

1303

Handwritten signatures and notes in the top left corner.

SBI-IFUSP



305M810T1303

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

CÁLCULOS DOS NÍVEIS E PROPRIEDADES
ELETROMAGNÉTICAS DOS ISÓTOPOS PARES
DE TELÚRIO, PELO MODELO UNIFICADO

RICARDO ROBERTO PLAZA TEIXEIRA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO
APRESENTADA AO INSTITUTO DE
FÍSICA DA UNIVERSIDADE DE
SÃO PAULO



Data de defesa - 27/04/88

SÃO PAULO
1988

539.74
T266c

M
e.1

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Teixeira, Ricardo Roberto Plaza

Cálculos dos níveis e propriedades eletromagnéticas dos isótopos pares de telúrio, pelo Modelo Unificado. São Paulo, 1988.

Dissertação (Mestrado) - Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Departamento de Física Experimental.

Área de Concentração: Física Nuclear.

Orientador: Prof.Dr.luda Dawid Goldman Vel Lejbman

Unitermos: 1.Estrutura nuclear; 2.Núcleos vibracionais; 3.Modelos coletivos; 4.Núcleos par-par; 5. Modelo Unificado.

USP/IF/SBI - 12/88

Universidade de São Paulo
Instituto de Física

CÁLCULOS DOS NÍVEIS E PROPRIEDADES ELETROMAGNÉTICAS DOS
ISÓTOPOS PARES DE TELÚRIO, PELO MODELO UNIFICADO

Ricardo Roberto Plaza Teixeira

Orientador: Prof. Dr. Iuda Dawid Goldman vel Lejbman

Dissertação de Mestrado
São Paulo 1988

ERRATA :

- No último parágrafo da página 2 suprimir "ii) um termo dependente do momento angular orbital 1 (que abaixa a energia de níveis com valores de 1 mais altos)."
- No último parágrafo da página 20 suprimir "uma parcela dependente do momento angular do tipo $-Cl^2$ (que quebrará a degenerescência em 1) e"

Para atingir a Verdade, é necessário, uma vez na vida, duvidar de tudo - tanto quanto possível.

Descartes

AGRADECIMENTOS

Ao professor Iuda, pelo carinho com que me recebeu neste Instituto e por todas as suas lições de vida e de física.

Ao professor Tiago, pela sua ajuda na introdução dos programas usados neste trabalho.

Ao Carlos Henrique, pela ajuda nos editores de texto da vida.

Aos meus pais, Wilmes e Cândida, e aos meus irmãos, Renata (obrigado pela revisão, mana) e Roberto, que eu tanto estimo.

A minha querida Marisa, pela sua paciência comigo (santa paciência!).

Aos amigos e companheiros lá de Mogi, por todas as idéias trocadas nestes anos.

Aos bolsistas, professores e funcionários do LAL.

Ao CNPq, pela bolsa de mestrado.

RESUMO

Foram realizados cálculos pelo Modelo Unificado (vibrador acoplado a duas partículas), dos níveis de energia e das propriedades eletromagnéticas de doze isótopos pares de telúrio com A entre 112 e 134. Analisamos resultados obtidos admitindo como interação entre as partículas o emparelhamento e a SDI (Interação Delta de Superfície). Utilizamos a SDI e estados coletivos com até 3 fónons nos ajustes realizados, e uma comparação sistemática foi realizada entre os resultados teóricos e os dados experimentais. Foi determinada a dependência dos resultados com os parâmetros do modelo, através de cálculos numa larga variação destes últimos. Estados coletivos vibracionais com 4 fónons foram introduzidos, e suas consequências nos resultados, determinadas. Os cálculos foram realizados no computador VAX do Pelletron do IFUSP.

ABSTRACT

Calculations with the Unified Model (vibrator coupled to two particles), of the energy levels and the electromagnetic properties have been performed and compared with the twelve pair isotopes from tellurium with A between 112 and 134. We analyzed the results using as particles interaction: pairing and SDI (Surface Delta Interaction). The SDI and 3 phonons collective states were used in the fittings, and a systematic comparison between the theoretical and experimental results was made. The dependence of the results with the model parameters was determined, through large variations of them. Calculations using 4 phonons have been made, and the importance of the introduced variations in the results was discussed. Calculations have been made in the VAX Computer of the Pelletron at IFUSP.

INDICE

	página
1. Introdução.....	1
2. Modelo Teórico.....	9
2.1. Modelo Vibracional.....	9
2.2. Modelo de Camadas.....	18
2.3. Modelo Unificado.....	23
2.3.1. O Hamiltoniano.....	23
2.3.2. Propriedades Eletromagnéticas.....	31
3. Cálculos preliminares com o Modelo Unificado.....	39
3.1. Cálculos com o "Telúrio Genérico".....	39
3.2. Escolha da interação entre as partículas....	53
3.3. Escolha do número máximo de fónons.....	58
3.4. Escolha dos estados de partícula.....	71
3.5. Variação dos parâmetros usados na diagonalização do Hamiltoniano.....	79
3.6. Variação dos parâmetros usados nos cálculos das propriedades eletromagnéticas.....	102
3.7. Avaliação da importância das diferentes escolhas.....	109
4. Cálculos dos isótopos pares de Telúrio e discussões.....	111
4.1. Análise dos dados experimentais a serem ajustados.....	111
4.2. Resultados do Modelo e comparação com os dados experimentais.....	120
4.2.1. ^{112}Te	124
4.2.2. ^{114}Te	124
4.2.3. ^{116}Te	124
4.2.4. ^{118}Te	125
4.2.5. ^{120}Te	126
4.2.6. ^{122}Te	126

4.2.7.	^{124}Te	127
4.2.8.	^{126}Te	128
4.2.9.	^{128}Te	129
4.2.10.	^{130}Te	129
4.2.11.	^{132}Te	130
4.2.12.	^{134}Te	130
5.	Conclusões.....	155
	Apêndice.....	158
	Referências.....	161

CAPITULO 1

INTRODUÇÃO

Um núcleo é um sistema de muitos corpos, os núcleons (prótons e nêutrons), que obedecem às leis da Mecânica Quântica. Todas as suas propriedades, em tese, podem ser determinadas a partir da função de onda total do núcleo, que é obtida resolvendo-se a equação de Schrodinger. Enquanto que na Mecânica Clássica podemos resolver de forma exata problemas com no máximo dois corpos interagentes, na mecânica quântica problemas com até três corpos podem ser resolvidos exatamente; mas os núcleos, em geral, são sistemas com muito mais que três corpos (núcleos pesados têm centenas de núcleons) e, portanto, desde já, temos que nos contentar com soluções aproximadas para o problema nuclear.

Uma dificuldade que não aparece no caso do átomo surge de forma marcante: as forças nucleares não são completamente conhecidas, e pelo que sabemos estas forças não são simples forças de dois corpos, podendo ser importantes as "componentes" de três ou mais corpos. Estudos realizados sobre o trítio (sistema de três núcleons: um próton e dois nêutrons) mostram que a componente de três corpos não é desprezível, tendo uma intensidade equivalente a 20% da força nuclear de dois corpos (C071, p.62).

Temos também que levar em conta, além das forças nucleares, a repulsão coulombiana que existe apenas entre os prótons. A existência da repulsão coulombiana entre os prótons mostra a necessidade da existência de uma força nuclear atrativa bem mais intensa, que funcionaria como uma espécie de "cola" que uniria os núcleons e tornaria o núcleo estável.

Por fim, na resolução da equação de Schrodinger, um outro problema se coloca, pois, enquanto no átomo existe um campo central dominante bem conhecido (o potencial coulombiano atrativo produzido pelos prótons do núcleo), no núcleo não existe nenhum campo central conhecido a priori. Todas estas características tornam o problema nuclear ao mesmo tempo complicado e atraente.

Na Física, em geral, procura-se criar modelos que levem a resultados calculados compatíveis com dados experimentais. Ao mesmo tempo, modelos não podem ser excessivamente complicados, ou ter uma quantidade muito grande de parâmetros envolvidos. A Física Nuclear, obviamente, não foge a esta procura de modelos descrita anteriormente. De maneira esquemática podemos classificar os Modelos Nucleares em dois grupos :

a) Modelo de Camadas (Shell Model), no qual as propriedades individuais dos núcleons são fundamentais na determinação das características do núcleo;

b) Modelo Coletivo, no qual as propriedades individuais dos núcleons são ignoradas, sendo relevante os comportamentos globais do núcleo como um todo contínuo (e não mais "discreto"), a partir de um movimento coerente de muitos núcleons.

Segundo o modelo de camadas, o núcleo é um gás de Fermi de núcleons independentes, movendo-se em órbitas bem definidas e confinados pela atuação de um poço de potencial. Os melhores resultados foram obtidos com o uso de um potencial de Woods-Saxon (com características intermediárias entre um oscilador harmônico tridimensional e um poço quadrado), ao qual se acrescentou: i) um termo de acoplamento spin-órbita (que é responsável pelo splitting entre níveis com mesmo momento angular orbital l , mas diferentes momentos angulares totais j , onde o estado com maior j é abaixado e o estado com menor j é levantado); ii) um termo dependente do momento angular orbital l (que abaixa a energia de níveis com valores de l mais altos). O grande sucesso do trabalho realizado pela primeira vez por Mayer e Jensen (MA55) foi a determinação dos números mágicos 2, 8, 20, 28, 50, 82 e 126, conhecidos devido à estabilidade de núcleos com estes números de prótons e/ou nêutrons; três artigos de grande importância histórica são os dados pelas

referências: MA48, MA49 e HA49. O problema principal do modelo de camadas é, justamente, quando não estamos próximos a estes números mágicos, pois o tamanho das matrizes envolvidas nos cálculos com modelos de camadas cresce exponencialmente com o aumento dos chamados núcleons livres ou de valência (aqueles que estão fora da última camada fechada).

A existência da superfície nuclear (apesar da sua difusidade), além da constância da densidade nuclear (associada à incompressibilidade do núcleo) e da energia de ligação por núcleon (associada à saturabilidade das forças nucleares), levou ao modelo do núcleo como sendo uma gota líquida, primeiro clássica, e depois quântica (e não mais como sendo um gás de Fermi confinado). Núcleos próximos de camadas fechadas (em prótons ou em nêutrons) são esféricos e apresentam um caráter vibracional acentuado. Núcleos afastados de camadas fechadas (em prótons e em nêutrons) são deformados e apresentam um caráter rotacional acentuado. Os estados excitados desta gota líquida seriam causados por movimentos coletivos: vibrações e/ou rotações do núcleo como um todo. Características coletivas marcantes são altos valores para $B(E2)$ entre vários estados, o aparecimento de bandas com espaçamentos típicos de núcleos vibracionais ou rotacionais e o obedecimento a certas regras de seleção para transições eletromagnéticas. Muitas delas são satisfatoriamente explicadas pelos modelos coletivos, indicando a sua validade.

A. Bohr (B052) foi o primeiro a propor a idéia de que certos núcleos poderiam ter propriedades ligadas a uma combinação do modelo de camadas e do modelo vibracional, existindo ao mesmo tempo graus de liberdade coletivos e de partícula. Posteriormente, o modelo foi desenvolvido por D. Choudhury (CH54), B. Raz (RA59), G. Alaga (AL69) e Scharff-Goldhaber e Weneser (SC55). Este modelo foi chamado de Modelo Unificado e se aplica a núcleos que para um determinado número de núcleons esteja distante da camada fechada (constituindo o chamado caroço vibrador) e que tenham um, dois, três ou quatro núcleons (ou buracos) do outro tipo fora da camada fechada (os núcleons de valência), acoplados ao caroço que vibra harmônica ou anarmonicamente, com modos quadrupolares, octopolares, hexadecupolares, etc.

Os isótopos pares de telúrio têm estas características. Tendo $Z=52$, os telúrios têm exatamente dois prótons fora da camada fechada com 50 prótons. Com o número de nêutrons entre 50 e 82, os isótopos pares de telúrio têm geralmente muitos nêutrons de valência considerados na descrição do caroço vibrador. Os telúrios pares de $A=112$ até $A=134$ têm suas características estudadas (sobretudo os isótopos estáveis com A entre 120 e 130), com níveis, propriedades eletromagnéticas e resultados de reações conhecidos, embora de uma forma não completamente extensiva.

Os dados experimentais de energia mostram um tripleto de dois fônons em alguns casos (como, por exemplo, no ^{120}Te), mas, em outros, o estado 0_2^+ aparece bastante destacado. Nos estados de dois fônons predominam os níveis de energia onde o estado 4_1^+ é o estado de menor energia.

Uma boa indicação no estudo da interação entre prótons e nêutrons é procurar analisar a forma como evolui a energia do estado 2_1^+ com a variação dos números de prótons e de nêutrons. Sabemos que a interação entre o caroço de nêutrons e os prótons é responsável pelo abaixamento da energia do estado 2_1^+ . Certas propriedades desta interação quadrupolar são facilmente percebidas na figura 1-1, que mostra a variação da energia do nível 2_1^+ com o número de nêutrons para os isótopos de rutênio (com seis buracos de prótons livres), paládio (com quatro buracos de prótons livres), cádmio (com dois buracos de prótons livres), estanho (com a camada de prótons fechada), telúrio (com dois prótons livres), xenônio (com quatro prótons livres) e bário (com seis prótons livres). Os isótopos pares de Sn têm $E(2_1^+)$ praticamente insensível quanto ao número de nêutrons, com um valor em torno de 1.2 MeV. Esta alta energia é explicada pela "estabilidade" causada pelo número mágico de 50 prótons. Ao analisarmos núcleos com dois, quatro ou seis prótons (ou buracos) vemos que as energias do nível 2_1^+ sistematicamente diminuem devido ao aumento do número de prótons ou buracos de valência (pois isto leva a uma maior interação entre prótons e nêutrons). Outra característica notada na figura é que as curvas para isótopos com um determinado número de prótons de valência parecem ser uma continuação das curvas para isótopos com aquele mesmo número de buracos de prótons de valência. Sobretudo nos casos dos

isótopos de Pd e de Xe e dos isótopos de Ru e Ba, as curvas para $E(2_1^+)$ são quase que uma a continuação da outra. Isto é uma comprovação da equivalência entre o papel dos prótons e o papel dos buracos de prótons. Já entre isótopos de Te e de Cd, esta característica se apresenta com um pequeno deslocamento de energia.

As menores energias ocorrem em torno da metade da camada de nêutrons, indicando uma força quadrupolar mais intensa. Acompanhando este comportamento, os valores de $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ são maiores nesta região.

Conforme o número isotônico se aproxima de 82, as curvas para os isótopos de Te, Xe e Ba convergem para um valor da ordem de 1,3 MeV, uma evidência clara da validade do modelo de camadas.

Entre isótonos de Te e de Cd a energia do nível 2_1^+ é sempre menor no último caso, com a diferença energética estando entre 50 e 100 KeV. No caso do Telúrio, os dois prótons de valência e os nêutrons estão na mesma camada, enquanto que no caso do cádmio, os buracos de prótons e os nêutrons estão em camadas distintas. Como a força quadrupolar entre prótons e nêutrons é de longo alcance, provocando a deformação do núcleo e a diminuição da energia do nível 2_1^+ , deve existir uma força de curto alcance entre prótons e nêutrons que produza exatamente o efeito contrário, ou seja, que levante o nível 2_1^+ e reforce a esfericidade do núcleo. Isto, é claro, além da força de curto alcance do tipo "pairing" (emparelhamento) existente entre partículas do mesmo tipo (só entre prótons ou só entre nêutrons) que também tem estes efeitos. Esta força de curto alcance entre partículas diferentes seria atenuada no caso do cádmio, e é ela a responsável pelo aumento ligeiro da energia do nível 2_1^+ dos telúrios em relação aos seus isótonos de cádmio. Esta força se manifesta também quando comparamos dois isótopos de xenônio ou de bário "simétricos" com relação a $N=82$. Por exemplo, comparando isótopos de xenônio com $N=80$ e $N=84$ vemos que no último caso a energia $E(2_1^+)$ é menor, indicando novamente a presença de uma força n-o de curto alcance, pois para $N=80$, os buracos de nêutrons e os prótons estão na mesma camada e, portanto, próximos (o que não acontece para $N=84$), e a força de curto alcance n-o

atua levantando o nível 2_1^+ . Posteriormente discutiremos esta interação com maior detalhe.

Para estudar com maior profundidade o caráter coletivo do primeiro estado excitado 2_1^+ , apresentamos a figura 1-2, com as informações sobre as probabilidades de transição reduzida do tipo E2 entre 2_1^+ e 0_1^+ , $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$, para os mesmos sete conjuntos de isótopos diferentes da figura 1-1. Quanto mais intenso o caráter coletivo do estado 2_1^+ , tanto maior será o valor para estes $B(E2)$. Na figura 1-2, as curvas para os isótopos de Cd, Pd e Ru parecem ter uma continuação visual nas curvas para os isótopos de Te, Xe e Ba, respectivamente. Os valores de $B(E2)$ para os isótopos de Sn são relativamente baixos, pois eles têm a camada de prótons fechada. O valor de $B(E2)$ para o isótopo de bário com $N=82$ também é relativamente menor devido ao fechamento da camada de nêutrons. Os valores mais altos de $B(E2)$ ocorrem no meio da camada de nêutrons, quando existem mais partículas livres provocando uma interação quadrupolar mais intensa. Os valores mais baixos de $B(E2)$ ocorrem primeiro para os estanhos, depois para os telúrios e os cádmios, seguidos dos paládios e dos xenônios, e, finalmente, dos rutênios e dos bários, fenômeno este que é devido, novamente, ao aumento do número de partículas de valência (no caso prótons ou buraco de prótons).

O objetivo deste trabalho é, utilizando o Modelo Unificado, reproduzir teoricamente níveis e propriedades eletromagnéticas conhecidos dos isótopos pares do telúrio, bem como estudar a dependência das propriedades dos telúrios com os parâmetros e graus de liberdade do modelo.

No capítulo 2 introduzimos o Modelo Teórico a ser utilizado neste trabalho. No capítulo 3 calculamos como se comportam as diferentes características calculadas para um determinado telúrio par conforme variamos os diferentes parâmetros do modelo e conforme mudamos os diferentes graus de liberdade do modelo. O ajuste, os resultados calculados aos dados experimentais dos doze isótopos pares de telúrio entre $A=112$ e $A=134$ estão no capítulo 4. No capítulo 5 estão as conclusões mais importantes deste trabalho. Apresentamos também um apêndice com uma descrição dos programas computacionais utilizados.

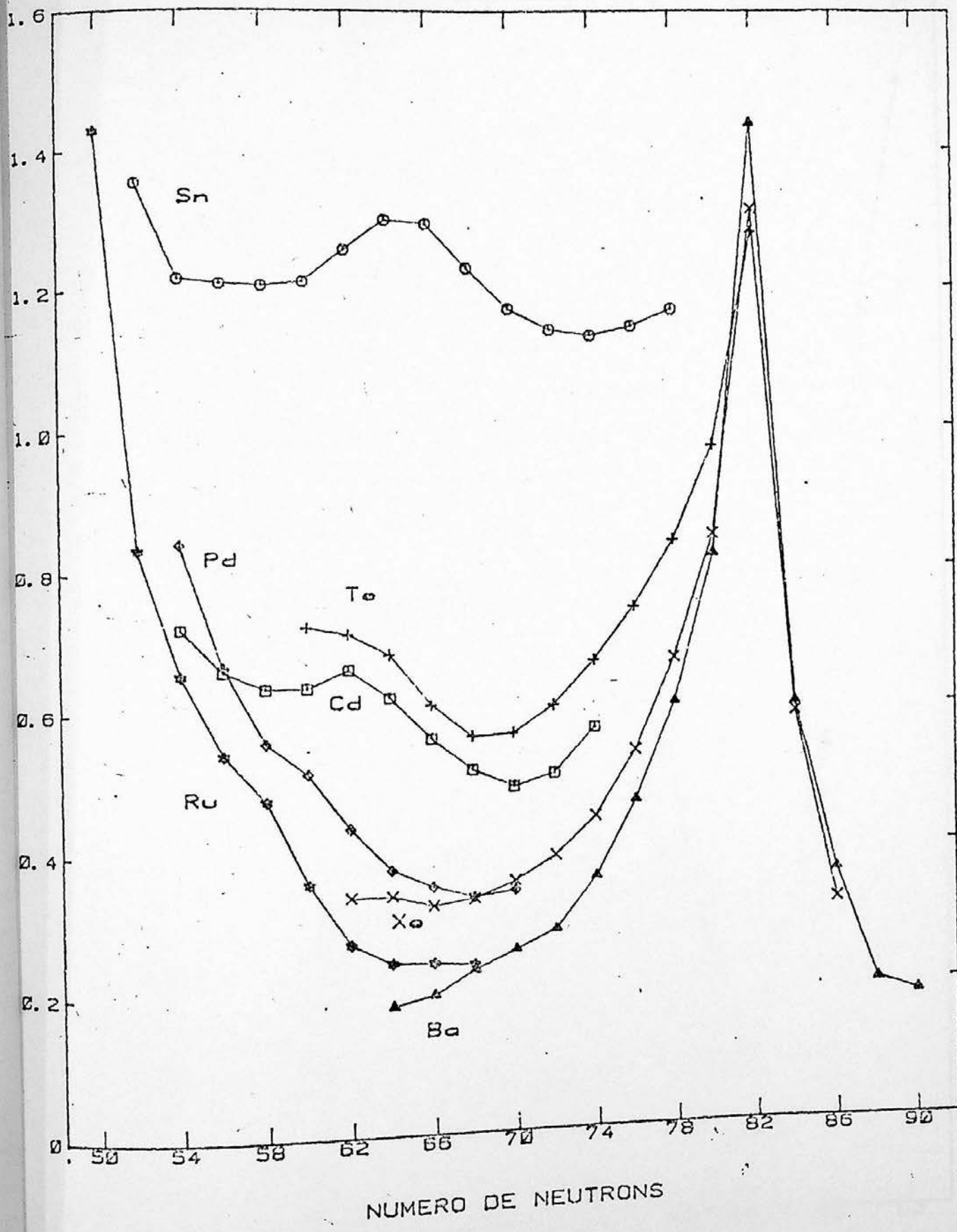


Figura 1-1. Variação da energia do nível 2_1^+ com o número de nêutrons para isótopos de Ru, Pd, Cd, Sn, Te, Xe e Ba.

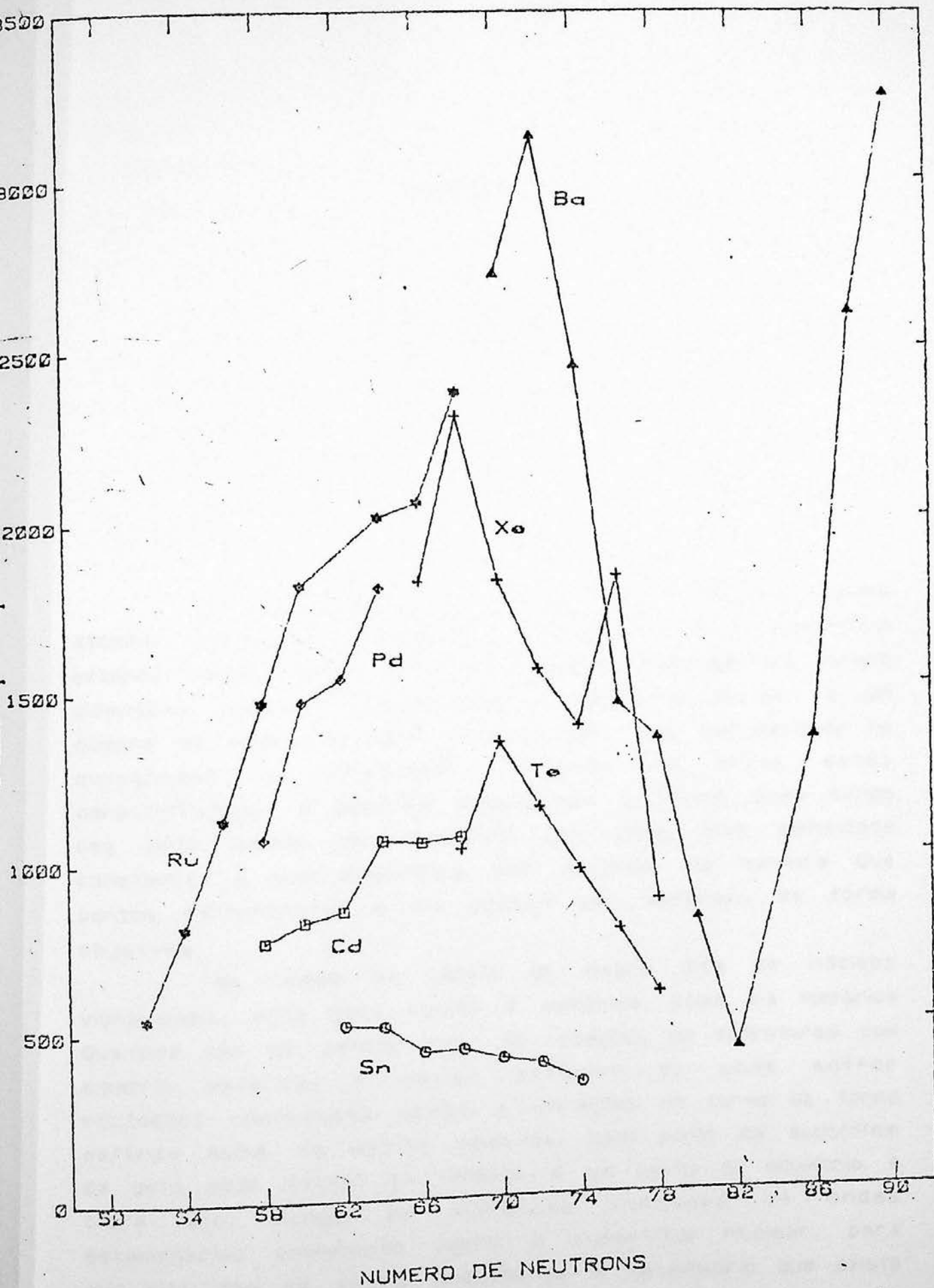


Figura 1-2. Variação de $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ com o número de nêutrons para isótopos de Ru, Pd, Cd, Sn, Te, Xe e Ba.

CAPITULO 2

MODELO TEÓRICO

2.1. Modelo Vibracional

De modo genérico, podemos dizer que o núcleo atômico possui uma densidade constante e uma superfície externa razoavelmente definida. Dados experimentais sobre dimensões nucleares indicam que a densidade nuclear é um número da ordem de 10^{38} núcleons/cm³, que corresponde em quilogramas a 10^{11} kg/cm³. Tendo em vista estas características, é possível imaginarmos o núcleo como sendo uma gota líquida incompressível (ou seja, com densidade constante) e com superfície bem definida, de maneira que pontos pertencentes a ela possam ser definidos de forma objetiva.

Na região da tabela de Segre dita de núcleos vibracionais, esta gota líquida é esférica. Como na Mecânica Quântica não tem sentido falar de rotações de estruturas com simetria esférica, o núcleo esférico só pode sofrer excitações energéticas devido a vibrações em torno da forma esférica média. Em outras palavras, cada ponto da superfície da gota pode oscilar em relação a um ponto de equilíbrio. É claro que, sendo as vibrações formadas de ondas estacionárias caminhando sobre a superfície nuclear, para que elas não se anulem mutuamente é necessário que exista interferência construtiva entre elas: a quantização das excitações vibracionais surge como consequência disto. Uma introdução ao estudo das vibrações nucleares pode ser

encontrada no artigo intitulado "Vibrations of the atomic nucleus" de G. F. Bertsch (BE83).

Introduzindo um sistema de referência esférico com origem no centro da gota, o ponto da superfície nuclear na direção θ e ϕ , num determinado instante de tempo t , terá uma coordenada radial R dada por

$$R(\theta, \phi, t) = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda \mu} \alpha_{\lambda \mu}(t) Y_{\lambda \mu}(\theta, \phi) \right] \quad (2.1)$$

$\lambda=0,1,2,3,\dots$ $\mu=-\lambda, -\lambda+1, \dots, \lambda-1, \lambda$

onde R_0 é o raio de equilíbrio do núcleo, $Y_{2\mu}(\theta, \phi)$ são os harmônicos esféricos, λ é o grau da oscilação (que resulta no chamado modo 2^λ -polar de vibração), μ é a componente Z de λ e $\alpha_{\lambda \mu}(t)$ é a amplitude de oscilação, ou seja, a nossa coordenada generalizada dependente do tempo representando a oscilação.

