidades de excitação concordantes dentro das incertezas estatísticas

(1 a 2%).

Este tipo de ajuste passou por dois importantes testes que indicam a confiabilidade de seus resultados. Espectros de ^{16}O espalhados por ^{118}Sn, ^{208}Pb e ^{209}Bi foram ajustados com o pico padrão aqui adotado (Be 72). Nestes casos, o pico inelástico está a 1 MeV ou mais do elástico, o que possibilita a observação da forma experimental do pico elástico. Os resultados destes ajustes mostraram ser muito razoável a escolha do pico padrão. O outro teste consiste na observação de probabilidades de excitação consistentes, dentro das incertezas estatísticas, para espectros acumulados com diversos alvos e detetores, que produziram diferentes valores nas razões entre contagens no pico inelástico e nos vales entre os picos, para mesmos projéteis e energias incidentes.

Nos ajustes dos espectros foram descontadas as contribuições elástica e inelástica dos outros isótopos, com o uso da forma do pico padrão na proporção fornecida pelo Laboratório de Oak Ridge. No caso dos alvos de ^{122}Te, conseguimos uma determinação independente da concentração dos isótopos mais pesados, usando os espectros de íons pesados (A>4). Nossos resultados concordaram com a análise do fornecedor do material. As Figura 6 e 7 exibem, respectivamente, o espectro experimental antes de ser analisado, e o espectro já ajustado, com os contaminantes descontados segundo a análise do Laboratório de Oak Ridge. As Figuras 8 a 11 apresentam outros espectros já "descontaminados" junto com seus melhores

ajustes. A qualidade dos espectros apresentados nas figuras foi constante em todos os dados deste trabalho.

Os resultados das determinações experimentais das probabilidades de excitação e suas respectivas incertezas são mostrados na Tabela 1. Ali fazemos referências aos vários tipos de projéteis, energias incidentes e ângulos de espalhamento no laboratório. As incertezas estatísticas combinadas com as advindas dos ajustes dos espectros são, para a maioria dos dados, da ordem de 1% a 2%.

4.4 DETERMINAÇÃO DAS PROBABILIDADES REDUZIDAS DE TRANSIÇÃO $B(E2;0^+\rightarrow 2^+)$ E DOS MOMENTOS DE QUADRUPOLO ESTÁTICOS Q_{2^+}

A determinação dos valores de $B(E2;0^+\rightarrow 2^+)$ e Q_{2^+} é feita pela comparação das probabilidades experimentais de excitação (R_{exp}) com aquelas calculadas teoricamente (R_{comp}) na aproximação semi-clássica de múltipla excitação Coulombiana.

Os cálculos teóricos foram realizados por um programa de computador devido a Winther e de Boer (Wi 66), discutido no item 3.2 deste trabalho. A validade da aproximação adotada para os processos em estudo é garantida pelos valores dos parâmetros de Sommerfeld listados na Tabela 2.

Nos cálculos, levamos em conta os primeiros seis estados nucleares do ^{122}Te e os primeiros quatro dos núcleos de ^{128}Te e ^{136}Ba, e seus elementos de matriz de quadrupolo elétrico associados:

TABELA 1 - Probabilidades experimentais de excitação (R_{exp}) e suas incertezas percentuais. A coluna Lab. indica o laboratório onde os dados foram obtidos: USP ≡ Laboratório Pelletron da USP e WIS ≡ Instituto Weizmann de Ciências.

Núcleo	Projétil	$E_{lab.}$ (MeV)	$\Theta_{lab.}$ (graus)	Lab.	R_{exp} (x10^3)	Incerteza (%)
^{122}Te	^{4}He	7.99	177.3	WIS	2.21	2.0
		9.49	177.3	WIS	5.56	1.5
			150.0	WIS	5.09	1.9
			119.7	WIS	3.97	2.5
			90.3	WIS	2.44	2.0
			90.1	WIS	2.33	2.0
			70.0	WIS	1.27	2.8
		9.99	177.3	WIS	7.15	1.1
			150.0	WIS	6.68	1.4
			119.7	WIS	4.99	2.0
			90.3	WIS	2.86	1.9
			90.1	WIS	2.92	2.0
			70.0	WIS	1.53	2.2
	^{14}N	36.99	173.5	USP	78.9	1.0
	^{16}O	30.48	176.1	WIS	16.9	1.1
		31.64	176.1	WIS	20.5	1.8
		32.74	176.1	WIS	26.2	1.0
		37.96	173.4	USP	57.0	1.1
		41.81	173.4	USP	91.4	1.1
		41.94	173.4	USP	93.8	1.4
	^{18}O	33.99	176.1	WIS	30.0	1.8
		34.99	176.1	WIS	34.4	1.4
		35.04	176.1	WIS	35.9	1.5

TABELA 1 - continuação

Núcleo	Projétil	$E_{lab.}$ (MeV)	$\Theta_{lab.}$ (graus)	Lab.	$R_{exp}(x10^3)$	Incerteza (%)
^{128}Te	^{4}He	8.00	173.4	USP	0.652	1.1
		9.00	173.4	USP	1.48	0.9
		9.49	170.0	WIS	2.04	1.0
			125.3	WIS	1.58	1.8
			109.9	WIS	1.29	2.2
			90.9	WIS	0.938	1.4
		9.99	170.0	WIS	2.70	1.0
			125.3	WIS	2.12	1.9
			109.9	WIS	1.70	2.0
			90.0	WIS	1.22	1.4
		10.00	173.4	USP	2.72	0.8
			90.0	USP	1.25	2.1
	^{14}N	32.00	173.4	USP	14.7	1.5
		33.00	173.4	USP	18.3	1.4
	^{16}O	37.94	173.4	USP	22.7	1.8
		37.99	173.4	USP	22.9	1.4
		39.50	173.4	USP	29.2	1.2
		41.00	173.4	USP	35.1	1.2
		41.81	173.4	USP	38.8	1.5
		42.00	173.4	USP	40.2	1.1
^{136}Ba	^{4}He	9.98	173.4	USP	1.59	1.1
			130.0	USP	1.28	3.4
			110.0	USP	1.03	3.1
		10.48	173.4	USP	2.16	0.6
			110.0	USP	1.38	1.9
		10.73	173.4	USP	2.48	1.4

TABELA 1 - continuação

Núcleo	Projétil	$E_{lab.}$ (MeV)	$\Theta_{lab.}$ (graus)	Lab.	$R_{exp}(x10^3)$	Incerteza (%)
^{136}Ba	^{4}He	10.73	150.0	USP	2.21	2.0
			120.0	USP	1.77	1.5
		10.98	173.4	USP	2.80	1.2
			120.0	USP	2.05	1.3
	^{16}O	41.95	174.3	USP	25.0	0.9
			130.0	USP	21.0	3.7
			110.0	USP	18.3	3.2
		42.43	174.3	USP	26.4	1.1
			130.0	USP	23.1	4.3
			110.0	USP	18.5	3.9
		42.92	174.3	USP	27.3	1.4
		43.47	173.4	USP	30.6	1.3
		43.97	173.4	USP	33.6	1.1
		44.43	173.4	USP	34.9	0.8

TABELA 2 - Espalhamentos estudados neste trabalho e as máximas energias incidentes no laboratório (E_{max}) para a validade da aproximação semi-clássica da excitação Coulombiana. Na prescrição experimental, E_{max} é a máxima energia em que $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{0^+}/(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{Ruth} = 1$; na prescrição teórica: $E_{max} = Z_1 Z_2 e^2/1.25(A_1^{1/3} + A_2^{1/3} + 6)$. (a) Bo 76; (b) Sa 77, Kl 75.

Espalhamento	E_{max}(MeV)	Prescrição	$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}$
$^{4}He + ^{122}Te$	10.9	teórica	9.9
$^{14}N + ^{122}Te$	38.4	teórica	35
$^{16}O + ^{122}Te$	44.1, 47	teórica, exp[a]	39
$^{18}O + ^{122}Te$	44.4	teórica	42
$^{4}He + ^{128}Te$	10.8, 10.5	teórica, exp[b]	10
$^{14}N + ^{128}Te$	38.0	teórica	35
$^{16}O + ^{128}Te$	43.6	teórica	40
$^{4}He + ^{136}Ba$	11.5	teórica	10
$^{16}O + ^{136}Ba$	46.3	teórica	41

TABELA 3 - Níveis de energia e elementos de matriz quadrupolares elétricos (em eb) usados nos cálculos de múltipla excitação Coulombiana do ^{122}Te.

Nível	J^{π}	Energia (MeV)	1	2	3	4	5	6
1	0^+	0	0	M_{12}	0	0.097	0	0.069
2	2^+	0.564	M_{12}	M_{22}	1.327	0.925	0.339	0.265
3	4^+	1.182	0	1.327	0	0	0	0
4	$2^{+'}$	1.257	0.097	0.925	0	0	0	0
5	$0^{+'}$	1.357	0	0.339	0	0	0	0
6	$2^{+''}$	1.752	0.069	0.265	0	0	0	0

TABELA 4 - Níveis de energia e elementos de matriz quadrupolares elétricos (em eb) usados nos cálculos de múltipla excitação Coulombiana do ^{128}Te.

Nível	J^{π}	Energia (MeV)	1	2	3	4
1	0^+	0	0	M_{12}	0	0.071
2	2^+	0.743	M_{12}	M_{22}	0.960	1.01
3	4^+	1.497	0	0.960	0	0
4	$2^{+'}$	1.520	0.071	1.01	0	0

TABELA 5 - Níveis de energia e elementos de matriz quadrupolares elétricos (em eb) usados nos cálculos de múltipla excitação Coulombiana do ^{136}Ba.

Nível	J^{π}	Energia (MeV)	1	2	3	4
1	0^+	0	0	M_{12}	0.128	0
2	2^+	0.8185	M_{12}	M_{22}	0.751	0.903
3	$2^{+'}$	1.551	0.128	0.751	0	0.132
4	4^+	1.867	0	0.903	0.132	0

$$M_{ij} = \langle I_j || M(E2) || I_i \rangle$$

Os elementos de matriz correspondentes aos núcleos de telúrio foram obtidos a partir de valores experimentais de B(E2), razões de ramificação ("branching-ratios") e razões de mistura ("mixing-ratios") (Ba74, Ra75, Kl77) e são apresentados nas Tabelas 3 e 4.

Para os núcleos de ^{136}Ba, não há determinações experimentais que permitam a obtenção de todos os elementos de matriz M_{ij}. O elemento M_{23} da Tabela 5 foi determinado com o uso da razão de ramificação $B(E2;2^{+'}\rightarrow 2^{+})/B(E2;2^{+}\rightarrow 0^{+})$ ($2^{+'}$ é o 2º estado excitado com $J^{\pi}=2^{+}$) do modelo de rotor assimétrico de Davydov e colaboradores (Da 60, Da 66), e de $B(E2;0^{+}\rightarrow 2^{+})$ medido por Kerns e Saladin (Ke 72). A partir da razão de ramificação experimental $B(E2;2^{+'}\rightarrow 0^{+})/B(E2;2^{+'}\rightarrow 2^{+})$ (Ge 69) chegou-se ao elemento M_{13} da Tabela 5. Todos os demais elementos de matriz foram obtidos a partir de razões de ramificação previstas pelos trabalhos de Davydov e colaboradores. A escolha deste modelo se deve a três fatos: (i) seus resultados reproduzem razoavelmente os espectros experimentais de núcleos transicionais; (ii) os valores de B(E2) previstos pelo modelo são concordantes com os experimentais do núcleo ^{134}Ba (Kl 77); (iii) as razões de ramificação estão dadas na publicação de Davydov e Ovcharenko (Da 66) para vários valores de parâmetros do modelo, o que permite o seu uso com relativa facilidade. Os dois parâmetros do modelo,

o de adiabaticidade μ (0.5) e o parâmetro de assimetria γ (27^{o}) foram escolhidos de forma a reproduzir os espectros de energia dos núcleos de bário de massa 134 e 136 (Ke 72, Kl 77). Em linhas gerais, o modelo será apresentado no item 5.2.3. A dependência dos valores de $B(E2;0^{+}\rightarrow 2^{+})$ e Q_{2+} com os outros elementos de matriz será discutida no próximo item.

É bem conhecido que as probabilidades de excitação calculadas são sensíveis ao sinal do produto $M_{12}M_{1s}M_{2s}$ que aparece na excitação do estado 2^{+} através de estados intermediários s de mais alta energia de excitação e spin 2^{+}. Para energia de excitação até 2 MeV, há dois estados 2^{+} conhecidos além do 1º estado excitado no núcleo de ^{122}Te (níveis nº 4 e 6 da Tabela 3), e um estado nos núcleos de ^{128}Te e ^{136}Ba (nível nº 4 na Tabela 4 e nº 3 na Tabela 5). Estados com energias superiores a 2 MeV têm pequenas probabilidades de serem excitados nas energias incidentes usadas nesta experiência. Isto justifica desprezar a excitação do 1º estado através desses estados intermediários.

Os valores de $B(E2;0^{+}\rightarrow 2^{+})$ e Q_{2+} foram determinados por uma análise de mínimos quadrados aplicada aos dados, tratados $M_{12}=(B(E2;0^{+}\rightarrow 2^{+}))^{1/2}$ e $M_{22}=-1.319\ Q_{2+}$ como parâmetros livres, depois de expressar R_{comp} numa forma funcional dada por:

$$R^{i}_{comp}(M_{12},M_{22})=\alpha_i\ M^2_{12}+\beta_i\ M^2_{12}\ M_{22}+\gamma_i\ M^3_{12}$$

Na expressão acima, o índice i refere-se aos diferentes parâ

metros experimentais de R^{i}_{exp} com os quais os valores calculados serão comparados. Esta expressão reproduz os resultados obtidos pelo programa de Winther e de Boer (MCE) dentro de 0.06%, no intervalo de valores de M_{12} e M_{22} de nosso interesse. Os coeficientes α_i, β_i e γ_i foram determinados a partir de três conjuntos de razões R_{comp} calculadas pelo programa MCE, com diferentes valores de M_{12} e M_{22}.

Os resultados obtidos para $B(E2;0^+\rightarrow 2^+)$ e Q_{2^+} para ambos os sinais dos produtos de elementos de matriz $M_{12}\ M_{14}\ M_{24}$ e $M_{12}\ M_{16}\ M_{26}$ para o ^{122}Te, $M_{12}\ M_{14}\ M_{24}$ para o ^{128}Te e $M_{12}\ M_{13}\ M_{23}$ para o ^{136}Ba estão listados nas Tabelas 6 e 7. Pode-se concluir destes valores que o momento de quadrupolo extraído por este método é afetado pelo sinal escolhido para o produto $M_{12}\ M_{1s}\ M_{2s}$, ao passo que os valores de $B(E2;\ 0^+\rightarrow 2^+)$ praticamente independem desse sinal.

Os resultados das Tabelas 6 e 7 foram obtidos levando-se em conta os efeitos devidos à perda de energia na amostra, à blindagem eletrônica e à polarização do vácuo. Estes efeitos são considerados na análise dos dados, através de pequenas correções na energia incidente.

O efeito de perda de energia na amostra é levado em conta, considerando-se a energia incidente como sendo a energia do projétil na metade da distância percorrida por ele no alvo. Ou seja, a energia incidente perde uma quantidade ΔE de seu valor, dada pela relação:

$$\Delta E = \frac{\partial E}{\partial X}\ \frac{\Delta X}{2}$$

onde ΔX é a espessura do alvo em $\mu g/cm^2$ e os valores de $\frac{\partial E}{\partial X}$ estão tabelados para vários projéteis e alvos por Northcliffe e Schilling (No 70). Estas correções foram de $\sim$3 keV nos espalhamentos de ^4He e de $\sim$8 keV nos espalhamentos de íons pesados.

O efeito chamado de blindagem eletrônica é uma pequena modificação que ocorre na trajetória clássica do projétil, devida ao efeito atrativo dos elétrons do alvo. Uma maneira efetiva de corrigir tal distorção foi sugerida por Saladin e colaboradores (Sa 69). Esta correção consiste num acréscimo na energia incidente de um valor (ΔE) que depende das cargas do projétil ($Z_1 e$) e alvo ($Z_2 e$):

$$\Delta E = Z_1 (32.65\ Z_2^{7/5} - 40\ Z_2^{2/5}) eV$$

Para os núcleos de telúrio e bário as energias são respectivamente acrescidas de 16 e 18 keV para projéteis de ^4He e de 64 e 72 keV na incidência de ^{16}O.

O efeito de polarização do vácuo predito pela eletrodinâmica quântica consiste de um pequeno desvio do campo Coulombiano na interação entre duas cargas muito próximas uma da outra (Ch 72). A energia incidente é corrigida com um decréscimo em seu valor, numa proporção que depende da distância de máxima aproximação entre os núcleos, numa colisão frontal. No espalhamento de ^4He com 10.5 MeV por ^{136}Ba, esta distância é de 15.8 fermis, o que corresponde a uma correção de 31 keV na energia incidente. Na incidência de ^{16}O com 44.5 MeV sobre núcleos de

TABELA 6 - Valores experimentais de $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ e Q_{2^+} determinados neste trabalho para o ^{122}Te e ^{128}Te.

NÚCLEO	$B(E2;0^+ \rightarrow 2^+)$ $(e^2\ b^2)$	Q_{2^+} (eb)	sinal dos termos de interferência (i)	(ii)
^{122}Te	0.665 ± 0.004	-0.57 ± 0.05	+	+
	0.666 ± 0.004	-0.56 ± 0.05	+	-
	0.665 ± 0.004	-0.41 ± 0.05	-	+
	0.664 ± 0.004	-0.35 ± 0.05	-	-
^{128}Te	0.376 ± 0.003	-0.06 ± 0.05	+	
	0.375 ± 0.003	-0.12 ± 0.05	-	

(i) Sinal do produto $M_{12}\ M_{14}\ M_{24}$

(ii) Sinal do produto $M_{12}\ M_{16}\ M_{26}$

TABELA 7 - Valores experimentais de $B(E2;\ 0^+ \rightarrow 2^+)$ e Q_{2^+} determinados neste trabalho para o ^{136}Ba.

$B(E2;\ 0^+ \rightarrow 2^+)$ $(e^2\ b^2)$	Q_{2^+} (eb)	sinal do termo de interferência (i)
0.399 ± 0.003	$+ 0.01 \pm 0.05$	+
0.399 ± 0.003	$+ 0.25 \pm 0.05$	-

(i) Sinal do produto $M_{12}\ M_{13}\ M_{23}$.