Cada valor de λ define um diferente modo de vibração. Com $\lambda=0$ temos o modo monopolar de oscilação (modo de respiração), que muda o volume mas não a forma da superfície esférica nuclear; pelo fato de provocar densidades de massa dependentes do tempo, este não é um modo relevante. Com $\lambda=1$ temos o modo dipolar de oscilação, que corresponde a uma translação do núcleo sem mudar a sua forma esférica; como estamos supondo que o núcleo está isolado (ou seja, não está sujeito a forças externas), este modo inexistente. Com $\lambda=2$ temos o modo quadrupolar de oscilação, que é o modo predominante, e no qual está fundamentado o modelo a ser utilizado nos nossos cálculos; neste modelo, o núcleo assume diferentes formas elipsoidais em torno da forma esférica média, no decorrer do tempo (sem alterar o seu volume). Com $\lambda=3$ temos o modo octopolar de vibração evidenciado em alguns núcleos pela existência de um estado coletivo 3^- ; com $\lambda=4$ temos o modo hexadecupolar de vibração; etc. A figura II-1 mostra as características especiais de cada modo de vibração. O quantum de excitação com $\lambda=2$ é chamado de fónon quadrupolar; o quantum de vibração com $\lambda=3$, de fónon octopolar, etc. Conforme o valor de λ vai crescendo, o modo de vibração vai se tornando menos importante. Dizemos que um fónon 2^λ -polar tem um momento angular λ , paridade $(-)^{\lambda}$, frequência angular de oscilação ω_λ e energia $\hbar\omega_\lambda$. É interessante notar que o espectro

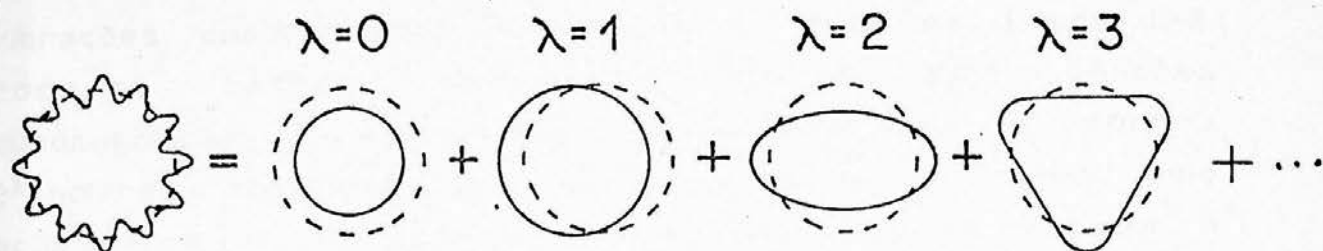


Figura II-1. Forma da superfície do núcleo para vibrações com diferentes valores de λ (retirado de AL81).

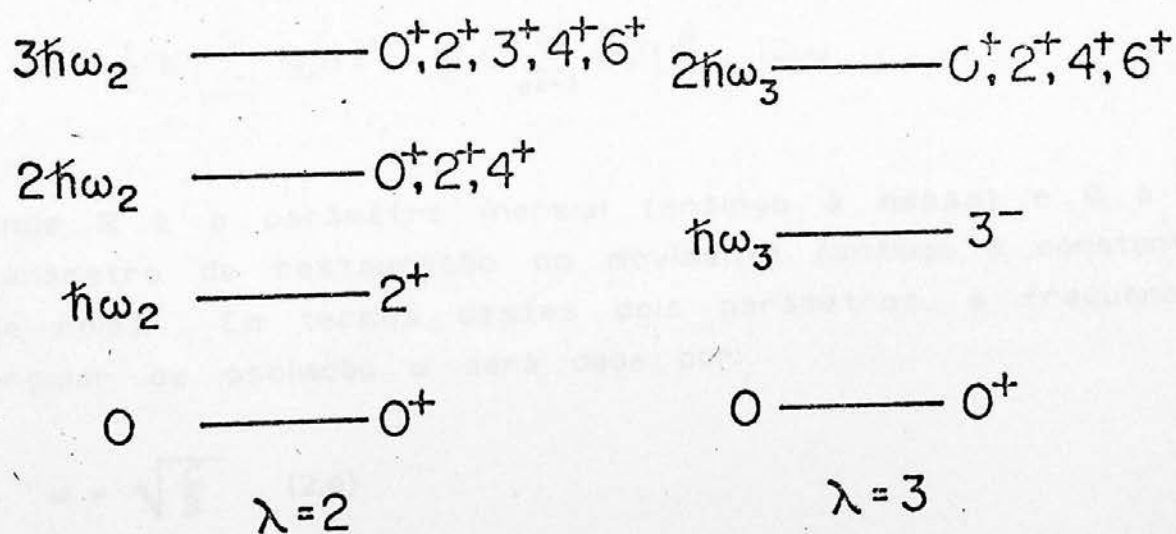


Figura II-2. Espectro do vibrador quadrupolar ($\lambda=2$) e do vibrador octopolar ($\lambda=3$) (retirado de R180).

vibracional de cada modo 2^λ -polar é constituído por níveis igualmente espaçados de uma energia $\hbar\omega_\lambda$, como no caso do oscilador harmónico. Aliás, vibrações 2^λ -polares correspondem, em última análise, a um sistema de $2\lambda+1$ osciladores harmónicos desacoplados. O espectro para vibrações quadrupolares e octopolares está na figura 11-2. Pode-se também, obviamente, compor as vibrações quadrupolares e octopolares. O estado com n fónons 2^λ -polares tem momentos angulares possíveis dados pelo acoplamento de n fónons com momento angular λ , com a condição de que, como os fónons são bósons, a função de onda total deve ser simétrica pela troca de fónons, e ter paridade $(-)^{n\lambda}$.

Considerando apenas vibrações quadrupolares, e esquecendo o índice $\lambda=2$, a equação (2.1) se torna:

$$R(\theta, \phi, t) = R_0 \left[1 + \sum_{\mu=-2}^{+2} \alpha_\mu(t) Y_{2\mu}(\theta, \phi) \right] \quad (2.2)$$

O Hamiltoniano (sem anarmonicidades) será dado por

$$H = \frac{1}{2} B \sum_{\mu=-2}^{+2} |\dot{\alpha}_\mu(t)|^2 + \frac{1}{2} C \sum_{\mu=-2}^{+2} |\alpha_\mu(t)|^2 \quad (2.3)$$

onde B é o parâmetro inercial (análogo à massa) e C é o parâmetro de restauração do movimento (análogo à constante de mola). Em termos destes dois parâmetros, a frequência angular de oscilação ω será dada por:

$$\omega = \sqrt{\frac{C}{B}} \quad (2.4)$$

O momento $\pi_\mu(t)$ canonicamente conjugado à coordenada generalizada $\alpha_\mu(t)$ será:

$$\pi_\mu(t) = (-)^{\mu} B \dot{\alpha}_{-\mu}(t) \quad (2.5)$$

Introduzindo o momento $\pi_\mu(t)$, obteremos para o Hamiltoniano a expressão:

$$H = \frac{1}{2B} \sum_{\mu=-2}^{+2} |\pi_\mu(t)|^2 + \frac{1}{2} C \sum_{\mu=-2}^{+2} |\alpha_\mu(t)|^2 \quad (2.6)$$

Quantizando o nosso sistema através do método da segunda quantização para bósons, podemos escrever o Hamiltoniano como sendo

$$H = \hbar\omega \sum_{\mu=-2}^{+2} (b_{\mu}^{\dagger} b_{\mu} + \frac{1}{2}) = (\hbar\omega \sum_{\mu=-2}^{+2} b_{\mu}^{\dagger} b_{\mu}) + \frac{5}{2} \quad (2.7)$$

onde b_{μ}^{\dagger} (b_{μ}) é o operador de criação (destruição) de um fónon com momento angular 2 e projeção μ . Estes operadores se relacionam aos operadores quânticos para as coordenadas q_{μ} e para os momentos π_{μ} da seguinte forma:

$$\hat{q}_{\mu} = \left(\frac{\hbar}{2B\omega} \right)^{1/2} (b_{\mu}^{\dagger} + (-)^{\mu} b_{-\mu}) \quad (2.8)$$

$$\hat{\pi}_{\mu} = i \left(\frac{\hbar B\omega}{2} \right)^{1/2} ((-)^{\mu} b_{-\mu}^{\dagger} - b_{\mu})$$

Valem as regras de comutação para bósons, ou seja:

$$[b_{\mu}, b_{\nu}] = [b_{\mu}^{\dagger}, b_{\nu}^{\dagger}] = 0 \quad \text{e} \quad [b_{\mu}, b_{\nu}^{\dagger}] = \delta_{\mu, \nu} \quad (2.9)$$

O conjunto das excitações vibracionais é representado matematicamente pelo espaço de Fock. O estado fundamental (ou estado de vácuo de excitações) $|0\rangle$ deste espaço é aquele no qual $b_{\mu}|0\rangle = 0$. Usando os operadores de criação de fónons b_{μ}^{\dagger} sobre o estado fundamental $|0\rangle$, podemos obter estados com 1, 2, 3, 4, ... fónons. Sendo N o número de fónons de um estado, a sua energia será:

$$E_N = \hbar\omega \left(N + \frac{5}{2} \right) \quad (2.10)$$

Note que, como já dissemos anteriormente, $E_N - E_{N-1} = \hbar\omega$ (os estados são igualmente espaçados). Tomando a energia do estado de vácuo de excitações como referencial, podemos chegar a várias conclusões genéricas sobre o espectro de um vibrador quadrupolar. A convenção usada será aquela na qual o estado denominado R_{π} tem momento angular R , paridade π (+ ou -) e aparece no espectro pela n -ésima vez, segundo a ordem crescente de energia. É claro que um estado R será $2R+1$ vezes degenerado, pois a sua projeção M poderá valer $M = -R, -R+1, \dots, R-1, R$.

O estado fundamental (com energia nula e nenhum fónon) é 0_1^+ . O primeiro estado excitado é 2_1^+ , com energia $E(2_1^+) = \hbar\omega$ (um fónon). Com energia $2\hbar\omega$ (dois fónons), ou seja, com o dobro da energia do estado 2_1^+ , aparece um tripleto de estados degenerados: 0_2^+ , 2_2^+ e 4_1^+ . Com energia $3\hbar\omega$ (três fónons) temos um quintupletto de estados degenerados: 0_3^+ , 2_3^+ , 3_1^+ , 4_2^+ e 6_1^+ (é claro que nos núcleos reais perde-se a degenerescência no tripleto e no quintupletto de estados). A partir de 4 fónons, torna-se necessário um novo número quântico (RA57) para definir univocamente um estado (além do número de fónons N , do momento angular R e de sua projeção M); é a senioridade v dada pelo número de fónons não acoplados a zero. Por exemplo, com 4 fónons temos dois estados com momento angular 2 (é claro que cada um deles é degenerado nas cinco possíveis projeções M do momento angular: $M = -2, -1, 0, 1, 2$): um deles tem senioridade $v=2$ (ou seja, tem dois fónons não acoplados a zero) e o outro tem senioridade $v=4$ (ou seja, tem quatro fónons não acoplados a zero). Portanto, até 4 fónons, podemos representar um estado pelo ket $|NRv\rangle$. Para 6 fónons, o problema repete-se e temos que introduzir um novo número quântico (BE79). Duas tabelas são apresentadas de forma a elucidar possíveis dúvidas. A tabela II-1 fornece os valores de N , R e v para todos os estados com até 4 fónons (inclusive). A tabela II-2 é a compilação do número de estados que existem com um determinado número de fónons N , e um determinado momento angular R (não se leva em consideração a degenerescência na projeção M do momento angular, mas sim a degenerescência na senioridade v , ou mesmo em outro possível número quântico).

As propriedades eletromagnéticas de um vibrador quadrupolar podem ser obtidas através, essencialmente, da teoria de campos eletromagnéticos multipolares (CR85). Obteremos então, como consequência, que transições magnéticas entre quaisquer dois estados diferentes são proibidas no modelo vibracional. Um outro resultado será o de que o momento de dipolo magnético μ (em magnetons nucleares) será dado por

$$\vec{\mu} = g_R \vec{R} \quad (2.11)$$

Tabela II-1. Valores de N, R e v (número de fónons, momento angular total e senioridade, respectivamente) para todos os estados coletivos até 4 fónons quadrupolares.

N	0		1			2					3					4							
R	0	2	0	2	4	0	2	3	4	6	0	2	2	4	4	5	6	8					
v	0	1	0	2	2	3	1	3	3	3	0	2	4	2	4	4	4	4					

Tabela II-2. Número de estados existentes com N fónons quadrupolares e momento angular I (retirado de B069).

N \ R	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
0	1												
1		1											
2	1		1		1								
3	1		1	1	1		1						
4	1		2		2	1	1		1			1	
5	1		2	1	2	1	2	1	1		1		
6	2		2	1	3	1	3	1	2	1	1		1

Tabela II-3. Elementos de matriz reduzidos de b_2 entre estados vibracionais com até 4 fónons (retirado de RA59).

$N'R'v'$	NRv	$\langle N'R'v' b_2 NRv \rangle$	$N'R'v'$	NRv	$\langle N'R' b_2 NRv \rangle$
0 0 0	1 2 1	$\sqrt{5}$	3 2 1	4 4 2	$9\sqrt{2/7}$
1 2 1	2 0 0	$\sqrt{2}$	3 2 1	4 4 4	0
1 2 1	2 2 2	$\sqrt{10}$	3 3 3	4 2 2	$\sqrt{10/3}$
1 2 1	2 4 2	$3\sqrt{2}$	3 3 3	4 2 4	$-\sqrt{55/6}$
2 0 0	3 2 1	$\sqrt{7}$	3 3 3	4 4 2	$-2\sqrt{3}$
2 2 2	3 0 3	$\sqrt{3}$	3 3 3	4 4 4	$-2\sqrt{143/50}$
2 2 2	3 2 1	$2\sqrt{5/7}$	3 3 3	4 5 4	$\sqrt{231/10}$
2 2 2	3 3 3	$-\sqrt{15}$	3 4 3	4 2 2	$\sqrt{22/7}$
2 2 2	3 4 3	$3\sqrt{11/7}$	3 4 3	4 2 4	$\sqrt{7/2}$
2 4 2	3 2 1	$6/\sqrt{7}$	3 4 3	4 4 2	$2\sqrt{5/7}$
2 4 2	3 3 3	$\sqrt{6}$	3 4 3	4 4 4	$-2\sqrt{91/22}$
2 4 2	3 4 3	$3\sqrt{10/7}$	3 4 3	4 5 4	$-3\sqrt{7/6}$
2 4 2	3 6 3	$\sqrt{39}$	3 4 3	4 6 4	$\sqrt{390/11}$
3 0 3	4 2 2	$2/\sqrt{6}$	3 6 3	4 4 2	$2\sqrt{13/6}$
3 0 3	4 2 4	$2\sqrt{11/6}$	3 6 3	4 4 4	$8/\sqrt{165}$
3 2 1	4 0 0	2	3 6 3	4 5 4	$2\sqrt{13/5}$
3 2 1	4 2 2	$3\sqrt{10/7}$	3 6 3	4 6 4	$\sqrt{182/11}$
3 2 1	4 2 4	0	3 6 3	4 8 4	$\sqrt{68}$

onde

$$\xi_R = \frac{Z}{A} \quad (2.12)$$

O operador de momento de quadrupolo elétrico, com projeção μ , será dado por ($R_0 = 1.2A^{1/3}$ em fermis):

$$M(E2\mu) = \frac{3ZeR_0^2}{4\pi} \sqrt{\frac{\hbar}{2B\omega}} (b_\mu^+ + (-)^\mu b_{-\mu}) \quad (2.13)$$

Como no operador $M(E2\mu)$ aparece uma "soma" de operadores de criação e de destruição, os estados terão momento de quadrupolo elétrico nulo. Uma outra característica é que transições do tipo E2 só ocorrem quando o número de fónons varia de apenas uma unidade, ou seja, temos a seguinte regra de seleção para transições do tipo E2:

$$|\Delta N| = 1 \quad (2.14)$$

A probabilidade de transição reduzida de um estado $|N_i R_i v_i\rangle$ para um estado $|N_f R_f v_f\rangle$, com $N_f - N_i = 1$ é dada por

$$B(E2; R_i \rightarrow R_f) = \frac{|\langle N_f R_f v_f | M(E2) | N_i R_i v_i \rangle|^2}{(2R_i + 1)} \quad (2.15)$$

sendo

$$\langle N_f R_f v_f | M(E2) | N_i R_i v_i \rangle = \frac{3ZeR_0^2}{4\pi} \sqrt{\frac{\hbar}{2B\omega}} \langle N_f R_f v_f | b_\mu | N_i R_i v_i \rangle \quad (2.16)$$

Os elementos de matriz reduzidos para os operadores de aniquilação b_μ , até 4 fónons, estão dados na tabela II-3.

Uma consequência importante a ser notada é que

$$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) = 2 B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) \quad (2.17)$$

2.2. Modelo de Camadas

Na história do surgimento do modelo de camadas, inicialmente, o questionamento principal era se os núcleons se deslocavam em órbitas bem definidas no núcleo, assim como os elétrons se deslocavam em órbitas bem definidas nos átomos. Como se sabe, o átomo é considerado um gás de Fermi constituído de elétrons e encerrado em um determinado volume. Com esta hipótese, os átomos com apenas um elétron (hidrogenóides) podem ser resolvidos analiticamente, e os átomos com mais de um elétron (nos quais o efeito de blindagem é importante) podem ser resolvidos com o uso do método de Hartree-Fock, na procura de um potencial auto-consistente.

Classicamente, a observação de que os núcleons se movem em órbitas bem definidas é inaceitável, pois sendo eles esferas com altas velocidades, confinadas em um pequeno volume, o número de colisões deveria ser grande. A explicação, obviamente, é quântica: os núcleons se movem em um número determinado de órbitas (nas órbitas que correspondam à mais baixa energia se o estado for o fundamental), e como segundo o princípio da exclusão de Pauli em cada órbita só pode existir um núcleon de cada tipo (próton ou nêutron), o número de colisões será relativamente pequeno.

O Modelo de Camadas (ou Modelo de Partícula Independente) baseia-se na suposição de que do ponto de vista de um núcleon, as forças exercidas por todos os outros núcleons podem ser bem aproximadas por um poço de potencial. O núcleo é visto como um gás de Fermi, sendo os núcleons imaginados como partículas independentes sujeitas a um potencial médio que é o responsável pela superfície de confinamento do núcleo e pelas órbitas que os núcleons percorrem, sofrendo relativamente poucas colisões.

Quatro potenciais aparecem com muita frequência na literatura:

a) Potencial Quadrado Infinito:

$$V(r) = \begin{cases} -V_0 & r < R_0 \\ \infty & r > R_0 \end{cases} \quad (2.18)$$

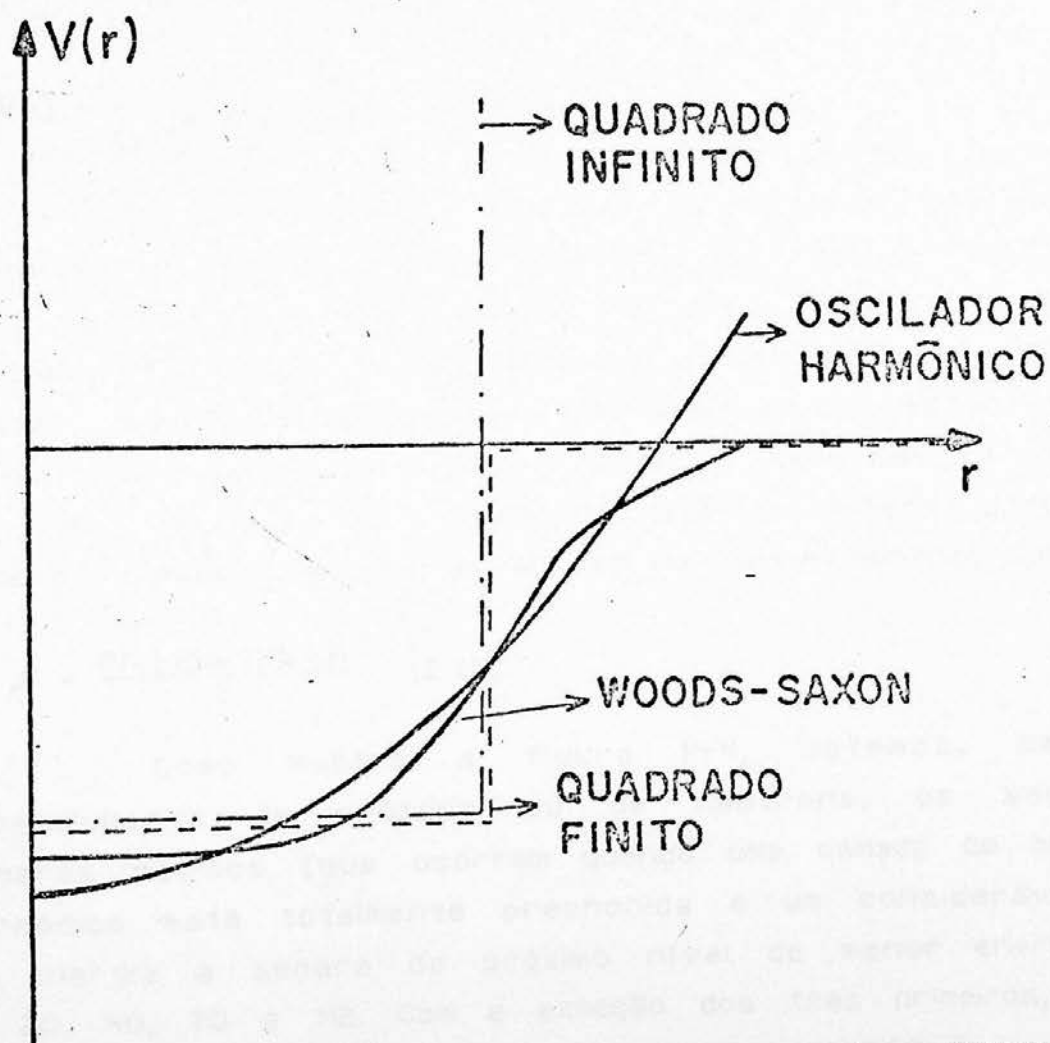


Figura II-3. Forma dos poços de potencial mais utilizados no modelo de camadas.

b) Potencial Quadrado Finito:

$$V(r) = \begin{cases} -V_0 & r < R_0 \\ 0 & r > R_0 \end{cases} \quad (2.19)$$

c) Potencial do Oscilador Harmônico:

$$V(r) = -V_0 + \frac{1}{2} m\omega^2 r^2 \quad (2.20)$$

d) Potencial de Woods-Saxon:

$$V(r) = \frac{-V_0}{(1 + e^{(r-R_0)/a})} \quad (2.21)$$

A figura 11-3 mostra as quatro formas de potencial. O Potencial do Oscilador Harmônico (O.H.) pode ser resolvido analiticamente (assim como o potencial quadrado infinito), mas o potencial de Woods-Saxon não goza desta mesma propriedade; entretanto, este último, obviamente, representa uma aproximação bem mais refinada.

Um oscilador harmônico, até o estado dado pelo número quântico de energia N , tem um preenchimento dado por:

$$N = \frac{(N+1)(N+2)(N+3)}{3} \quad (2.22)$$

Como mostra a figura 11-4, obtemos, para o preenchimento de prótons ou de nêutrons, os seguintes números mágicos (que ocorrem quando uma camada do oscilador harmônico está totalmente preenchida e um considerável gap de energia a separa do próximo nível de menor energia): 2, 8, 20, 40, 70 e 112. Com a exceção dos três primeiros, estes não são os números mágicos dados pela experiência.

Tomando a aproximação mais apurada do potencial de Woods-Saxon no lugar do potencial parabólico do oscilador harmônico, e introduzindo uma parcela dependente do momento angular do tipo $-Cl^2$ (que quebrará a degenerescência em l) e uma parcela referente à interação spin-órbita do tipo $-Dl.s$ (que quebrará a degenerescência em j), obtemos os seguintes números mágicos experimentais: 2, 8, 20, 28, 50, 82 e 126. Portanto o potencial total a ser utilizado será:

NÚMEROS
MÁGICOSNÚMERO DE
PARTÍCULAS NA
CAMADA

112	$5\hbar\omega$	<u>1h, 2f, 3p</u>	42
70	$4\hbar\omega$	<u>1g, 2d, 3s</u>	30
40	$3\hbar\omega$	<u>1f, 2p</u>	20
20	$2\hbar\omega$	<u>1d, 2s</u>	12
8	$\hbar\omega$	<u>1p</u>	6
2	0	<u>1s</u>	2

Figura II-4. Espectro de um oscilador harmônico puro (sem a introdução da interação spin-órbita).

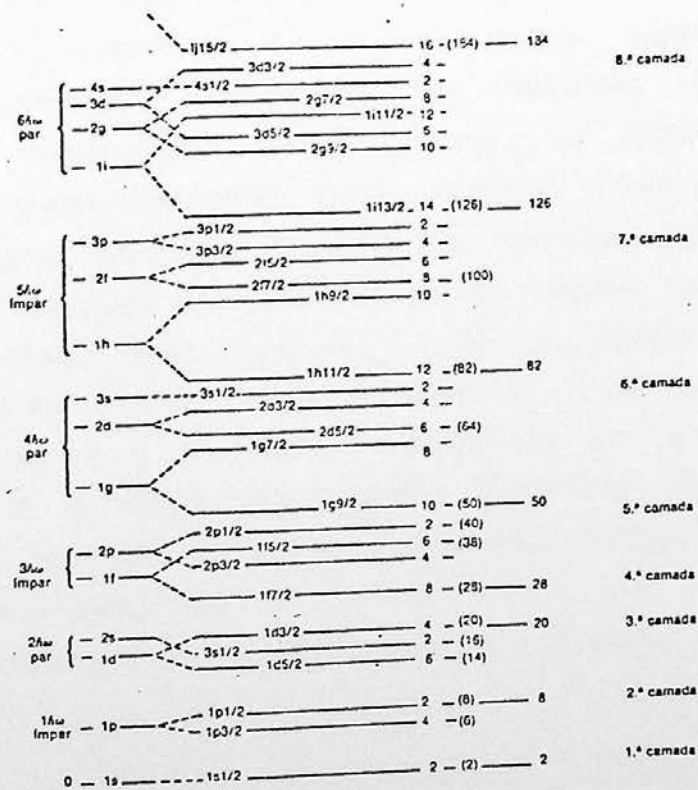


Figura II-5. Espectro de um oscilador harmônico com a interação spin-órbita (retirado de PE78).

$$V_T = V(r) - C\vec{l}^2 - D\vec{l} \cdot \vec{s} \quad (2.23)$$

A figura 11-5 mostra o diagrama de níveis obtidos por Mayer e Jensen usando um potencial deste tipo. É interessante notar que o termo de spin-órbita provoca o aparecimento de um nível intruso nas camadas. Na camada com $N=3$ (até 50 partículas) o intruso é $1g_{7/2}$, na camada com $N=4$ (até 82 partículas) o intruso é $1h_{11/2}$ e na camada com $N=5$ (até 126 partículas) o intruso é $1i_{13/2}$. O nível intruso tem paridade oposta à paridade dos demais níveis da camada, e tem momentos angulares orbital e total maiores que os respectivos momentos angulares dos outros níveis da camada.

O "splitting" de energia entre dois níveis com mesmo l , mas diferentes valores de j ($l+1/2$ ou $l-1/2$), é dado por:

$$\Delta E = \frac{C}{2} (2l+1) \quad (2.24)$$

O modelo de camadas explica algumas propriedades de núcleos próximos de números mágicos para nêutrons e prótons (por exemplo, núcleos próximos de ^{208}Pb , que é um núcleo duplamente mágico, com 82 prótons e 126 nêutrons); isto também acontece para núcleos leves, digamos até ^{40}Ca . Uma outra previsão do modelo de camadas é relativa ao momento de quadrupolo elétrico, que no caso de núcleos ímpares tem valor negativo para pequeno número de partículas e positivo para pequeno número de buracos (C071, p.182).

Um estado de partícula no modelo de camadas pode ser representado pelo ket $|n \ l \ 1/2 \ j\rangle$, sendo que n é o número quântico radial, l é o número quântico de momento angular orbital, j é o número quântico de momento angular total e $1/2$ é o valor do número quântico de spin. Se nos restringirmos apenas a uma determinada camada, o valor de j determina univocamente o nível ao qual estamos nos referindo; poderemos representar o estado, resumidamente, pelo ket $|j\rangle$.

2.3. O Modelo Unificado

Muitos núcleos apresentam características gerais semelhantes às previstas pelo modelo vibracional, porém com peculiaridades imprevistas, como, por exemplo, a existência de transições de "cross-over", de momentos quadrupolares elétricos não-nulos e de transições do tipo M1 entre estados com diferentes números de fónons, e o desdobramento do tripleto de dois fónons, do quintupletto de três fónons, do octopletto de 4 fónons, etc. (estes desdobramentos são visualizados na figura II-6). Isto nos leva a uma tentativa de refinamento do modelo vibracional, no qual um caroço vibrador é acoplado a partículas de valência por meio de uma interação quadrupolar. A esta teoria chamamos de Modelo Unificado. Mais especificamente, trabalharemos com o modelo no qual um caroço vibrador se acopla a dois prótons de valência via uma força quadrupolar. Reduzimos, então, o nosso problema de muitos corpos a um problema de três corpos, interagindo dois a dois, como mostra a figura II-7. Uma introdução ao Modelo Unificado pode ser encontrada no livro "Problems of Vibrational Nuclei", editado por Alaga et al. (AL75).

2.3.1. O Hamiltoniano

O Hamiltoniano total para um caroço vibrador acoplado a dois prótons é dado por

$$H = H_V + H_1 + H_2 + H_{INT} + H_{12} \quad (2.25)$$

sendo H_V o Hamiltoniano do vibrador quadrupolar, H_1 e H_2 os Hamiltonianos do modelo de camadas dos prótons 1 e 2, H_{INT} o Hamiltoniano de interação entre o caroço e cada um dos dois prótons e H_{12} o Hamiltoniano de interação entre os dois prótons.

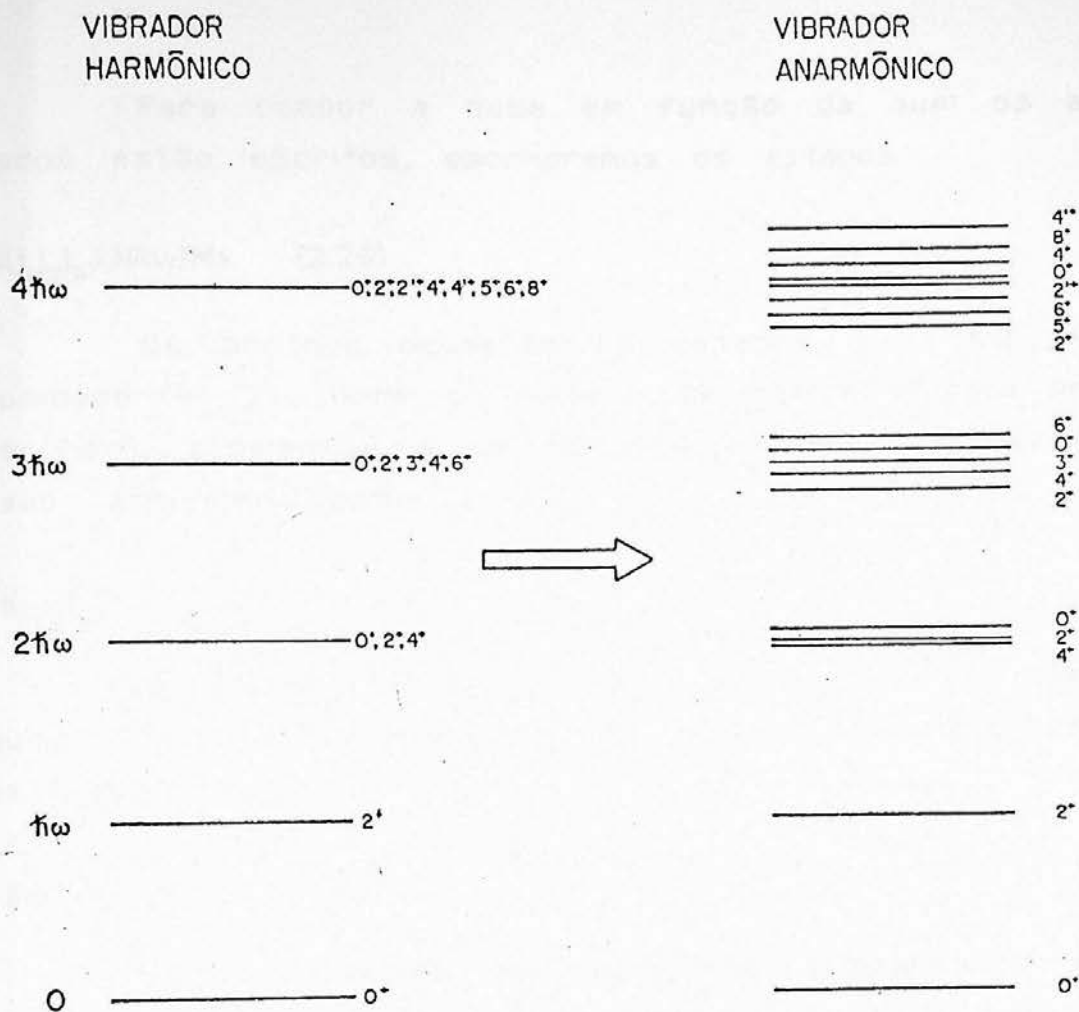


Figura II-6. Visualização da quebra da degenerescência do espectro de um vibrador com a introdução de duas partículas de valência.

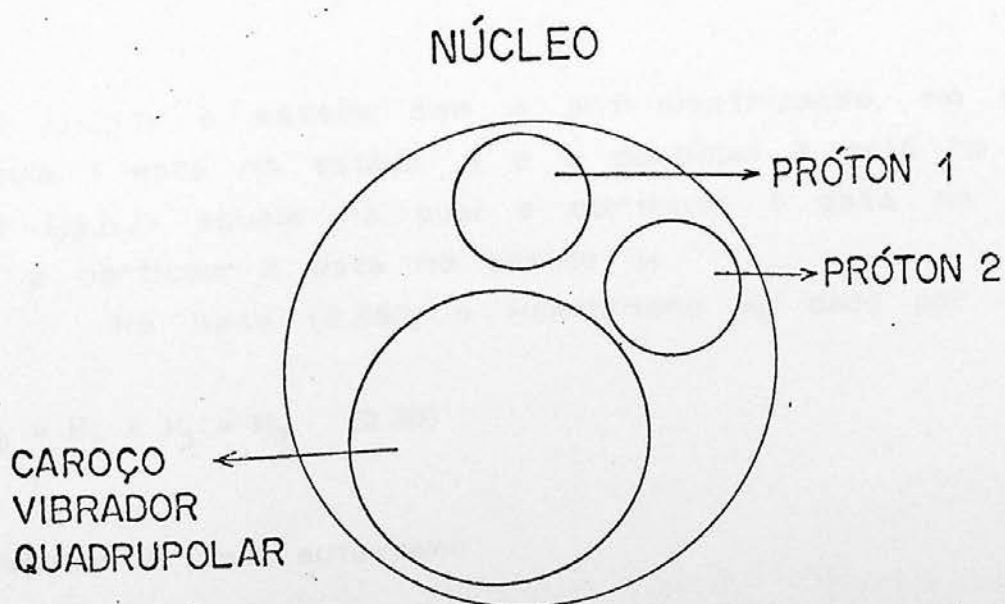


Figura II-7. Esquema do núcleo como visto através do Modelo Unificado (vibrador acoplado a dois prótons).

Para compor a base em função da qual os auto-estados estão escritos, escolheremos os estados

$$|(j_1 j_2)_a J, NRv; IM\rangle \quad (2.26)$$

Os prótons ocupando os estados $|n_i l_i 1/2 j_i\rangle$, ou resumidamente $|j_i\rangle$ (onde o índice i se refere a cada próton específico), acoplam-se a um momento angular J , produzindo o estado anti-simetrizado

$$|(j_1 j_2)_a J\rangle \quad (2.27)$$

O caroço de N fónons acoplados a um momento angular R e com senioridade v é representado pelo estado simetrizado

$$|NRv\rangle \quad (2.28)$$

Do acoplamento dos momentos angulares J e R , obtemos o estado (2.26) com momento angular I .

O estado anti-simetrizado (2.26) pode ser escrito como

$$|(j_1 j_2)_a J\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1 + \delta_{j_1 j_2} \delta_{n_1 n_2} \delta_{l_1 l_2})}} [|j_1 j_2 J\rangle - (-)^{j_1 + j_2 - J} |j_2 j_1 J\rangle] \quad (2.29)$$

sendo $|j_1 j_2 J\rangle$ o estado sem a anti-simetrização, no qual a partícula 1 está no estado j_1 e a partícula 2 está no estado j_2 , e $|j_2 j_1 J\rangle$ aquele no qual a partícula 1 está no estado j_2 , e a partícula 2 está no estado j_1 .

Na base (2.26), o Hamiltoniano H_D dado por

$$H_D = H_v + H_1 + H_2 \quad (2.30)$$

é diagonal e tem auto-valor

$$N\hbar\omega + E(n_1, l_1, 1/2, j_1) + E(n_2, l_2, 1/2, j_2) \quad (2.31)$$

onde $N\hbar\omega$ é a energia de N fónons. (referenciada à energia de $5\hbar\omega/2$) e $E_1(n_1, l_1, 1/2, J_1)$ e $E_2(n_2, l_2, 1/2, J_2)$ são as energias do modelo de camadas dos prótons nas órbitas $(n_1, l_1, 1/2, J_1)$ e $(n_2, l_2, 1/2, J_2)$, denominadas, resumidamente, de $E(J_1)$ e $E(J_2)$. Costuma-se tomar estas energias do modelo de camadas referenciadas à energia do estado de mais baixa energia da camada que estamos considerando.

Portanto, apenas H_{INT} e H_{12} contribuem com elementos de matriz não-diagonais no Hamiltoniano H .

A interação quadrupolar entre os prótons e o vibrador é dada por

$$H_{INT} = \mp \sum_{i=1}^2 k(r_i) \sum_{\mu=-2}^{+2} \alpha_{2\mu} Y_{2\mu}^*(\theta_i, \phi_i) \quad (2.32)$$

onde $\alpha_{2\mu}$ são as coordenadas generalizadas definidas em (2.1) e $Y_{2\mu}(\theta_i, \phi_i)$ são os harmônicos esféricos. O sinal negativo ocorre quando o caroço vibrador está interagindo com prótons livres (como nos telúrios) e o sinal positivo ocorre quando o caroço vibrador está interagindo com buracos de prótons (como, por exemplo, no caso dos isótopos pares de mercúrio).

$k(r_i)$ é a intensidade da interação dada por (EL34)

$$k(r_i) = r_i \frac{d}{dr_i} V(r_i) \quad (2.33)$$

onde $V(r_i)$ é o potencial de Woods-Saxon definido em (2.21). Existem evidências (GU62, MA82) de que o valor de $\langle n'l'jk(r)|n'l'j' \rangle$ é aproximadamente constante em módulo e que a sua única dependência com os números quânticos aparece em uma fase dependente de n e n' , ou seja,

$$\langle n'l'jk(r)|n'l'j' \rangle \sim (-)^{n-n'} K \quad (2.34)$$

Como estamos considerando apenas as órbitas de uma determinada camada (no esquema de Mayer e Jensen), a fase só trará problemas se acoplarmos um próton num estado intruso com um outro próton num estado normal, o que só aconteceria

para níveis calculados com paridade negativa. Portanto, no cálculo de níveis com paridade positiva podemos, como aproximação, substituir $k(r_i)$ por uma constante K . Podemos, então, escrever H_{INT} (para prótons) como sendo:

$$H_{INT} = -K \sum_{l=1}^2 \sum_{\mu=-2}^{+2} \alpha_{2\mu} Y_{2\mu}^*(\theta_1, \phi_1) \quad (2.35)$$

Usando o teorema de Wigner-Eckart (ME83) e os coeficientes de Clebsch-Gordan e de Racah, podemos obter os elementos de matriz não-nulos de H_{INT} (ou seja, aqueles calculados entre estados com o mesmo momento angular total J):

$$\langle (J_1 J_2)_a J, N R v; I M | H_{INT} | (J_1' J_2')_a J', N' R' v'; I M \rangle = \frac{\sqrt{(2J+1)(2J'+1)}}{\sqrt{(1+\delta_{J_1 J_2})(1+\delta_{J_1' J_2'})}} (-)^{I+R'+J+1}$$

$$\cdot \frac{\sqrt{5}}{2} \eta W(J'R'JR; I2) [\langle NRv || b_2 || N'R'v' \rangle + \langle NRv || b_2^* || N'R'v' \rangle]$$

$$\cdot \{ (-)^{J_1+J_2+J+J_1'+J_2'+J'+n_1+n_1'} W(j_1' j_2' 2J; J' j_1) \sqrt{2j_1'+1} \langle j_1' \frac{1}{2} 2 0 | j_1 \frac{1}{2} \rangle \delta_{j_2 j_2'} \delta_{l_1+1_1'}^{\text{par}}$$

$$+ (-)^{n_2+n_2'} W(j_1' j_2' 2J; J' j_2) \sqrt{2j_2'+1} \langle j_2' \frac{1}{2} 2 0 | j_2 \frac{1}{2} \rangle \delta_{j_1 j_1'} \delta_{l_2+1_2'}^{\text{par}}$$

$$- (-)^{J_1+J_2+J+n_1+n_2'} W(j_1' j_2' 2J; J' j_1) \sqrt{2j_2'+1} \langle j_2' \frac{1}{2} 2 0 | j_1 \frac{1}{2} \rangle \delta_{j_2 j_2'} \delta_{l_1+1_2'}^{\text{par}}$$

$$- (-)^{J_1+J_2'+J'+n_2+n_1'} W(j_1' j_2' 2J; J' j_2) \sqrt{2j_1'+1} \langle j_1' \frac{1}{2} 2 0 | j_2 \frac{1}{2} \rangle \delta_{j_1 j_2'} \delta_{l_1'+1_2'}^{\text{par}} \} \quad (2.36)$$

onde, assim como Covello e Sartoris (CO67), usamos o parâmetro η (com dimensão de energia) dado por:

$$\eta = K \sqrt{\frac{\hbar \omega}{2\pi C}} \quad (2.37)$$

Definindo a deformação β (BE71) do caroço como sendo

$$\beta = \sqrt{5} \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2C}} \quad (2.38)$$

teremos

$$\eta = \frac{K\beta}{\sqrt{5\pi}} \quad (2.39)$$

Em sua tese de doutoramento, Pascholati (PA83) prefere usar as constantes K e β para definir a intensidade da força quadrupolar. Já Lopac (LO70) prefere usar como parâmetro de acoplamento a constante a (com dimensão de energia também)

$$a = 2\eta \quad (2.40)$$

Degrieck e Vanden Berghe (DE73) usam para a interação quadrupolar a constante adimensional ξ valendo:

$$\xi = \frac{\sqrt{5}\eta}{\hbar\omega} \quad (2.41)$$

sendo $\hbar\omega$ a energia de um fónon quadrupolar.

A tabela II-3, retirada de um trabalho de Raz (RA59), mostra todos os elementos de matriz reduzidos de b_2 até 4 fónons (todos os outros possíveis elementos de matriz até 4 fónons se anulam). Para calcular os elementos de matriz de b_2^+ , usamos a relação:

$$\langle NRv \| b_2^+ \| N'R'v' \rangle = (-)^{R-R'} \langle N'R'v' \| b_2 \| NRv \rangle \quad (2.42)$$

Escolhemos duas formas para a interação entre as duas partículas (dada pelo Hamiltoniano H_{12}):

- a) uma interação delta de superfície ("SDI"), cujo Hamiltoniano será representado por H_{SDI} ;
- b) uma interação de emparelhamento ("pairing"), cujo Hamiltoniano será representado por H_{EMP} .

Uma interação delta ordinária é dada pelo potencial (SH63)

$$V_{\delta} = -V_0 \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \quad (2.43)$$

onde r_1 e r_2 são as coordenadas espaciais das partículas 1 e 2.

Já uma interação delta de superfície é dada por (R180)

$$V_{SDI} = -V_0 \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \delta(|\vec{r}_1| - R_0) \quad (2.44)$$

onde R_0 representa o raio da superfície esférica na qual ocorre a interação (atractiva) entre as partículas. Em outras palavras, apenas nesta superfície esférica ocorrem as colisões entre as duas partículas; no interior da esfera, as partículas se movem independentemente. Aliás, a existência apenas da SDI implica a interessante propriedade de que na superfície todas as funções de onda radiais de uma partícula têm o mesmo valor.

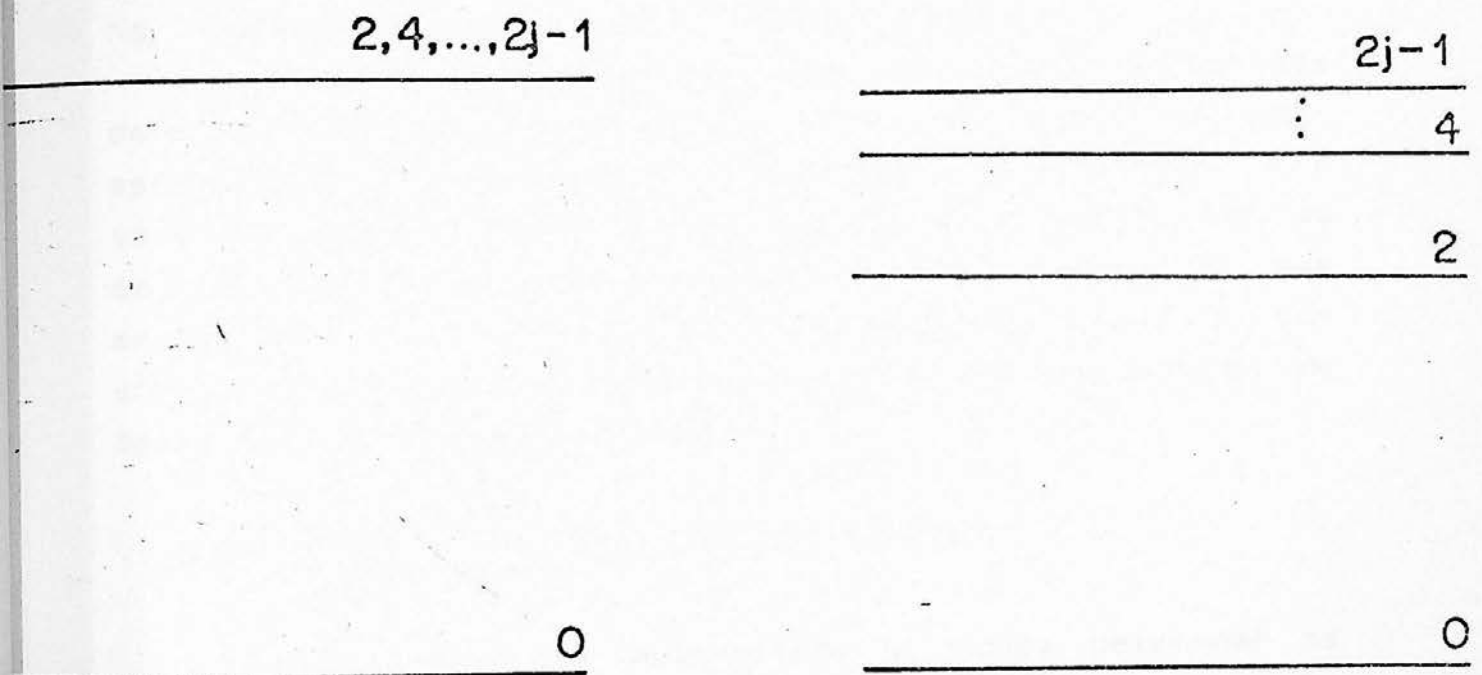
Os elementos de matriz do Hamiltoniano H_{SDI} serão dados por (PL66):

$$\langle (j_1 j_2)_a J, N R v; IM | H_{SDI} | (j_1' j_2')_a J', N' R' v'; IM \rangle = G \delta_{NN'} \delta_{RR'} \delta_{vv'} \delta_{JJ'} \delta_{I_1' + I_2' + J}^{\text{par}} (-)^{J_1 + J_1'}$$

$$\frac{\sqrt{(2j_1+1)(2j_2+1)(2j_1'+1)(2j_2'+1)}}{\sqrt{(1+\delta_{j_1 j_2})(1+\delta_{j_1' j_2'})}} \frac{1}{(2J+1)} \langle j_1 \frac{1}{2} j_2 -\frac{1}{2} J 0 \rangle \langle j_1' \frac{1}{2} j_2' -\frac{1}{2} J 0 \rangle \quad (2.45)$$

A interação de emparelhamento só afeta estados com as duas partículas acopladas a um momento angular $J=0$ (B069), e, portanto, os seus elementos de matriz só se diferenciam dos que aparecem na expressão (2.40) pela introdução de um $\delta_{J,0}$, ou seja :

$$\begin{aligned} \langle (j_1 j_2)_a J, N R v; IM | H_{EMP} | (j_1' j_2')_a J', N' R' v'; IM \rangle &= \\ &= \delta_{J,0} \langle (j_1 j_2)_a J, N R v; IM | H_{SDI} | (j_1' j_2')_a J', N' R' v'; IM \rangle \quad (2.47) \end{aligned}$$



EMPARELHAMENTO

SDI

Figura II-8. Espectro dos níveis de duas partículas num nível j , interagindo via emparelhamento ou via SDI.

Podemos dizer que o emparelhamento, pelo fato de só afetar estados acoplados a zero, não é uma aproximação tão boa quanto a SDI. A figura II-8 mostra o esquema de níveis (com os momentos angulares resultantes do acoplamento das duas partículas) para a força de emparelhamento e para a interação delta de superfície, no caso em que as duas partículas só possam ocupar uma única órbita com número quântico de momento angular j (não estamos levando em conta na figura acoplamentos com o caroço vibrador).

Na diagonalização de um Hamiltoniano procuramos determinar os seus auto-valores e os seus respectivos auto-estados (ou auto-vetores). Um auto-valor do Hamiltoniano é o valor da energia E de um possível nível. O auto-estado, ou seja, a auto-função $|I_n M\rangle = |EIM\rangle$ (onde I_n significa que existem $n-1$ auto-estados de mesmo momento angular i com energias menores), pode ser escrito em termos dos estados de base como sendo a expansão:

$$|I_n M\rangle = \sum_{j_1 j_2 JNRV} C_{j_1 j_2 JNRV}^{I_n M} |(j_1 j_2)_a JNRV; IM\rangle \quad (2.47)$$

Determinar um auto-estado I_n implica determinar os coeficientes da expansão deste auto-estado na base de estados escolhida.

Definiremos a porcentagem total P_{IN} de componentes com N fónons num auto-estado de momento angular total I como sendo

$$P_{IN} = 100 \sum_{j_1 j_2 JRV} (C_{j_1 j_2 JNRV}^{IM})^2 \quad (2.48)$$

2.3.2. Propriedades Eletromagnéticas

Os operadores eletromagnéticos são obtidos utilizando-se uma expansão quântica em multipolos do campo eletromagnético nuclear (E172b). As propriedades eletromagnéticas são então dadas pelos valores esperados

destes operadores eletromagnéticos entre os auto-estados definidos em (2.47). Para obter os momentos, calculamos o valor esperado entre dois auto-estados idênticos. Já no cálculo de probabilidades de transição, calculamos o valor esperado entre dois auto-estados diferentes, o inicial e o final.

Definiremos os seguintes operadores (AL69):

1) Operador de momento de dipolo magnético

$$M(M1\mu) = \frac{e\hbar}{2m} \sqrt{\frac{3}{4\pi}} [(g_s - g_l)S_\mu + (g_l - g_R)J_\mu + g_R I_\mu] \quad (2.49)$$

com S , J e I sendo o spin total das duas partículas, o momento angular total de acoplamento das duas partículas e o momento angular total do estado, respectivamente, e g_s , g_l e g_R sendo os fatores giromagnéticos de spin, orbital e do vibrador, respectivamente, e $e\hbar/2m$ sendo o magneton nuclear (m é a massa do próton e e é a sua carga). A radiação magnética dipolar "carrega" um momento angular igual a 1, com projeção μ , e tem paridade positiva (CR85, p. 50), ou seja, ocorre em transições entre estados com a mesma paridade. Uma propriedade importante do operador de momento magnético é a de que ele apenas pode alterar o valor do spin.

2) Operador de momento de quadrupolo elétrico

$$M(E2\mu) = \pm \sum_{i=1}^2 e_{ef}^p r_i^2 Y_{2\mu}(\theta_i, \phi_i) + \frac{3}{4\pi} ZeR_0^2 \alpha_{2\mu} \quad (2.50)$$

sendo e_{ef}^p a carga efetiva de cada partícula livre, $Y_{2\mu}(\theta_i, \phi_i)$ os harmônicos esféricos, r_i a coordenada radial da partícula i , Z o número atômico do núcleo e $\alpha_{2\mu}$ as coordenadas generalizadas do modo de vibração quadrupolar (definidas na equação 2.1). O sinal positivo ocorre para prótons e o sinal negativo ocorre para buracos de prótons. O raio médio do núcleo R_0 (em fermis) é definido em função do número de massa A como aproximadamente:

$$R_0 = 1.2 A^{1/3} \quad (2.51)$$

A radiação elétrica quadrupolar "carrega" um momento angular igual a 2, com projeção μ , e tem paridade positiva (CR85, p. 50), ou seja, transições do tipo E2 também só ocorrem entre estados com a mesma paridade.

O momento de dipolo magnético de um estado I_n é dado por:

$$\mu(I_n) = \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \begin{pmatrix} -I & 1 & I \\ -I & 0 & I \end{pmatrix} \langle I_n \| M(M1) \| I_n \rangle \quad (2.52)$$

Da mesma forma, o momento de quadrupolo elétrico de um estado I_n é dado por:

$$Q(I_n) = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \begin{pmatrix} -I & 2 & I \\ -I & 0 & I \end{pmatrix} \langle I_n \| M(E2) \| I_n \rangle \quad (2.53)$$

As probabilidades de transição reduzida de dipolo magnético e de quadrupolo elétrico, entre os estados inicial I_i e final I_f' , são dadas por

$$B(M1; I_i \rightarrow I_f') = \frac{1}{(2I_i+1)} |\langle I_f' \| M(M1) \| I_i \rangle|^2 \quad (2.54)$$

e

$$B(E2; I_i \rightarrow I_f') = \frac{1}{(2I_i+1)} |\langle I_f' \| M(E2) \| I_i \rangle|^2 \quad (2.55)$$

A mistura multipolar E2/M1 da transição entre os auto-estados I_i e I_f' , segundo a convenção de Krane e Steffen (KR70), será dada pelo número adimensional

$$\delta(E2/M1) = 0.00835 E_\gamma \frac{\langle I_f' \| M(E2) \| I_i \rangle}{\langle I_f' \| M(M1) \| I_i \rangle} \quad (2.56)$$

com E_γ em MeV, $\langle I_f' \| M(E2) \| I_i \rangle$ em eF^2 e $\langle I_f' \| M(M1) \| I_i \rangle$ em magneton nuclear (m.n.).

Aliás, utilizando-se a última convenção de unidades, teremos que μ será dado em m.n., Q em eF^2 , $B(M1)$ em $(m.n.)^2$ e $B(E2)$ em e^2F^4 .

As cinco últimas expressões, de (2.52) a (2.56), são escritas em função dos elementos de matriz reduzidos de M_1 e de E_2 . Agora, então, mostraremos como eles são calculados.

O elemento de matriz reduzido do operador momento de quadrupolo elétrico da transição do estado inicial I_i para o estado final I_f' é expresso por

$$\langle I_i \| M(E_2) \| I_f' \rangle = A' R_0^2 e_{ef}^p + B' X e \quad (2.57)$$

sendo (C067)

$$X = \frac{3R_0^2}{4\pi} Z \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2C}} \quad (2.58)$$

com X tendo a dimensão de R_0^2 . X se relaciona a η e K , definidos em (2.34) e (2.37), por:

$$X = \frac{3R_0^2}{4\sqrt{\pi}} Ze \frac{\eta}{K} \quad (2.59)$$

A carga efetiva do vibrador e_{ef}^v (L069) é definida como:

$$e_{ef}^v = Ze \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2C}} \quad (2.60)$$

Em termos da deformação (2.39), e_{ef}^v será dado por:

$$e_{ef}^v = \frac{Ze\beta}{\sqrt{5}} \quad (2.61)$$

O parâmetro X e a carga efetiva do vibrador e_{ef}^v se relacionam por:

$$X = \frac{3R_0^2}{4\pi} e_{ef}^v \quad (2.62)$$

Podemos então reescrever (2.56) como:

$$\langle I_1 \| M(E2) \| I_f' \rangle = A' R_0^2 e^p_{ef} + B' \frac{3R_0^2}{4\pi} e^v_{ef} \quad (2.63)$$

A' é definido por

$$A' = \sqrt{(2I_1+1)(2I_f'+1)} \sum_{J_1 J_2 JNRv} \sum_{J_1' J_2' J' N'R'v'} C_{J_1 J_2 JNRv}^{I_1 M} C_{J_1' J_2' J' N'R'v'}^{I_f' M'}$$

$$\cdot \left(-\frac{3}{5}\right) (-)^{J+I_f'+R'} \delta_{NN'} \delta_{RR'} \delta_{vv'} \left\{ \begin{matrix} J' & J & 2 \\ I_1 & I_f' & R \end{matrix} \right\} \langle (J_1 J_2)_a J \| \sum_{i=1}^2 Y_2(\theta_i, \phi_i) \| (J_1' J_2')_a J' \rangle \quad (2.64)$$

onde

$$\langle (J_1 J_2)_a J \| \sum_{i=1}^2 Y_2(\theta_i, \phi_i) \| (J_1' J_2')_a J' \rangle = \frac{\sqrt{(2J+1)(2J'+1)}}{\sqrt{(1+\delta_{J_1 J_2})(1+\delta_{J_1' J_2'})}}$$

$$\cdot \left\{ (-)^{J_1+J_2+J+J_1'+J_2'+J'} W(J_1' J_2' 2J; J' J_1) \langle j_1 \| Y_2 \| j_1' \rangle \delta_{J_2 J_2'} \right.$$

$$+ W(J_1 J_2 2J; J' J_2) \langle j_2 \| Y_2 \| j_2' \rangle \delta_{J_1 J_1'}$$

$$\left. - (-)^{J_1+J_2+J} W(J_1 J_2 2J; J' J_1) \langle j_1 \| Y_2 \| j_2' \rangle \delta_{J_2 J_1'} \right.$$

$$\left. - (-)^{J_1'+J_2'+J'} W(J_1' J_2' 2J; J' J_2) \langle j_2 \| Y_2 \| j_1' \rangle \delta_{J_1 J_2'} \right\} \quad (2.65)$$

Usando a convenção (BR77) de que o momento angular orbital l se acopla ao spin $1/2$ resultando no momento angular total J (nesta ordem), teremos:

$$\langle j \| Y_2 \| j' \rangle = \langle (l \frac{1}{2})_J \| Y_2 \| (l' \frac{1}{2})_{J'} \rangle = \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \sqrt{(2J+1)} \langle j \frac{1}{2} 2 0 | j' \frac{1}{2} \rangle \quad (2.66)$$

É importante observar que a convenção da "ordem" do acoplamento do momento angular orbital com o spin é de fundamental importância. Se, por exemplo, tivéssemos adotado a convenção (SH63) de que o spin $1/2$ se acopla ao momento angular l resultando no momento angular total J (nesta ordem), obteríamos

$$\langle \frac{1}{2} 1 \| Y_2 \| \frac{1}{2} 1' \rangle = (-)^{J+J'+1} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \sqrt{(2J+1)} \langle J \frac{1}{2} 2 0 | J' \frac{1}{2} \rangle \quad (2.67)$$

que difere da expressão (2.65) pela fase $(-)^{J+J'+1}$.