^{136}Ba, os núcleos se aproximam até 16.2 fermis, o que resulta num decréscimo de 133 keV na energia do ^{16}O.

Convém salientar que os cálculos semi-clássicos foram realizados fazendo-se uso das relações simetrizadas, discutidas no item 3.2. Esta é uma maneira de se levar em conta os efeitos quânticos na interação. Porém, não foram considerados outros modos de excitação, que não o quadrupolar elétrico (E2), uma vez que as estimativas de outros efeitos mostram que são desprezíveis frente à reorientação (item 3.4).

As incertezas em $B(E2;0^+\rightarrow 2^+)$ e Q_{2^+} indicadas nas Tabelas 6 e 7 foram calculadas pela combinação quadrática das incertezas na estatística, no ajuste dos espectros, na energia incidente e no ângulo de espalhamento.

Os resultados da análise dos dados estão apresentados numa forma gráfica nas Figuras 12, 13 e 14. Aí, as razões $R_{exp}/R_{comp}(Q=0)$ estão graficadas contra o parâmetro de sensibilidade ρ definido pela relação (Bo 68):

$$R_{comp}(Q) = R_{comp}(Q=0)(1+\rho Q)$$

Nesta expressão $R_{comp}(Q=0)$ e $R_{comp}(Q)$ são as probabilidades de excitação do 1º estado 2^+, quando seu momento de quadrupolo é nulo e Q respectivamente, determinadas na aproximação semi-clássica da múltipla excitação Coulombiana, empregando os valores de B(E2) das Tabelas 6 e 7. Nestes gráficos os pontos estão numa linha reta que é obtida por um ajuste de mínimos quadrados. Esta reta intercepta a linha $\rho=0$ no valor de

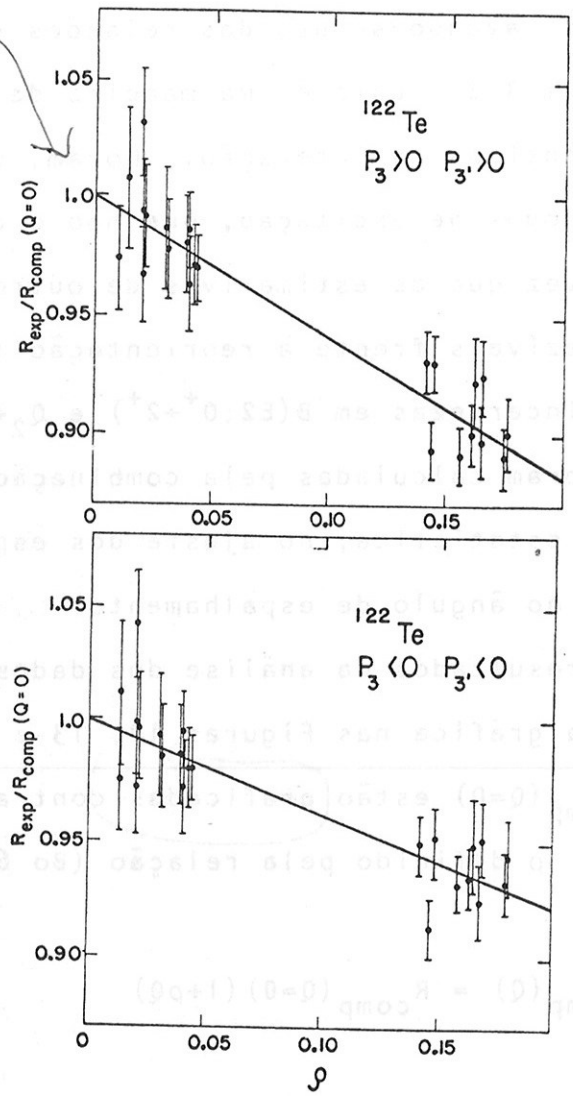

FIGURA 12 - A razão $R_{exp}/R_{comp}(Q=0)$ em função do parâmetro de sensibilidade ρ, para o núcleo de ^{122}Te. As linhas representam os melhores ajustes aos pontos, para os valores de $B(E2;0^+\rightarrow 2^+)$ listados na Tabela 6. Os pontos com $\rho<0.05$ correspondem ao espalhamento de ^{4}He. $P_3 \equiv M_{12}\ M_{24}\ M_{14}$ e $P_{3'} \equiv M_{12}\ M_{26}\ M_{16}$.

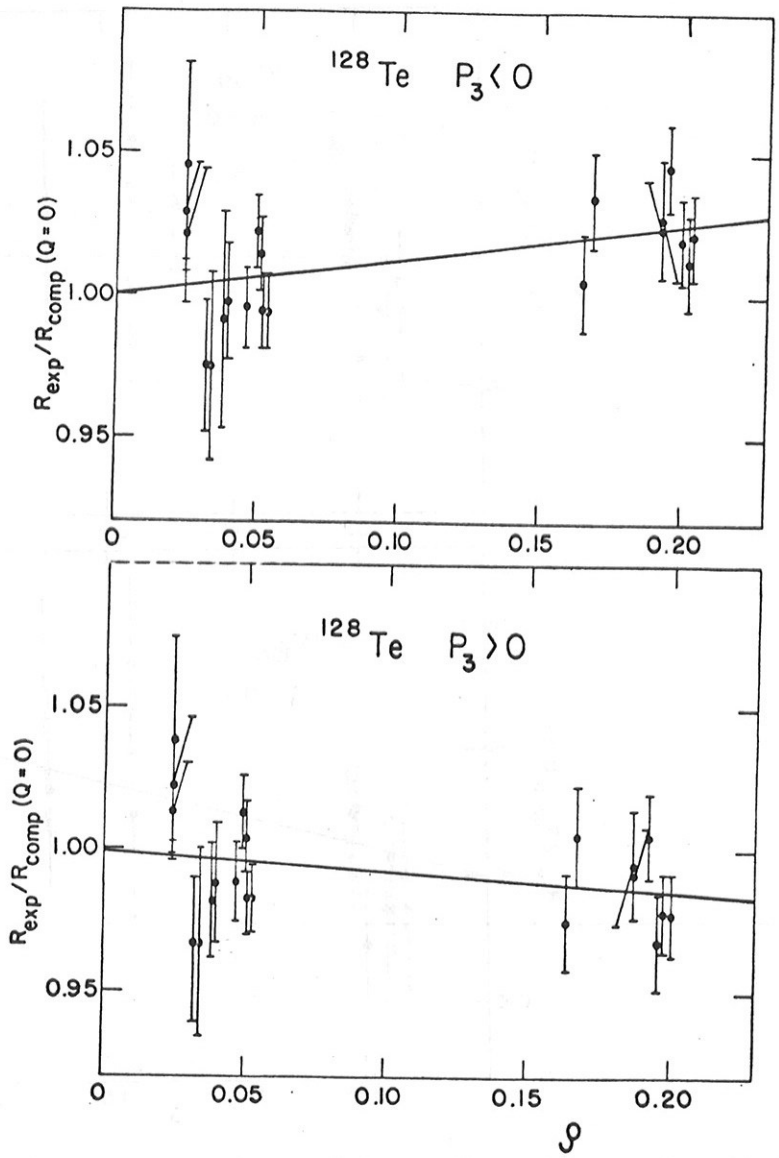

FIGURA 13 - A razão $R_{exp}/R_{comp}(Q=0)$ em função do parâmetro de sensibilidade ρ, para o núcleo de ^{128}Te. As linhas representam os melhores ajustes aos pontos, usando os valores de $B(E2;0^+\rightarrow 2^+)$ listados na Tabela 6. Os pontos com $\rho < 0.05$ correspondem ao espalhamento de ^{4}He. $P_3 \equiv M_{12}\ M_{24}\ M_{14}$.

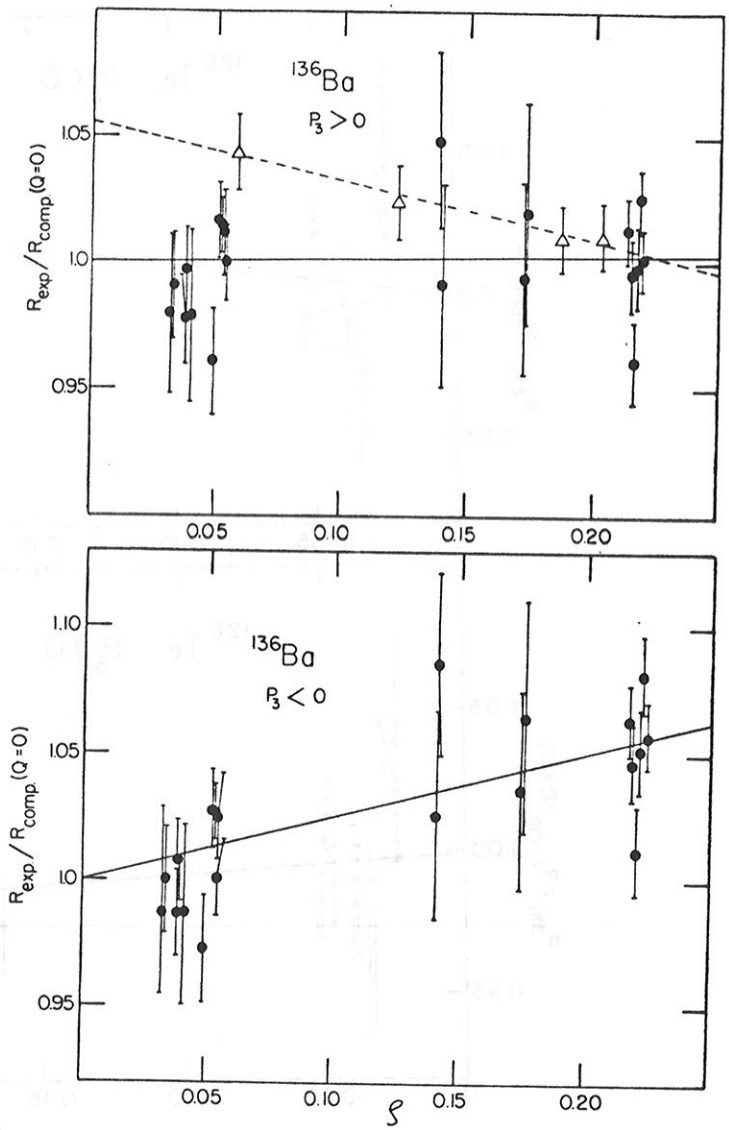

FIGURA 14 - A razão $R_{exp}/R_{comp}(Q=0)$ em função do parâmetro de sensibilidade ρ, para o núcleo de ^{136}Ba. Os pontos pretos são dados deste trabalho, e os triângulos são de Ke 72. As linhas cheias representam os melhores ajustes aos pontos pretos, e a linha pontilhada, aos triângulos, para o valor de $B(E2;0^+ \rightarrow 2^+)$ da Tabela 7. Os pontos com $\rho<0.06$ correspondem ao espalhamento de ^{4}He por ^{136}Ba e o triângulo com $\rho \simeq 0.06$ foi obtido a partir do espalhamento de ^{16}O a 40°. $P_3 \equiv M_{12}\, M_{23}\, M_{13}$.

$R_{exp}/R_{comp}(Q=0)$ igual a unidade, e sua inclinação é o valor do momento de quadrupolo do 1º estado excitado em eb.

4.5 DISCUSSÃO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

As Figuras 15 e 16 mostram as informações experimentais de $B(E2;0^+\rightarrow 2^+)$ e Q_{2^+} para os núcleos de telúrio (A=122, 128) e bário (A=136) respectivamente. Ao comparar os resultados dos vários autores, estamos nos referindo aos valores obtidos quando o sinal dos termos de interferência é positivo. Existem algumas medidas experimentais (La 72, Ha 76, Fa 76 e To 76) (veja a discussão no fim deste item) e predições teóricas (Ku 69, Ta 68 e Is 69) que indicam ser construtiva a interferência entre os estados de spin 2^+, para a maioria dos núcleos nesta região de massa. No entanto, o teor qualitativo da discussão que segue é válido para as demais combinações de sinais.

Os vários resultados de $B(E2;0^+\rightarrow 2^+)$ para os núcleos de ^{122}Te e ^{128}Te estão em bom acordo.

Para o isótopo 122, o valor determinado neste trabalho é 1% maior que o obtido por Bockisk e Kleinfeld (Bo 76) e ambos os resultados apresentam a mesma incerteza experimental. As outras medidas existentes (Ba 74 e Sa 77) concordam com o valor por nós determinado, mas apresentam incertezas maiores.

Para o núcleo de ^{128}Te a melhor determinação de $B(E2;0^+\rightarrow 2^+)$ anterior à nossa (Kl 75) é 0.6% maior que o valor

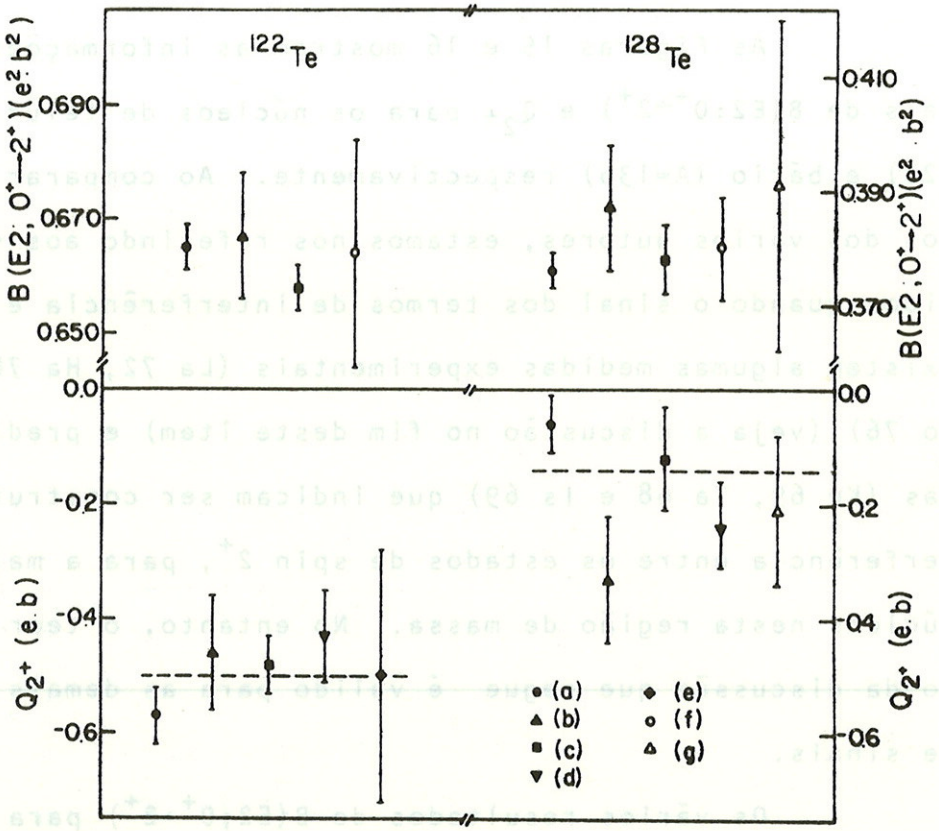

FIGURA 15 - Medidas experimentais de $B(E2;0^+\rightarrow 2^+)$ e Q_{2^+} para os núcleos de ^{122}Te e ^{128}Te, determinadas para sinais positivos dos termos de interferência. Os resultados são de: (a) presente trabalho; (b) Ba 74; (c) Bo 76 para o ^{122}Te e Kl 75 para o ^{128}Te; (d) La 74 para o ^{122}Te e Ra 75 para o ^{128}Te; (e) St 65; (f) Sa 77 e (g) St 67.

obtido neste trabalho. As outras medidas (St 67, Ba 74, Kl 75 e Sa 77) estão em acordo com a nossa, mas apresentam maiores incertezas.

As medidas de Q_{2+} no ^{122}Te (St 65, Ba 74, La 74, Bo 76 e Be 78) também mostram uma boa concordância. A média ponderada das determinações anteriores ($<Q_{2+}>$= -0.47±0.02 eb)(*) é 20% menos negativa que o valor por nós determinado. As medidas de Barrette e outros (Ba 74) e Bockisk e Kleinfeld (Bo 76) foram feitas com técnicas muito similares às nossas, e os elementos de matriz usados na análise dos três trabalhos são essencialmente os mesmos. A pequena diferença entre os valores de Q_{2+} obtidos nessas experiências provavelmente reflete a confiabilidade do método de obtenção das probabilidades de excitação. A média ponderada de Q_{2+} para o ^{122}Te, incluídas todas as medidas, é - 0.50±0.05 eb.

Para o núcleo de ^{128}Te o resultado de Q_{2+} por nós obtido concorda como valor de Kleinfeld e colaboradores (Kl 75) mas é menos negativo que os valores de outros autores (St 67, Ba 74 e Ra 75). Para o sinal positivo do termo de

---

(*) A incerteza (ε) aqui atribuída ao valor médio é o desvio ponderado da média: $\varepsilon = \sqrt{\left(\sum_i \frac{(Q_i - <Q>)^2}{\varepsilon_i^2}\right) \Big/ \left(\sum_i \frac{1}{\varepsilon_i^2}\right)}$, onde ε_i é a incerteza no valor Q_i. Os desvios padrões da média, usualmente adotados como incertezas de valores médios, não refletem a presença de erros sistemáticos nas medidas, como, por exemplo, as incertezas em $B(E2;0^+ \to 2^+)$.

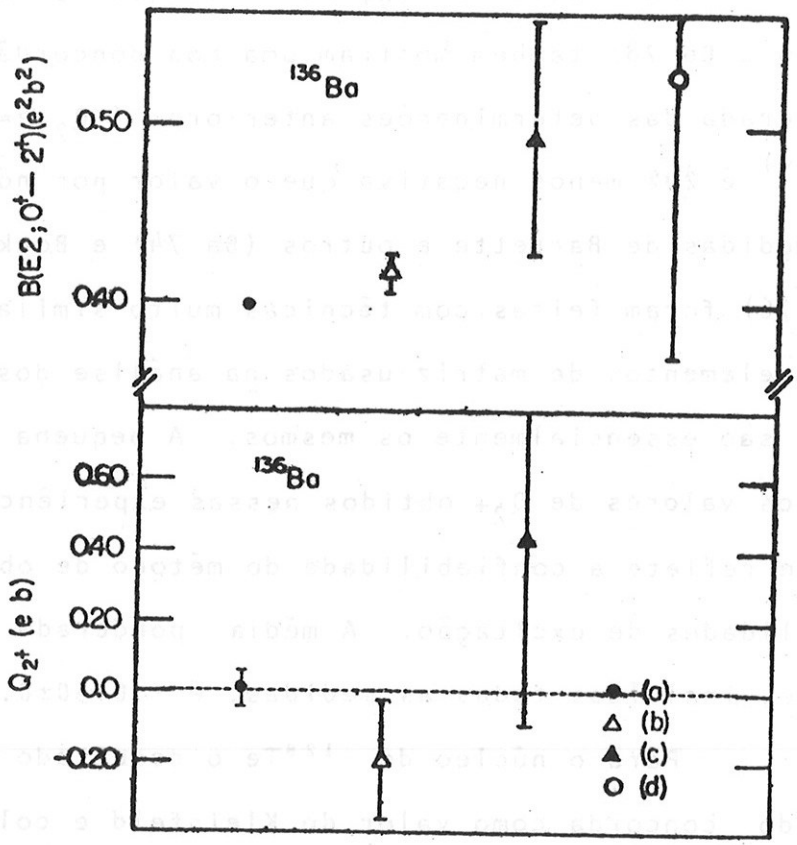

FIGURE 16 - Medidas experimentais de $B(E2;0^+\rightarrow 2^+)$ e Q_{2^+} para o ^{136}Ba, determinadas para o sinal positivo do termo de interferência. Os resultados são de: (a) presente trabalho; (b) Ke 72; (c) To 73 e (d) Al 63.

interferência, a média de Q_{2^+} feita com o nosso resultado e o de Kleinfeld e outros (Kl 75) é aproximadamente 0.2 eb menos negativa que a média das medidas relatadas por Barrette e outros (Ba 74) e Ragland e colaboradores (Ra 75). O resultado de Stockstad e Hall (St 67), depois de corrigido de forma a considerar o efeito de deorientação (Kl 75), fica em acordo com ambos os conjuntos de dados. Deve ser notado que a diferença entre os elementos de matriz usados nas análises nossa, de Kleinfeld e outros (Kl 75) ou Barrette e colaboradores (Ba 74) reflete em variações nos valores de $B(E2;0^+ \rightarrow 2^+)$ e Q_{2^+}, dentro das incertezas a eles atribuídas. A média ponderada do momento de quadrupolo do 1º estado excitado, incluídas todas as medidas conhecidas, é de -0.14±0.10 eb, para o sinal positivo do termo de interferência entre estados de $J^{\pi}=2^+$.

Os resultados do presente trabalho estão em acordo com a observação (Ha 75) que os momentos de quadrupolo dos núcleos de telúrio são negativos e decrescem em magnitude com o aumento do número de massa.

Os vários resultados experimentais de $B(E2;0^+\rightarrow 2^+)$ para o núcleo de ^{136}Ba não apresentam bom acordo, como mostra a Figura 16.

O valor determinado neste trabalho é 33% menor que o valor de Alkhazov e outros (Al 63), 26% menor que o indicado por Towsley e colaboradores (To 73) e 4.5% menor que o obtido por Kerns e Saladin (Ke 72). O resultado do presente trabalho apresenta uma incerteza significativamente menor que

as medidas anteriores.

Quanto ao momento de quadrupolo do 1º estado excitado do ^{136}Ba, embora os três valores conhecidos (Figura 16) sugiram, para o sinal positivo do termo de interferência, formas diferentes para o núcleo: ligeiramente prolata (-0.19±0.17 eb; Ke 72), ou oblata (+0.43±0.52 eb; To 73) ou quase esférica (+0.01±0.05 eb; presente trabalho), tais valores não podem ser considerados discrepantes em vista de suas incertezas. A média ponderada destas medidas é -0.002±0.067 eb. É de interesse, entretanto, encontrar a origem das diferenças nestas determinações.

As medidas de Q_{2+} acima mencionadas foram obtidas através do efeito de reorientação, cujos resultados dependem da excitação de estados nucleares de energias mais altas. Para o ^{136}Ba, não há determinações experimentais das probabilidades reduzidas B(E2) de transição para estes estados. Este fato exige na análise dos dados experimentais o uso de razões de ramificação calculadas teoricamente.

O modelo do rotor assimétrico devido a Davydov e colaboradores (Da 60, Da 66) tem sido usado com relativo sucesso, tanto na descrição dos espectros na região de baixas energias como na obtenção de razões de ramificação entre níveis, para núcleos desta região de massa. No caso do ^{134}Ba, a diferença entre os elementos de matriz $M_{ij}(E2)$ determinados experimentalmente e aqueles obtidos a partir de razões de ramificação do modelo de Davydov não excede 40%, com exceção do elemento M_{4+2+}' (Kl 76). Com base nesse resultado,

realizamos um estudo sobre quanto mudariam os valores de $B(E2;0^+\rightarrow 2^+)$ e Q_{2+} por nós determinados para o ^{136}Ba, quando efetuadas variações de 40% em cada um dos elementos de matriz $M_{ij}\neq M_{34}$ e com a adoção de $M_{34}=0$. Inicialmente variamos cada elemento M_{ij}, e depois procedemos a variações em todos os elementos de matriz, no sentido de tornar Q_{2+} menos positivo. A máxima variação observada em $B(E2;0^+\rightarrow 2^+)$ foi de 0.08%, e foi devida ao elemento quadrupolar elétrico M_{13}. O valor de Q_{2+} é mais afetado pelos elementos de matriz M_{23} e M_{13}, mas sua variação se mostrou inferior a 0.05 eb.

É sabido também que as incertezas sistemáticas devem ser cuidadosamente consideradas em qualquer procedimento experimental, mas principalmente quando se observa efeitos pequenos. Entre as técnicas existentes para a determinação do momento de quadrupolo, o método do espalhamento de partículas é o menos sujeito às incertezas sistemáticas. Assim, é de se estranhar que estudos que atribuem incertezas entre 1% e 2% às probabilidades de excitação, como o presente trabalho e o de Pittsburgh (Ke 72), apresentem resultados diferentes. Os resultados de Kerns e Saladin (Ke 72), sobre o ^{136}Ba, são os únicos que admitem uma análise, por estarem publicados em forma não resumida. Passaremos agora a discutí-los. - A comparação das duas medidas pode ser melhor ilustrada pelo gráfico $R_{exp}/R_{comp}(Q=0)$ contra o parâmetro de sensibilidade ρ, descrito no item 4.5 e mostrado na Figura 14. Os pontos pretos são resultados do presente trabalho e a curva cheia é o melhor ajuste linear por estes pon

tos. Os triângulos são dados de Kerns e Saladin com o melhor ajuste representado pela linha pontilhada. A comparação de nossos resultados com os de Pittsburgh foi feita para $R_{comp}(Q=0)$ e ρ obtidos com o sinal positivo do produto de elementos de matriz $M_{12}\ M_{13}\ M_{23}$. Entretanto, a outra escolha do sinal não muda o teor qualitativo da discussão que segue.

Está claro que as medidas de ^{16}O espalhado por ^{136}Ba em ângulos traseiros ($\rho>0.17$) são concordantes em ambas as experiências. As discordâncias aparecem nos pontos de pequenos valores de ρ ($\rho<0.10$), que na experiência de Pittsburgh correspondem ao espalhamento de ^{16}O em ângulos dianteiros, e no presente trabalho ao retroespalhamento de ^{4}He. As probabilidades experimentais de excitação medidas a partir do espalhamento de ^{16}O em ângulos dianteiros resultam em valores consideravelmente maiores ($\sim$4.5%) que as determinadas no retroespalhamento de ^{4}He. Como consequência, os dados de Pittsburgh produzem uma inclinação maior e negativa (Q_{2^+} negativo) na curva $R_{exp}/R_{comp}(Q=0)$ x ρ e um valor de $B(E2;0^+\rightarrow 2^+)$ ($R_{exp}/R_{comp}(Q=0)$ para $\rho=0$) maior que o da presente experiência.

O fato de nosso trabalho apresentar dez pontos de $\rho<0.10$, obtidos em diferentes períodos de máquina, a várias energias incidentes e ângulos de espalhamento, torna pouco provável um erro em nossa determinação de B(E2). Acreditamos que o problema esteja no ponto de Pittsburgh medido em ângulo dianteiro, pois, nesses ângulos, as probabilidades

de excitação dependem fortemente de pequenas variaçoes angulares. Isto provoca uma grande sensibilidade de $R_{exp}/R_{comp}(Q=0)$ às incertezas na determinação dos ângulos de espalhamento. Além disso, a seção de choque elástica é consideravelmente maior que a seção de choque do estado 2^+, enquanto é pequena a separação em energia entre os grupos de partículas correspondentes ao espalhamento elástico e inelástico, considerada a resolução dos picos. Esse fato acarreta maior sensibilidade da probabilidade de excitação às incertezas nas contagens sob o pico inelástico. Estas considerações reforçam o ponto levantado no item 3.4.2 sobre a não total independência entre os valores de $B(E2;0^+\rightarrow 2^+)$ e Q_{2+} determinados no efeito de reorientação. Na realidade, o valor deduzido para Q_{2+} (que depende da inclinação da reta da Figura 14) só será independente do valor de $B(E2;0^+\rightarrow 2^+)$ (e assim do valor absoluto das probabilidades de transição) quando as incertezas sistemáticas afetarem as medidas por fatores idênticos, tanto quando das variações dos ângulos como dos projéteis. Esta é entretanto uma condição difícil de ser satisfeita na prática. Sem as vantagens do cancelamento das incertezas sistemáticas, parece claro que uma medida precisa de Q_{2+} (dentro de 0.1 eb) exige a determinação de $B(E2;0^+\rightarrow 2^+)$ dentro de 1%.

Desta experiência, bem como de todas as medidas do efeito de Reorientação, resulta que a mais significativa incerteza na determinação de Q_{2+} é devida ao desconhecimento da fase relativa dos elementos de matriz que contribuem para a transição ao estado 2^+, através de estados de maior ener-

gia e mesmo momento angular. Uma das mais importantes contribuições à excitação do 1º estado 2^+ se faz através do estado $2^{+'}$ (2º estado excitado com $J^\pi=2^+$), como inferimos dos valores de momento de quadrupolo do ^{122}Te mostrados na Tabela 6. Em outras palavras, o valor de Q_{2^+} depende fortemente do sinal de $P_3=M_{02}\ M_{2'2}\ M_{02'}$.

Recentemente, este sinal foi determinado experimentalmente para o ^{102}Ru (Fa 76), ^{108,110}Pd (Ha 76) e para o ^{192}Os e ^{194}Pt (To 76). As medidas no ^{102}Ru e ^{108,110}Pd foram feitas com o uso da técnica de precessão na reorientação ("reorientation precession technique" - REPREC), que se baseia na mudança da distribuição dos sub-estados magnéticos em consequência da interação do momento de quadrupolo (Ha 76). O sinal de P_3 tem uma forte influência na distribuição dos raios γ emitidos no decaimento $2^{+'}\rightarrow 0^+$, e isto possibilita a sua determinação. O REPREC não somente determina o sinal de P_3, mas é competitivo com a reorientação na determinação do valor do momento de quadrupolo. Apesar disso, não tem sido muito desenvolvido experimentalmente. Já as medidas nos núcleos de ^{192}Os e ^{194}Pt (To 76) foram feitas a partir das curvas de excitação do estado $2^{+'}$ no retroespalhamento de ^{4}He. As curvas experimentais foram comparadas com as calculadas na teoria de canais acoplados para o espalhamento inelástico. Estes cálculos mostraram ser bastante sensíveis ao sinal de P_3 e praticamente independentes do sinal e magnitude do momento de quadrupolo dos estados 2^+ e $2^{+'}$. Na medida em que as características da curva de excitação não depen

dem da particular escolha do fator de forma (To 76) a determinação do sinal de P_3 é conspícua. Esta técnica é simples e pode ser usada nos núcleos de telúrio e bário com o aparato experimental disponível no Laboratório Pelletron, tão logo o acelerador possa ser usado com 8 MV de tensão no terminal.

Todas as determinações mencionadas atribuem o valor positivo para o sinal de P_3. A discussão deste resultado em termos de modelos é feita no item 5.3.

5. MODELOS PARA NÚCLEOS PAR-PAR E AS TRANSIÇÕES QUADRUPOLARES ELÉTRICAS

Uma das abordagens mais férteis da teoria da estrutura nuclear baseia-se na idéia de que cada nucleon interage com um potencial produzido por todos os demais. A partir deste conceito, desenvolveu-se o modelo onde as propriedades dos estados nucleares decorrem da dinâmica de um único ou poucos nucleons-modelo de partículas independentes. Em suas diversas formulações, esse modelo fornece corretamente os spins e as paridades de vários estados. Todavia, cálculos mais detalhados resultam, em geral, discrepantes em relação à observação experimental. Em particular, as probabilidades de transição eletromagnética e os momentos estáticos previstos pelo modelo de partículas independentes são muito pequenos quando comparados com os valores experimentais conhecidos para os núcleos par-par. Daí surgiu a necessidade de se considerar o papel dos graus de liberdade coletivos.

As características dos espectros desses núcleos estimularam a idéia da existência de movimentos coletivos, na forma de vibração e/ou rotação da superfície nuclear. Os núcleos pares, perto das camadas fechadas, têm espectros com características semelhantes às de um vibrador puro (núcleos vibracionais). Núcleos com muitos nucleons de valência seguem aproximadamente o comportamento de um rotor rígido (núcleos rotacionais). E há aqueles cujos espectros são, digamos, inter-

mediários (núcleos transicionais).

A observação de valores não nulos para o momento de quadrupolo de estados nucleares indica a existência de deformações na superfície do núcleo. Uma maneira de descrever estas deformações foi sugerida por Bohr (Bo 52). De acordo com esse autor, a superfície nuclear é definida pela equação:

$$R(\Omega) = R_0(1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y^*_{\lambda\mu}(\Omega))$$

onde $R(\Omega)$ localiza um ponto na superfície do núcleo; R_0 é o raio nuclear médio; $\alpha_{\lambda\mu}$ são as variáveis de deformação; λ determina o modo do movimento; μ é a projeção de λ no eixo z e $Y_{\lambda\mu}$ é uma harmônica esférica. Como $\lambda=0$ corresponde a uma mudança no raio sem variações na forma da superfície, e $\lambda=1$ indica a translação do centro de massa, o modo mais baixo que representa deformações nucleares é o quadrupolar ($\lambda=2$). Os modos $\lambda=3$ correspondem a deformações octupolares e devem se relacionar a estados de energias mais altas que as dos modos quadrupolares.

A Hamiltoniana que descreve um sistema clássico com deformações quadrupolares ($\lambda=2$), e que obedece às leis de invariança por rotação e inversão temporal, é:

$$H_c = V(\alpha_{2\mu}) + \frac{1}{2} \sum_{\mu\mu'} B_{\mu\mu'}(\alpha)\, \dot{\alpha}_{2\mu}\, \dot{\alpha}^*_{2\mu'} \qquad 5\text{-}1$$

onde V é a energia potencial e $B_{\mu\mu'}$ é o parâmetro dependente da massa. Na Hamiltoniana H_c está implícita a hipótese de

que o movimento coletivo é lento comparado com as excitações diretas de partículas, isto é, de que o núcleo vai de uma forma a outra lenta e suavemente. Daí o fato de H_c não conter derivada no tempo de ordem superior a dois (Ku 75).

Dependendo da forma da energia potencial, a Hamiltoniana 5-1 pode descrever o limite vibracional, no qual o núcleo executa oscilações harmônicas em torno de sua forma de equilíbrio esférica; ou o limite rotacional onde as excitações consistem em rotações de um núcleo rígido deformado. A solução da equação de Schrödinger nos casos limites é muito simples (Ku 75). Pequenos desvios desses casos podem ser tratados através da teoria de perturbação. Existe, entretanto, grande variedade de movimentos possíveis, entre os limites vibracional e rotacional, cujas soluções são extremamente difíceis.

Usando uma expressão apropriada para o operador de quadrupolo elétrico M(E2), podem ser definidas as probabilidades reduzidas de transição entre estados ($B(E2;I_i \rightarrow I_f)$) e os momentos de quadrupolo estáticos (Q), para uma dada auto-função de H_c. Disto, resultam também as regras de seleção previstas pelo modelo.

O tratamento de H_c em que se escolhe a energia potencial coletiva conforme as características do núcleo em estudo vai ser chamado aqui de modelo fenomenológico. As aproximações desse tratamento estão na Hamiltoniana de partida, nas funções de onda e nas expressões dos operadores ele

tromagnéticos (Ku 75). Nos modelos coletivos fenomenológicos não são consideradas as interações entre partículas independentes.

Uma outra maneira de descrever o movimento nuclear é a partir de uma Hamiltoniana que contém a interação nucleon-nucleon, e os movimentos coletivos são descritos por composições de acoplamentos de duas partículas. Este modelo exige uma escolha da força de interação entre nucleons e um truncamento no espaço das configurações a serem implementadas na diagonalização da Hamiltoniana. Estes modelos são chamados de microscópicos. Os inúmeros enfoques deste tipo de tratamento têm constituido um campo muito ativo nos últimos dez anos.

Uma terceira forma de abordar o problema de estrutura nuclear são os tratamentos semi-microscópicos. Nessa abordagem, as características que deveriam ser descritas por grandezas microscópicas são simuladas através de parâmetros convenientemente introduzidos na Hamiltoniana e que são determinados fenomenologicamente. Somente as interações entre poucas partículas e excitações coletivas são descritas microscopicamente. O modelo não se aplica, consequentemente, a núcleos com muitos protons e neutrons de valência.

Em geral, é muito difícil reconhecer a melhor descrição para um núcleo observando apenas os espectros resultantes dos diversos modelos. As propriedades eletromagnéticas fornecem elementos para uma escolha mais refinada entre os modelos. Em particular, o momento de quadrupolo elétrico

é uma informação da forma do estado nuclear, e o seu conhecimento é um teste mais fino para os modelos.