B' é definido por

$$B' = \sqrt{(2I_1+1)(2I_1'+1)} \sum_{J_1 J_2} \sum_{J' N' R' v'} C_{J_1 J_2}^{I_1 M} C_{J_1 J_2}^{I_1' M'} \\ * \delta_{J_1 J_1'} \delta_{J_2 J_2'} \delta_{J J'} \left\{ \begin{matrix} I_1' & I_1 & 2 \\ R & R & J' \end{matrix} \right\} [\langle N R v \| b_2 \| N' R' v' \rangle + \langle N R v \| b_2^+ \| N' R' v' \rangle] \quad (2.68)$$

O elemento de matriz reduzido do operador de momento de dipolo magnético da transição do estado inicial l_i para o estado final l_f' é expresso por

$$\langle I_1 \| M(M1) \| I_1' \rangle = [(C'-D')g_R + (D'-E')g_1 + E'g_s] \frac{e\hbar}{2m} \quad (2.69)$$

ou seja,

$$\langle I_1 \| M(M1) \| I_1' \rangle = [C'g_R + D'(g_1 - g_R) + E'(g_s - g_1)] \frac{e\hbar}{2m} \quad (2.70)$$

C' é definido por

$$C' = \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/2} \sum_{J_1 J_2} \sum_{J' N' R' v'} C_{J_1 J_2}^{I_1 M} C_{J_1 J_2}^{I_1' M'}$$

$$* \delta_{I_1 I_1'} \delta_{N N'} \delta_{R R'} \delta_{v v'} \delta_{J J'} \delta_{J_1 J_1'} \delta_{J_2 J_2'} \sqrt{(2I_1'+1)(I_1'+1)I_1'} \quad (2.71)$$

D' é definido por

$$D' = \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/2} \sum_{J_1 J_2} \sum_{J' N' R' v'} C_{J_1 J_2}^{I_1 M} C_{J_1 J_2}^{I_1' M'} \sqrt{(2I_1'+1)(2I_1+1)}$$

$$* (-)^{J+J'+R'+1} \delta_{N N'} \delta_{R R'} \delta_{v v'} \delta_{J J'} \delta_{J_1 J_1'} \delta_{J_2 J_2'} \sqrt{(2J+1)(J+1)J} \left\{ \begin{matrix} J' & J & 1 \\ I_1 & I_1' & R' \end{matrix} \right\} \quad (2.72)$$

E' é definido por.

$$E' = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/2} \sum_{J_1 J_2 J N R V} \sum_{J_1' J_2' J' N' R' V'} C_{J_1 J_2 J N R V}^{I_1 M} C_{J_1' J_2' J' N' R' V'}^{I_1' M'} \sqrt{(2I_1'+1)(2I_1+1)} \\ * (-)^{J+I_1'+R'+1} \delta_{NN'} \delta_{RR'} \delta_{VV'} \left\{ \begin{matrix} J_1 & J_1' & 1 \\ I_1 & I_1' & R \end{matrix} \right\} \langle (J_1 J_2)_a J \| S \| (J_1' J_2')_a J' \rangle \quad (2.73)$$

sendo

$$\langle (J_1 J_2)_a J \| S \| (J_1' J_2')_a J' \rangle = \sqrt{\frac{(2J+1)(2J'+1)}{(1+\delta_{J_1 J_1'})(1+\delta_{J_2 J_2'})}} \\ * \left\{ (-)^{J_1+J_2+J'+1} \left\{ \begin{matrix} J_1 & J_1' & 1 \\ J & J & J_2 \end{matrix} \right\} \langle j_1 \| s \| j_1' \rangle \delta_{J_2 J_2'} \right. \\ \left. + (-)^{J_1+J_2+1} \left\{ \begin{matrix} J_1 & J_2' & 1 \\ J & J & J_2 \end{matrix} \right\} \langle j_1 \| s \| j_2' \rangle \delta_{J_1' J_2} \right. \\ \left. + (-)^{J+J'} \left\{ \begin{matrix} J_2 & J_1' & 1 \\ J & J & J_1 \end{matrix} \right\} \langle j_2 \| s \| j_1' \rangle \delta_{J_1 J_2'} \right. \\ \left. + (-)^{J+J_1'+J_2'+1} \left\{ \begin{matrix} J_2 & J_2' & 1 \\ J & J & J_1 \end{matrix} \right\} \langle j_2 \| s \| j_2' \rangle \delta_{J_1 J_1'} \right\} \quad (2.74)$$

com

$$\langle j \| s \| j' \rangle = \langle (1 \frac{1}{2}) J \| s \| (1' \frac{1}{2}) J' \rangle = (-)^{J+1'+\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{3(2J+1)(2J'+1)}{2}} \left\{ \begin{matrix} J' & J & 1 \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 1 \end{matrix} \right\} \quad (2.75)$$

A probabilidade de transição M1 do estado inicial I_i para o estado final I_f' será:

$$T(M1; I_i \rightarrow I_f') = 1.76 \times 10^{13} E_\gamma^3 B(M1; I_i \rightarrow I_f') \quad (2.76)$$

A probabilidade de transição E2 do estado inicial I_i para o estado final I_f' será:

$$T(E2; I_i \rightarrow I_f') = 1.22 \times 10^9 E_\gamma^5 B(E2; I_i \rightarrow I_f') \quad (2.77)$$

Em (2.73) e em (2.74) T está em s^{-1} e E_γ está em MeV (E_γ é a diferença de energia entre os estados inicial e final). É importante lembrar que $\delta^2 = T(E2)/T(M1)$.

Supondo que transições com multipolaridades maiores sejam desprezíveis, temos que a probabilidade total de transição será:

$$T(I_i \rightarrow I_f') = T(M1; I_i \rightarrow I_f') + T(E2; I_i \rightarrow I_f') \quad (2.78)$$

A meia-vida relativa a esta transição será em segundos:

$$t_{1/2}(I_i \rightarrow I_f') = \frac{\ln 2}{T(I_i \rightarrow I_f')} \quad (2.79)$$

Define-se a razão de ramificação $I(I_i \rightarrow I_f')$ ("branching ratio") de uma transição entre os estados I_i e I_f' como sendo

$$I(I_i \rightarrow I_f') = \frac{T(I_i \rightarrow I_f')}{T(I_i \rightarrow I_f)} \times 100 \quad (2.80)$$

Esta razão de ramificação é tomada em relação a $I(I_i \rightarrow I_f)$, sendo que por definição:

$$I(I_i \rightarrow I_f) = 100 \quad (2.81)$$

As várias razões de ramificação tomadas em relação a esta têm sempre I_i como estado inicial.

CAPITULO 3

CÁLCULOS PRELIMINARES COM O MODELO UNIFICADO

3.1. Cálculos com o "Telúrio Genérico"

Realizamos alguns cálculos preliminares com o intuito de estudar as diversas características do modelo, antes de serem feitos os cálculos específicos para cada isótopo par de telúrio.

Os telúrios pares têm dois prótons (de valência) além da camada fechada de prótons, e têm um número de nêutrons intermediário entre os números mágicos 50 e 82. Isto claramente nos sugere a aplicação do modelo unificado, com dois prótons livres acoplados a um caroço vibrador.

O Modelo Unificado foi aplicado para os telúrios pares por V. Lopac (L070) e por E. Degrieck e G. Vanden Berghe (DE73 e DE74). Particularmente, Lopac fixa dois conjuntos de valores para as 8 constantes usadas no Hamiltoniano do modelo (5 energias de shell model, a energia de um fónon, o parâmetro de emparelhamento e o parâmetro de acoplamento), conjuntos estes que só se diferenciam pelo valor utilizado para o parâmetro de acoplamento (1.0 MeV e 1.4 MeV).

Para ter uma idéia geral de comportamento dos diversos telúrios pares, em função dos parâmetros e graus de liberdade do modelo, fixamos determinados valores (como dados na tabela III-1) e efetuamos os cálculos de níveis e propriedades eletromagnéticas, incluindo variações discutidas adiante. Este telúrio de referência é chamado de

Tabela III-1. Parâmetros e "características" (usados na diagonalização) do Hamiltoniano do chamado "telúrio genérico".

G	η	$\hbar\omega$	$E_{1/2}$	$E_{3/2}$	$E_{5/2}$	$E_{7/2}$	$E_{11/2}$	N_{MAX} (Núm. máx. de fónons)	Interação entre as partículas
0.25 MeV	1.4 MeV	1.0 MeV	2.0 MeV	1.8 MeV	0.75 MeV	0 MeV	2.4 MeV	3	SDI

Tabela III-2. Parâmetros usados no cálculo das propriedades eletromagnéticas do "telúrio genérico".

e_{ef}^p	X	g_s	g_1	g_R
2.0e	22.5 eF ²	3.91	1.0	0

"Telúrio Genérico" e tem seu espectro de energia calculado através do modelo unificado, usando-se para o Hamiltoniano: i) um dos dois conjuntos de oito parâmetros definidos por Lopac (aquele com o valor do acoplamento igual a 1.4 MeV); ii) estados coletivos com até 3 fónons ($N_{MAX}=3$); iii) uma interação entre as partículas do tipo SDI. Lopac utilizou os mesmos valores da tabela III-1 (com a exceção de que foi usada uma interação de emparelhamento entre as partículas), e, ao obter seus níveis de energia teóricos, concluiu que eles parecem corresponder ao espectro do ^{124}Te .

Antes de apresentarmos toda a gama de cálculos realizados com este "telúrio genérico" devemos apresentar um cálculo introdutório que mostra existir diferenças entre os programas computacionais usados por Lopac e por nós. Fixando todos os outros parâmetros e a interação de emparelhamento entre os prótons livres, calculamos como variam os primeiros níveis de energia com o acoplamento η (equivalente a exatamente o dobro do parâmetro a utilizado por Lopac). Obtivemos, então, as curvas da figura III-1. A figura III-2, transcrita do trabalho de Lopac (L070, figura 1) e calculada sob as mesmas condições, mostra ligeiras diferenças em relação à figura III-1. Segundo os nossos cálculos parece que os níveis O_2^+ e O_3^+ se "cruzam" na região de $\eta=1.6$ MeV, ou seja, a partir deste valor para o acoplamento o nível O_2^+ começa a ter sua energia diminuída de forma mais acentuada; isto não aparece na figura do trabalho de Lopac. A diferença mais significativa, referente a O_2^+ se deve como observado ao "cruzamento"; outras diferenças podem estar relacionadas à precisão e ao desenho.

Apresentamos na tabela III-2 os cinco parâmetros utilizados por Lopac no cálculo das propriedades eletromagnéticas. Estes serão os parâmetros do cálculo das propriedades eletromagnéticas do nosso "telúrio genérico". O valor $X=22.5$ eF², no caso em que supomos estar trabalhando com o isótopo de telúrio com $A=124$ (ou seja, pela equação 2.51 teremos $R_0=5.98$ F), é equivalente ao parâmetro usado por Lopac e $V_{ef}=2.63e$ (equação 2.62). Outra observação importante se refere ao fato de que o valor utilizado para g_R é zero, e não Z/A , como usualmente. O valor efetivo usado para $g_S (=3.91)$ corresponde a 70% do valor experimental de g_S do próton (que é 5.58).

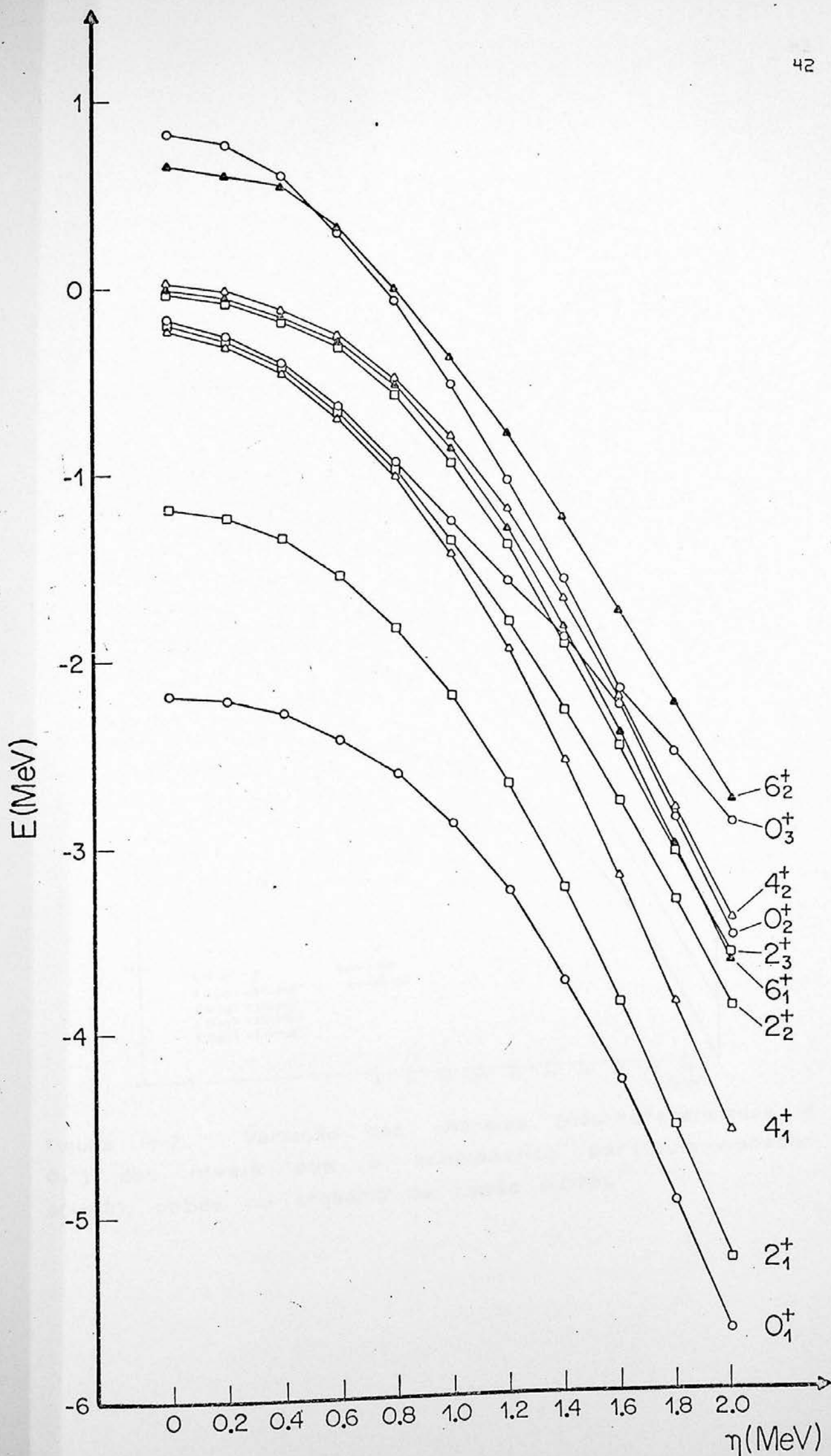


Figura III-1. Variação das energias (não-referenciadas a 0_1^+) dos níveis com o acoplamento partícula-vibrador η , obtida no nosso trabalho (com todos os parâmetros iguais ao trabalho de [1], inclusive a interação de emparelhamento).

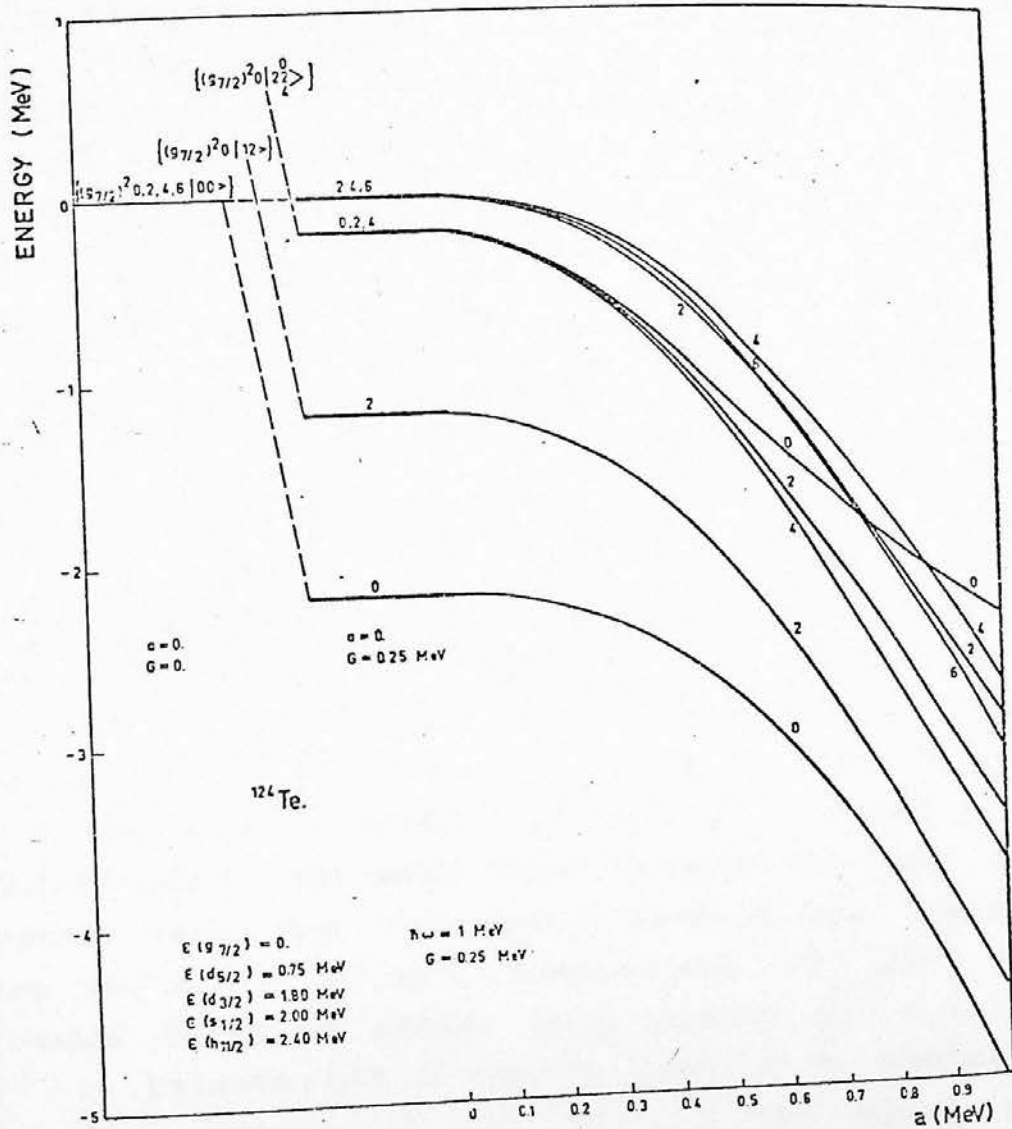


Figura III-2. Variação das energias (não-referenciadas a 0_1^+) dos níveis com o acoplamento partícula-vibrador $a(=\hbar/2)$, obtida no trabalho de Lopac (L070).

Utilizando os parâmetros da tabela III-1, calculamos as energias e as auto-funções dos estados de mais baixa energia. Nas tabelas de III-3 a III-11 é apresentada a composição de cada função de onda calculada, explicitando os coeficientes que contribuem com mais de 4% na função de onda total; as energias de cada estado aparecem (em MeV) logo após o nome de cada estado, no alto das tabelas.

Uma primeira característica aparece nitidamente ao analisarmos estas tabelas: os estados 0_1^+ , 2_1^+ e 4_1^+ têm como componentes mais intensas, respectivamente, os estados $|(7/2,7/2)0,000;0\rangle$, $|(7/2,7/2)0,121;2\rangle$ e $|(7/2,7/2)0,242;4\rangle$. Como a base está restrita a estados com até 3 fónons, não temos como componente mais intensa de 6_1^+ o estado $|(7/2,7/2)0,363;6\rangle$, como seria de esperar se extrapolássemos o raciocínio. É claro que se para 6_1^+ não valem certas regras que valem para outros estados da chamada quasi-banda do estado fundamental (a "banda" formada pelos níveis 0_1^+ , 2_1^+ , 4_1^+ , 6_1^+ , 8_1^+ , 10_1^+ , ...), isto com maior razão também deverá ocorrer para o nível 8_1^+ . Os cálculos a respeito deste nível devem ser, portanto, analisados de forma crítica. O nível 10_1^+ , pelo mesmo motivo anterior, está numa faixa de energia irrealista (maior que 4 MeV), e, por isso, não é mostrado. O estado 2_2^+ tem em $|(7/2,7/2)2,121;2\rangle$ e em $|(7/2,7/2)0,222;2\rangle$ as suas duas componentes mais intensas. Portanto, vemos que nos quatro estados com energias mais baixas (0_1^+ , 2_1^+ , 4_1^+ e 2_2^+), componentes nas quais as duas partículas estão no estado $197/2$ parecem ser muito intensas.

Estados com o número quântico de momento angular ímpar (por exemplo, 1^+ , 3^+ , 5^+ , ...) têm pouca evidência experimental. Logo, não nos deteremos muito sobre eles. Estados com paridade negativa foram calculados, mas não foram transcritos pelo fato de possuírem energias sempre muito altas (maiores que 3 MeV).

A figura III-3 mostra o diagrama de níveis calculado com a tabela III-1 comparado ao espectro do ^{124}Te . As energias no primeiro caso estão em geral abaixo das energias no segundo caso, o que indica que usamos uma constante de acoplamento relativamente alta (1.4 MeV). A porcentagem total P_{IN} das componentes com N fónons de cada auto-estado I_N (no caso em que usamos a tabela III-1) está na tabela III-12. Com os parâmetros da tabela III-2 e com as

Tabela III-3. Composição dos auto-estados 0^+ do "telúrio genérico".

ESTADOS	$ 0_1^+; 0\rangle$	$ 0_2^+; 1.824\rangle$	$ 0_3^+; 2.030\rangle$	$ 0_4^+; 2.380\rangle$
$7/2) 0,000; 0\rangle$	0.568	0.489		0.206
$5/2) 0,000; 0\rangle$	0.280	0.214	0.323	-0.273
$3/2) 0,000; 0\rangle$	0.222			
$7/2) 2,121; 0\rangle$	-0.330		0.474	
$5/2) 2,121; 0\rangle$				0.371
$7/2) 2,121; 0\rangle$	-0.279			-0.332
$5/2) 2,121; 0\rangle$			-0.256	
$7/2) 0,200; 0\rangle$	0.253	-0.391	-0.331	-0.304
$5/2) 0,200; 0\rangle$		-0.217		
$3/2) 0,200; 0\rangle$		-0.227		
$7/2) 2,222; 0\rangle$			0.299	0.310
$7/2) 4,242; 0\rangle$			-0.256	
$7/2) 2,321; 0\rangle$			0.230	
$7/2) 2,321; 0\rangle$		0.205		

Tabela III-4. Composição dos auto-estados 1^+ do "telúrio genérico".

ESTADOS	$ 1_1^+; 2.021\rangle$	$ 1_2^+; 2.483\rangle$
$ (5/2, 7/2) 1,000; 1\rangle$	-0.460	
$ (3/2, 5/2) 1,000; 1\rangle$		0.313
$ (7/2, 7/2) 2,121; 1\rangle$	0.215	
$ (5/2, 7/2) 1,121; 1\rangle$		-0.365
$ (5/2, 7/2) 2,121; 1\rangle$	0.348	0.267
$ (5/2, 7/2) 3,121; 1\rangle$	0.269	
$ (1/2, 7/2) 3,121; 1\rangle$	0.247	
$ (5/2, 7/2) 1,200; 1\rangle$	-0.263	
$ (3/2, 5/2) 1,200; 1\rangle$		0.217
$ (5/2, 7/2) 1,222; 1\rangle$		0.265
$ (5/2, 7/2) 3,242; 1\rangle$		0.214
$ (1/2, 7/2) 3,242; 1\rangle$		0.208

Tabela III-5. Composição dos auto-estados 2^+ do "telúrio genérico".

ESTADOS	$ 2_1^+; 0.496\rangle$	$ 2_2^+; 1.302\rangle$	$ 2_3^+; 1.794\rangle$	$ 2_4^+; 2.161\rangle$	$ 2_5^+; 2.323\rangle$	$ 2_6^+; 2.476\rangle$
$7/2) 2,000; 2\rangle$	-0.210	0.313	0.375			
$5/2) 2,000; 2\rangle$				0.386		
$7/2) 2,000; 2\rangle$		-0.206		0.206		
$5/2) 2,000; 2\rangle$						-0.217
$7/2) 0,121; 2\rangle$	0.527		0.222		0.237	
$7/2) 2,121; 2\rangle$		0.435				
$7/2) 4,121; 2\rangle$			-0.265			
$7/2) 1,121; 2\rangle$				0.249		
$7/2) 2,121; 2\rangle$						-0.251
$7/2) 3,121; 2\rangle$						0.220
$7/2) 4,121; 2\rangle$				-0.248		
$5/2) 0,121; 2\rangle$	0.256					
$5/2) 2,121; 2\rangle$						0.240
$7/2) 2,121; 2\rangle$			-0.236			
$7/2) 3,121; 2\rangle$			-0.203			
$7/2) 4,121; 2\rangle$					0.221	
$5/2) 4,121; 2\rangle$					-0.277	
$3/2) 0,121; 2\rangle$	0.226					
$7/2) 4,121; 2\rangle$					0.262	
$7/2) 0,222; 2\rangle$		-0.434	0.234		0.343	
$7/2) 2,242; 2\rangle$	-0.209				-0.350	
$7/2) 6,242; 2\rangle$						

Tabela III-6. Composição dos auto-estados 3^+ do "telúrio genérico".

ESTADOS	$ 3_1^+; 1.958\rangle$	$ 3_2^+; 2.304\rangle$
$ (5/2, 7/2) 3,000; 3\rangle$		-0.206
$ (3/2, 7/2) 3,000; 3\rangle$	-0.289	
$ (1/2, 7/2) 3,000; 3\rangle$		-0.289
$ (7/2, 7/2) 2,121; 3\rangle$	0.440	
$ (7/2, 7/2) 4,121; 3\rangle$	0.289	
$ (5/2, 7/2) 1,121; 3\rangle$		0.350
$ (3/2, 7/2) 2,121; 3\rangle$	-0.262	
$ (1/2, 7/2) 3,121; 3\rangle$		0.255
$ (7/2, 7/2) 2,222; 3\rangle$	-0.325	
$ (3/2, 7/2) 3,242; 3\rangle$	0.201	

Tabela III-7. Composição dos auto-estados 4^+ do "telúrio genérico".

ESTADOS	$ 4_1^+; 1.148\rangle$	$ 4_2^+; 1.921\rangle$	$ 4_3^+; 2.062\rangle$
$ (7/2, 7/2) 4, 000; 4\rangle$			0.367
$ (1/2, 7/2) 4, 000; 4\rangle$		0.201	
$ (7/2, 7/2) 2, 121; 4\rangle$	-0.265	-0.345	
$ (7/2, 7/2) 6, 121; 4\rangle$			-0.344
$ (5/2, 7/2) 2, 121; 4\rangle$			-0.247
$ (5/2, 7/2) 6, 121; 4\rangle$		-0.281	
$ (3/2, 7/2) 2, 121; 4\rangle$	-0.225		
$ (3/2, 7/2) 3, 121; 4\rangle$			0.202
$ (5/2, 7/2) 6, 222; 4\rangle$		0.205	
$ (7/2, 7/2) 0, 242; 4\rangle$	0.413	0.381	-0.231
$ (7/2, 7/2) 2, 242; 4\rangle$		-0.214	

Tabela III-8. Composição do auto-estado 5_1^+ do "telúrio genérico".

ESTADOS	$ 5_1^+; 2.629\rangle$
$ (3/2, 7/2) 5, 000; 5\rangle$	-0.270
$ (7/2, 7/2) 4, 121; 5\rangle$	0.282
$ (7/2, 7/2) 6, 121; 5\rangle$	0.335
$ (3/2, 3/2) 3, 121; 5\rangle$	0.251
$ (7/2, 7/2) 2, 242; 5\rangle$	-0.285
$ (7/2, 7/2) 6, 242; 5\rangle$	-0.259

Tabela III-9. Composição dos auto-estados 6^+ do "telúrio genérico".

ESTADOS	$ 6_1^+; 1.657\rangle$	$ 6_2^+; 2.430\rangle$
$ (7/2, 7/2)6,000; 6\rangle$	-0.324	0.390
$ (5/2, 7/2)6,000; 6\rangle$	0.367	0.313
$ (7/2, 7/2)4,121; 6\rangle$		-0.368
$ (7/2, 7/2)6,121; 6\rangle$	0.278	
$ (5/2, 7/2)6,121; 6\rangle$	-0.380	-0.289
$ (3/2, 7/2)4,121; 6\rangle$	0.234	
$ (5/2, 7/2)6,200; 6\rangle$	0.202	
$ (7/2, 7/2)2,242; 6\rangle$		0.245
$ (5/2, 7/2)6,242; 6\rangle$	0.220	

Tabela III-10. Composição do auto-estado 8_1^+ do "telúrio genérico".

ESTADOS	$ 8_1^+; 2.622\rangle$
$ (7/2, 7/2)6,121; 8\rangle$	0.443
$ (5/2, 7/2)6,121; 8\rangle$	-0.453
$ (5/2, 7/2)6,222; 8\rangle$	0.237
$ (7/2, 7/2)4,242; 8\rangle$	-0.242
$ (5/2, 7/2)6,242; 8\rangle$	0.310
$ (3/2, 7/2)4,242; 8\rangle$	-0.281

Tabela III-11. Composição do auto-estado 10_1^+ do "telúrio genérico".