A seguir, daremos uma descrição sucinta das características experimentais dos núcleos de telúrio e bário e apresentaremos, de forma resumida, alguns modelos aplicados a esses núcleos.

5.1 ASPECTOS DA ESTRUTURA DOS NÚCLEOS PARES DE TELÚRIO (Te)

Os núcleos pares de telúrio têm sido extensivamente estudados nos últimos dez anos, tanto experimental como teoricamente. Os espectros de energia de seus vários isótopos foram observados por técnicas de espectroscopia γ e β (Do 71, Ker 72, Do 73) bem como através de reações de captura de neutron (Ma 71), reações de transferência de partículas (Au 72), espalhamento inelástico (Bu 70) e reações (α, xn) (Lu 69, Wa 70, Ke 71). Informações experimentais de suas proprieda - des eletromagnéticas como as probabilidades reduzidas de transição (B(E2)) para vários níveis, e os momentos de quadrupolo do 1º estado excitado são disponíveis hoje, com razoável confiabilidade (veja referências no Cap. 4).

As características gerais dos estados de baixa energia seguem o comportamento previsto pelo modelo coletivo vibracional. Isto significa que os níveis são aproximadamente equidistantes, correspondendo a estados de um, dois, etc. fonons. Entretanto, os estados de mais de um fonon não são de

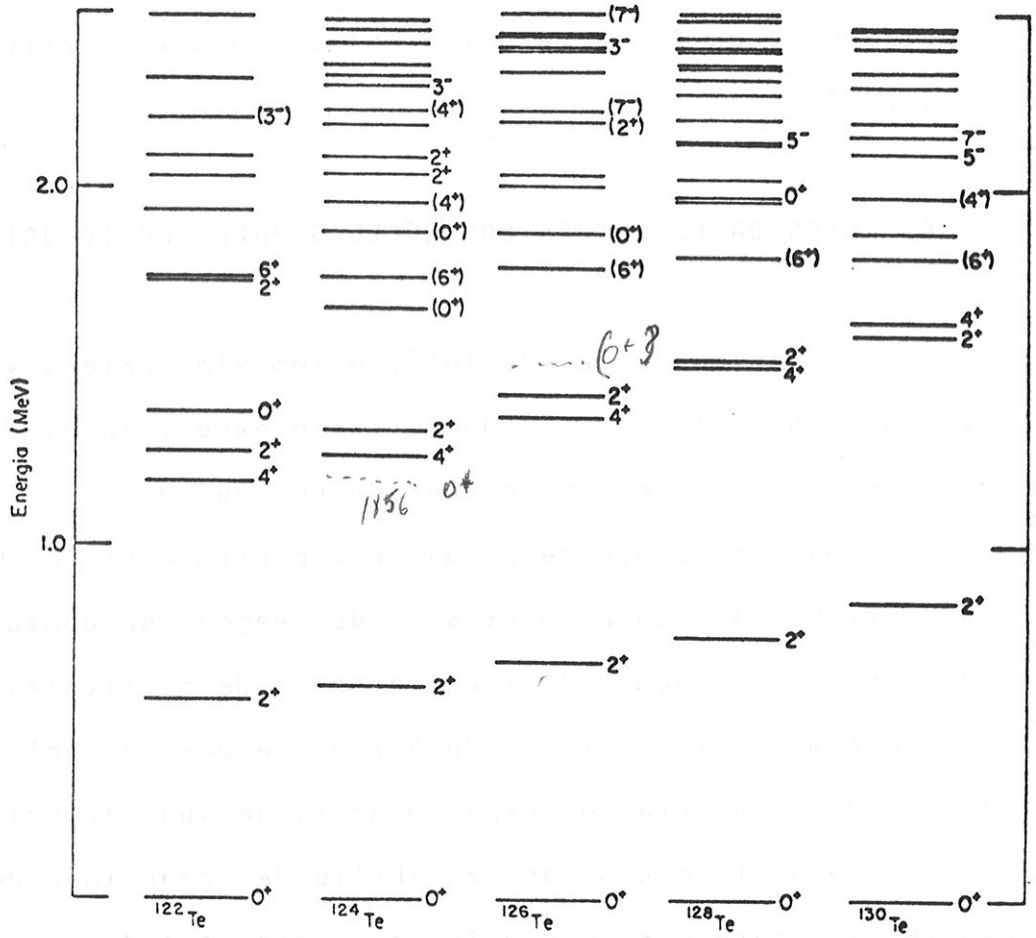

FIGURA 17 - Espectros experimentais dos núcleos pares de telúrio com número de massa entre 122 e 130, até 2.5 MeV de energia de excitação.

generados como é previsto pelo modelo vibracional simples. Em particular, o estado $0^{+'}$ correspondente à excitação de 2 fonons foi observado experimentalmente somente no ^{122}Te. A deteção de estados 6^+ com caráter não coletivo, próximos à região de 2 fonons é outra indicação que os núcleos de telúrio não se comportam como vibradores puros. Os espectros experimentais dos isótopos com $122 \leq A \leq 130$ são mostrados na Figura 17.

As propriedades eletromagnéticas destes núcleos foram medidas através da excitação Coulombiana. Os momentos de quadrupolo do primeiro estado 2^+ são negativos com magnitudes variando entre ~ 0.5 eb e ~ 0.05 eb, quando aumenta o número de neutrons. Esse resultado e a observação de $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^{+'})$ não nulos ($2^{+'}$ representa o 2º estado excitado com $J^\pi=2^+$) sugerem que há anarmonicidades na vibração dos núcleos de telúrio.

Na tentativa de encontrar, no caso desses núcleos, uma descrição teórica concordante com os resultados experimentais, vários autores têm aplicado modelos fenomenológicos, semi-microscópicos e microscópicos. Na sequência deste item, serão apresentados, sucintamente, as bases de alguns desses modelos e seus resultados referentes à estrutura dos núcleos de Te.

5.1.1 Modelos microscópicos aplicados ao telúrio

O modelo que considera os estados de baixa energia de núcleos esféricos resultantes do acoplamento de quasi-par-

tículas e fonons tem obtido relativo sucesso. Em particular, com o uso da aproximação de fase aleatória ("random-phase approximation"- RPA), tem sido possível descrever qualitativamente as características dos núcleos par-par perto de camadas fechadas. Contudo, como sabemos, os núcleos de Te apresentam algumas propriedades que refletem a importância de anarmonicidades na sua descrição. Na verdade, outros núcleos dessa região de massa também apresentam características semelhantes.

Tamura e Udagawa (Ta 66) mostraram que, supondo que o 1º estado 2^+ é uma mistura de estados de um e dois fonons pode-se explicar, de maneira consistente, a existência de grandes momentos de quadrupolo, mesmo em núcleos cujos espectros têm um cunho vibracional. Kisslinger e Kumar (Ki 67) desenvolveram essencialmente a mesma idéia, expandindo o espaço de fonons. Entretanto, nestes trabalhos, a mistura de fonons foi posta "a mão". A sua origem microscópica foi identificada por Bal'butsev e Dzholos (Ba 68) como sendo devida a termos na Hamiltoniana microscópica, que eram desprezados na RPA. Retendo estes termos, conseguem-se os efeitos anarmônicos que não aparecem na solução RPA.

Usando a transformação de Bogoliubov-Valatin (Bo 58-Va 58), o operador Hamiltoniano com força de emparelhamento mais quadrupolo pode ser escrito na forma (Ba 68):

$$H = \sum_{jm} \varepsilon_j \, a^{\dagger}_{jm} \, a_{jm} - \chi \sum_{\mu} (-1)^{\mu} \, Q_{2\mu} \, Q_{2-\mu}$$

Nesta expressão ε_j são as energias de quasi-partículas com momento angular j ; $a^{\dagger}_{jm}$ e a_{jm} são respectivamente os operadores de criação e destruição de uma quasi-partícula com momento angular j e número quântico magnético m. No termo de quadrupolo do Hamiltoniano, χ é a constante da interação quadrupolo-quadrupolo e os operadores $Q_{2\mu}$ se relacionam com os operadores de criação e destruição de quasi-partículas:

$$Q_{2\mu} = Q^{c}_{2\mu} + Q^{s}_{2\mu}$$

onde

$$Q^{c}_{2\mu} = \sum_{\substack{jj' \\ mm'}} u_{jj'} (-1)^{j'-1/2} (C^{2\mu}_{jmj'm'} a^{\dagger}_{jm} a^{\dagger}_{j'm'} + (-1)^{\mu} C^{2-\mu}_{jmj'm'} a_{j'm'} a_{jm})$$

$$Q^{s}_{2\mu} = \sum_{\substack{jj' \\ mm'}} v_{jj'} (-1)^{j'-1/2} \sqrt{2j'+1}\; C^{jm}_{j'm'2\mu}\; a^{\dagger}_{jm}\; a_{j'm'}$$

Os $C^{jm}_{jmj'm'}$ são os coeficientes de Clebsch-Gordan e u^2_j , v^2_j são as probabilidades de não ocupação e ocupação, respectivamente, do estado de quasi-partícula com momento angular j. Em termos dos operadores $Q^{c}_{2\mu}$ e $Q^{s}_{2\mu}$, o Hamiltoniano pode ser escrito como a soma de uma parte harmônica (H^c) com outra anarmônica (H^s) (Ba 68):

$$H = H^{c} + H^{s}$$

onde

$$H^{c} = \sum_{jm} \varepsilon_j\; a^{\dagger}_{jm}\; a_{jm} - \chi \sum_{\mu} (-1)^{\mu}\; Q^{c}_{2\mu}\;\; Q^{c}_{2-\mu}$$

$$H^s = - \chi \sum_\mu (-1)^\mu \; (Q^c_{2\mu} \; Q^s_{2-\mu} + Q^s_{2\mu} \; Q^c_{2-\mu})$$

Na aproximação RPA só é levada em conta a parte harmônica do Hamiltoniano. Em termos dos operadores de fonons, o Hamiltoniano será:

$$H_{RPA} \simeq H^c = \hbar\omega \sum_\mu \; b^\dagger_\mu \; b_\mu$$

Nesta expressão $b^\dagger_\mu$ e b_μ são, respectivamente, os operadores que criam e destroem um fonon com projeção de momento angular igual a μ. Estes operadores satisfazem a regra de comutação $[b_{\mu'}, b^\dagger_\mu] = \delta_{\mu\mu'}$, e podem ser definidos pela relação (Ba 68):

$$Q^c_{2\mu} = (4 \chi \sqrt{y})^{-1} \; (b^\dagger_\mu + (-1)^\mu \; b_{-\mu})$$

onde

$$y = 2\hbar\omega \sum_{jj'} \frac{\varepsilon_{jj'} \; u^2_{jj'}}{(\varepsilon^2_{jj'} - \hbar^2\omega^2)^2}$$

$\hbar\omega$ é a primeira raiz da equação secular:

$$8 \chi \sum_{jj'} \frac{\varepsilon_{jj'} \; u^2_{jj'}}{\varepsilon^2_{jj'} - \hbar\omega^2} = 1$$

Conforme observaram Bal'butsev e Dzholos (Ba 68) é o termo H^s, desprezado na aproximação RPA, o responsável pela mistura de estados de diferentes números de fonons. A partir da sugestão desses autores, vários cálculos microscópicos foram feitos com diferentes tratamentos de H^s. Aqui,

limitar-nos-emos a mencionar os tratamentos aplicados aos núcleos de telúrio.

. Bal'butsev e Dzholos (Ba 68) realizaram em H^s uma expansão nos operadores de bosons, desprezando os termos que contêm os operadores em ordem igual ou superior a quatro. Nos cálculos foram considerados os níveis de partículas independentes: 2 $d_{3/2}$, $2d_{5/2}$, $3s_{1/2}$, $1h_{11/2}$ e $1g_{7/2}$, e os parâmetros adotados foram os sugeridos por Kisslinger e Sorensen (Ki 63). A constante da interação quadrupolo-quadrupolo foi escolhida de forma a reproduzir os valores experimentais das energias do 1º estado 2^+ e das probabilidades reduzidas de transição $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$. Foram consideradas apenas as interações entre neutrons, já que os autores se limitaram a descrever os dois primeiros estados excitados de núcleos próximos às camadas fechadas de protons. Os resultados de $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ e Q_{2+} para os núcleos de telúrio estão, respectivamente, nas Figuras 18 e 19 (curvas (b)).

Os $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ calculados não estão em bom acordo com os experimentais. Quanto ao Q_{2+} a teoria reproduz corretamente o decréscimo da magnitude quando neutrons são adicionados; entretanto o sinal determinado não concorda com o experimental.

Segundo os autores, quando os parâmetros do modelo são alterados, os valores de Q_{2+} apresentam variações de 0.1 a 0.3 eb, com exceção do ^{130}Te. Nesse caso, o momento de quadrupolo pode atingir valor negativo para alguma particular escolha de energias de partículas independentes.

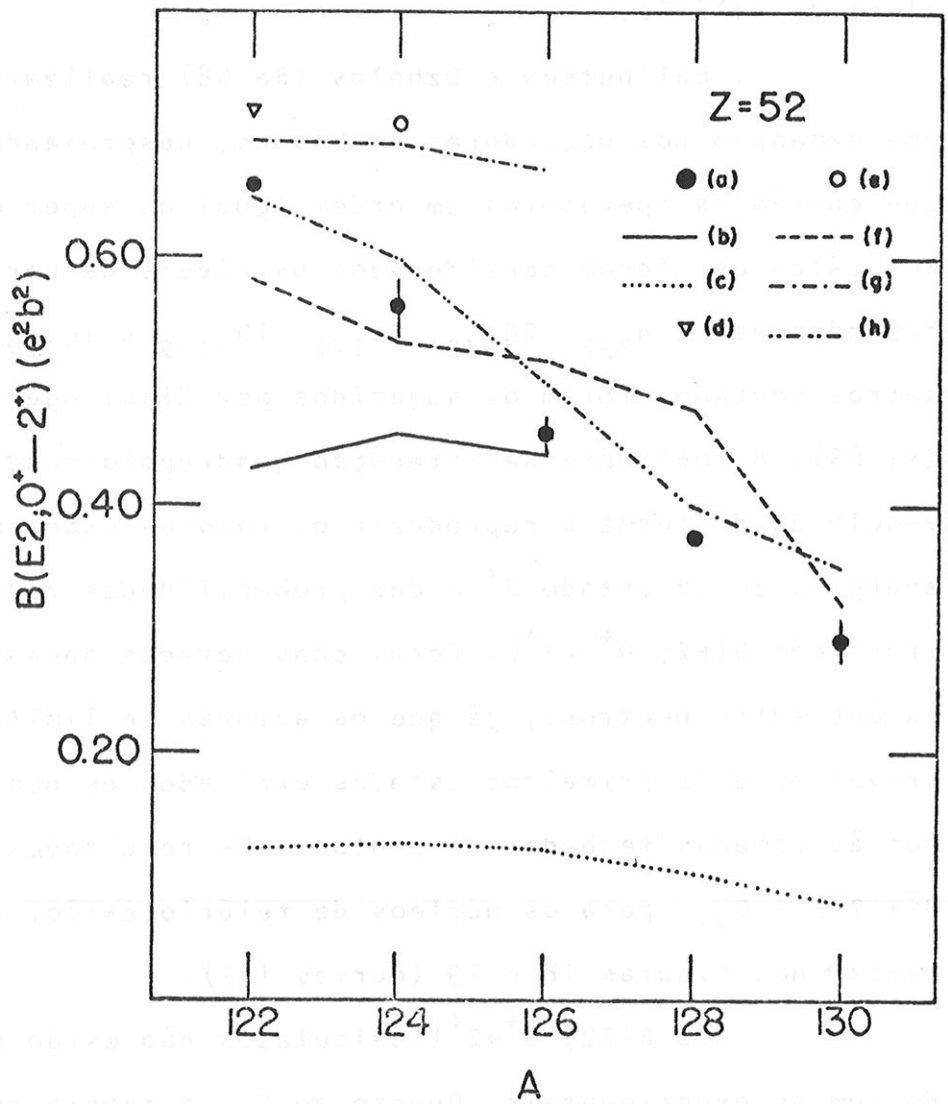

FIGURA 18 - Valores de $B(E2;0^+ \rightarrow 2^+)$ dos núcleos de telúrio. Os pontos (a) são resultados experimentais deste trabalho para os isótopos 122 e 128, de Sa 77 para A=124, 126 e de Ba 74 para o ^{130}Te. Os resultados teóricos estão representados pelas curvas (b) Ba 68; (c) Al 71; (f) De 74; (g) modelo VMI de De 74 (veja o texto); (h) Ha 74 e pontos (d) So 70 e (e) Lo 70.

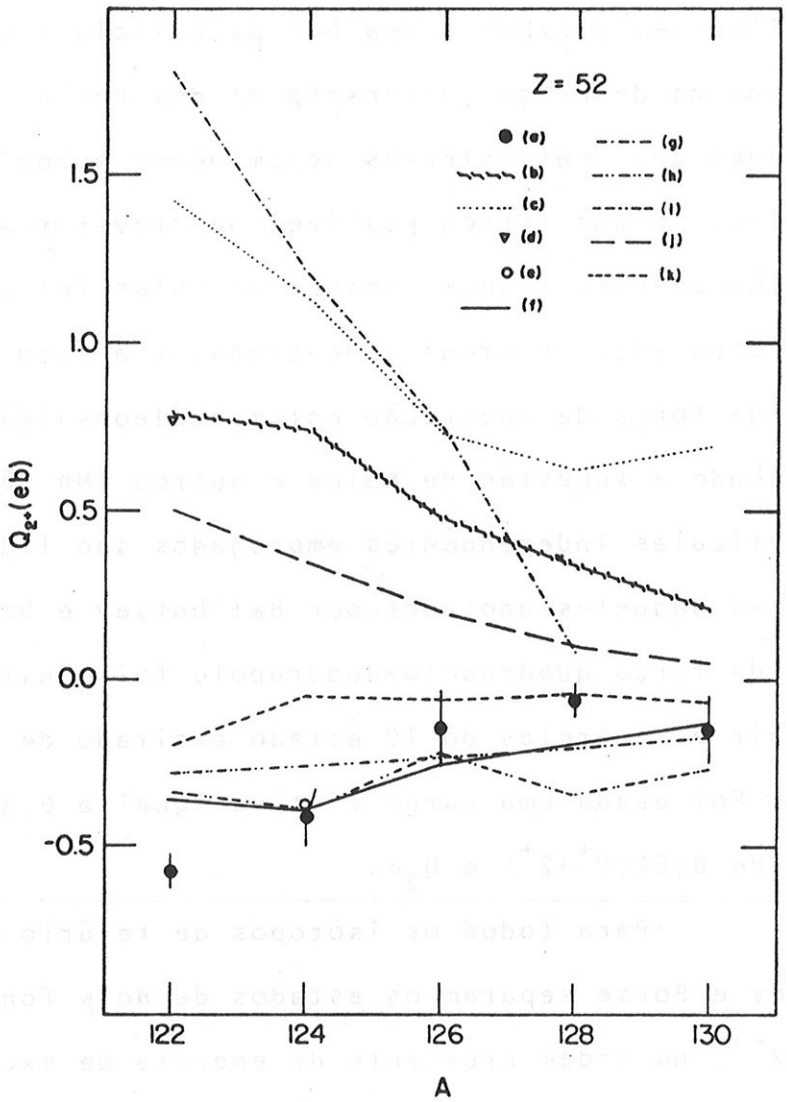

FIGURA 19 - Valores dos momentos de quadrupolo do 1º estado excitado 2^+ dos núcleos de telúrio. Os pontos (a) são resultados experimentais (para interferência construtiva entre estados com $J^{\pi}=2^+$) deste trabalho para os isótopos 122 e 128, de Kl 75 para A=124,126 e de Bo 76 para o ^{130}Te. Os resultados teóricos estão representados pelas curvas (b) Ba 68; (c) Al 71; (f) De 74; (g) Ma 72; (h) Za 78; (i) Ha 74; (j) e (k) Wa 78 (veja o texto) e pontos (d) So 70 e (e) Lo 70.

. Almoney e Borse (Al 71) extenderam os cálculos de Bal'butsev e Dzholos (Ba 68) para incluir os protons e neutrons na descrição microscópica dos núcleos. Com isto pretendem que seus cálculos sejam menos aproximados que os primeiros, o que tornou possível descrever os espectros até a região de dois fonons. Nesses cálculos foi considerada nula a força entre protons e neutrons, e a escolha da constante de força de interação entre nucleons idênticos foi feita segundo a sugestão de Malov e outros (Ma 68). Os níveis de partículas independentes empregados são ligeiramente diferentes daqueles adotados por Bal'butsev e Dzholos. A constante da força quadrupolo-quadrupolo foi ajustada para reproduzir as energias do 1º estado excitado de todos os isótopos. Foi usada uma carga efetiva igual a 0.3e na determinação de $B(E2;0^+\rightarrow 2^+)$ e Q_{2^+}.

Para todos os isótopos de telúrio os cálculos de Almoney e Borse separam os estados de dois fonons em $0^{+'}$, 4^+ e $2^{+'}$, na ordem crescente de energia de excitação. Somente a magnitude da separação entre os níveis varia com o número de massa. Experimentalmente observa-se de fato a ordem prevista para 4^+ e $2^{+'}$. Porém não foram observados estados com $J^\pi = 0^+$ na região de dois fonons, com exceção do ^{122}Te. Além disso, as separações experimentais entre os níveis não mostram concordância com as calculadas.

Os $B(E2;0^+\rightarrow 2^+)$ e Q_{2^+} são mostrados nas curvas (c) das Figuras 18 e 19, respectivamente.

Os cálculos de Almoney e Borse resultam em valores positivos de Q_{2+} . Embora neste tratamento foi considerado um espaço maior de configurações que no de Bal'butsev e Dzholos, as magnitudes dos momentos de quadrupolo apresentam maiores discrepâncias em relação à observação experimental. Para a maior parte dos outros núcleos estudados nesta teoria, não existe discordância entre os resultados teóricos e experimentais quanto ao sinal do momento de quadrupolo. Os valores de $B(E2;0^+\rightarrow 2^+)$ dos núcleos de telúrio são sistematicamente menores que os medidos experimentalmente. Os autores apontam em seu trabalho que a escolha da carga efetiva (e_{ef}) igual ao valor da carga real (como adotada por Bal'butsev e Dzholos) aumenta os $B(E2; 0^+\rightarrow 2^+)$, tornando-os próximos dos experimentais. Porém, essa escolha de e_{ef} torna as magnitudes de Q_{2+} irrealisticamente grandes. Quanto às probabilidades $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ os resultados teóricos estão de acordo com os experimentais para o ^{120}Te e ^{122}Te. Os valores calculados para os isótopos mais pesados são aproximadamente a metade dos experimentais.

Os autores ressaltam que a inclusão de protons e neutrons nos cálculos microscópicos estabiliza os resultados e torna a teoria mais realista. Porém, seus resultados não nos parecem mais satisfatórios.

. Uma outra forma de expansão em operadores de bosons do termo não harmônico do Hamiltoniano foi adotada por B.Sorensen (So 70). O autor aplicou seu formalismo a vários

núcleos vibracionais, incluido o ^{122}Te. Com uma particular escolha dos parâmetros, explicitada na referência So 70, foi aproximadamente reproduzida a energia do 1º estado 2^+ do ^{122}Te, mas foram determinadas energias de excitação para os estados de dois fonons bastante diferentes das experimentais.

Os valores de $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ e Q_{2^+} estão nas Figuras 18 e 19 respectivamente (pontos (d)). Também o resultado de B.Sorensen não prevê o sinal correto de Q_{2^+}.

. Marshalek (Ma 72) também determinou os momentos de quadrupolo do 1º estado dos núcleos de telúrio. Em seu trabalho, a RPA é considerada o termo de ordem zero da teoria e as anarmonicidades são tratadas como pequenas perturbações. Segundo o autor, a diferença essencial entre seu tratamento e o da expansão em operadores de bosons é que neste (expansão em bosons) só são levados em conta bosons coletivos, enquanto naquele (tratamento perturbativo) há contribuições nas anarmonicidades que acoplam o ramo coletivo ao de quasi-partículas. Porém, os momentos de quadrupolo obtidos por Marshalek para os telúrios são positivos e com magnitudes muito maiores que as experimentais. Estes valores são mostrados na curva (g) da Figura 19.

Recentemente, G.Watanuki e colaboradores (Wa 78), baseados em modelo microscópico, determinaram Q_{2^+} de vários núcleos da região Z=50, incluidos os isótopos de telúrio. Novamente, neste modelo, RPA é a aproximação de ordem zero e as anarmonicidades são tratadas perturbativamente.

Os autores interpretaram as grandes magnitudes de Q_2+ previstas por outros cálculos microscópicos como sendo devidas a uma mistura de fonons grande demais. Eles propõe dois mecanismos possíveis para reduzir a amplitude de mistura de fonons no 1º estado excitado. Um dos mecanismos , que chamam de efeito Pauli, faz com que os operadores de fonons b e $b^{\dagger}$ se desviem das regras de comutação de bosons . O outro inclui na RPA correlações de partícula-partícula com J=2. O primeiro efeito aumenta a energia de excitação dos estados predominantemente de dois fonons e diminui a matriz de acoplamento entre estados de um e dois fonons. O segundo mecanismo enfraquece o estado de coerência do fonon, levando a uma redução na matriz de acoplamento. A força utilizada é a de emparelhamento mais quadrupolo. O parâmetro χ da força quadrupolar foi ajustado com a finalidade de reproduzir a energia de excitação do 1º estado excitado. A carga efetiva foi escolhida de forma a produzir melhor acordo entre as probabilidades $B(E2; 0^{+} \rightarrow 2^{+})$ calculadas e as experimentais. Foram adotados dois conjuntos de energias de partículas independentes: o proposto por Kisslinger e Sorensen (Ki 63) e um conjunto muito próximo do escolhido por Degrieck e Vanden Berghe (De 74) em seus cálculos semi-microscópicos.

Os valores de Q_2+ dos telúrios, calculados com as energias de partículas independentes de Kisslinger e Sorensen (Ki 63) reproduzem as magnitudes mas não o sinal dos resultados experimentais. A adoção de energias semelhantes às

adotadas por Degrieck e Vanden Berghe (De 74) possibilitou a concordância entre o sinal calculado e o medido para os Q_2+, porém as magnitudes teóricas são, nesse caso, sensivelmente menores que as experimentais principalmente para $122 \leq A \leq 126$. Os momentos de quadrupolo estáticos obtidos por Watanuki e colaboradores (Wa 78) estão graficados na Figura 19. Os valores apresentados na curva (j) foram determinados com o uso dos parâmetros de Kisslinger e Sorensen; e os da curva (k) com a adoção de parâmetros semelhantes aos de Degrieck e Vanden Berghe.

Os resultados obtidos nos vários cálculos microscópicos permitem concluir que é importante a mistura de fonons na descrição dos estados de mais baixa energia dos núcleos quase esféricos. Entretanto, a contribuição dessa mistura deve ser cuidadosamente considerada a fim de se obter magnitudes dos momentos de quadrupolo do 1º estado excitado compatíveis com as experimentais. Além disso, a grande sensibilidade de Q_2+ com as energias de partículas independentes sugerem que resultados teóricos mais satisfatórios dependem da determinação destas grandezas.

5.1.2 Modelos semi-microscópicos aplicados ao telúrio

Os núcleos de telúrio têm sido investigados também através de um modelo semi-microscópico, segundo o qual os dois protons de valência se movem no campo do caroço formado pelos demais nucleons (Lo70, De 74). O caroço é descrito

INSTITUTO DE FÍSICA
Serviço de Biblioteca e Informação
Tombo: T4259

por um vibrador quadrupolar e são consideradas microscopicamente as interações entre os dois protons e entre os protons e o caroço. Uma descrição detalhada deste modelo é feita por Alaga na referência Al 69.

O Hamiltoniano do sistema acima descrito é dado por (Lo 70):

$$H = H_o + H_p + H_{int}$$

O termo H_o representa o Hamiltoniano do sistema não perturbado, o qual consiste de um vibrador quadrupolar e dois protons num campo central. H_p é o Hamiltoniano da interação entre os dois protons, que nos cálculos de Lopac (Lo 70) e Degrieck e Vander Berghe (De 74) é a força de emparelhamento que afeta só estados com protons acoplados a momento angular zero. A interação entre os protons e o caroço é dada por H_{int}:

$$H_{int} = -\sqrt{\pi/5}\ \xi\ \hbar\omega \sum_{i=1}^{2} \sum_{\mu} (b_{2\mu} + (-1)^{\mu} b^{\dagger}_{2-\mu}) Y_{2\mu}(\theta_i;\phi_i)$$

Na expressão acima, ξ é a constante do acoplamento partícula-vibrador; $b^{\dagger}_{2\mu}$ e $b_{2\mu}$ são respectivamente os operadores que criam e destroem um fonon com momento angular J=2 e projeção μ; $Y_{2\mu}(\theta_i,\phi_i)$ são as funções harmônicas esféricas relativas à i-ésima partícula.

O Hamiltoniano H é calculado na base das auto funções de H_o:

$$|(n_1 \ell_1 j_1 n_2 \ell_2 j_2) J\ ;\ NR;\ IM >$$

onde n_i ℓ_i j_i são o número quântico principal, o momento angular orbital e o momento angular total do i-ésimo proton, respectivamente; J é o momento angular resultante do acoplamento entre os dois protons; N e R são o número e momento angular do fonon respectivamente; I e M simbolizam o momento angular total e o número quântico magnético do núcleo.

.V. Lopac (Lo 70) utilizou esse modelo para estudar os espectros dos núcleos de telúrio e as propriedades eletromagnéticas do isótopo 124. Ela considerou estados vibracionais até 3 fonons e as configurações de protons: $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, $2d_{3/2}$, $3S_{1/2}$ e $1h_{11/2}$. Os estados de dois protons com energias altas foram desprezados a fim de diminuir a dimensão das matrizes. Os parâmetros foram escolhidos de forma a produzir bom acordo dos espectros calculados com os experimentais.

Lopac reproduz a ordem experimental dos estados de dois fonons 4^+ e $2^{+'}$. Acima desses níveis aparece um intervalo em energia ("gap") seguido de um grupo de estados próximos que têm sido observados em várias experiências. Os espectros foram calculados para dois valores da constante do acoplamento partícula-vibrador ξ. Em ambos os casos, as características acima são verificadas, apenas com diferentes espaçamentos entre os níveis. Para o menor valor de ξ, o estado $0^{+'}$ está próximo (e acima) dos outros estados de dois fonons, como é observado experimentalmente no ^{122}Te. Já para o valor maior de ξ, o segundo estado com $J^{\pi}=0^+$ se agrupa

aos níveis distanciados pelo "gap" dos estados de dois fonons. Talvez esse resultado explique a não observação do nível $0^{+'}$ na região de dois fonons nos isótopos pares de telúrio com $A \neq 122$.

A probabilidade $B(E2;0^+ \rightarrow 2^+)$ no ^{124}Te calculada por este modelo coincide com uma medida antiga, já que os parâmetros foram ajustados para isto. Entretanto, medidas mais recentes diferem em 27% do valor anterior. Estes resultados são mostrados na Figura 18. As probabilidades reduzidas de transição entre outros níveis não seguem o comportamento experimental.

Lopac obteve, para o momento de quadrupolo do 1º estado excitado, o valor de -0.37 eb com os parâmetros escolhidos de forma a reproduzir o $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ medido no ^{124}Te. Este resultado é compatível, em sinal e magnitude com o experimental. A autora ressalta a importância de todos os níveis de partículas independentes da região entre 50 e 82 nucleons a fim de se obter o sinal negativo de Q_{2^+}. Cálculos anteriores baseados no mesmo modelo (Al 67) mas que levaram em conta apenas os estados de partículas independentes $g_{7/2}$, $d_{5/2}$ e $h_{11/2}$ obtiveram valor positivo para o momento de quadrupolo embora lograssem reproduzir satisfatoriamente os níveis mais baixos do espectro de energia. Lopac menciona ainda a forte dependência da magnitude de Q_{2^+} com a energia de partícula independente do estado $d_{3/2}$. A partir destes resultados ela conclui que apesar do caráter aparentemente vibracional dos estados de mais baixa energia, eles são fortemente afetados pelas propriedades de partículas independentes.

.Degrieck e Vanden Berghe (De 74) aplicaram o mesmo modelo de acoplamento de dois protons a um vibrador quadrupolar para os isótopos pares de telúrio com número de massa entre 122 e 134. Eles calcularam os espectros de energia, as funções de onda, propriedades eletromagnéticas e fatores espectroscópicos para a reação de transferência (^{3}He, d). Nestes cálculos foram considerados os mesmos espaços de fonons e de partículas independentes que no trabalho de Lopac (Lo 70). Os parâmetros do modelo foram escolhidos de forma a produzir o melhor acordo com os espectros experimentais dos vários isótopos.

Os espectros de energia calculados têm os 1ºs estados 2^+ concordantes com os experimentais e os estados $2^{+'}$ mostram energias sempre mais altas que as medidas. Aqui também foram reproduzidos os vários níveis acima da região de dois fonons além das separações entre os estados 6^+ e 4^+ em toda a região de massa investigada. A função de onda mostra que o estado 6^+ é principalmente uma configuração de dois protons, o que é compatível com o caráter não coletivo observado experimentalmente. O estado $0^{+'}$ está, nesses cálculos, sempre acima da região de dois fonons. Isto não está de acordo com espectro experimental do ^{122}Te.

Os valores de $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ foram determinados para $122 \leq A \leq 126$, e não estão em desacordo com os experimentais, como mostra a curva (f) da Figura 18. Estes resultados, bem como os de Q_2+ foram obtidos com a adoção de carga efetiva igual a carga real. Novamente, as outras probabilidades reduzidas

de transição não puderam ser reproduzidas por este modelo.

Os Q_{2+} determinados nestes cálculos estão na Figura 19 (curva (f)). Eles mostram sinal negativo e a tendência de decrescer em magnitude com o aumento da massa, como observado experimentalmente. Os autores ressaltam a forte dependência dos momentos de quadrupolo com o espaçamento entre as energias de partícula independente dos estados $2d_{3/2}$ e $1g_{7/2}$, mas não discutem se esta grandeza pode alterar o sinal de Q_{2+} . Como já vimos, Watanuki e outros (Wa 78) mostraram que em cálculos microscópicos também o sinal dos momentos de quadrupolo é afetado pelos valores das energias de partículas independentes.

5.1.3 Modelos fenomenológicos aplicados ao telúrio

Há um número muito grande de modelos fenomenológicos que tentam descrever diferentes aspectos do comportamento nuclear. A revisão aqui apresentada se restringe a alguns modelos. A escolha recaiu sobre aqueles cujos resultados foram comparados com os de modelos mais fundamentais ou que tenham sido aplicados tanto ao telúrio como ao bário.

.As reações (α,xn) possibilitaram a excitação de vários membros da chamada banda quasi-fundamental em isótopos pares de telúrio (Lu 69, Wa 70, Ke 71). Por outro lado, com o modelo semi-microscópico foram determinadas algumas características dos estados 2^+, 4^+ e 6^+ que sugerem a existência dessa banda nos telúrios. Entre essas características (Lo70

e De 74) estão os valores negativos e de grandes magnitudes previstos para os momentos de quadrupolo desses níveis, assim como probabilidades de transição entre esses estados significativamente maiores que entre outros níveis.

Estimulados pelas informações experimentais e resultados do modelo de acoplamento fraco, Degrieck e Vanden Berghe (De 74) aplicaram o modelo do momento de inércia variável ("variable moment of inertia model" - VMI)(Ma 69,Go 70) aos isótopos pares com $114 \leq A \leq 126$, uma vez que esse modelo lida especificamente com a banda quasi-fundamental.

O VMI é baseado nas seguintes leis empíricas:

(1) para núcleos rotacionais, vibracionais ou transicionais, a energia de excitação de um estado com momento angular I é dada pela relação (Ma 69, Go 70):

$$E(I) = \frac{1}{2} C(J-J_0)^2 + I(I+1)/2J \quad (\hbar^2=1) \qquad 5\text{-}2a$$

O momento de inércia J é escolhido para minimizar E(I), ou seja:

$$\frac{\partial E(I)}{\partial J} = 0 \qquad 5\text{-}2b$$

e C é uma constante positiva.