ESTADOS	$ 10_1^+; 4.104\rangle$
$ (11/2, 11/2)8,200; 10\rangle$	-0.654
$ (7/2, 7/2)6,222; 10\rangle$	0.499
$ (11/2, 11/2)4,242; 10\rangle$	0.204
$ (11/2, 11/2)10,242; 10\rangle$	-0.214
$ (7/2, 7/2)6,321; 10\rangle$	0.288

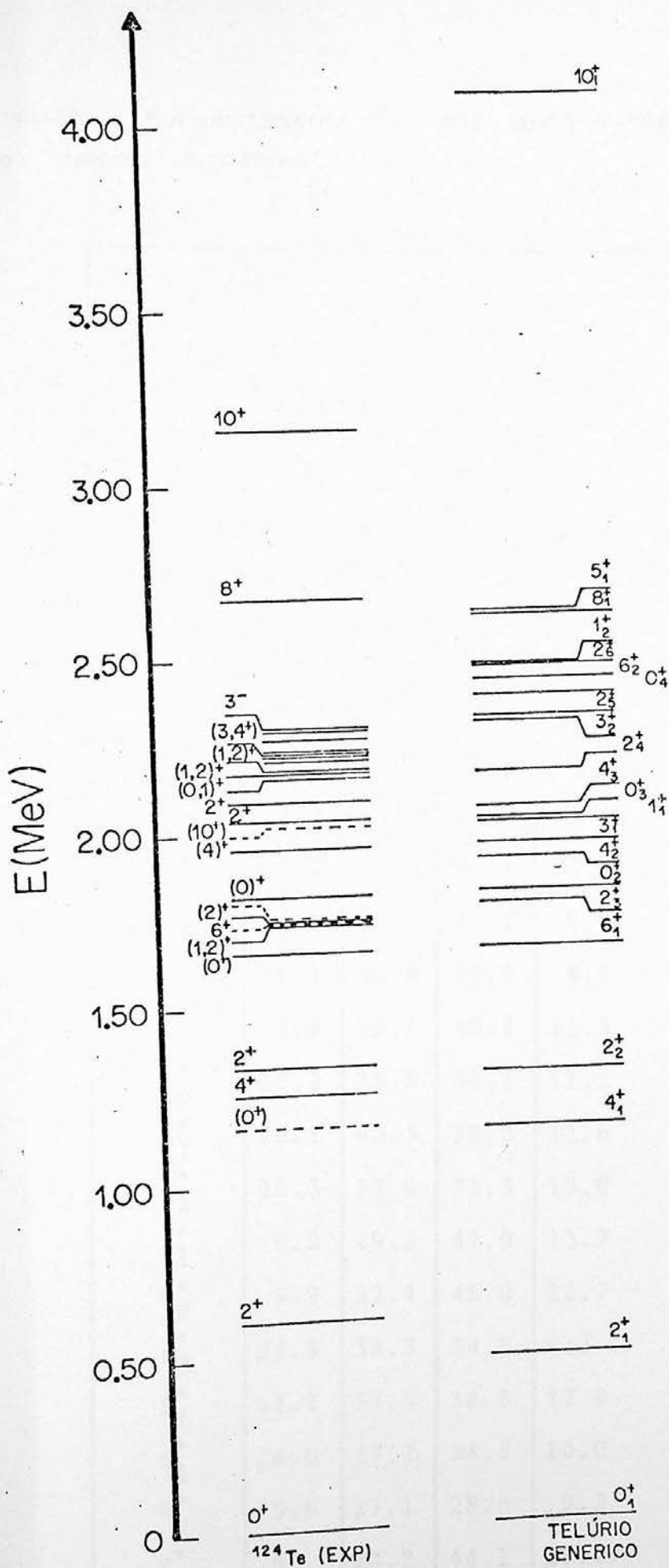


Figura III-3. Espectro experimental para o ^{124}Te comparado ao espectro teórico do "telúrio genérico".

Tabela III-12. Porcentagens P_{IN} dos auto-estados calculados para o "telúrio genérico".

ESTADOS	P_{IN} (%)			
	N=0	N=1	N=2	N=3
0_1^+	50.2	25.2	19.8	4.8
0_2^+	31.6	8.9	43.1	16.4
0_3^+	16.6	34.4	37.5	11.5
0_4^+	13.5	31.8	41.4	13.2
1_1^+	22.5	39.4	29.4	8.7
1_2^+	9.9	38.5	38.5	13.1
2_1^+	9.1	53.7	27.7	9.5
2_2^+	15.4	31.9	42.6	10.0
2_3^+	19.1	38.7	33.1	9.1
2_4^+	26.1	35.8	30.0	8.1
2_5^+	5.9	29.7	49.2	15.3
2_6^+	16.2	38.5	34.1	11.2
3_1^+	10.1	43.3	35.0	11.6
3_2^+	16.3	39.9	33.3	10.6
4_1^+	9.2	29.1	47.9	13.7
4_2^+	9.9	32.4	45.0	12.7
4_3^+	21.5	34.3	34.9	9.3
5_1^+	11.1	37.5	38.5	12.9
6_1^+	24.0	37.2	28.8	10.0
6_2^+	25.0	37.1	28.6	9.2
8_1^+	0	40.2	44.1	15.7
10_1^+	0	0	67.8	32.2

Tabela III-13. Propriedades eletromagnéticas calculadas para o "telúrio genérico".

PROPRIEDADES ELETROMAGNÉTICAS	VALORES CALCULADOS (TELÚRIO GENÉRICO)
$Q(2_1^+)$	$-47.12 eF^2$
$\mu(2_1^+)$	0.431 m.n.
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$	$1439 e^2 F^4$
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$	$38.2 e^2 F^4$
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	$1281 e^2 F^4$
$\langle 2_1^+ \ M(E2) \ 2_2^+ \rangle$	$-80.04 eF^2$
$B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	$0.0049 (\text{m.n.})^2$
$\langle 2_1^+ \ M(M1) \ 2_2^+ \rangle$	0.156 m.n.
$\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	-3.087
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$	$1962 e^2 F^4$
$B(E2; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	$470 e^2 F^4$
$\langle 4_1^+ \ M(E2) \ 4_2^+ \rangle$	$65.04 eF^2$
$B(M1; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	$0.483 (\text{m.n.})^2$
$\langle 4_1^+ \ M(M1) \ 4_2^+ \rangle$	-2.08 m.n.
$\delta(4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	-0.185
$B(E2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+)$	$1313 e^2 F^4$
$B(E2; 8_1^+ \rightarrow 6_1^+)$	$1607 e^2 F^4$
$B(E2; 10_1^+ \rightarrow 8_1^+)$	$1738 e^2 F^4$

Tabela III-14. Propriedades eletromagnéticas experimentais do ^{124}Te .

PROPRIEDADES ELETROMAGNÉTICAS	VALORES EXPERIMENTAIS (^{124}Te)
$Q(2_1^+)$	$-41 \pm 8 eF^2$ ou $-16 \pm 8 eF^2$
$\mu(2_1^+)$	0.50 ± 0.06 m.n.
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$	$1136 \pm 12 e^2 F^4$
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$	$45 \pm 11 e^2 F^4$
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	$3150 \pm 780 e^2 F^4$
$\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	-3.3 ± 0.1
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$	$1440 \pm 40 e^2 F^4$
$\delta(4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	-0.18 ± 0.05 ou 0.0 ± 0.2

funções de onda calculadas anteriormente, foram calculadas as propriedades eletromagnéticas que estão na tabela III-13. Para possíveis comparações, mostramos na tabela III-14 os valores experimentais das propriedades eletromagnéticas conhecidas do ^{124}Te . Existe uma boa compatibilidade entre os valores calculados para o "telúrio genérico" e estes valores experimentais. No cálculo dos valores de misturas multipolares, utilizou-se para o valor de E_γ os valores encontrados experimentalmente no ^{124}Te . Ao longo deste capítulo, as tabelas III-12 e III-13 serão comparadas com outras para adquirirmos uma sensibilidade quanto ao modelo utilizado.

3.2. Escolha da interação entre as partículas

A complexa interação entre os núcleons de valência pode ser substituída pelo emparelhamento ou pela SDI. Podemos dizer que, no segundo caso os cálculos são mais refinados que no primeiro. Anteriormente, calculamos níveis e propriedades eletromagnéticas do chamado "telúrio genérico" (definido pela tabela III-1) usando a SDI como a força entre as duas partículas livres. Vamos, agora, realizar os mesmos cálculos usando os valores da tabela III-1, com a ressalva de que usaremos uma interação de emparelhamento entre os prótons.

A figura III-4 mostra, lado a lado, os níveis calculados utilizando-se emparelhamento e SDI. Nesta figura, aparece de forma clara que em ambos os casos o tripleto de 2 fónons se rompe com a acentuada elevação da energia do nível 0_2^+ (oportunamente voltaremos a falar disto). Comparando-se os dois espectros, percebe-se a tendência nítida de que os níveis calculados com o emparelhamento tenham energias maiores que a dos níveis calculados com a SDI (por sinal, isto já se manifestava de certa forma na figura II-8). Somente os dois níveis 1^+ calculados não têm esta propriedade; aliás, estes dois estados 1^+ não existem no

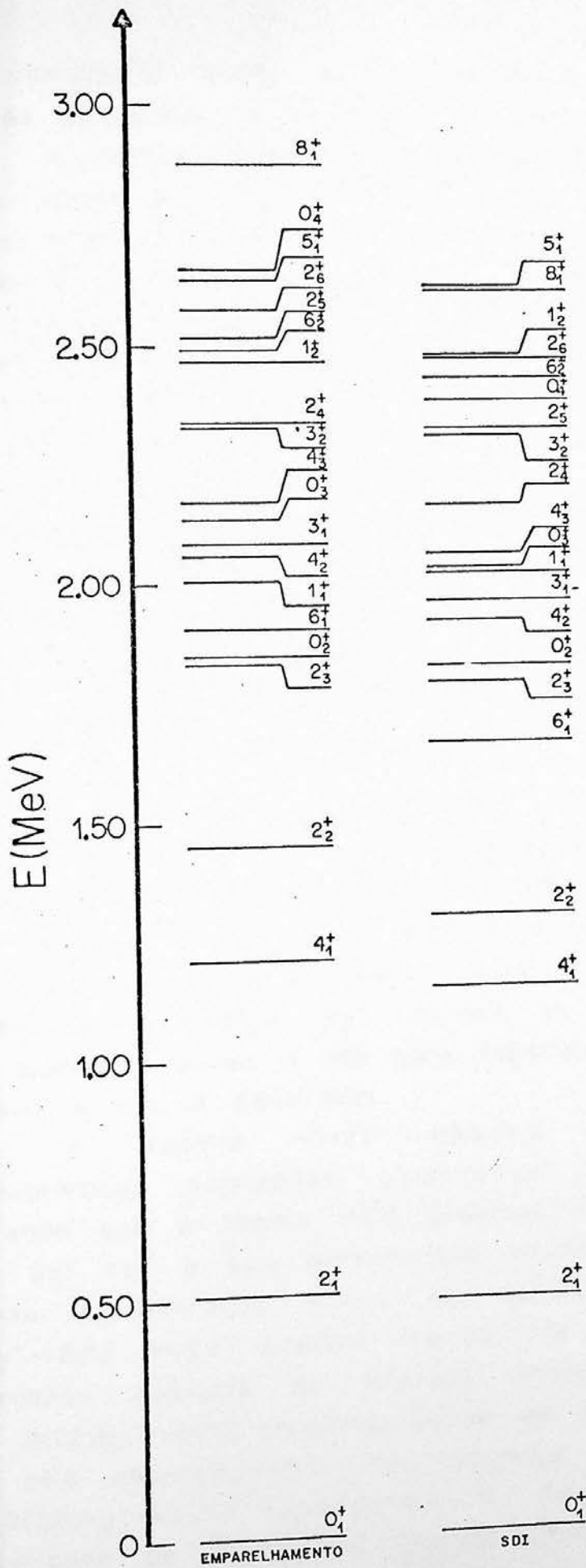


Figura III-4. Esquema comparado de níveis do "telúrio genérico" com o emparelhamento e com a SDI.

modelo vibracional puro, sendo, portanto, decorrência da introdução de graus de liberdade de partícula.

A tabela III-15 reflete justamente a propriedade genérica descrita anteriormente: para cada nível está compilada a porcentagem de energia "excedente" no caso do emparelhamento em relação ao caso da SDI (números negativos indicam uma energia mais baixa no caso do emparelhamento). Os níveis mais afetados em energia pela mudança da interação são 2_2^+ , 6_1^+ e 0_4^+ .

A porcentagem total P_{IN} das componentes com N fónons para cada auto-estado I_n , calculada com o emparelhamento, está na tabela III-16. Comparando esta última com a tabela III-12 (calculada com a SDI), não notamos diferenças grandes nas porcentagens da função de onda do estado 6_1^+ , porém vários estados têm diferenças marcantes nas composições das suas auto-funções, sobretudo 0_4^+ , 2_2^+ , 2_4^+ , 4_2^+ e 4_3^+ . Destes, o mais importante, naturalmente, é 2_2^+ , tanto pelo fato de ser o terceiro estado excitado, como pelo fato de apresentar transições intensas para o estado 2_1^+ . Se trocarmos o emparelhamento pela SDI, a porcentagem da função de onda de 2_2^+ com nenhum fónon aumenta de 5.1% para 15.4%, e a porcentagem com dois fónons diminui de 53.8% para 42.6%. Um outro nível relativamente importante, 4_2^+ , parece se alterar da mesma forma quando mudamos a SDI para emparelhamento (P_{IN} aumenta para $N=0$ e diminui para $N=2$).

A tabela III-17 mostra as propriedades eletromagnéticas calculadas usando-se o emparelhamento. Comparando com a tabela III-13 podemos ver que, apesar do estado 2_2^+ ter a sua auto-função bastante alterada quando trocamos a interação entre as partículas, o valor de $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ muda apenas cerca de 4%. Porém, a probabilidade reduzida da chamada transição de "cross-over", $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$, aumenta cerca de 26% quando trocamos a SDI pelo emparelhamento. Uma mudança significativa ocorre com $B(E2; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$: usando-se o emparelhamento, esta probabilidade de transição reduzida praticamente se anula. Isto, claramente, está relacionado à mudança da função de onda de 4_2^+ , evidenciada pela porcentagem P_{IN} da tabela III-16. Obviamente temos, então, como consequência, o fato do valor absoluto da mistura multipolar $\delta(4_2^+ - 4_1^+)$ ser, no

Tabela III-15. Variação percentual das energias dos níveis do telúrio genérico calculadas usando emparelhamento em relação às calculadas usando SDI.

	0_1^+	0_2^+	0_3^+	0_4^+	1_1^+	1_2^+	2_1^+	2_2^+	2_3^+	2_4^+	2_5^+	2_6^+	3_1^+	3_2^+	4_1^+	4_2^+	4_3^+	5_1^+	6_1^+	6_2^+	8_1^+	10_1^+
0 UAL	0	1.2	5.0	12.0	-0.8	-0.6	2.0	11.4	2.1	7.8	8.4	4.2	6.1	0.6	5.3	7.0	4.9	0.4	14.9	2.4	9.8	5.1

Tabela III-16. Porcentagens P_{IN} dos auto-estados calculados para o "telúrio genérico" com o emparelhamento.

ESTADOS	P_{IN} (%)			
	N=0	N=1	N=2	N=3
0_1^+	51.1	25.0	19.4	4.6
0_2^+	35.6	3.0	45.7	15.7
0_3^+	20.2	39.1	30.8	9.9
0_4^+	5.7	22.1	48.8	23.4
1_1^+	22.7	39.4	29.3	8.7
1_2^+	10.0	38.6	38.4	13.0
2_1^+	8.8	54.4	27.6	9.3
2_2^+	5.1	28.5	53.8	12.6
2_3^+	22.2	40.4	29.3	8.1
2_4^+	13.4	37.7	37.5	11.4
2_5^+	8.8	33.4	43.7	14.1
2_6^+	15.7	39.7	34.5	10.1
3_1^+	12.5	40.5	35.5	11.5
3_2^+	19.0	39.2	31.7	10.1
4_1^+	8.5	26.7	50.7	14.1
4_2^+	22.6	35.8	32.8	8.8
4_3^+	8.5	29.9	47.0	14.6
5_1^+	12.3	39.0	36.7	12.0
6_1^+	21.8	36.2	30.2	11.8
6_2^+	27.6	36.8	27.3	8.3
8_1^+	0	40.3	44.0	15.7
10_1^+	0	0	68.8	31.2

Tabela III-17. Propriedades eletromagnéticas calculadas para o "telúrio genérico" com o emparelhamento.

PROPRIEDADES ELETROMAGNÉTICAS	VALORES CALCULADOS (EMPARELHAMENTO)
$Q(2_1^+)$	$-49.42 eF^2$
$\mu(2_1^+)$	0.383 m.n.
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$	$1430 e^2F^4$
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$	$48.0 eF^2$
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	$1335 e^2F^4$
$\langle 2_1^+ M(E2) 2_2^+ \rangle$	$-81.70 eF^2$
$B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	$0.00844 (\text{m.n.})^2$
$\langle 2_1^+ M(M1) 2_2^+ \rangle$	0.205 m.n.
$\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	-2.400
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$	$2075 e^2F^4$
$B(E2; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	$0.45 e^2F^4$
$\langle 4_1^+ M(E2) 4_2^+ \rangle$	$-2.01 eF^2$
$B(M1; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	$0.0838 (\text{m.n.})^2$
$\langle 4_1^+ M(M1) 4_2^+ \rangle$	0.87 m.n.
$\delta(4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	-0.014
$B(E2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+)$	$1507 e^2F^4$
$B(E2; 8_1^+ \rightarrow 6_1^+)$	$1765 e^2F^4$
$B(E2; 10_1^+ \rightarrow 8_1^+)$	$1779 e^2F^4$

caso da SDI, uma ordem de grandeza maior que no caso do emparelhamento; nestes dois casos teremos como valor para a mistura multipolar, respectivamente, -0.185 e -0.014 . Os dados experimentais do ^{124}Te a respeito desta mistura multipolar são contraditórios. Robinson et al. (R083) obtêm dois valores experimentais para ela: i) usando o decaimento do ^{124}Sb orientado, obtém-se o valor $-0.18(5)$; ii) usando o processo de captura de nêutrons térmicos pelo ^{123}Te , obtém-se o valor $0.0(2)$. Os dois valores são consistentes entre si, e consistentes com o valor calculado usando-se a SDI, sendo que apenas a medida com maior erro está consistente com os dois valores calculados. Por outro lado, do trabalho de T. Tamura (TA84) obtemos como valor experimental para esta mistura multipolar o número $0.03(+3,-4)$, que também está consistente com a medida de maior erro citada.

3.3. Escolha do número máximo de fónons.

Tanto Degrieck e Vanden Berghe (DE73,DE74), quanto Lopac (LO70), usam um número máximo de fónons igual a 3. Uma das razões disto é a dificuldade computacional criada quando se introduz estados vibracionais com 4 fónons. Isto se torna evidente quando verificamos que até 3 fónons existem 10 estados coletivos, enquanto que somente com 4 fónons existem 8 estados. Logo, a introdução dos estados com 4 fónons leva a um grande aumento no tamanho das matrizes que devem ser diagonalizadas. A tabela III-18 mostra a ordem das matrizes de estados com diferentes momentos angulares, para um número máximo de 3 ou 4 fónons (utilizando-se os cinco estados de partícula que aparecem definidos na tabela III-1). A ordem das matrizes para estados com momentos angulares mais altos (por exemplo, 6 ou 8), é mais que dobrada quando aumentamos o número de fónons possíveis de 3 para 4.

Ao introduzirmos os estados com 4 fónons, mantendo todos os outros parâmetros da tabela III-1 idênticos, percebemos que os cálculos levavam a situações irrealistas,

com níveis variando de energia expressivamente. O nível 2_1^+ , por exemplo, com a introdução dos estados de 4 fónons nos cálculos, tinha a sua energia abaixada de 0.496 MeV para 0.347 MeV (da ordem de 30%). Comparações realizadas nestes termos não teriam sentido. Devido a isto, decidimos calcular o nosso "telúrio genérico com 4 fónons" (ou seja, com $N_{MAX}=4$) de duas maneiras: i) usando exatamente os outros parâmetros da tabela III-1 (este será o "telúrio genérico com 4 fónons" propriamente dito); ii) usando todos os outros parâmetros da tabela III-1, exceto η , que será modificado para um valor no qual a energia do nível 2_1^+ calculada usando 4 fónons seja aproximadamente igual a 0.496 MeV, ou seja, a energia do mesmo nível calculada com todos os parâmetros da tabela III-1 (este será o "telúrio genérico com 4 fónons renormalizado"). Esta renormalização nos leva a um valor $\eta=1.15$ MeV.

A figura III-5 mostra o esquema de níveis nos três casos: com 4 fónons sem a renormalização, com 3 fónons e com 4 fónons com a renormalização. Uma observação importantíssima deve ser feita: a introdução de estados com 4 fónons abaixa o nível 0_2^+ , trazendo-o de volta para a região do tripleto de dois fónons. Isto é muito relevante, pois se em alguns isótopos de telúrio (por exemplo, ^{126}Te) não existe evidência de estado 0^+ na região do tripleto, em outros (por exemplo ^{120}Te) estas evidências existem. Portanto, nestes últimos, a existência de estados coletivos com 4 fónons tem uma importância relativamente grande no cálculo da energia do nível 0_2^+ . Os outros níveis calculados com a renormalização são todos abaixados de forma não acentuada em relação aos níveis calculados com até 3 fónons (com a exceção de 1_1^+ , que aparece mais alto).

A figura III-6 mostra o mesmo esquema de níveis da figura anterior, com a diferença de que os estados não estão referenciados ao estado fundamental, ou seja, as energias são as dadas diretamente pelo Hamiltoniano total do modelo unificado (digamos que são as "energias absolutas"). Percebemos, então, por que ao ampliarmos N_{MAX} de 3 para 4 a "energia relativa" do nível 0_2^+ diminui tanto; na verdade a "energia absoluta" de 0_2^+ quase não se altera, enquanto que as "energias absolutas" dos outros níveis (inclusive do nível 0_1^+ , que é a referência para as energias relativas)

aumentam bastante (frequentemente de uma quantidade maior que 0.5 MeV), acarretando uma diminuição da energia relativa de O_2^+ de cerca de 0.5 MeV.

A porcentagem total P_{IN} de componentes com N fónons dos principais auto-estados está mostrada nas tabelas III-19 e III-20, para os casos nos quais realizamos os cálculos usando estados coletivos com até 4 fónons sem e com a renormalização, respectivamente. Comparando com a tabela III-12, vemos que mesmo o nível O_1^+ , nos dois casos, tem a sua função de onda razoavelmente modificada com a introdução de estados de 4 fónons.

As tabelas III-21 e III-22 mostram as propriedades eletromagnéticas do telúrio genérico com até 4 fónons sem e com a renormalização, respectivamente. Na segunda destas tabelas podemos perceber que, incluindo estados com 4 fónons e renormalizando, obtemos para $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ um valor maior que $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$, exatamente o contrário do que foi obtido com o nosso "telúrio genérico" normal (veja a tabela III-13). Isto está de acordo com os valores experimentais existentes na literatura para vários isótopos de telúrio (^{122}Te , ^{124}Te , ^{126}Te). Observando a tabela III-22, observamos que as transições do tipo E2 entre estados sucessivos da quasi-banda do estado fundamental ficam mais intensas com a introdução de 4 fónons. Propriedades magnéticas são mais afetadas que elétricas.

Nas tabelas III-23 a III-31 mostramos a composição das funções de onda calculadas para o "telúrio genérico com 4 fónons renormalizado", analogamente ao que fizemos antes nas tabelas III-3 a III-11 para o caso do "telúrio genérico normal"; vamos em seguida comparar de forma genérica estes dois conjuntos de tabelas. O nível O_2^+ não tem a sua função de onda muito alterada (pelo menos os coeficientes dos estados que contribuem com mais de 4% não são muito alterados) quando introduzimos estados com 4 fónons; o mesmo também parece ocorrer com a função de onda de O_1^+ . Apesar disto, como vimos, a energia de O_2^+ é fortemente modificada com a introdução de 4 fónons; portanto, nem sempre uma grande mudança na energia de um estado implica grandes modificações nos coeficientes mais expressivos da função de onda. O nível 3_1^+ , com a introdução de mais estados coletivos, passa a ter no estado $|(7/2, 7/2) 0, 333; 3\rangle$ uma

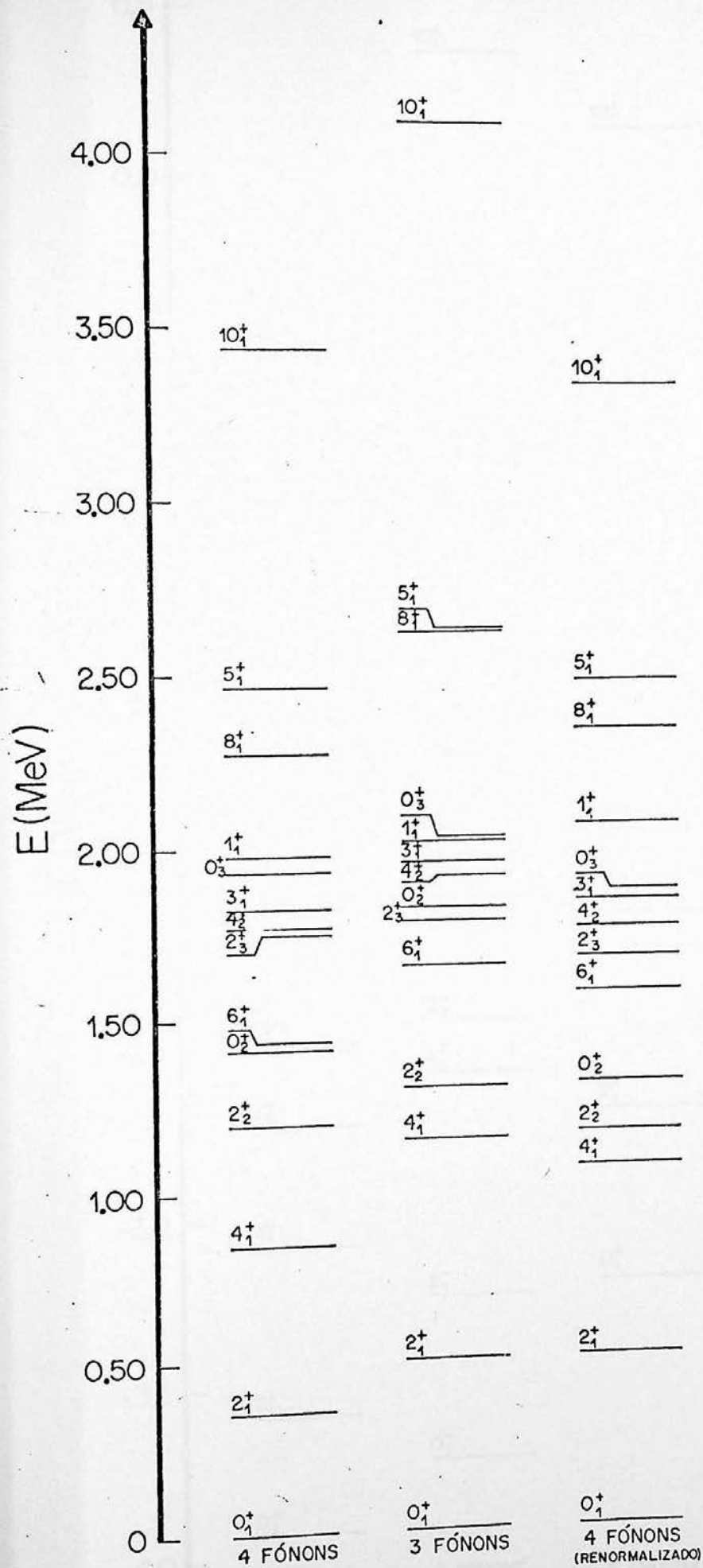


Figura III-5. Esquema comparado de níveis do "telúrio genérico" com 4 fónons, usual e com 4 fónons renormalizado ($\eta=1.15$ MeV), com as energias referenciadas ao nível 0_1^+ .

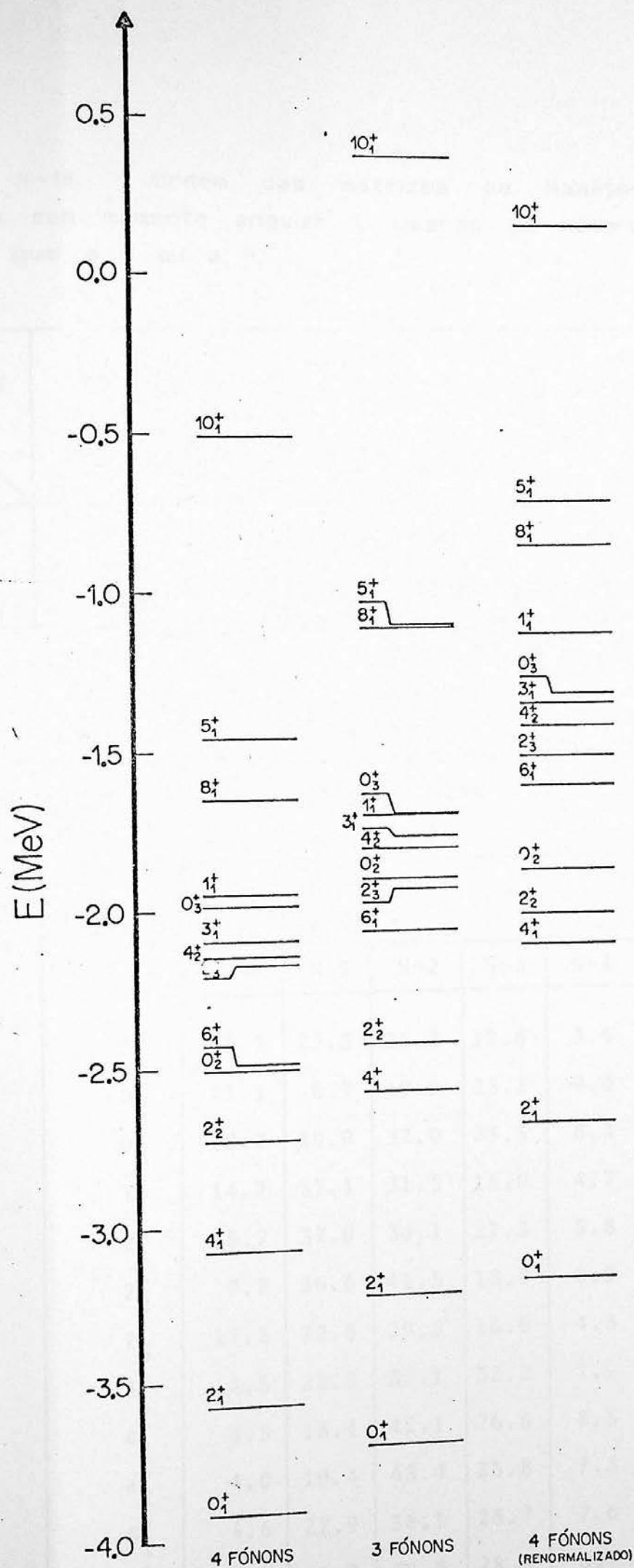


Figura III-6. Esquema comparado de níveis do "telúrio genérico" com 4 fónons, usual e com 4 fónons renormalizado ($\eta=1.15$ MeV) sem referenciar as energias ao nível 0_1^+ .

Tabela III-18. Ordem das matrizes do Hamiltoniano para estados com momento angular 1, usando um número máximo de fónons igual a 3 ou a 4.

N _{MAX}	I	0	1	2	3	4	5	6	8	10
	3		64	114	205	203	226	175	158	81
4		107	197	359	370	427	357	338	203	99

Tabela III-19. Porcentagens P_{IN} dos auto-estados calculados para o "telúrio genérico" com 4 fónons.

ESTADOS	P_{IN} (%)				
	N=0	N=1	N=2	N=3	N=4
0_1^+	35.5	22.5	25.8	12.6	3.6
0_2^+	41.1	6.7	19.9	23.2	9.0
0_3^+	12.2	20.9	37.0	23.5	6.4
1_1^+	14.7	31.1	31.5	18.0	4.7
2_1^+	5.7	37.0	30.1	21.3	5.8
2_2^+	7.2	26.6	41.5	18.8	5.9
2_3^+	17.3	32.6	29.8	16.0	4.3
3_1^+	4.5	23.3	32.1	32.2	7.9
4_1^+	4.5	18.4	42.1	26.6	8.5
4_2^+	4.0	19.4	43.4	25.8	7.3
5_1^+	4.6	22.9	38.1	26.7	7.6
6_1^+	9.8	22.2	30.6	28.8	8.7
8_1^+	0	21.5	36.8	30.5	11.2
10_1^+	0	0	38.6	44.9	16.6

Tabela III-20. Porcentagens P_{IN} dos auto-estados calculados para o "telúrio genérico" com 4 fónons renormalizado ($\eta=1.15$ MeV).

ESTADOS	P_{IN} (%)				
	N=0	N=1	N=2	N=3	N=4
0_1^+	61.0	19.6	14.0	4.4	1.0
0_2^+	25.7	2.2	39.6	24.2	8.3
0_3^+	5.4	26.0	36.3	26.9	5.4
1_1^+	22.2	35.8	27.2	12.2	2.7
2_1^+	7.2	53.4	23.5	13.2	2.8
2_2^+	11.0	24.1	45.9	14.8	4.2
2_3^+	30.9	33.2	24.6	9.1	2.3
3_1^+	5.2	30.5	31.1	27.8	5.4
4_1^+	4.9	18.6	49.3	21.2	6.1
4_2^+	6.0	23.7	40.6	24.2	5.4
5_1^+	7.8	28.5	37.3	21.1	5.3
6_1^+	19.9	28.1	26.2	20.6	5.1
8_1^+	0	29.8	37.6	24.6	8.0
10_1^+	0	0	44.6	42.1	13.4

Tabela III-21. Propriedades eletromagnéticas calculadas para o "telúrio genérico" com 4 fónons.

PROPRIEDADES ELETROMAGNÉTICAS	VALORES CALCULADOS ($N_{MAX}=4$)
$Q(2_1^+)$	-68.34 eF ²
$\mu(2_1^+)$	0.471 m.n.
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$	1674 e ² F ⁴
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$	90.84 e ² F ⁴
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	1023 e ² F ⁴
$\langle 2_1^+ M(E2) 2_2^+ \rangle$	-71.52 eF ²
$B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	0.0125 (m.n.) ²
$\langle 2_1^+ M(M1) 2_2^+ \rangle$	0.250 m.n.
$\mathcal{S}(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	-1.729
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$	2481 e ² F ⁴
$B(E2; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	491 e ² F ⁴
$\langle 4_1^+ M(E2) 4_2^+ \rangle$	66.47 eF ²
$B(M1; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	0.333 (m.n.) ²
$\langle 4_1^+ M(M1) 4_2^+ \rangle$	-1.73 m.n.
$\mathcal{S}(4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	-0.227
$B(E2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+)$	2364 e ² F ⁴
$B(E2; 8_1^+ \rightarrow 6_1^+)$	2379 e ² F ⁴
$B(E2; 10_1^+ \rightarrow 8_1^+)$	2454 e ² F ⁴

Tabela III-22. Propriedades eletromagnéticas calculadas para o "telúrio genérico" com 4 fónons renormalizado ($\eta=1.15$ MeV).

PROPRIEDADES ELETROMAGNÉTICAS	VALORES CALCULADOS ($N_{\text{MAX}}=4$; RENORMALIZADO)
$Q(2_1^+)$	$-44.08 eF^2$
$\mu(2_1^+)$	0.283 m.n.
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$	$1422 e^2F^4$
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$	$26.49 e^2F^4$
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	$1728 e^2F^4$
$\langle 2_1^+ \ M(E2) \ 2_2^+ \rangle$	$-92.95 eF^2$
$B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	$0.00155 (\text{m.n.})^2$
$\langle 2_1^+ \ M(M1) \ 2_2^+ \rangle$	0.0881 m.n.
$\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	-6.371
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$	$2358 e^2F^4$
$B(E2; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	$735 e^2F^4$
$\langle 4_1^+ \ M(E2) \ 4_1^+ \rangle$	$81.32 eF^2$
$B(M1; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	$0.280 (\text{m.n.})^2$
$\langle 4_1^+ \ M(M1) \ 4_2^+ \rangle$	-1.59 m.n.
$\delta(4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	-0.303
$B(E2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+)$	$1809 e^2F^4$
$B(E2; 8_1^+ \rightarrow 6_1^+)$	$2062 e^2F^4$
$B(E2; 10_1^+ \rightarrow 8_1^+)$	$2321 e^2F^4$

Tabela III-23. Composição dos auto-estados 0^+ do "telúrio genérico" com 4 fónons renormalizado ($\eta=1.15$ MeV).

ESTADOS	$ 0_1^+; 0\rangle$	$ 0_2^+; 1.315\rangle$	$ 0_3^+; 1.878\rangle$
$ (7/2, 7/2)0,000;0\rangle$	0.632	-0.417	
$ (5/2, 5/2)0,000;0\rangle$	0.314	-0.220	
$ (3/2, 3/2)0,000;0\rangle$	0.217		
$ (11/2, 11/2)0,000;0\rangle$	0.220		
$ (7/2, 7/2)2,121;0\rangle$	-0.308		-0.419
$ (3/2, 7/2)2,121;0\rangle$	-0.233		
$ (7/2, 7/2)0,200;0\rangle$	0.225	0.435	0.284
$ (5/2, 5/2)0,200;0\rangle$		0.213	
$ (3/2, 3/2)0,200;0\rangle$		0.201	
$ (7/2, 7/2)2,222;0\rangle$			-0.407
$ (7/2, 7/2)0,303;0\rangle$			0.308
$ (7/2, 7/2)2,321;0\rangle$		-0.234	-0.239
$ (3/2, 7/2)2,321;0\rangle$		-0.240	

Tabela III-24. Composição do auto-estado 1_1^+ do "telúrio genérico" com 4 fónons renormalizado ($\eta=1.15$ MeV).

ESTADOS	$ 1_1^+; 2.066\rangle$
$ (5/2, 7/2)1,000;1\rangle$	0.463
$ (7/2, 7/2)2,121;1\rangle$	-0.250
$ (5/2, 7/2)2,121;1\rangle$	-0.333
$ (5/2, 7/2)3,121;1\rangle$	-0.256
$ (1/2, 7/2)3,121;1\rangle$	-0.213
$ (5/2, 7/2)1,200;1\rangle$	0.257
$ (7/2, 7/2)4,242;1\rangle$	0.211

Tabela III-25. Composição dos auto-estados 2^+ do "telúrio genérico" com 4 fónons renormalizado ($\eta=1.15$ MeV).

ESTADOS	$ 2_1^+; 0.505\rangle$	$ 2_2^+; 1.173\rangle$	$ 2_3^+; 1.680\rangle$
$ (7/2, 7/2) 2, 000; 2\rangle$	-0.204	-0.265	-0.508
$ (7/2, 7/2) 0, 121; 2\rangle$	0.555		
$ (7/2, 7/2) 2, 121; 2\rangle$		-0.374	-0.251
$ (7/2, 7/2) 4, 121; 2\rangle$			0.235
$ (5/2, 5/2) 0, 121; 2\rangle$	0.270		
$ (3/2, 7/2) 2, 121; 2\rangle$			0.244
$ (3/2, 3/2) 0, 121; 2\rangle$	0.212		
$ (7/2, 7/2) 0, 222; 2\rangle$		0.489	-0.224
$ (5/2, 5/2) 0, 222; 2\rangle$		0.228	
$ (7/2, 7/2) 2, 242; 2\rangle$	-0.207		

Tabela III-26. Composição do auto-estado 3_1^+ do "telúrio genérico" com 4 fónons renormalizado ($\eta=1.15$ MeV).

ESTADOS	$ 3_1^+; 1.845\rangle$
$ (3/2, 7/2) 3, 000; 3\rangle$	0.210
$ (7/2, 7/2) 2, 121; 3\rangle$	-0.368
$ (7/2, 7/2) 4, 121; 3\rangle$	-0.237
$ (3/2, 7/2) 2, 121; 3\rangle$	0.273
$ (7/2, 7/2) 2, 222; 3\rangle$	0.360
$ (7/2, 7/2) 2, 242; 3\rangle$	-0.261
$ (7/2, 7/2) 0, 333; 3\rangle$	0.341

Tabela III-27. Composição dos auto-estados 4^+ do "telúrio genérico" com 4 fónons renormalizado ($\eta=1.15$ MeV).

ESTADOS	$ 4_1^+; 1.074\rangle$	$ 4_2^+; 1.774\rangle$
$ (7/2, 7/2) 2, 121; 4\rangle$	-0.250	-0.263
$ (5/2, 7/2) 6, 121; 4\rangle$		-0.223
$ (7/2, 7/2) 0, 242; 4\rangle$	0.473	0.343
$ (7/2, 7/2) 2, 242; 4\rangle$		-0.223
$ (5/2, 5/2) 0, 242; 4\rangle$	0.226	

Tabela III-28. Composição do auto-estado 5_1^+ do "telúrio genérico" com 4 fónons renormalizado ($\eta=1.15$ MeV).

ESTADOS	$ 5_1^+; 2.485\rangle$
$ (7/2, 7/2) 4, 121; 5\rangle$	0.284
$ (7/2, 7/2) 6, 121; 5\rangle$	0.282
$ (3/2, 7/2) 3, 121; 5\rangle$	0.230
$ (7/2, 7/2) 2, 242; 5\rangle$	-0.346
$ (7/2, 7/2) 6, 242; 5\rangle$	-0.222

Tabela III-29. Composição do auto-estado 6_1^+ do "telúrio genérico" com 4 fónons renormalizado ($\eta=1.15$ MeV).

ESTADOS	$ 6_1^+; 1.583\rangle$
$ (7/2, 7/2) 6, 000; 6\rangle$	-0.313
$ (5/2, 7/2) 6, 000; 6\rangle$	0.318
$ (7/2, 7/2) 6, 121; 6\rangle$	0.247
$ (5/2, 7/2) 6, 121; 6\rangle$	-0.313
$ (3/2, 7/2) 4, 121; 6\rangle$	0.206
$ (7/2, 7/2) 0, 363; 6\rangle$	0.218

Tabela III-30. Composição do auto-estado 8_1^+ do "telúrio genérico" com 4 fónons renormalizado ($\eta=1.15$ MeV).

ESTADOS	$ 8_1^+; 2.346\rangle$
$ (7/2, 7/2)6, 121; 8\rangle$	-0.387
$ (5/2, 7/2)6, 121; 8\rangle$	0.385
$ (5/2, 7/2)6, 222; 8\rangle$	-0.219
$ (7/2, 7/2)4, 242; 8\rangle$	0.201
$ (7/2, 7/2)6, 242; 8\rangle$	0.221
$ (5/2, 7/2)6, 242; 8\rangle$	-0.278
$ (3/2, 7/2)4, 242; 8\rangle$	0.256

Tabela III-31. Composição do auto-estado 10_1^+ do "telúrio genérico" com 4 fónons renormalizado ($\eta=1.15$ MeV).

ESTADOS	$ 10_1^+; 3.356\rangle$
$ (7/2, 7/2)6, 242; 10\rangle$	0.498
$ (5/2, 7/2)6, 242; 10\rangle$	-0.445
$ (7/2, 7/2)6, 343; 10\rangle$	-0.203
$ (5/2, 7/2)6, 343; 10\rangle$	0.234
$ (7/2, 7/2)4, 363; 10\rangle$	-0.217
$ (7/2, 7/2)6, 363; 10\rangle$	-0.222
$ (5/2, 7/2)6, 363; 10\rangle$	0.260
$ (3/2, 7/2)4, 363; 10\rangle$	-0.296

contribuição importante para a sua função de onda. Da mesma forma, no nível 6_1^+ (da quasi-banda do estado fundamental), o estado $|(7/2, 7/2) 0, 363; 6\rangle$ passa a contribuir com mais de 4% (isto era de esperar, se relembrarmos a discussão no começo deste capítulo a este respeito). Um outro fato esperado é o de que o estado de partícula $1h_{11/2}$, que com $N_{MAX}=3$ tinha grande relevância no cálculo do nível 10_1^+ , com $N_{MAX}=4$ perde a sua importância, como podemos notar ao compararmos as tabelas III-11 e III-31. Isto se reflete na energia do nível 10_1^+ , que cai de um valor próximo a 4 MeV (para $N_{MAX}=3$) para um valor próximo a 3 MeV (para $N_{MAX}=4$).

3.4. Escolha dos estados de partícula.

Lopac utiliza os cinco estados existentes entre os números mágicos 50 e 82, que são, na ordem crescente em energia, $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$ e $1h_{11/2}$ (este último é o estado chamado de intruso, tendo paridade negativa, ao contrário dos demais, que têm paridade positiva). Os valores utilizados para as energias destes cinco estados estão na tabela III-1. Obviamente, níveis da camada seguinte não devem ser levados em conta, pois sendo a separação entre camadas dada em MeV pelo número $41/(A)^{1/3}$, teremos para o ^{124}Te uma separação entre camadas da ordem de 8 MeV, que é uma energia muito mais alta que as energias da tabela III-1.

Uma questão relevante é até que ponto os três últimos estados com energias mais altas ($2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$ e $1h_{11/2}$) são importantes na determinação das funções de onda. Tendo exatamente isto em vista realizamos cálculos nos quais foram desprezados estes estados e considerados todos os outros parâmetros da tabela III-1. Os resultados obtidos nestes cálculos serão agora descritos. Antes é importante lembrar que usando apenas dois estados de partícula, a base de estados diminui (muitas vezes de um fator próximo a 2). Esta propriedade pode ser vista na tabela III-32, na qual aparece a ordem do Hamiltoniano (para cada momento angular

total 1) no caso em que usamos os cinco estados de partícula e no caso em que usamos apenas dois estados de partícula.

Os níveis de energia obtidos usando apenas dois estados de partícula são comparados na figura III-7 com os níveis obtidos usando cinco estados de partícula. Os níveis 2_1^+ , 4_1^+ e 2_2^+ são muito pouco modificados nas suas energias. Entretanto, quando usamos dois estados de partícula, a energia calculada para o nível 6_1^+ torna-se extraordinariamente baixa (mais baixa que a energia de 2_2^+). Os níveis calculados com dois estados de partícula em sua grande maioria ou estão abaixo, ou estão ligeiramente acima dos mesmos níveis calculados com cinco estados de partícula. A única exceção parece ser 0_4^+ , cuja energia aumenta 14% quando diminuímos os estados de partícula usados nos cálculos.

Na tabela III-33 estão as porcentagens totais P_{IN} de componentes com N fónons para cada auto-estado I_N , utilizando apenas dois estados de partícula. Comparando estes números com os números da tabela III-11, observamos que os níveis 2_1^+ , 4_1^+ e 2_2^+ têm auto-funções consideravelmente diferentes (apesar de isto não se refletir em diferenças energéticas); até o estado fundamental 0_1^+ é modificado quando reduzimos o número de estados de partícula possíveis. Os níveis 0_1^+ , 2_1^+ , 4_1^+ e 6_1^+ (todos níveis da quasi-banda do estado fundamental) apresentam propriedades bem semelhantes quando reduzimos os estados de partícula a apenas dois; ao fazermos esta modificação os valores de P_{IN} (dos estados citados acima) para $N=0$ aumentam, enquanto os valores de P_{IN} para $N=3$ diminuem.

Na tabela III-34 estão as propriedades eletromagnéticas calculadas usando dois estados de partícula. Comparando com os resultados calculados com cinco estados de partícula que estão na tabela III-13, várias diferenças podem ser observadas. A mudança na função de onda do nível 2_1^+ reflete-se no valor do momento de quadrupolo elétrico deste estado, que nas duas tabelas têm valores com sinais diferentes; o mesmo não acontece com o momento de dipolo magnético de 2_1^+ , que praticamente fica inalterado com a diminuição do número de estados de partícula usados nos cálculos. O valor da mistura multipolar $\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ também troca de sinal nesta mudança devido à

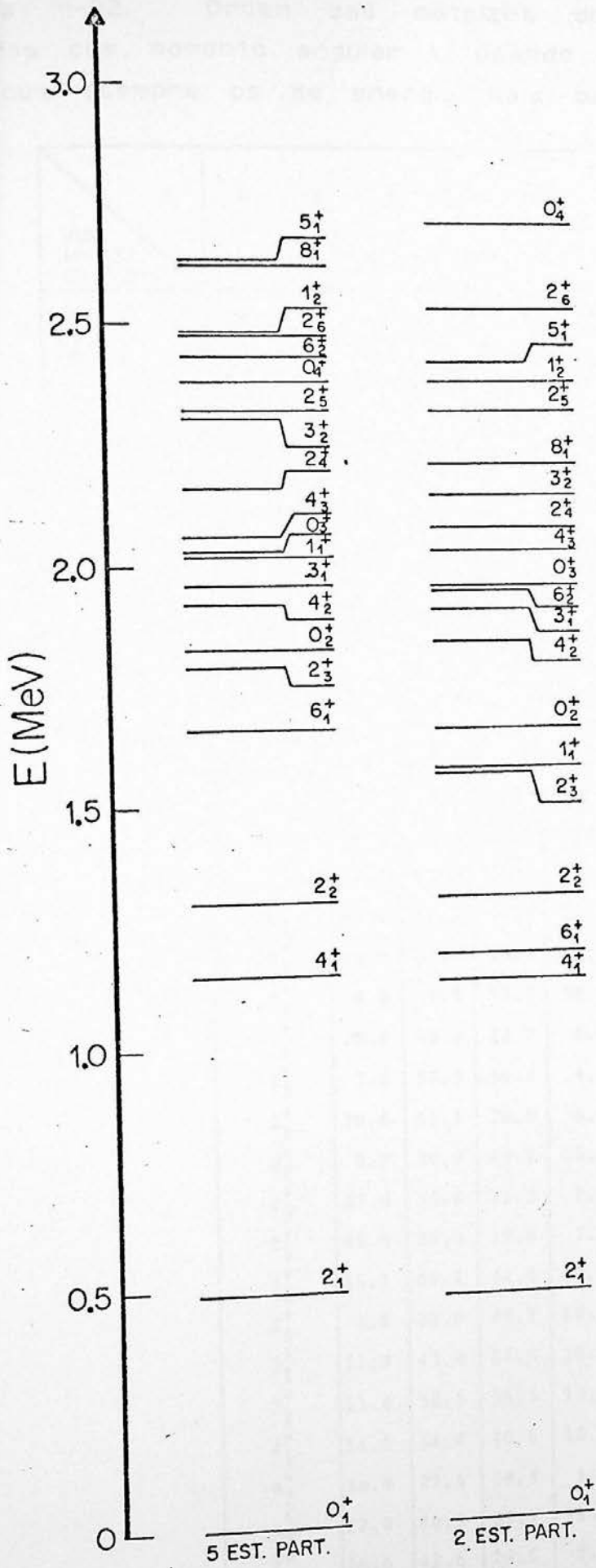


Figura III-7. Esquema comparado de níveis do "telúrio genérico" usual e com apenas dois estados de partícula ($197/2$ e $2d_{5/2}$).

Tabela III-32. Ordem das matrizes do Hamiltoniano para estados com momento angular l , usando 2 ou 5 estados de partícula (sempre os de energia mais baixa da tabela III-1).

NUM. DE EST. DE PART.	I	0	1	2	3	4	5	6	8	10
		2	24	38	74	72	86	67	64	31
5	64	114	205	203	226	175	158	81	35	

Tabela III-33. Porcentagens P_{IN} dos auto-estados calculados para o "telúrio genérico" com 2 estados de partícula ($197/2$ e $2d_{5/2}$).

ESTADOS	$P_{IN} (\%)$			
	N=0	N=1	N=2	N=3
0_1^+	56.2	30.3	11.7	1.9
0_2^+	29.0	10.9	44.2	15.8
0_3^+	25.0	32.7	33.9	8.3
0_4^+	4.6	2.9	53.4	39.1
1_1^+	29.6	43.0	22.7	4.6
1_2^+	7.8	57.9	30.4	4.0
2_1^+	20.6	51.5	22.9	5.0
2_2^+	6.7	39.9	42.9	10.5
2_3^+	27.6	35.6	29.5	7.4
2_4^+	48.6	25.5	18.6	7.3
2_5^+	15.1	40.1	34.8	10.0
2_6^+	2.5	38.6	44.1	14.7
3_1^+	11.9	43.4	34.5	10.2
3_2^+	11.4	38.3	36.5	13.8
4_1^+	14.5	34.4	40.8	10.3
4_2^+	34.9	27.8	29.3	8.0
4_3^+	12.8	40.3	35.7	11.2
5_1^+	26.6	42.6	24.5	6.3
6_1^+	36.1	40.7	19.2	4.0
6_2^+	32.0	35.1	24.3	8.6
8_1^+	0	45.5	42.6	11.9
10_1^+	0	0	67.2	32.8

Tabela III-34. Propriedades eletromagnéticas calculadas para o "telúrio genérico" com 2 estados de partícula ($197/2$ e $2d_{5/2}$).

PROPRIEDADES ELETROMAGNÉTICAS	VALORES CALCULADOS (2 EST. DE PART.)
$Q(2_1^+)$	47.08 eF ²
$\mu(2_1^+)$	0.450 m.n.
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$	1313 e ² F ⁴
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$	17.94 e ² F ⁴
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	1070 e ² F ⁴
$\langle 2_1^+ \ M(E2) \ 2_2^+ \rangle$	-73.14 eF ²⁻
$B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	0.0285 (m.n.) ²
$\langle 2_1^+ \ M(M1) \ 2_2^+ \rangle$	-0.377 m.n.
$\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	1.170
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$	1954 e ² F ⁴
$B(E2; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	33.11 e ² F ⁴
$\langle 4_1^+ \ M(E2) \ 4_2^+ \rangle$	-17.26 eF ²
$B(M1; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	0.219 (m.n.) ²
$\langle 4_1^+ \ M(M1) \ 4_2^+ \rangle$	1.41 m.n.
$\delta(4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	-0.073
$B(E2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+)$	94.3 e ² F ⁴
$B(E2; 8_1^+ \rightarrow 6_1^+)$	687 e ² F ⁴
$B(E2; 10_1^+ \rightarrow 8_1^+)$	1144 e ² F ⁴

troca do sinal no elemento de matriz de dipolo elétrico. Nota-se, também, uma acentuada alteração do valor de $B(E2;6_1^+ \rightarrow 4_1^+)$ quando comparamos as duas tabelas, sendo que o mesmo não ocorre para $B(E2;4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$.

Com o objetivo de avaliar a importância relativa de cada um dos cinco estados de partícula realizamos cálculos que vamos transcrever aqui devido a suas interessantes consequências. Os resultados destes cálculos aparecem nas tabelas III-35 a III-40.

Basicamente, nestes cálculos variamos conjuntamente dois graus de liberdade diferentes: o número de estados de partícula possíveis e o número de estados coletivos possíveis (ligado aos diferentes possíveis valores de N_{MAX}). Procuramos, então, observar como se comportam as propriedades do nível 0_1^+ , tanto cada porcentagem P_{IN} da função de onda de 0_1^+ com N fónons, quanto a sua "energia absoluta" (o valor obtido "diretamente" do Hamiltoniano, pois a energia de 0_1^+ relativa ao estado fundamental é, obviamente, zero).

Na tabela III-35 fixamos os parâmetros da figura III-1 (com os cinco estados de partícula "usuais"), com a exceção de N_{MAX} , que foi variado (entre 0 e 4). Percebemos que tanto $P_{I=0, N=0}$, quanto a energia $E(0_1^+)$ não se aproximam de um valor único ("não convergem") até $N_{MAX}=4$. Já, se utilizarmos apenas dois estados de partícula ($1g_{7/2}$ e $2d_{5/2}$), percebemos o contrário, ou seja, até 4 fónons, $P_{I=0, N=0}$ e $E(0_1^+)$ parecem se aproximar de um valor único (como mostra a tabela III-36). A conclusão é que um (ou mais que um) dos outros três estados de partícula ($2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$ e $1h_{11/2}$) é responsável por esta "não-convergência". O passo seguinte, descrito nas tabelas III-37, III-38 e III-39, foi, obviamente, realizar os mesmos cálculos anteriores, usando apenas quatro estados de partícula dos cinco que aparecem na tabela III-1: no primeiro caso (tabela III-37) não consideramos o estado $1h_{11/2}$; no segundo caso (tabela III-38) não consideramos o estado $3s_{1/2}$; e no terceiro caso (tabela III-39) não consideramos o estado $2d_{3/2}$. Percebemos que enquanto nos dois primeiros casos a "convergência" descrita anteriormente não se estabelece (como na tabela III-35), no último caso ela parece existir (como na tabela III-36). Portanto, o estado $2d_{3/2}$ é o responsável pela "não-

Tabela III-35. Porcentagens P_{IN} do auto-estado 0_1^+ do "telúrio genérico" para diferentes valores de N_{MAX} quando usamos como níveis de partícula: $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$ e $1h_{11/2}$.

N_{MAX} \ $I=0_1^+$	P_{IN} (%)					$E(0_1^+)$ (MeV)
	N=0	N=1	N=2	N=3	N=4	
0	100.0	0	0	0	0	-2.194
1	84.2	15.8	0	0	0	-3.121
2	67.4	24.1	8.6	0	0	-3.482
3	50.2	25.2	19.8	4.8	0	-3.730
4	35.5	22.5	25.8	12.6	3.6	-3.924

Tabela III-36. Porcentagens P_{IN} do auto-estado 0_1^+ do "telúrio genérico" para diferentes valores de N_{MAX} quando usamos como níveis de partícula: $1g_{7/2}$ e $2d_{5/2}$.

N_{MAX} \ $I=0_1^+$	P_{IN} (%)					$E(0_1^+)$ (MeV)
	N=0	N=1	N=2	N=3	N=4	
0	100.0	0	0	0	0	-1.356
1	77.7	22.3	0	0	0	-2.212
2	63.3	29.7	7.0	0	0	-2.449
3	56.2	30.3	11.7	1.9	0	-2.525
4	53.4	29.9	13.0	3.2	0.5	-2.548

Tabela III-37. Porcentagens P_{IN} do auto-estado 0_1^+ do "telúrio genérico" para diferentes valores de N_{MAX} quando usamos como níveis de partícula: $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, $2d_{3/2}$ e $3s_{1/2}$.

N_{MAX} \ $I=0_1^+$	P_{IN} (%)					$E(0_1^+)$ (MeV)
	N=0	N=1	N=2	N=3	N=4	
0	100.0	0	0	0	0	-1.616
1	80.5	19.5	0	0	0	-2.681
2	60.4	29.1	10.4	0	0	-3.133
3	41.7	28.9	23.2	6.2	0	-3.451
4	26.9	24.0	28.7	15.4	4.6	-3.706

Tabela III-38. Porcentagens P_{IN} do auto-estado 0_1^+ do "telúrio genérico" para diferentes valores de N_{MAX} quando usamos como níveis de partícula: $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, $2d_{3/2}$ e $1h_{11/2}$.