(2) O momento de inércia de transição J_{02} é dado por:

$$J_{02} = \frac{1}{2} (J_{I=0} + J_{I=2}) \ . \qquad 5\text{-}3$$

J_{02} está relacionado com o momento de quadrupolo intrínseco

$$Q_{02} = \left[\frac{16}{5} \pi B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)\right]^{1/2} \qquad 5\text{-}4a$$

pela relação:

$$Q_{02} = k\sqrt{J_{02}} \qquad 5\text{-}4b$$

A constante k foi determinada por um ajuste de mínimos quadrados para vários núcleos, e é dada na referência Go 70. No VMI, os núcleos que apresentam $J_0 > 0$ são interpretados como pertencentes à região deformada e o parâmetro J_0 coincide com o momento de inércia do estado fundamental ($J_{I=0}$). Os núcleos com $J_0 < 0$ pertencem à chamada região esférica. Nesse caso, o momento de inércia do estado fundamental ($J_{I=0}$) é considerado nulo e J_0 é reinterpretado como o parâmetro que mede a "resistência" do núcleo esférico às deformações. Os núcleos de telúrio pertencem à região esférica.

O modelo é válido para núcleos dessa região quando a razão experimental $R_I = \frac{E(I)}{E(2)}$ satisfaz à relação:

$$\left(\tfrac{1}{6}\, I(I+1)\right)^{1/2} \leq R_I \leq \left(\tfrac{1}{6}\, I(I+1)\right)^{2/3}$$

Os isótopos com massa entre 114 e 126 estão na região de validade do modelo. Degrieck e Vanden Berghe (De 74) determinaram as energias de excitação E(I) e os momentos de inércia desses núcleos previstos pelo VMI, para os estados com $2 \leq I \leq 10$. As constantes J_0 e C foram obtidas para cada núcleo a partir de um ajuste por mínimos quadrados do espectro calculado ao experimental. Os autores apontam um desvio sistemático das energias preditas pelo VMI para o estado 4^+ ou 6^+. Eles interpretam este resultado como sendo devido

à diferença entre o caráter do estado 4^+ (predominantemente coletivo) e 6^+ (predominantemente de partícula independente) previsto pelo modelo de acoplamento fraco.

Os $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ da curva (g) da Figura 18 foram calculados a partir das relações 5-4. Para isto, adotamos os valores de $J_{I=2}$ determinados por Degrieck e Vanden Berghe, a constante k de Go 70 ($k = (39.4 \pm 2.6) \times 10^{-24}$ $keV^{-1/2}$ cm^2) e $J_{I=0} = 0$, como prevê o modelo para a região esférica. A variação de $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ com o número de massa não reproduz o comportamento experimental.

Recentemente, Zalm e Brussard (Za 78) chegaram a uma relação simples entre o momento de quadrupolo e a energia de excitação de um estado nuclear, baseados no modelo de dois fluidos conhecido por caroço rotacionalmente invariante ("rotationaly invariant core" - RIC) (Tr 71). Nesse tratamento, o núcleo deformado consiste de duas partes: um caroço esférico superfluido que não participa do movimento coletivo e um fluido normal que gira com momento de inércia de corpo rígido. O caroço superfluido supostamente ocupa o máximo volume possível no núcleo. Nós transcrevemos abaixo os resultados obtidos pelos autores.

A energia de excitação do estado da banda K com momento angular I é dado pela expressão de sistema rotacional:

$$E(K,I) = E_0(K) + \frac{\hbar^2}{2} \frac{I(I+1)-K^2}{J}$$

J é o momento de inércia do núcleo, que independe de K e I, e $E_0(K)$ é uma constante para uma dada banda K . O momento de

quadrupolo Q se relaciona com o momento de inércia J:

$$Q = \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)}\ 42.0\ \frac{ZJ}{A\hbar^2} \times \begin{cases} 1 + \dfrac{16.4\ J}{\eta\ A^{5/3}\hbar^2} & \text{para } \varepsilon > 0 \\ -\dfrac{2}{3}\ \dfrac{13.0\ J}{\eta\ A^{5/3}\ \hbar^2} & \text{para } \varepsilon < 0 \end{cases}$$

Na expressão acima Q está dado em $(efm)^2$ enquanto $J/\hbar^2$ é dado em MeV^{-1}; η é uma constante geométrica cujo valor depende da distribuição de densidade do caroço superfluido; ε é o parâmetro de deformação do fluido normal. $\varepsilon > 0$ descreve o núcleo numa forma prolata enquanto $\varepsilon < 0$ dá uma deformação oblata ao estado nuclear.

Os autores comparam os Q_{2^+} calculados pelo modelo com os valores determinados experimentalmente para a interferência construtiva na população de estados com $J^{\pi}=2^+$, de todos os núcleos cujas medidas foram realizadas depois de 1970. O sinal do parâmetro de deformação foi escolhido de acordo com a informação experimental. A constante geométrica η foi feita igual à unidade. Esta escolha está entre a suposição de uma distribuição densidade gaussiana para o caroço esférico ($\eta = 3$) e uma distribuição uniforme ($\eta = 3/5$). Zalm e Brussard ressaltam, entretanto, que para η entre 3 e 3/5, a qualidade do acordo entre os valores calculados e os experimentais não é afetada.

Para a grande maioria dos núcleos os resultados do modelo são satisfatórios. Os valores determinados para os telúrios são mostrados na curva (h) da Figura 19. Segundo os autores, esses núcleos se encontram entre aqueles que apresentam resultados menos favoráveis ao modelo. Claramente só faz sentido aqui a comparação das magnitudes de Q_{2^+}, uma vez que o sinal foi adotado a partir do resultado experimental.

Entre os núcleos investigados se encontram tanto os vibracionais como os transicionais e rotacionais. Não é observada, porém, nenhuma relação entre essas características e a concordância dos momentos de quadrupolo calculados com os valores medidos.

Habs e colaboradores (Ha 74) calcularam os níveis de energia e propriedades eletromagnéticas do 1º estado 2^+ para vários núcleos, incluidos os telúrios com número de massa entre 120 e 130. Eles se basearam no modelo coletivo de Gneuss e Greiner (Gn 71) e argumentam que este modelo é extremamente simples para descrever propriedades coletivas, e ao mesmo tempo suficientemente flexível para explicar detalhes do comportamento nuclear.

A energia potencial do modelo no referencial intrínseco do núcleo é dada em termos dos parâmetros usuais de deformação β e γ (*), na forma:

(*) A definição desses parâmetros pode ser encontrada em Ku 75.

$$V(\beta,\gamma) = C_2 \frac{1}{\sqrt{5}} \beta^2 - C_3 \sqrt{2/35}\, \beta^3 \cos 3\gamma + C_4 \frac{1}{5} \beta^4 -$$

$$- C_5 \sqrt{2/175}\ \beta^5 \cos 3\gamma + C_6 \frac{2}{35} \beta^6 \cos^2 3\gamma + D_6 \frac{1}{5\sqrt{5}} \beta^6$$

As constantes do modelo foram ajustadas de modo a reproduzir os espectros de energia e as probabilidades de transição E2 observados experimentalmente, para cada núcleo.

Em princípio, efeitos da forma do núcleo deveriam estar aparentes nos resultados de B(E2), mas foram muito pequenos os efeitos aí observados. Os autores contornaram esta ambiguidade adotando em seus cálculos o sinal experimental de Q_{2^+} . Os valores calculados de $B(E2; 0^+ \to 2^+)$ e Q_{2^+} estão graficados nas Figuras 18 (curva (h)) e 19 (curva (i)) respectivamente.

A partir dos resultados obtidos para diversos núcleos, os autores concluem que os nuclídeos com N=80 e Z=52 são vibradores moles ("soft vibrators"), sendo que há uma transição abrupta para rotores assimétricos quando N=78 e Z=54 e uma tendência para formas mais simétricas quando se afasta das camadas fechadas.

5.2 ASPECTOS DA ESTRUTURA DOS NÚCLEOS PARES DE BÁRIO (Ba).

Os núcleos de bário se situam numa região de massa entre aqueles com características vibracionais e os que mos

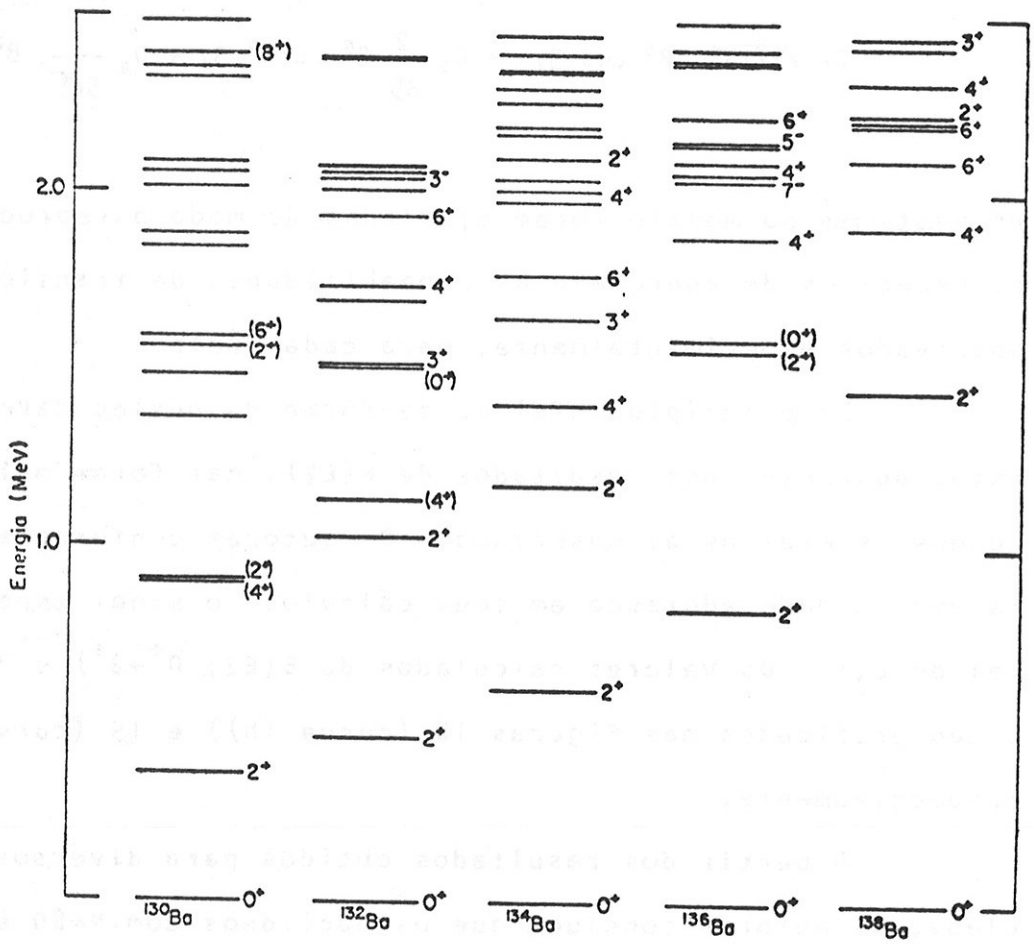

FIGURA 20 - Espectros experimentais dos núcleos pares de bário com número de massa entre 130 e 138, até 2.5 MeV de energia de excitação.

tram aspectos de sistema deformado em rotação. Por esse motivo são chamados de núcleos transicionais. Os espectros experimentais dos isótopos pares com $130 \leq A \leq 138$ são mostrados na Figura 20. Suas características sugerem a existência de ambos os movimentos: vibração e rotação.

Os núcleos pares de bário, com exceção do isótopo 134, não foram muito investigados. Há poucas medidas de suas propriedades eletromagnéticas e algumas discrepâncias entre os resultados existentes. Esse fato dificulta o entendimento de sua estrutura em termos de modelos.

Relatamos a seguir as bases e os resultados de alguns modelos que foram aplicados aos bários. Quanto àqueles que já foram apresentados na discussão sobre a estrutura dos núcleos de telúrio, nos limitaremos nesse item a mencionar seus resultados para os bários.

Uma conclusão mais segura sobre a estrutura desses núcleos exige precisas informações experimentais sobre suas propriedades eletromagnéticas (como as que relatamos para o ^{136}Ba!) além duma análise crítica sobre os modelos nuclea - res.

5.2.1 Modelos microscópicos e os núcleos de bário

O desvio dos espectros de bário de uma estrutura tipicamente vibracional pode ser interpretado como decorrente de efeitos anarmônicos na vibração de sua superfície. Como se observa nos espectros experimentais, as anarmonicidades

nos bários são bem mais acentuadas que nos telúrios. Vários cálculos microscópicos têm sido aplicados tanto a núcleos levemente anarmônicos como os telúrios, assim como a sistemas análogos ao bário que mostram consideráveis anarmonicidades.

.Os cálculos de Almoney e Borse (Al 71), cujas bases foram apresentadas no item anterior, foram aplicados também aos núcleos de bário. Os autores não apresentam seus resultados referentes aos espectros de energia mas ressaltam que o modelo não se aplica a núcleos com grandes espaçamentos entre os estados de dois fonons. Como a separação entre os estados $2^{+'}$ e 4^{+} chega a 320 keV num dos isótopos de bário, supomos que os autores entendem, por grandes espaçamentos, valores superiores a esse.

O resultados de $B(E2;0^{+} \rightarrow 2^{+})$ e $Q_{2}+$ para os bários são mostrados nas curvas (d) das Figuras 21 e 22, respectivamente. Também para estes núcleos os $B(E2; 0^{+} \rightarrow 2^{+})$ são sistematicamente inferiores aos experimentais (com exceção de A=138) quando calculados com a carga efetiva igual a 0.3e.

Nesta teoria, os $Q_{2}+$ são negativos para o ^{130}Ba e ^{132}Ba, positivos para ^{134}Ba e ^{136}Ba e novamente negativo para o núcleo de ^{138}Ba. As magnitudes calculadas apontam grandes deformações nestes núcleos.

Mesmo não sendo clara a situação experimental quanto ao momento de quadrupolo, as grandes magnitudes calculadas nesse modelo indicam que ele não é adequado aos núcleos de bário.

. Ewart e Tackacsy (Ew 78) também obtiveram informações sobre a estrutura dos bários através de modelo microscópico.

Os autores diagonalizaram o Hamiltoniano nuclear escrito numa expansão em operadores de bosons até 4ª ordem, cuja expressão explícita é dada em Ew 78. Foram incluidos todos os estados de partículas independentes da camada de 50 a 82 nucleons: $2d_{5/2}$, $1g_{7/2}$, $3S_{1/2}$, $2d_{3/2}$ e $1h_{11/2}$. A interação nucleon-nucleon utilizada foi a força semi-realista de Tabakin com algumas correções empíricas. As energias de partículas independentes e os parâmetros do potencial de interação foram determinados pelo ajuste das sistemáticas nas energias dos estados de uma quasi-partícula nos isótopos de estanho e nos isótonos N=82. As cargas efetivas de proton e neutron foram escolhidas para produzir o melhor ajuste dos $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ dos isótopos de estanho e dos isótonos N=82 obtidos num cálculo de duas quasi-partículas na aproximação Tamm Dancof ("Tamm Dancof approximation" - TDA), aos valores experimentais.

Os autores apresentam uma comparação de seus resultados ("priori quasi boson Hamiltonian" - PQB) com os calculados na aproximação Tamm-Dancof (TDA) e com os obtidos experimentalmente.

No cálculo TDA o Hamiltoniano é diagonalizado no espaço de duas quasi-partículas depois de eliminados os estados espúrios que aparecem nesse tratamento. Maiores detalhes podem ser encontrados na referência Wa 71, onde essa

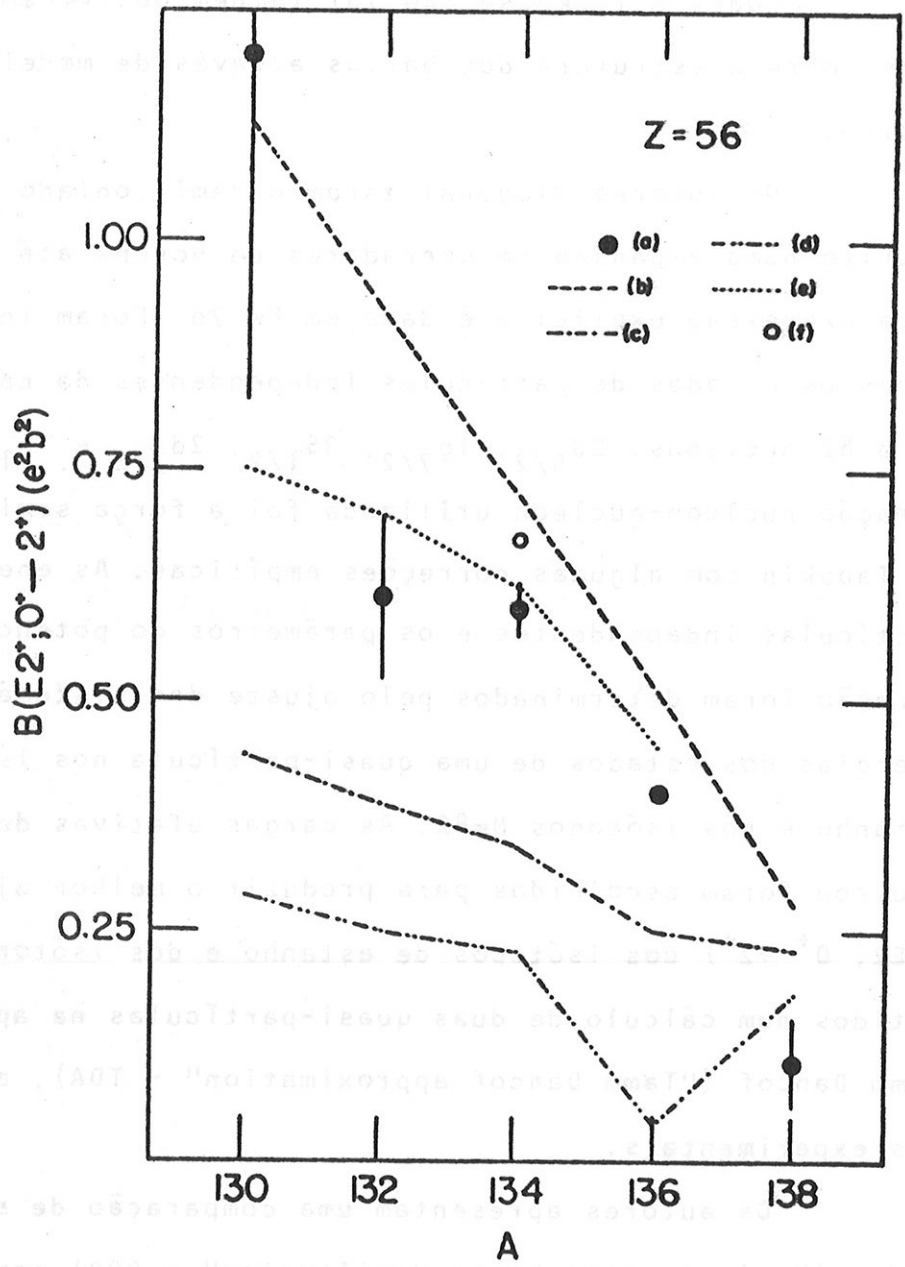

FIGURA 21 - Valores de $B(E2;0^{+}\rightarrow 2^{+})$ dos núcleos de bário. Os pontos (a) são resultados experimentais de To 73 para A=130, Fa 58 para A=132, Kl 77 para A=134, presente trabalho para A=136 e Ke 72 para A=138. Os valores teóricos estão representados pelas curvas (b) PQB de Ew 78; (c) TDA de Ew 78; (d) Al 71; (e) Ha 74 e ponto (f) Do 77.