$I=0_1^+$ N_{MAX}	P_{IN} (%)					$E(0_1^+)$ (MeV)
	N=0	N=1	N=2	N=3	N=4	
0	100.0	0	0	0	0	-2.069
1	83.6	16.4	0	0	0	-2.964
2	67.2	24.7	8.1	0	0	-3.288
3	53.7	25.8	17.0	3.5	0	-3.465
4	44.5	24.5	21.2	7.8	2.0	-3.565

Tabela III-39. Porcentagens P_{IN} do auto-estado 0_1^+ do "telúrio genérico" para diferentes valores de N_{MAX} quando usamos como níveis de partícula: $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, $3s_{1/2}$ e $1h_{11/2}$.

$I=0_1^+$ N_{MAX}	P_{IN} (%)					$E(0_1^+)$ (MeV)
	N=0	N=1	N=2	N=3	N=4	
0	100.0	0	0	0	0	-1.935
1	83.3	16.7	0	0	0	-2.678
2	71.8	22.7	5.5	0	0	-2.866
3	65.6	23.5	9.6	1.4	0	-2.927
4	63.2	23.4	10.8	2.2	0.4	-2.945

Tabela III-40. Porcentagens P_{IN} do auto-estado 0_1^+ do "telúrio genérico" renormalizado ($\eta=1.15$ MeV) para diferentes valores de N_{MAX} quando usamos como níveis de partícula: $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$ e $1h_{11/2}$.

$I=0_1^+$ N_{MAX}	P_{IN} (%)					$E(0_1^+)$ (MeV)
	N=0	N=1	N=2	N=3	N=4	
0	100.0	0	0	0	0	-2.194
1	87.6	12.4	0	0	0	-2.851
2	76.6	18.1	5.3	0	0	-3.047
3	67.5	19.6	10.9	1.9	0	-3.144
4	61.0	19.6	14.0	4.4	1.0	-3.194

convergência" de $P_{l=0, N=0}$ e de $E(O_1^+)$ conforme variamos N_{MAX} até 4. Isto deve-se, basicamente, ao fato de que os coeficientes de Clebsh-Gordan envolvendo $J=3/2$, que aparecem nos elementos de matriz da parte da interação quadrupolar do Hamiltoniano, são muito grandes, como pode ser verificado facilmente em tabelas de Clebsh-Gordan. Uma verificação disto está na tabela III-40. Ao diminuirmos a intensidade do acoplamento quadrupolar para 1.15 MeV (mantendo os cinco estados de partícula usuais) estamos diminuindo o efeito dos elementos de matriz que estão fora da diagonal (compensando o efeito de grandes coeficientes de Clebsh-Gordan). Como consequência reobtemos uma certa convergência de $P_{l=0, N=0}$ e de $E(O_1^+)$ quando variamos N_{MAX} até 4.

3.5. Variação dos parâmetros usados na diagonalização do Hamiltoniano.

Mantendo a interação entre os prótons como sendo do tipo SDI, o número máximo de fónons como sendo 4, e os cinco estados de partícula usuais, variamos os valores numéricos dos 8 parâmetros do nosso "telúrio genérico" que aparecem na tabela III-1, e observamos como variam as energias e as propriedades eletromagnéticas dos principais níveis. A figura III-8 e as figuras III-13 a III-19 mostram como variam as energias e as tabelas III-41 a III-48, como variam as principais propriedades eletromagnéticas quando variamos um dos 8 parâmetros da tabela III-1, deixando os outros constantes. Destes 8 parâmetros, o mais "livre" parece ser o acoplamento η . O valor de $\hbar\omega$ é determinado pela energia do nível 2_1^+ do caroço (correspondente ao estanho vizinho). As energias do modelo de camadas são obtidas a partir das energias dos níveis dos isótopos de antimônio vizinhos. O valor do emparelhamento aparece tabelado para os diferentes isótopos em trabalhos como o de Kisslinger e Sorensen (K163). Com a variação do acoplamento η , percebemos que os níveis parecem ter comportamentos semelhantes, ou seja, quando aumentamos o

valor do acoplamento, grande parte dos níveis diminuem em energia, atingem um mínimo, e depois aumentam em energia. Na região de acoplamento 2.2 MeV todos os níveis estão com as suas energias aumentando com o crescimento de η ; a única exceção é o nível 2_1^+ , que parece estar se aproximando de um valor mínimo para a sua energia. Na região de acoplamento $\eta=1.2$ MeV os níveis 2_2^+ e 4_1^+ trocam de posição, ou seja, para parâmetros de acoplamento menores do que este, a energia de 2_2^+ está mais abaixo que a energia de 4_1^+ (como parece ser o caso dos espectros experimentais dos isótopos ^{118}Te e ^{130}Te). A tabela III-41 mostra a variação das propriedades eletromagnéticas com o acoplamento. O momento de quadrupolo elétrico do nível 2_1^+ se aproxima de zero quando o acoplamento também tende a zero. Isto está mostrado na figura III-9. O mesmo acontece com o momento de dipolo magnético do nível 2_1^+ , como mostra a figura III-10, sendo que podemos ver que o acoplamento na região de 1.4 MeV fornece um valor teórico bem próximo do valor experimental do ^{124}Te . Na figura III-11, uma propriedade interessantíssima aparece de forma bem clara: a mistura multipolar E2/M1 da transição entre os estados 2_2^+ e 2_1^+ muda de sinal para acoplamentos próximos a 1.2 MeV. Isto, obviamente, se deve à mudança de sinal do elemento de matriz reduzido $\langle 2_1^+ || M(M1) || 2_2^+ \rangle$, como mostra a figura III-12. A mistura multipolar E2/M1 da transição entre 4_2^+ e 4_1^+ também parece mudar de sinal para valores de acoplamento próximos a 0.8 MeV, mas isto é devido a uma alteração do sinal do elemento de matriz reduzido $\langle 4_1^+ || M(E2) || 4_2^+ \rangle$. Esta alteração ocorre de forma brusca nesta região de acoplamento, e tem como possível causa um "cruzamento" das energias dos níveis 4_2^+ e 4_3^+ , com uma troca de identidade entre eles (veja a figura III-8).

A variação das energias com o valor da constante G (no intervalo entre 0.17 MeV e 0.29 MeV) se encontra na figura III-13. As energias "relativas" ao nível fundamental crescem com G, devido a uma diminuição contínua da energia "absoluta" do nível 0_1^+ . A única exceção a este comportamento ocorre com o nível 0_2^+ ; aliás, novamente, parece existir um "cruzamento" entre os níveis 0_2^+ e 0_3^+ na região de $G=0.23$ MeV. "Cruzamentos" como os dois últimos descritos não correspondem a níveis de energia que realmente

se interceptam (pois isto de certo modo viola o Princípio de Pauli), mas sim a uma troca de propriedades de níveis cujas energias se aproximam bastante. As propriedades eletromagnéticas parecem variar de forma suave com o parâmetro G , como mostra a tabela III-42.

A variação dos níveis com a energia $\hbar\omega$ de um fónon aparece na figura III-14: a energia de todos os níveis aumenta com a energia de um fónon quadrupolar. A variação das propriedades eletromagnéticas com $\hbar\omega$ está mostrada na tabela III-43. Os comportamentos em sua grande maioria são suaves. O valor de $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ tende a zero conforme aumentamos $\hbar\omega$. O valor da mistura multipolar E2/M1 entre 2_2^+ e 2_1^+ muda de sinal aproximadamente para $\hbar\omega=1.3$ MeV, devido a uma mudança de sinal de $\langle 2_1^+ || M(M1) || 2_2^+ \rangle$.

A variação dos níveis de energia com as cinco energias de partícula independente aparece nas figuras III-15 a III-19, enquanto a variação das propriedades eletromagnéticas aparece nas tabelas III-44 a III-48. É importante lembrar que a energia do nível $1g_{7/2}$ é muitas vezes tomada como referência, sendo, então, que uma diminuição de $E_{7/2}$ corresponde a um aumento equivalente e conjunto das energias do modelo de camadas dos outros quatro estados de partícula independente, e vice-versa. Isto pode ser observado nas figuras citadas acima. Por exemplo, os níveis 2_2^+ e 4_1^+ se distanciam (ocorre um "splitting" entre eles) conforme aumentamos $E_{7/2}$; este mesmo efeito pode ser observado também quando diminuímos o valor de $E_{3/2}$ ou o valor de $E_{1/2}$. Uma importante característica a ser lembrada é a de que o nível 6_1^+ se eleva conforme aumentamos $E_{5/2}$, afastando-se claramente da região de dois fónons onde estão os níveis 2_2^+ e 4_1^+ . De modo geral, podemos dizer que, tomando como referência fixa $E_{7/2}=0$, muitos níveis com energia maior que 1.5 MeV são muito sensíveis a mudanças de $E_{5/2}$, enquanto que o mesmo não acontece com os poucos níveis abaixo de 1.5 MeV. Uma outra conclusão geral é a de que a maior parte dos níveis calculados varia muito pouco com variações de $E_{3/2}$, $E_{1/2}$ ou $E_{11/2}$, sendo sensíveis apenas as variações de $E_{7/2}$ ou de $E_{5/2}$ (que são as duas menores energias de partícula independente). Quanto à variação das propriedades eletromagnéticas, vamos apenas lembrar que variando $E_{7/2}$, a mistura multipolar $\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ muda de

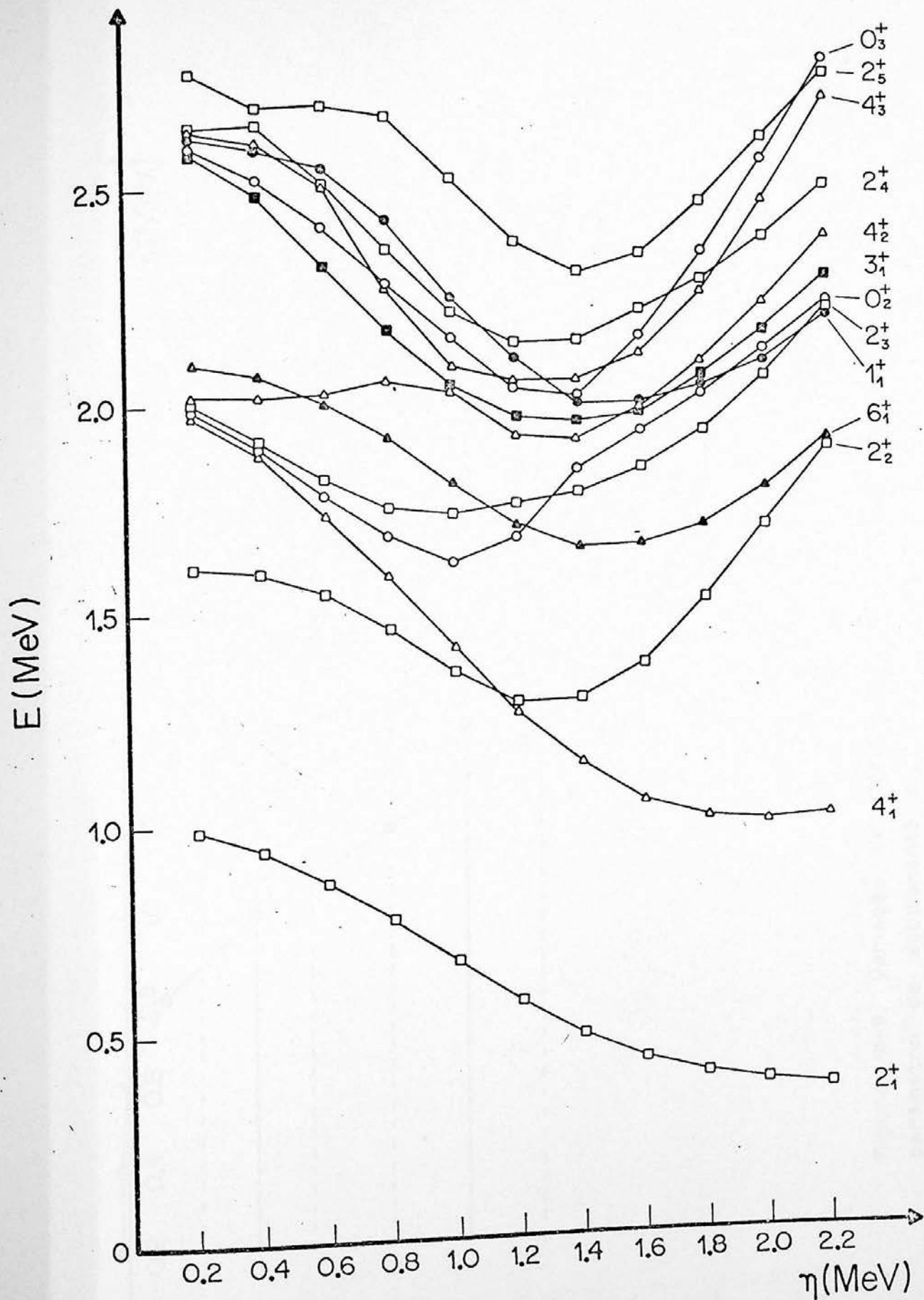


Figura III-8. Variação dos níveis do "telúrio genérico" com o parâmetro de acoplamento η .



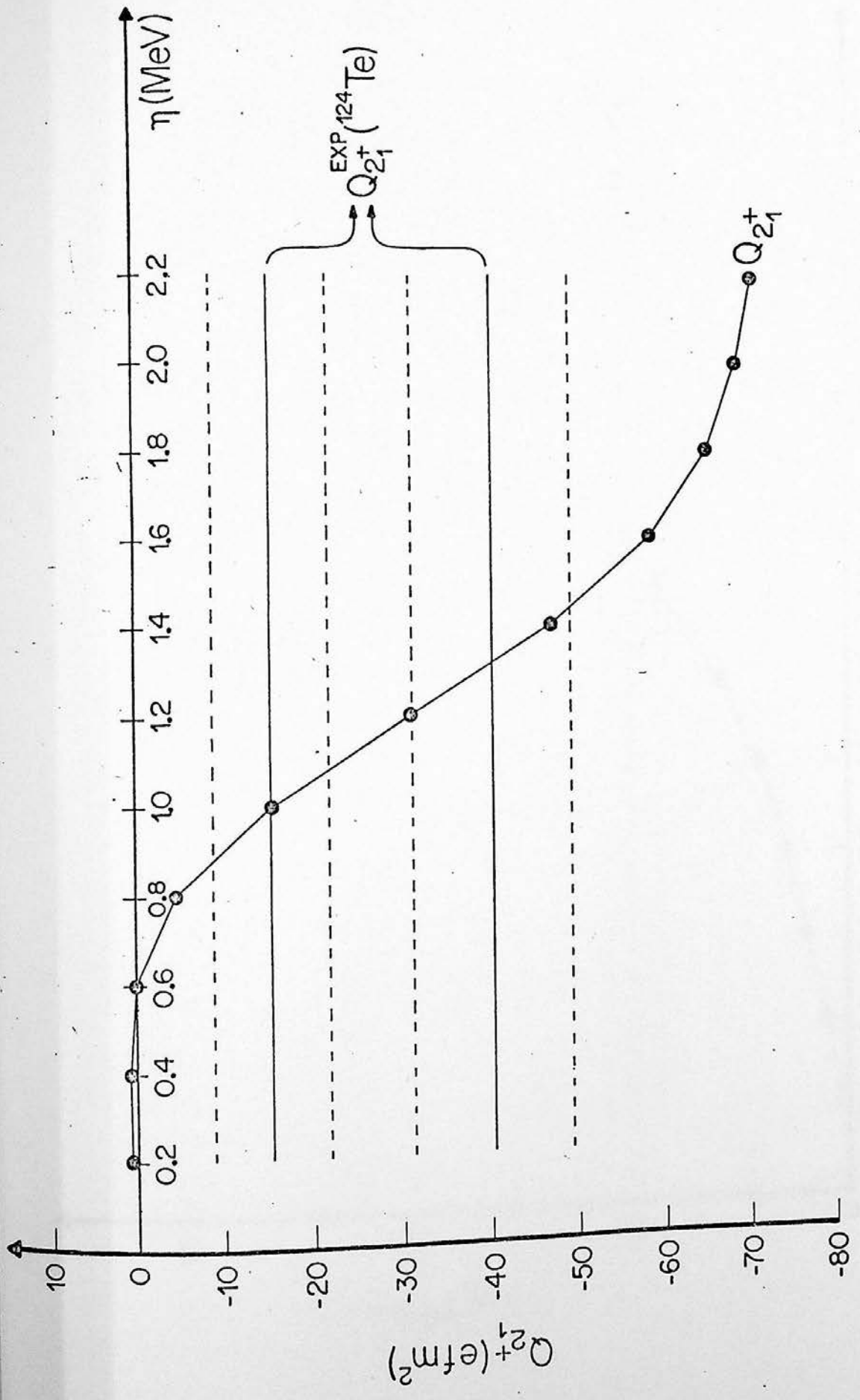


Figura III-9. Variação de $Q(2_1^+)$ do "telúrio genérico" com o parâmetro de acoplamento η .

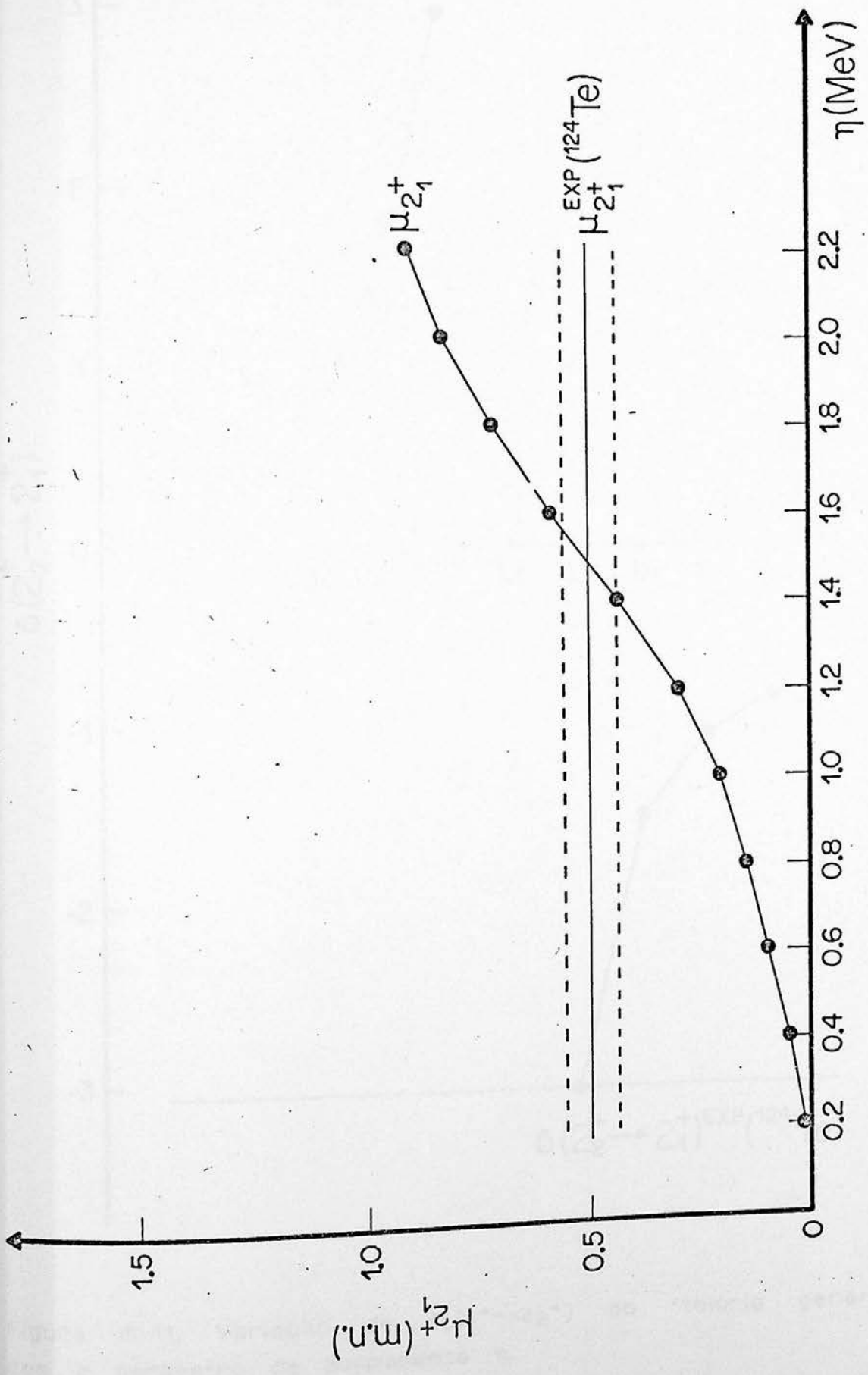


Figura III-10. Variação de $\mu(2_1^+)$ do "telúrio genérico" com o parâmetro de acoplamento η .

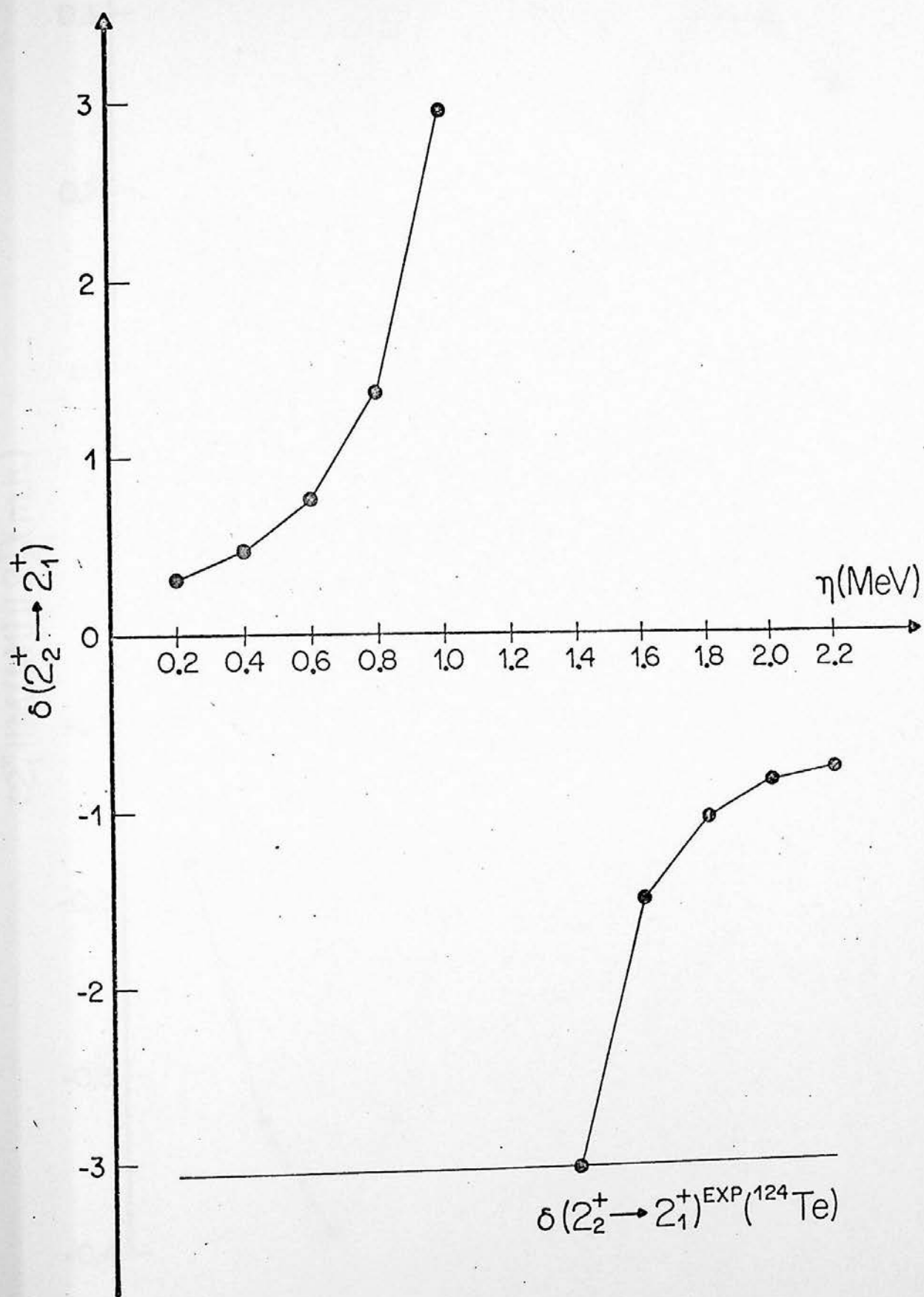


Figura III-11. Variação de $\delta(2_1^+ \rightarrow 2_2^+)$ do "telúrio genérico" com o parâmetro de acoplamento η .

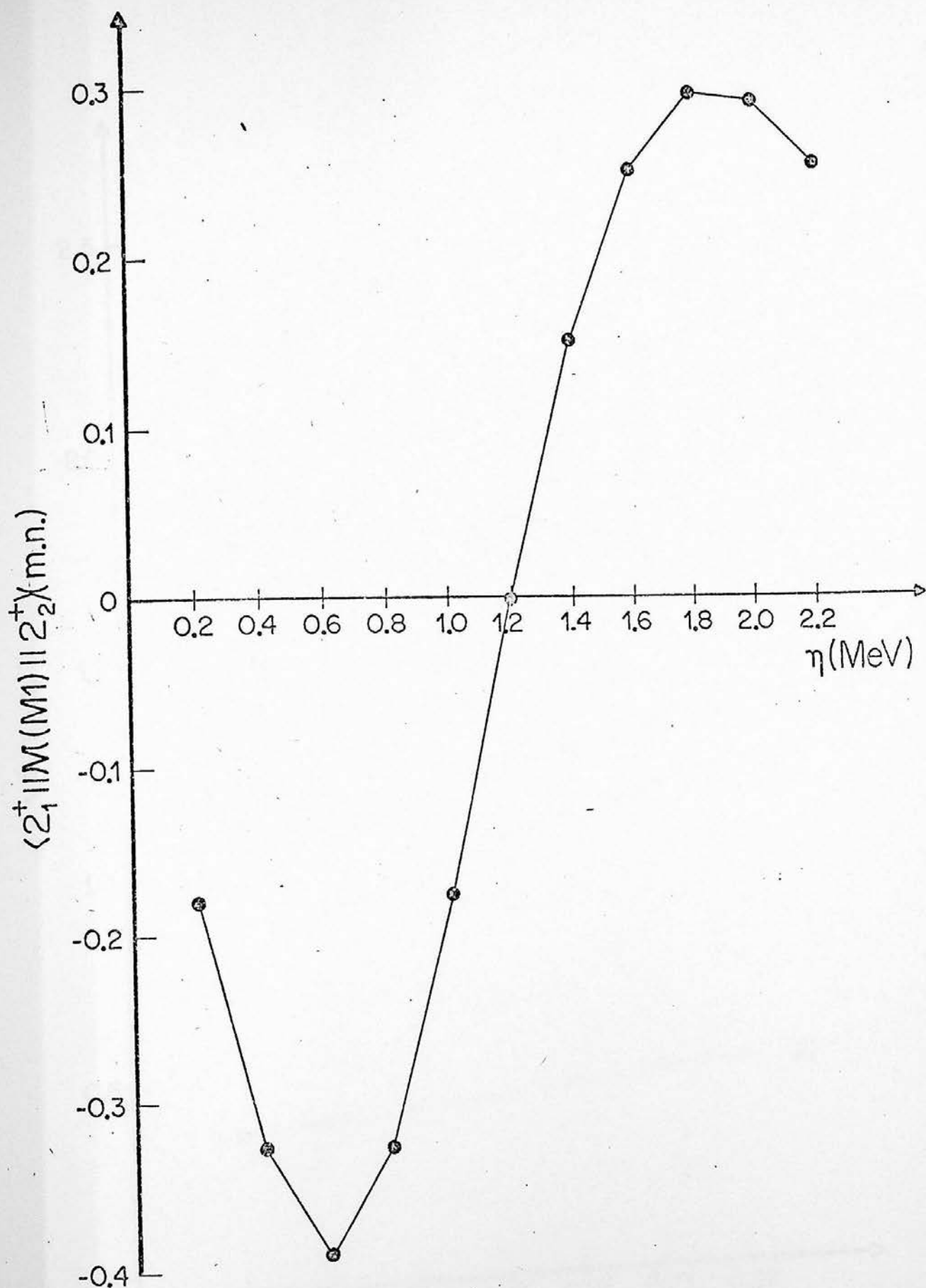


Figura III-12. Variação de $\langle 2_1^+ || M(M1) || 2_2^+ \rangle$ do "telúrio genérico" com o parâmetro de acoplamento η .