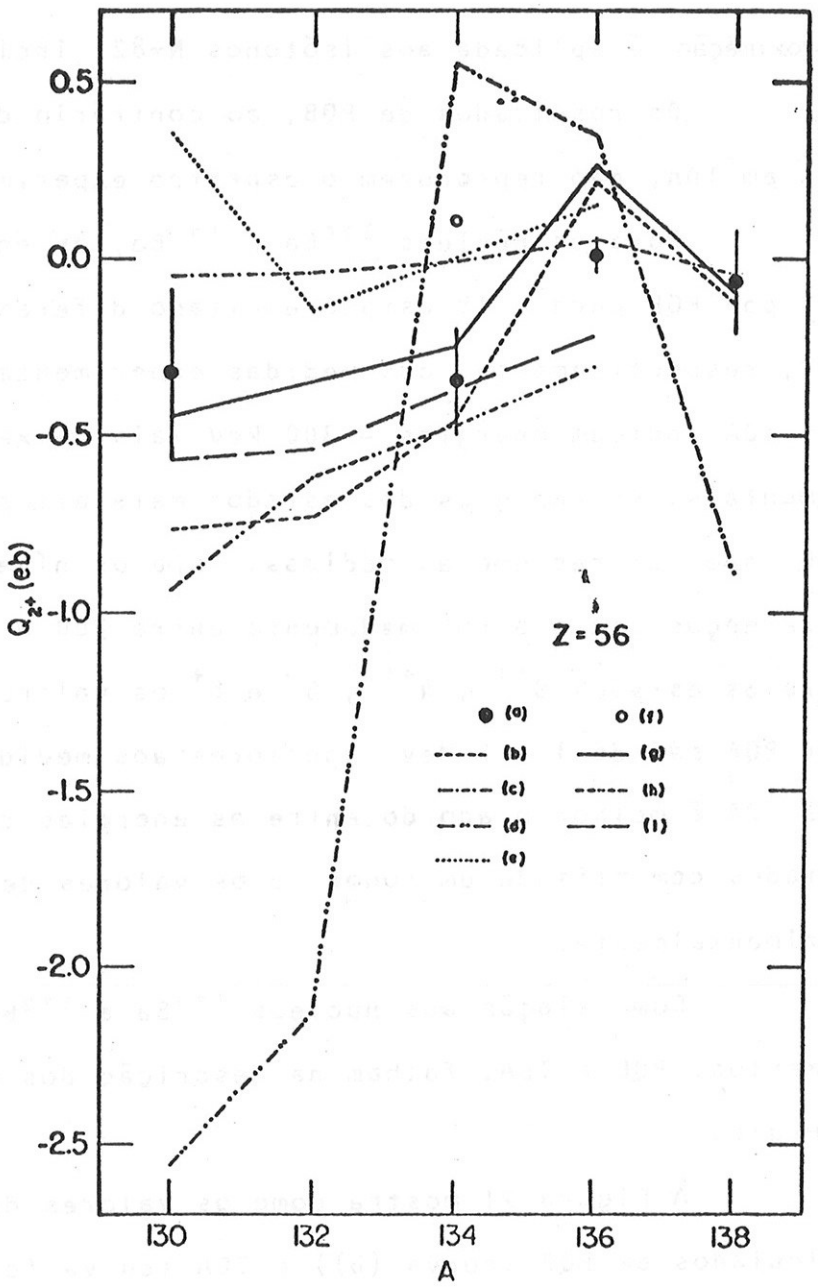

FIGURA 22 - Valores dos momentos de quadrupolo do 1º estado excitado 2^+ dos núcleos de bário. Os pontos (a) são resultados experimentais (para interferência construtiva entre estados com $J^{\pi}=2^+$) de Ne 74 para A=130, Kl 77 para A=134, presente trabalho para A=136 e Ke 72 para A=138. Os valores teóricos estão representados pelas curvas (b) PQB de Ew 78; (c) TDA de Ew 78 (veja o texto); (d) Al 71; (e) Ha 74; (g) Za 78; (h) e (i) Wa 78 (veja o texto) e ponto (f) Do 77.

aproximação é aplicada aos isótonos N=82, incluído o ^{138}Ba.

Os resultados de PQB, ao contrário daqueles obtidos em TDA, não reproduzem o espectro experimental do ^{138}Ba.

Para os núcleos ^{136}Ba e ^{134}Ba, as energias calculadas por PQB para o 1º estado excitado diferem em 50 e 160 keV, respectivamente, das medidas experimentais. Os resultados TDA indicam energias ~ 300 keV mais baixas que as experimentais. As energias dos estados mais altos, previstas por PQB, são maiores que as medidas. Para os níveis $2^{+'}$ e 4^{+} as diferenças estão aproximadamente entre 300 e 500 keV. Já para os estados $0^{+'}$, $4^{+'}$, 6^{+} e 8^{+} os valores calculados por PQB são de 1 a 2 MeV superiores aos medidos. Nos cálculos TDA é melhor o acordo entre as energias calculadas para estados com mais de um fonon e os valores determinados experimentalmente.

Com relação aos núcleos ^{130}Ba e ^{132}Ba, ambos os tratamentos, PQB e TDA, falham na descrição dos espectros de energias.

A Figura 21 mostra como os valores de $B(E2;0^{+} \rightarrow 2^{+})$ calculados em PQB (curva (b)) e TDA (curva (c)) se comparam com os experimentais. Os $B(E2;0^{+} \rightarrow 2^{+})$ determinados por TDA são muito menores que os medidos; enquanto os resultados obtidos por PQB estão em razoável acordo com os experimentais.

Na comparação dos momentos de quadrupolo estáticos obtidos teoricamente com os determinados experimentalmente não devem ser esquecidas as discrepâncias que existem entre

as medidas conhecidas. Os resultados TDA prevêem para todos os isótopos de bário momentos de quadrupolo com magnitudes inferiores a 0.05 eb, compatíveis com uma forma quase esférica para os núcleos. Os Q_{2+} são negativos, com exceção do caso A=136. Os cálculos PQB resultam em momentos de quadrupolo negativos e de grandes magnitudes para ^{130,132,134}Ba. Para o núcleo de ^{136}Ba, PQB determina Q_{2+} = +0,21eb, em concordância com nosso resultado experimental para interferência destrutiva entre os estados com $J^{\pi}=2^{+}$. Há uma nova mudança de sinal do momento de quadrupolo do ^{138}Ba. Esse fenômeno de duas inversões do sinal de Q_{2+} quando neutrons são acrescentados aos núcleos de bário foi também observado nos cálculos de Almoney e Borse (Al 71). Nenhum dos autores, entretanto, discutiu a origem dessa mudança na forma dos núcleos com Z=56. Os resultados dos modelos são mostrados na Figura 22 (curva (b) - PQB e curva (c) - TDA).

Parece razoável concluir, a partir das baixas energias previstas para o 1º estado excitado e dos pequenos valores de $B(E2; 0^{+}\rightarrow 2^{+})$ e Q_{2+} calculados na aproximação TDA, que esse tratamento subestima o caráter coletivo desse estado. Os resultados de PQB estão mais próximos de uma descrição realista. Por outro lado, os estados 2^{+}_{1} e 4^{+} apresentam energias demasiado grandes nos cálculos PQB. Isto sugere que as configurações de duas quasi-partículas, consideradas em TDA, são tão importantes para descrever os estados de dois fonons, quanto a mistura do número de fonons previstas em PQB.

. O modelo de Watanuki e colaboradores (Wa 78) calcula os momentos de quadrupolo do 1º estado excitado dos bários com número de massa entre 130 e 136. Para os dois conjuntos de parâmetros adotados pelos autores (veja o item 5.1.1) os valores de Q_{2^+} são negativos e têm magnitude decrescente quando A cresce. Estes resultados estão graficados na Figura 22 (curvas (h) e (i)).

5.2.2 Modelos semi-microscópicos e os núcleos de bário.

Não é de nosso conhecimento que os núcleos de bário tenham sido estudados no contexto de modelos semi-microscópicos. Cremos que o modelo de acoplamento fraco não é adequado para estudos sistemáticos nos bários. Entretanto, o ^{136}Ba pode ser descrito por dois buracos de neutrons interagindo com o caroço formado por todos os demais nucleons. Como salientou Lopac (Lo 70), o formalismo aplicado aos telúrios (item 5.1.2) se presta também para descrever núcleos com dois buracos acoplados ao caroço vibrador. Os resultados desse modelo poderiam testar a importância da interação partícula-partícula na dinâmica desses núcleos.

5.2.3 Modelos fenomenológicos e os núcleos de bário.

. O modelo de dois fluidos com caroço rotacionalmente invariante - RIC - foi aplicado também aos isótopos pares

de bário com número de massa entre 130 e 138 (Za 78). Os resultados dos momentos de quadrupolo estáticos devem ser olhados com reservas, uma vez que a escolha de uma forma prolata ou oblata do estado 2^+ foi baseada no sinal experimental de Q_2+.

As informações experimentais de alguns isótopos apresentam discrepâncias em relação a esse sinal. Os resultados apresentados na Figura 22 foram calculados adotando o sinal de Q_2+ dos valores experimentais mostrados na mesma figura.

. O modelo coletivo de Gneuss e Greiner (Gn 71) foi aplicado por Habs e colaboradores (Ha 74) aos isótopos pares de bário com $130 \leq A \leq 136$. Os espectros de energia foram bem reproduzidos pelo modelo. Os valores de $B(E2;0^+ \rightarrow 2^+)$ e Q_2+ são mostrados na curva (e) das Figuras 21 e 22 respectivamente. Nas determinações de Q_2+ foi adotada a forma oblata para o estado 2^+ (Ha 74). Segundo esse modelo, o ^{136}Ba (N=80) é aproximadamente um vibrador mole ("soft vibrator") e os demais isótopos de massas menores são melhor descritos por rotores assimétricos.

. Davydov e colaboradores (Da 60, Da 66) investigaram as excitações coletivas sem dividí-las em vibracionais e rotacionais. Estudaram também as condições em que é possível distinguir entre um tipo de excitação e outro, e determinaram os termos do Hamiltoniano que levam em conta a interação entre eles. Neste modelo somente são consideradas as

vibrações β e o núcleo é suposto rígido com relação a mudanças em sua forma de equilíbrio (Da 60). Segundo os autores, as excitações conhecidas como vibrações γ equivaleriam a rotações do núcleo não axial.

A energia clássica correspondente a estes movimentos pode ser escrita na forma (Da 60):

$$H = \frac{1}{2} B \dot{\beta}^2 + V(\beta) + \frac{1}{2} \sum_{\lambda=1}^{3} \frac{J_\lambda^2}{4 B_\lambda \beta^2 \operatorname{sen}^2(\gamma - \frac{2}{3}\pi\lambda)} \qquad 5\text{-}5$$

Nesta expressão B é o parâmetro de massa; $V(\beta)$ é a energia potencial das vibrações; $4B_\lambda \beta^2 \operatorname{sen}^2(\gamma - 2/3\,\pi\lambda)$ são os momentos principais de inércia e J_λ são as projeções do momento angular nas direções dos eixos principais do núcleo.

Tratando a Hamiltoniana devidamente quantizada Davydov e Chaban (Da 60) conseguiram escrever os auto valores da energia em função de apenas dois parâmetros: o de adiabaticidade μ e o de assimetria γ.

Esse tratamento reproduz as energias experimentais dos estados 0^+, 2^+, $2^{+\prime}$ e 4^+ no ^{134}Ba e ^{136}Ba, quando $\mu=0.5$ e $\gamma=27^o$ (Ke 72, Kl 77). Para essa escolha de parâmetros os B(E2) das transições $2^{+\prime} \rightarrow 0$, $2^+ \rightarrow 2^+$ e $4^+ \rightarrow 2^+$ no ^{134}Ba concordam com os respectivos valores experimentais dentro de 15% (Kl 77). Somente para a transição $4^+ \rightarrow 2^{+\prime}$, o B(E2) é superestimado pelo modelo, por um fator ~ 20 em relação ao limite superior determinado experimentalmente por van Hise e colaboradores (vHi 75). Como já mencionamos, somente o isóto-

po 134 tem medidas de transições eletromagnéticas entre vários estados.

Para o ^{136}Ba o modelo prevê (Da 66) um momento de quadrupolo elétrico do 1º estado excitado com magnitude igual a 0.20 eb, quando normalizado ao $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ obtido em nossa experiência. O sinal de Q_2+ não pode, entretanto, ser determinado pelo modelo.

. Dobaczewski e outros (Do 77) estudaram a estrutura do ^{134}Ba. A Hamiltoniana do modelo é a generalizada de Bohr, quando são consideradas somente as vibrações β (equação 5-5). A energia potencial das vibrações é dada pela relação:

$$V(\beta) = \frac{1}{2} C_2 \beta^2 + C_8 \beta^8 + G(\exp(-\frac{\beta^2}{a^2}) - 1)$$

As funções inerciais B_λ da equação 5-5 foram escritas na forma:

$$B_\lambda(\gamma) = f B_\lambda^{micr} (\gamma + b) ,$$

onde f e b são parâmetros e os B_λ^{micr} foram calculados microscopicamente na referência Ka 76. Os parâmetros do modelo B, C_2, C_8, G, a , f e b foram ajustados de modo a reproduzir os níveis de energia e as transições quadrupolares elétricas.

Os autores compararam seus resultados de núcleo vibrador mole ("soft vibrator") com os de rotor assimétrico de Habs e outros (Ha 74) e com o rotor rígido sem simetria axial de Davydov e Filippov (Da 58). Eles concluiram que não se po

de decidir no momento se o núcleo investigado é vibrador mole ou rotor assimétrico, já que ambos os modelos reproduzem com razoável qualidade as propriedades medidas experimentalmente. Dobaczewski e colaboradores esperam que esse resultado para ^{134}Ba se aplique a toda a região transicional dos Ba e Xe.

Os valores de $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ e Q_{2^+} determinados para o ^{134}Ba são mostrados no ponto (f) das Figuras 21 e 22 respectivamente.

5.3 A INTERFERÊNCIA DOS MOMENTOS QUADRUPOLARES DE TRANSIÇÃO ENTRE ESTADOS COM $J^\pi = 2^+$.

Como já mencionamos, as determinações dos momentos de quadrupolo do 1º estado excitado através do efeito de reorientação são muito sensíveis ao sinal do produto de momentos quadrupolares:

$$P_3 = M_{02} M_{2'2} M_{02'}$$

Aqui, o elemento reduzido de matriz M_{ij} é definido por:

$$M_{ij} = \langle I_i \,||\, M(E2) \,||\, I_j \rangle \quad .$$

O termo P_3 pode ser visto como consequência da interferência entre a amplitude de excitação direta proporcional a M_{02}, e a indireta proporcional a $M_{02'} M_{2'2}$.

Tamura calculou o sinal de P_3 para os núcleos vibracionais ^{112,114}Cd e ^{106,108}Pd (Ta 68). Para isso usou um

modelo em que os níveis 0^+ e 2^+ são considerados estados puros de zero e um fonon respectivamente, e o estado $2^{+'}$ é descrito por uma mistura de um e dois fonons. As fases relativas entre as amplitudes de mistura de fonons foram determinadas a partir da distribuição angular do espalhamento (p,p') que alimenta o estado $2^{+'}$ no núcleo em estudo. O autor concluiu ser positivo o sinal de P_3; mas ressalta a dependência desse resultado com a fase entre as amplitudes de mistura de fonons determinada fenomenologicamente.

. Kumar usou um cálculo microscópico com mistura de fonons e força de emparelhamento mais quadrupolo para determinar o sinal dos elementos de matriz M_{ij} (Ku 69).

O autor aplicou seu modelo aos seguintes núcleos: $^{182,184,186}W$, $^{186,188,190}Os$ e $^{192,194,196}Pt$. Concluiu ser positivo o sinal de P_3 para núcleos com $Q_{2+} < 0$ e negativo quando $Q_{2+} > 0$, com exceção do ^{192}Pt. Kumar estudou o sinal de P_3 nos limites vibracional e rotacional. Sua conclusão foi a seguinte:

(i) no limite vibracional e rotacional com $2^{+'}$ pertencente à banda $\gamma(K=2)$:

$$P_3 > 0 \quad \text{se} \quad Q_{2+} < 0 \quad \text{e}$$

$$P_3 < 0 \quad \text{se} \quad Q_{2+} > 0$$

(ii) no limite rotacional em que $2^{+'}$ pertence à banda $\beta(K=0)$:

$$P_3 > 0 \quad \text{se} \quad Q_{2+} > 0 \quad \text{e}$$

$$P_3 < 0 \quad \text{se} \quad Q_{2+} < 0$$

. Isakov e Lemberg (Is 69), usando o modelo coletivo de Davydov e colaboradores, concluiram que P_3 é positivo para todos os núcleos com $Q_{2+} < 0$ e P_3 é negativo sempre que Q_{2+} for positivo.

A partir das previsões desses modelos os núcleos de telúrio devem ter interferência construtiva entre as amplitudes direta e indireta de transição para o estado $2^+(P_3 > 0)$. Já o ^{136}Ba, por ter $Q_{2+} > 0$, deve apresentar $P_3 < 0$.

Todavia, para os casos em que P_3 foi determinado experimentalmente, nem sempre se verificou a concordância com a previsão dos modelos. As medidas do sinal de P_3 efetivadas por Hasselgren e outros (Ha 76) nos núcleos $^{108,110}Pd$ e por Baker e colaboradores (Ba 76) no ^{192}Os concordam com os modelos teóricos. Já o sinal de P_3 medido por Baker e outros (Ba 76) no ^{194}Pt não está em concordância com a previsão teórica. A forma como foram realizadas as medidas acima mencionadas está apresentada no item 4.5 deste trabalho.

6. COMENTÁRIOS FINAIS

As medidas apresentadas neste trabalho contêm informações suficientes para uma determinação precisa das probabilidades reduzidas de transição B(E2; $0^+ \rightarrow 2^+$) e dos momentos de quadrupolo do 1º estado excitado. Além disso, elas permitiram uma cuidadosa verificação da consistência interna dos dados. Essa verificação é essencial em experiências com as dificuldades das medidas de reorientação.

Quando este trabalho se iniciou, as determinações experimentais dos momentos de quadrupolo Q_{2+} dos núcleos de telúrio eram conflitantes (St 65, St 67, Lam 72, Kl 73). Desde então várias investigações foram realizadas, e isto contribuiu para maior clareza da situação experimental. Este trabalho, pela qualidade dos seus dados, colaborou para o entendimento desses núcleos.

Os momentos de quadrupolo do 1º estado 2^+ dos núcleos pares de telúrio são negativos (forma prolata) e a magnitude decresce com o aumento do número de neutrons. A média ponderada das diversas medidas recentes, incluída a nossa, é de -0.50 ± 0.05 eb, para o sinal positivo dos termos de interferência entre estados com $J^\pi = 2^+$. Para o ^{128}Te a média é de -0.14 ± 0.10 eb, também para interferência positiva.

Entre os modelos aplicados aos núcleos de telúrio foi o de acoplamento fraco de dois protons a um caroço vibrador (Lo 70, De 74) o que logrou maior sucesso em reprodu

zir os espectros de energia e as propriedades eletromagnéticas dos estados. Seus resultados para os momentos de quadrupolo seguem a tendência experimental (De 74) embora sejam fortemente dependentes das energias de partículas independentes das configurações de protons consideradas no modelo. Cálculos microscópicos recentes (Wa 78) conseguiram reproduzir o sinal experimental dos momentos de quadrupolo dos telúrios, embora as magnitudes calculadas não sejam concordantes com as experimentais. Esse tipo de cálculo, não obstante mais fundamental que o semi-microscópico, também apresenta grande sensibilidade em seus resultados de Q_{2^+} com as energias de partículas independentes. Consequentemente, conclusões teóricas mais satisfatórias dependem de determinação conspícua desses parâmetros.

Apresentamos também neste trabalho medidas de B(E2; $0^+ \rightarrow 2^+$) do núcleo de ^{136}Ba com precisão de 0.8% e do momento de quadrupolo estático do 1º estado excitado dentro de 0.05 eb. As determinações anteriores apresentam incertezas muito maiores do que estas.

Os resultados experimentais conhecidos de B(E2;$0^+ \rightarrow 2^+$) e Q_{2^+} do ^{136}Ba mostram diferenças consideráveis embora não possam ser considerados discrepantes dadas as grandes incertezas nas medidas anteriores às nossas. Nossa determinação de Q_{2^+} (+0.01 ± 0.05 eb) sugere uma forma quase esférica para o ^{136}Ba. A situação experimental não é clara nos outros isótopos. Apesar do interesse no estudo sistemático dos bários, nossa

proposição inicial de realizá-lo não pode ser concretizada sobretudo devido às dificuldades encontradas na obtenção de feixes com as qualidades exigidas nesta experiência. Além disso, a reforma do acelerador que já se estende por um longo período nos impediu até mesmo de completar as medidas já iniciadas no ^{134}Ba.

O momento de quadrupolo extraído através do efeito de reorientação depende das probabilidades reduzidas de transição B(E2) entre os estados de mais baixa energia. No caso do ^{136}Ba não há medidas dessas grandezas, o que exigiu, na análise dos dados, o uso de previsões de modelos. A determinação experimental dessas probabilidades é de interesse em si, e contribuiria para melhorar a determinação do Q_{2^+} desse núcleo.

Somente alguns modelos fenomenológicos conseguiram reproduzir os espectros de energia dos núcleos pares de bário. Para uma melhor descrição teórica desses núcleos é preciso que haja informações experimentais precisas sobre suas propriedades eletromagnéticas, como as que obtivemos para o ^{136}Ba.

A maior incerteza nos valores dos momentos de quadrupolo determinados através do efeito de reorientação se origina no desconhecimento da fase relativa entre o processo de excitação direta do 1º estado 2^+, e os processos via estados intermediários de mesmo momento angular. Trabalhos recentes (Fa 76, Ha 76, To 76) mostraram ser possível a de

terminação experimental do sinal da interferência mais importante, que é a interferência entre a excitação direta do 1º estado 2^+ e aquela que se faz através do 2º estado com $J^\pi=2^+$ ($2^{+\prime}$). Para todos os núcleos que foram investigados concluiu-se que essas interferências se dão de forma construtiva. Um dos métodos utilizados foi o da comparação da curva experimental de excitação do estado $2^{+\prime}$, para o retroespalhamento do núcleo por ^{4}He com a calculada pela teoria de canais acoplados. Este método, em princípio, pode ser utilizado para determinação da interferência nos núcleos de telúrio e bário com o equipamento experimental por nós disponível.

REFERÊNCIAS

Al 56 - K.Alder, A.Bohr, T.Huus, B.Mottelson e A. Winther; Revs. Mod. Phys. 28 (1956) 432.

Al 63 - D.G.Alkhazov, D.S.Andreev, V.D.Vasil'ev, Yu. P. Gangrskii, I. Kh. Lemberg e Yu. I. Udralov; Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser. 27 (1963) 1263.

Al 67 - G.Alaga, F. Krompotic e V. Lopac; "preprint" IRB-TP-2-67 (1967).

Al 69 - G.Alaga; Proc. School of Physics Enrico Fermi, Course 40, ed. M.Jean, Academic Press (1969).

Al 71 - S.R.Almoney e G.J.Borse; Nucl.Phys. A 171 (1971) 660.

Al 75 - K.Alder e A.Winther; "Electromagnetic excitation", (North-Holland Publ.Co) (1975).

Ar 75 - A.Arima e F. Iachello; Phys.Rev.Lett. 35 (1975) 1069.

Ar 76 - A.Arima e F. Iachello; Annals of Physics 99 (1976) 253.

Ba 57 - T.Bardeen, L.N.Cooper e J.R.Schrieffer; Phys. Rev. 108 (1957) 1175.

Ba 68 - E.B.Bal'Butsev e R.V.Dzholos; Sov.J.Nucl.Phys. 7(1968)481

Ba 74 - J.Barrette, M.Barrette, R.Haroutunian, G.Lamoureux e S.Monaro; Phys. Rev. C10 (1974) 1166.

Be 72 - Z.Berant, R.A.Eisenstein, Y.Horowitz, U.Smilansky, P.N. Tandon, J.S.Greenberg, A.M.Kleinfeld e H.G.Mäggi; Nucl. Phys. A 196 (1972) 312.

Be 78 - M.J.Bechara, O.Dietzsch, M.Samuel e U.Smilansky; Phys. Rev. C 17 (1978) 628.

Bi 65 - L.C. Biedenharn e P.J. Brussard; "Coulomb Excitation", (Clarendon Pres-Oxford) (1965).

Bo 52 - A.Bohr; K.Dan. Yidensk. Selsk.Mat-Fys.Medd. 26 (1952).

Bo 58 - N.N.Bogoliubov; Nuovo Cimento 7 (1958) 794.

Bo 65 - J. de Boer, J. Stokstad, R.G.Symons e A.Winther; Phys. Rev.Lett. 14 (1965) 564.

Bo 68 - J.de Boer e J.Eichler; Advan.Nucl.Phys. 1 (1968) 1.

Bo 76 - A.Bockisch e A.M.Kleinfeld; Nucl.Phys.A 261 (1976) 498.

Br 55 - G.Breit e J.P.Lazarus; Phys. Rev. 100 (1955) 942.

Br 56 - G.Breit, R.L. Glubstern e J.E.Russell; Phys.Rev. 103 (1956) 727.

Bu 70 - J.Burde, G.Engler, A.Ginzburg, A.A.Jaffe, A.Marinov e L.Birstein; Nucl. Phys. A 141 (1970) 375.

Bu 75 - J.Burde, S.Eshhar, A.Ginzburg e A.Molchadzki; Nucl. Phys. A 250 (1975) 141.

Cl 69 - D.Cline; Bull.Ann.Phys.Soc. 14 (1969) 726.

Ch 72 - J.Charbonneau; "Moments multipolares relatifs à l'excitation du deuxieme état des isotopes pair du Nickel", Tese de doutorado - LPN-UM-84, (1972).

Da 58 - A.S.Davydov e G.F.Filippov; Nucl.Phys. 8 (1958) 237.

Da 60 - A.S.Davydov e A.A.Chaban; Nucl.Phys. 20 (1960) 499.

Da 66 - A.S.Davydov e V.I.Orcharenko; Sov.J.Nucl.Phys. 3 (1966) 740.

De 74 - E.Degrieck e G.Vanden Berghe; Nucl.Phys. A231(1974)141.

Do 67 - A.C.Douglas e N.McDonald; Phys. Lett. 24B (1967) 447.

Do 71 - J.McDonald e S.G.Malmskog; Nucl.Phys. A 176 (1971) 526.

Do 73 - J.McDonald e A.Kerek; Nucl.Phys. A206 (1973) 417.

Do 77 - J.Dobaczewski, S.G.Rohozinski e J.Srebrny; Z.Physik A 282 (1977) 203.

Ei 64 - J.Eichler; Phys. Rev B133 (1964) 1162.

Ew 78 - G.M.Ewart e N.Takacsy; Phys. Rev. C17 (1978) 303.

Fa 58 - L.W.Fagg; Phys. Rev. 109 (1958) 100.

Fa 76 - C.Fahlander, L.Hasselgren, J.E.Thun, A.Bockish, A.M. Kleinfeld, A.Gelberg e K.P.Lieb; Phys. Lett. 60B (1976) 347.

Fn 53 - H.Frauenfelder; Ann.Rev.Nucl.Science 2 (1953) 129.

Ge 69 - W.Gelletly, J.A.Moragues, M.A.J.Mariscotti e W.R.Kane; Phys.Rev. 181 (1969) 1682

Gl 67 - J.E.Glenn e J.X.Saladin; Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 33.

Go 70 - G.Scharff-Goldhaber e A.S.Goldhaber; Phys. Rev. Lett. 24 (1970) 1349.

Ha 69 - O.Häuser, B.W.Hooton, D.Pelte, T.K.Alexander e H.C. Evans; Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 359.

Ha 74 - D.Habs, H.Klewe-Nebenius, K.Wisshak, R.Löhken, G.Nowicki e H.Rebel; Z.Physik 267 (1974) 149.

Ha 75 - I.Hall; "Problem of Vibrational Nuclei", Eds. G.Alaga, V.Paar e L.Sips. (North-Holland Publ.Co., Amsterdam) (1975) 385.

Ha 76 - L.Hasselgren, C.Fahlander, F.Falk, L.O.Edvardson, J.E. Thun, B.S.Ghuman e B.Skaali; Nucl.Phys. A264 (1976) 341.

Hi 75 - J.H.Hirata; "Uma câmara para o estudo de reações nucleares", Tese de Mestrado, IFUSP (1975).

Is 69 - V.I.Isakov e I. Kh. Lemberg; JETP Lett. (Sov.Phys.) 9 (1969) 438.

Ka 76 - T.Kaniowska, A.Sobiczewski, A.Pomorski e S.G.Rohozinski; Nucl.Phys. A 274 (1976) 151.

Ke 71 - A.Kerek; Nucl.Phys. A 176 (1971) 466.

Ke 72 - J.R.Kerns e J.X.Saladin; Phys.Rev. C6 (1972) 1016.

Ker72 - A.Kerek; Nucl.Phys. A 185 (1972) 497
A.Kerek, P.Carlé e J. Mc Donald; Nucl.Phys.A198 (1972) 466.
A.Kerek, G.B.Holm, S.Borg e L. De Geer; Nucl.Phys. A195 (1972) 177.

Ki 63 - L.S.Kisslinger e R.A.Sorensen; Rev.Mod.Phys. 35(1963)853.

Ki 67 - L.S.Kisslinger e K.Kumar; Phys.Rev.Lett. 19(1967)1239.

Kl 73 - A.M.Kleinfeld, G.Maggi e D.Werdecker; J.Phys.Soc. Japan. Suppl. 34 (1973) 440.

Kl 75 - A.M.Kleinfeld, G.Maggi e D.Werdecker; Nucl.Phys. A248 (1975) 342.

Kl 77 - A.M.Kleinfeld, A.Bockisch e K.P.Lieb; Nucl.Phys. A 283 (1977) 526.

Ku 69 - K.Kumar; Phys. Lett. 29B (1969) 25.

Ku 75 - K.Kumar; "The Eletromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy", editado por W.D.Hamilton; North-Holland (1975) Cap.3, pag.55.

La 72 - R.D.Larsen, J.A.Thomson, R.G.Kerr,R.P.Scharenberg e W. R.Lutz; Nucl.Phys. A195 (1972) 119.

La 74 - R.D.Larsen, W.R.Lutz, T.V.Ragland e R.P.Scharenberg; Nucl.Phys. A221 (1974) 26.

Lam 72 - G.Lamoureux, J.Barrette, M.Barrette, R.Haroutunian e S.Monaro; Bull. Ann. Phys. Soc. 17 (1972) 536.

Lo 70 - V.Lopac; Nucl.Phys. A 155 (1970) 513.

Lu 69 - A.Lunkko, A.Kerek, J.Rezanka e C.J.Herreander; Nucl. Phys. A 135 (1969) 49.

Ma 68 - L.A.Malov, V.G.Solov'ev e I.D.Khristov; Sov.J.Nucl. Phys. 6 (1968) 863.

Ma 69 - M.A.J.Mariscotti, G.Scharff-Goldhaber e B.Buck; Phys. Rev. 178 (1969) 1864.

Ma 71 - M.Matoba, M.Hyabutake, T.Katayama, S.Nakamura, T.Tonai, K.Yagi, K.Sato e Y.Aoki; Annual Report, Universidade de Tokio (1971) pag.37.

Ma 72 - E.R.Marshalek; Lett. N. Cimento 4 (1972) 631.

Na 70 - K.Nakai, F.S.Stephens e R.M.Diamond; Nucl.Phys. A 150 (1970) 114.

Ne 74 - M.Neiman, R.Kalish, D.R.S.Somayajulu, B.Herskind, F. Genovese e L.Grodzins; Phys. Lett. 52B (1974) 189.

Ne 75 - J.O.Newton; "The Electromagnetic Interaction in Nuclear spectroscopy", ed. W.D.Hamilton (North-Holland)(1975) Cap.7, pg.237.

No 70 - L.C.Northcliffe e R.F.Schilling; Nuclear Data Tables A7 (1970) 233-463.

Ra 75 - T.V.Ragland, R.J.Mitchell e R.P.Scharenberg; Nucl.Phys. A250 (1975) 333.

Sa 69 - J.X.Saladin, J.E.Glenn e R.V.Pryor; Phys.Rev.186 (1969) 1241.

Sa 75 - M.Samuel; Comunicação particular.

Sa 77 - M.Samuel, U.Smilansky, B.A.Watson, Y.Eisen, A.M.Kleinfeld e D.Werdecker; Nucl.Phys. A 279 (1977) 210.

Sc 67 - G.R.Schilling, R.P.Scharenberg e J.W.Tippie; Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 318.

Si 67 - J.J.Simpson, D.Eccleshall, M.J.L.Yates e N.J.Freeman; Nucl.Phys. A94 (1967) 177.

Si 68 - J.J.Simpson, U.Smilansky e J.P.Wurm; Phys.Lett. 27B (1968) 633.

Sm 70 - U.Smilansky; "Nuclear Reactions induced by Heavy ions", eds. R.Bock e W.R.Hering (North-Holland) pag 392.

So 70 - B.Sorensen; Nucl.Phys. A 142 (1970) 411.

St 65 - P.H.Stelson; "Proceedings of the Summer Study Group on the Physics of the Emperors Tandem Van de Graaf Region", Brookhaven National Laboratory, N.Y.(1965) Vol.3,pag. 1005.

St 67a- R.G.Stokstad, I.Hall, G.D.Symons e J.de Boer; Nucl.Phys. A 92 (1967) 319.

St 67b- R.G.Stokstad e I.Hall; Nucl.Phys. A99 (1967) 507.

Ta 66 - T.Tamura e T.Udagawa; Phys. Rev. 150 (1966) 783.

Ta 68 - T.Tamura; Phys. Lett. 28B (1968) 90.

To 73 - C.W.Towsley, R.Cook, D.Cline e R.N.Horoshko; Phys. Soc. Japan 34 (1973) 442.

To 76 - F.Todd Baker, A.Scott, T.H.Kruse, W.Hartwig, E.Ventura e W.Savin; Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 193.

Tr 71 - L.E.H.Trainor e R.K.Gupta; Can.J.Phys. 49 (1971) 133.

Va 58 - J.G.Valatin; Nuovo Cimento 7 (1958) 843.

vHi 75 - J.R. van Hise, D.C.Camp e R.A.Meyer; Z.Phys. A274 (1975) 383.

Wa 70 - R.A.Warner e J.E.Draper; Phys.Rev. C1 (1970) 1069.

Wa 78 - G.Watanuki, Y.Miyanishi e M.Yasuno; Prog.Theor.Phys. 59 (1978) 790.

Wi 66 - A.Winther e J.de Boer; "Coulomb Excitation", ed.A.Alder e A. Winther (Academic Press) (1966) pag 303.

Za 78 - P.C.Zalm e P.J.Brussaard; Z.Physik A287 (1978) 265.