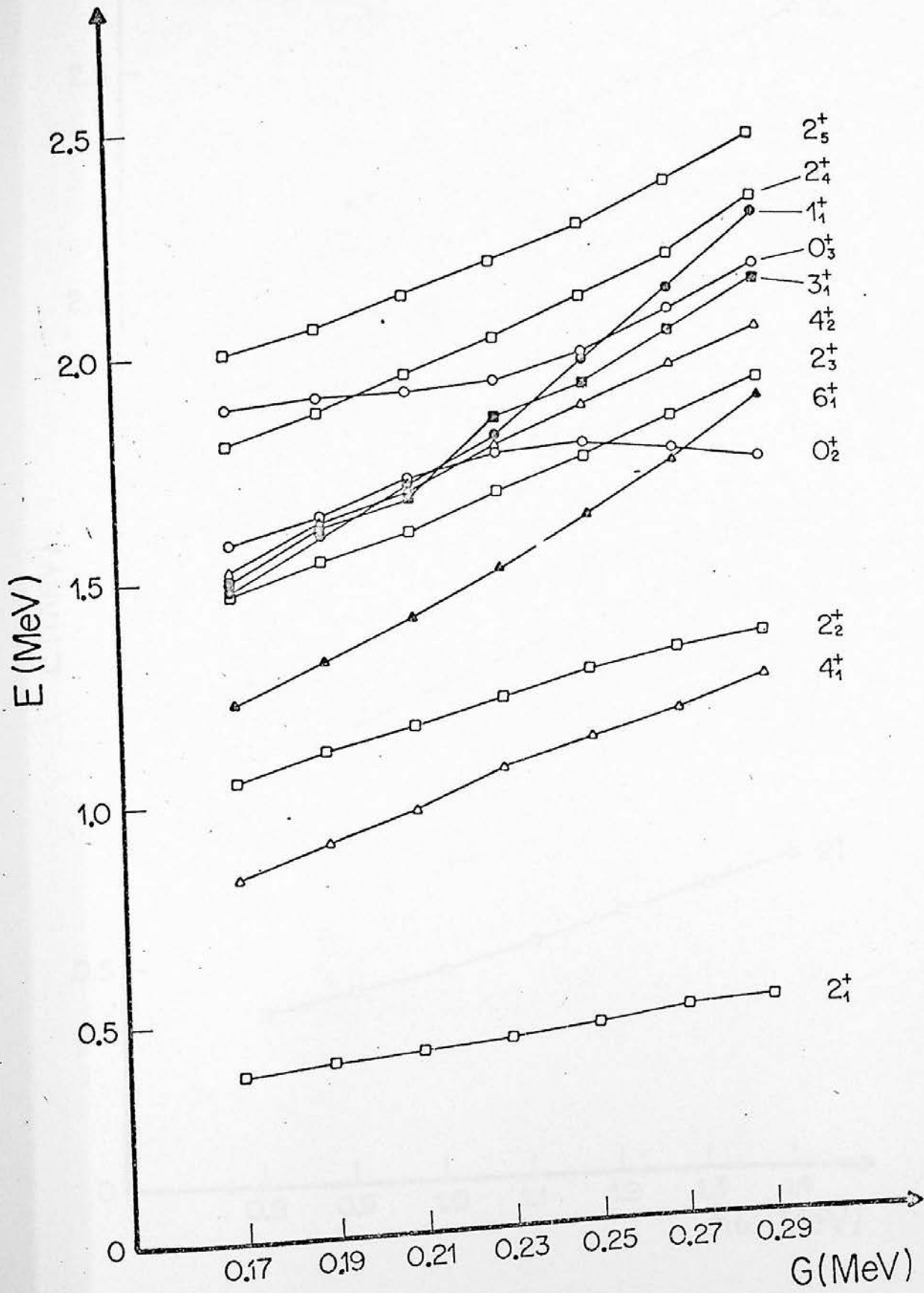


Figura III-13. Variação dos níveis de energia do "telúrio genérico" com o parâmetro G .

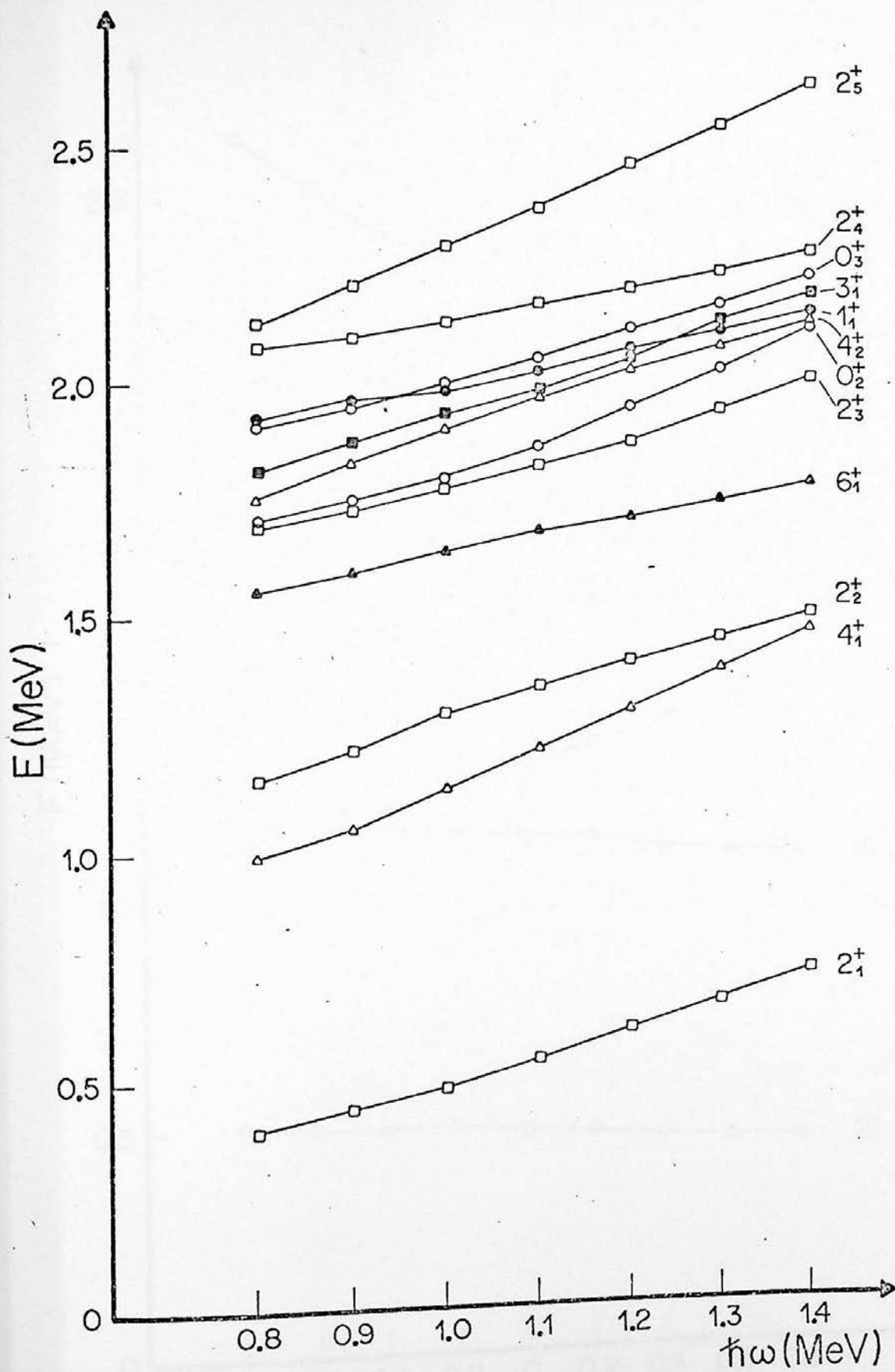


Figura III-14. Variação dos níveis de energia do "telúrio genérico" com o parâmetro $\hbar\omega$.

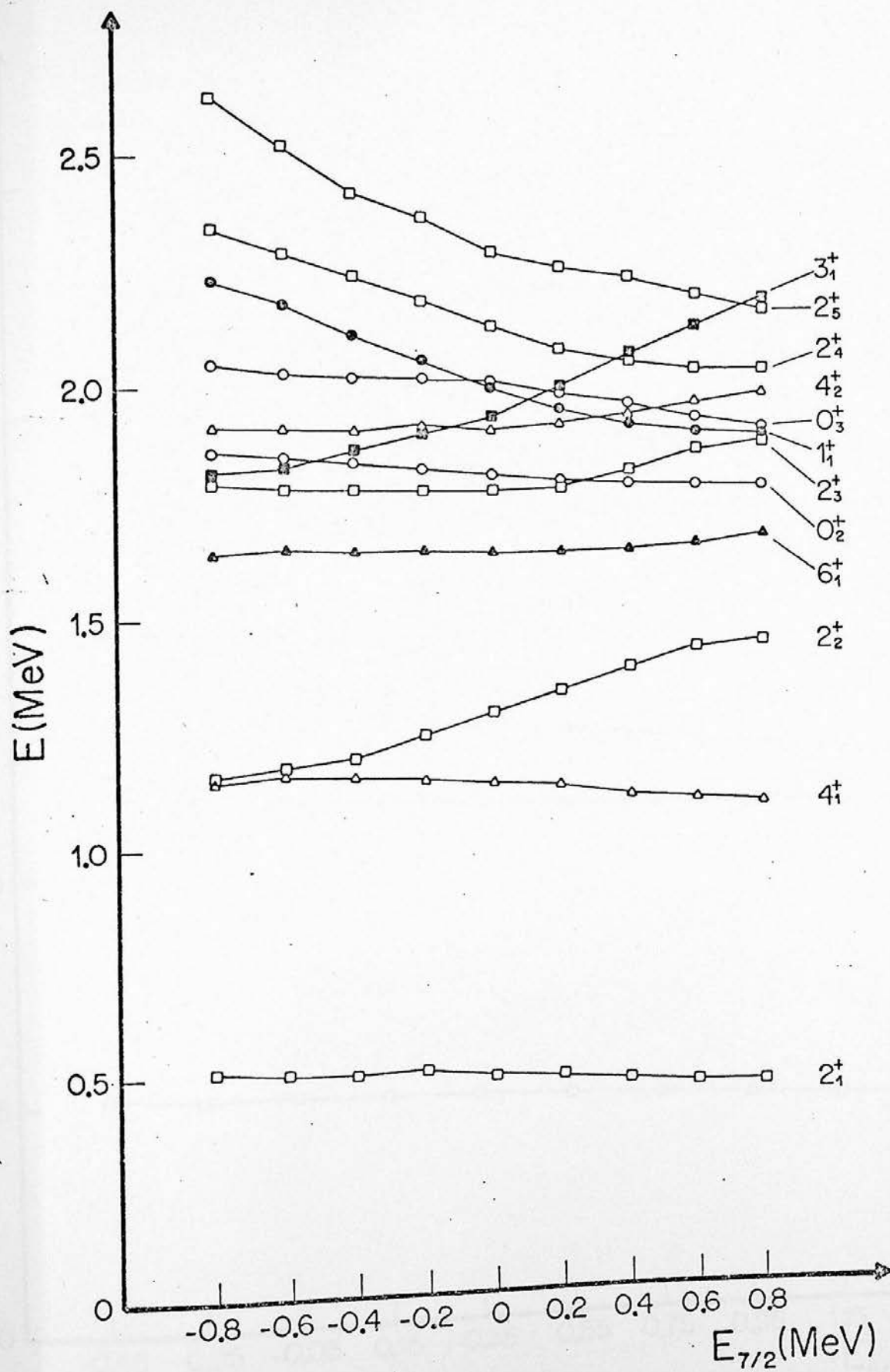


Figura III-15. Variação dos níveis de energia do "telúrio genérico" com o parâmetro $E_{7/2}$.

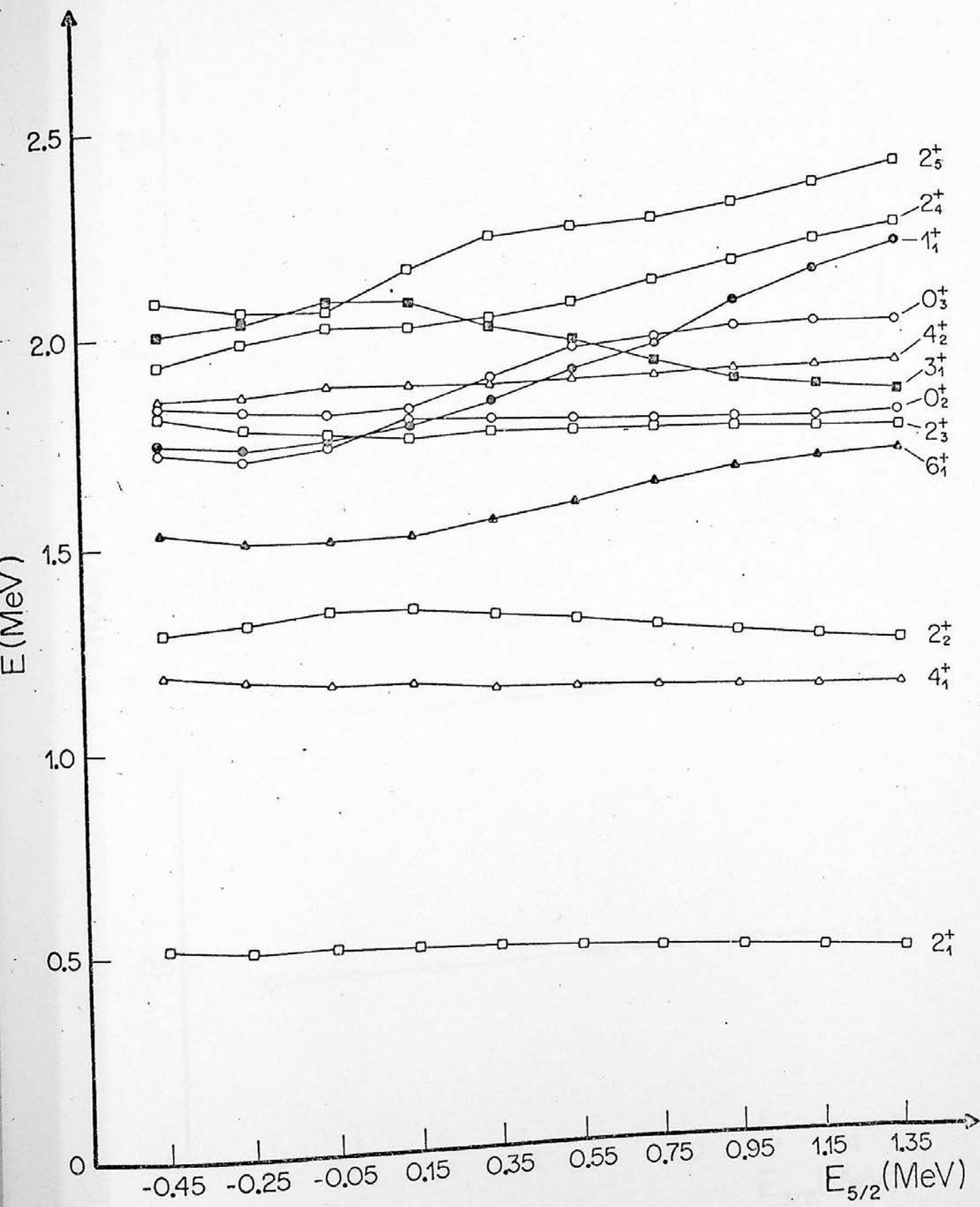


Figura III-16. Variação dos níveis de energia do "telúrio genérico" com o parâmetro $E_{5/2}$.

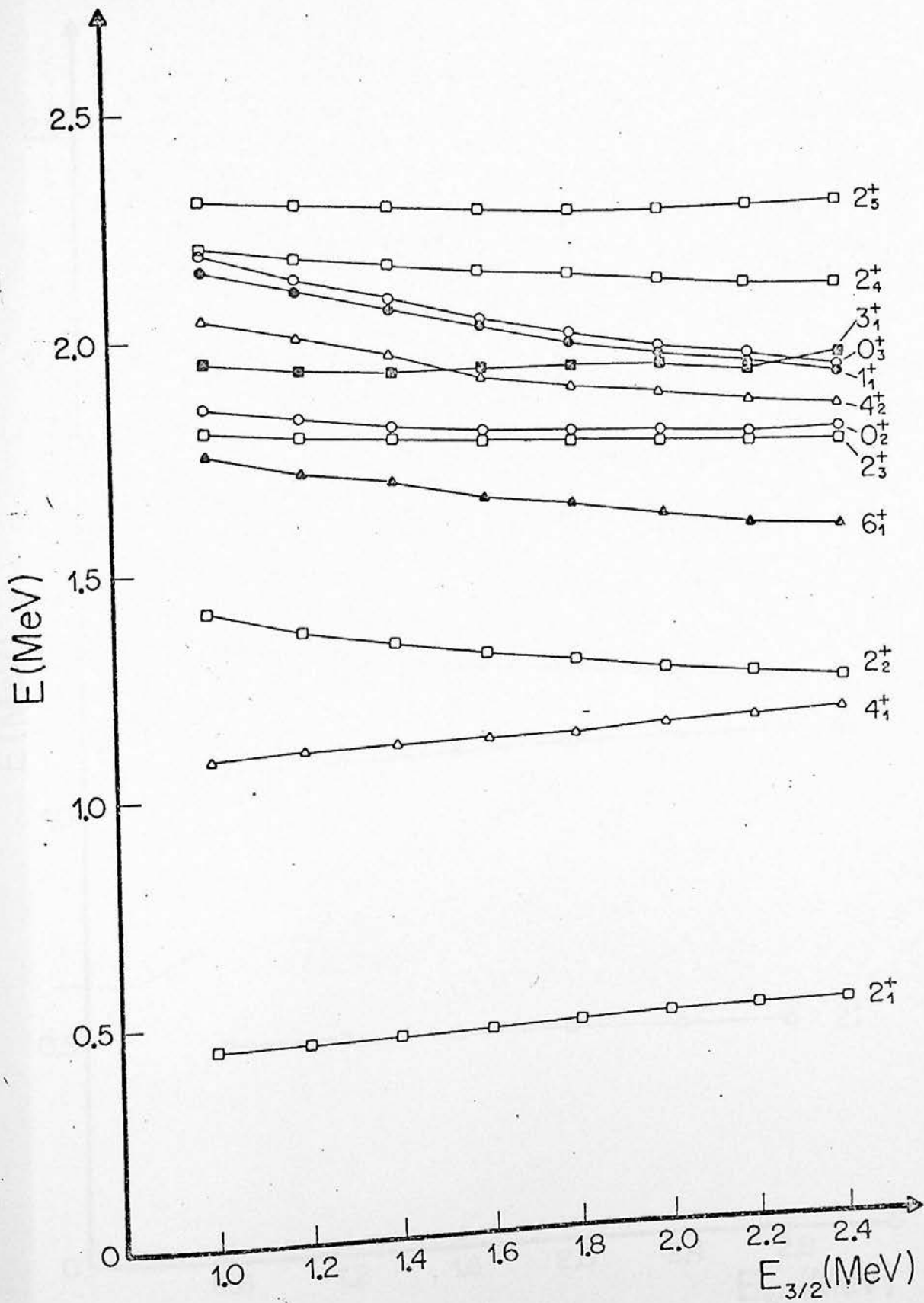


Figura III-17. Variação dos níveis de energia do "telúrio genérico" com o parâmetro $E_{3/2}$.

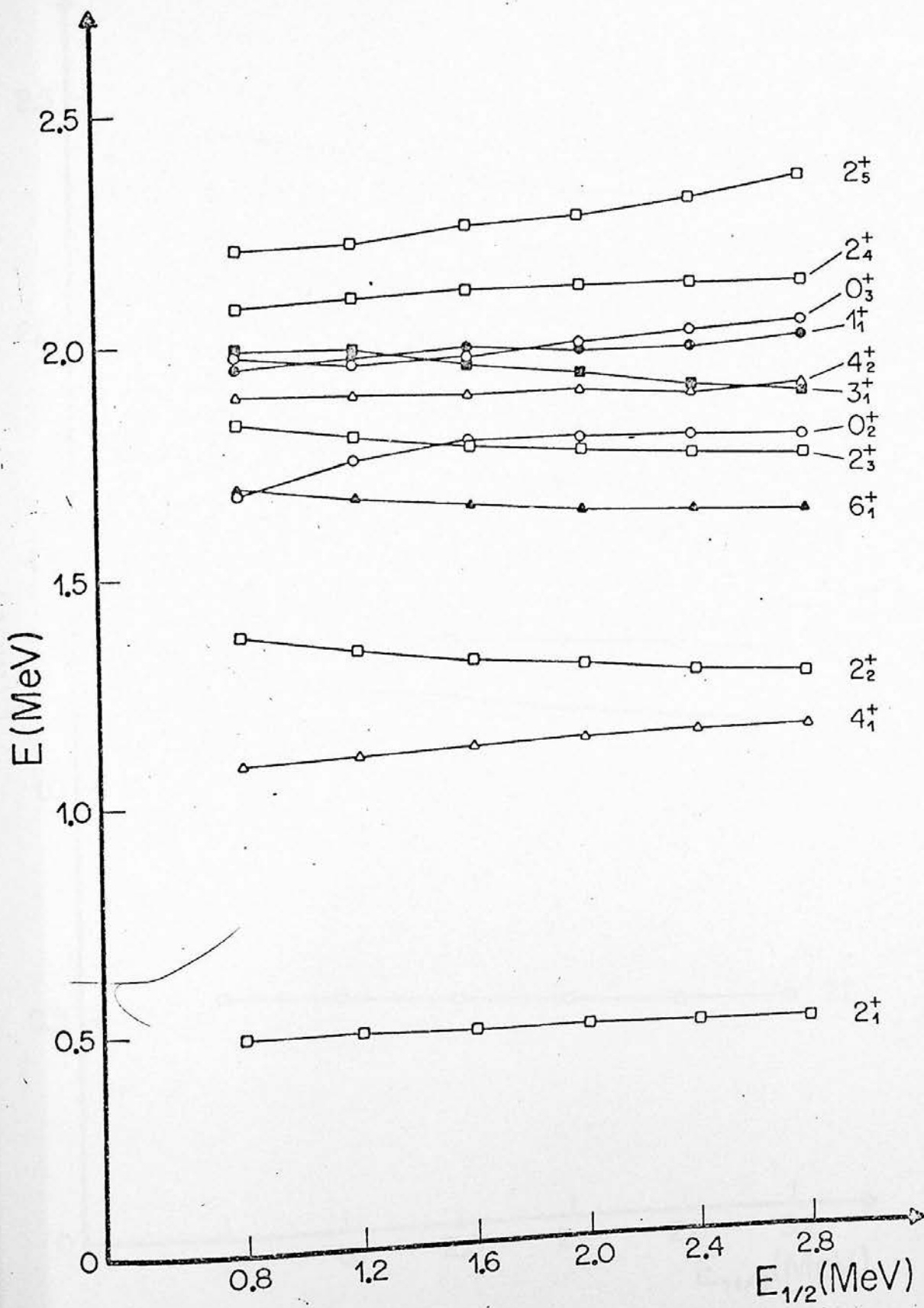


Figura III-18. Variação dos níveis de energia do "telúrio genérico" com o parâmetro $E_{1/2}$.

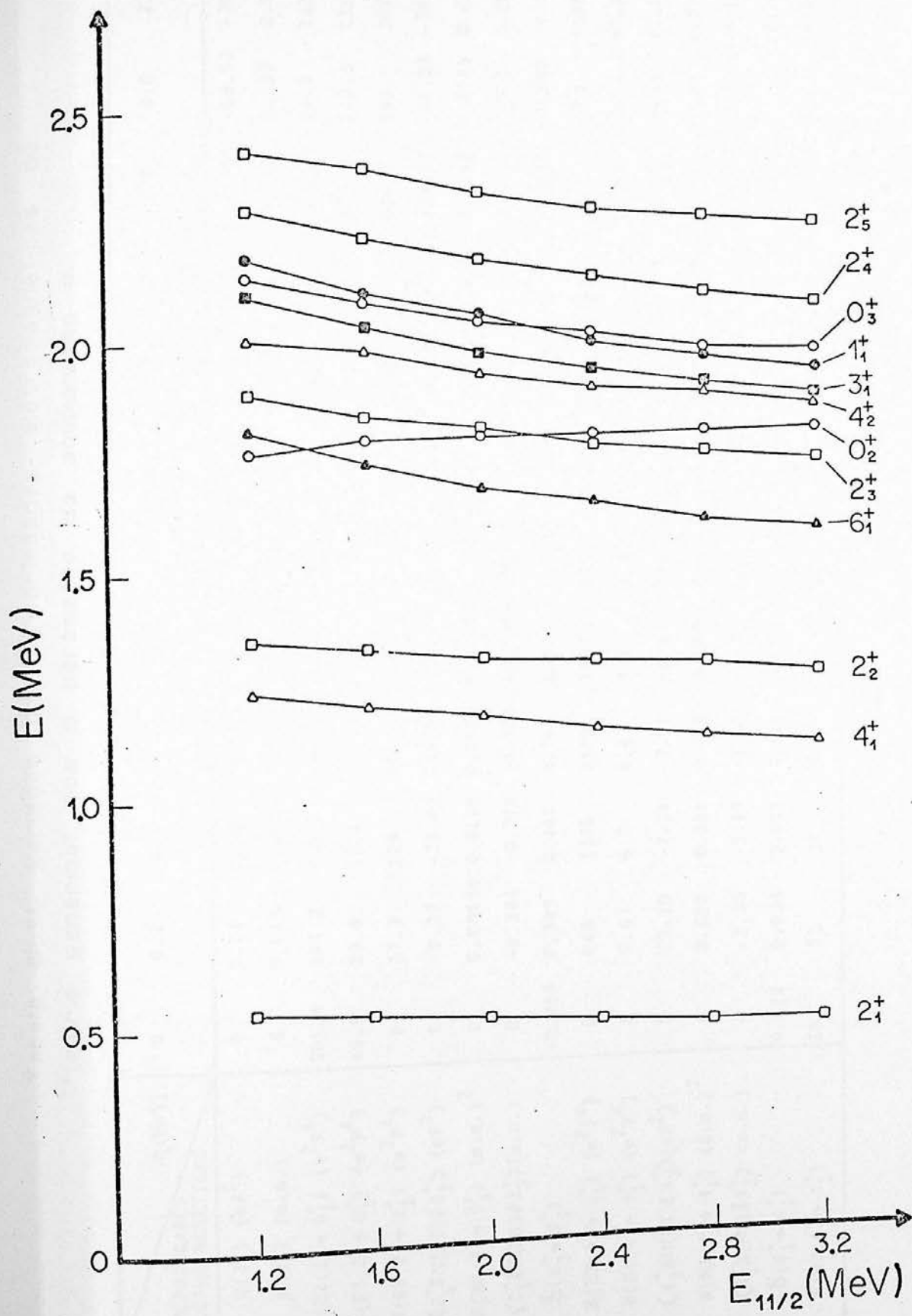


Figura III-19. Variação dos níveis de energia do "telúrio genérico" com o parâmetro $E_{11/2}$.

Tabela III-41. Variação das propriedades eletromagnéticas do "telúrio genérico" com o parâmetro de acoplamento η .

η (MeV)	0	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0	1.2	1.4	1.6	1.8	2.0	2.2
PROPRIEDADES ELETROMAGNÉTICAS												
$Q(2_1^+) (eF^2)$	0	0.23	0.60	-0.27	-4.86	-15.43	-31.27	-47.12	-58.42	-65.02	-68.52	-70.39
$\mu(2_1^+) (m.n.)$	0	0.013	0.049	0.095	0.144	0.202	0.295	0.431	0.582	0.717	0.822	0.901
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) (e^2F^4)$	501.6	594.5	700.7	826.8	981.6	1162	1332	1439	1476	1470	1449	1425
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+) (e^2F^4)$	63.9	39.0	18.4	5.2	0.7	1.1	10.2	38.2	76.6	109.6	129.8	135.9
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) (e^2F^4)$	0	17.2	129	494	1122	1559	1582	1281	904	604	392	242
$\langle 2_1^+ M(E2) 2_2^+ \rangle (eF^2)$	0	-9.27	-25.40	-49.68	-74.89	-88.29	-88.95	-80.04	-67.22	-54.97	-44.28	-34.80
$B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) (m.n.)^2$	0	0.00656	0.0216	0.0309	0.0216	0.00635	6×10^{-7}	0.00490	0.0136	0.0190	0.0183	0.0139
$\langle 2_1^+ M(M1) 2_2^+ \rangle (m.n.)$	0	-0.181	-0.328	-0.393	-0.329	-0.178	-0.0017	0.156	0.261	0.308	0.303	0.264
$\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	-0.069	0.309	0.467	0.763	1.375	2.991	311.66	-3.087	-1.553	-1.077	-0.882	-0.797
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) (e^2F^4)$	0	640	1326	1589	1809	1955	1990	1962	1935	1917	1901	1889
$B(E2; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+) (e^2F^4)$	0	9.4	6.0	6.4	3.0	274.6	563.6	470.1	323.7	181.3	130.9	67.0
$\langle 4_1^+ M(E2) 4_2^+ \rangle (eF^2)$	0	-9.20	-7.34	-7.57	-5.17	49.71	71.22	65.04	53.98	40.39	30.58	24.55
$B(M1; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+) (m.n.)^2$	0	0.602	0.280	0.215	0.204	0.369	0.455	0.483	0.363	0.196	0.109	0.0707
$\langle 4_1^+ M(M1) 4_2^+ \rangle (m.n.)$	0	-2.33	-1.59	-1.39	-1.35	-1.82	-2.02	-2.08	-1.81	-1.33	-0.992	-0.798
$\delta(4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	-0.022	0.023	0.027	0.032	0.023	-0.161	-0.208	-0.185	-0.177	-0.180	-0.183	-0.182
$B(E2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+)$	59	51	36	88	235	541	956	1313	1543	1683	1772	1828

G (MeV)	0.17	0.19	0.21	0.23	0.25	0.27	0.29
PROPIEDADES ELETROMAGNETICAS							
$Q(2_1^+) (eF^2)$	-56.42	-54.72	-52.64	-49.97	-47.12	-44.15	-41.04
$\mu(2_1^+) (m.n.)$	0.726	0.652	0.577	0.502	0.431	0.365	0.306
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) (e^2F^4)$	1526	1512	1493	1469	1439	1405	1366
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+) (e^2F^4)$	51.4	51.8	49.9	44.5	38.2	31.6	24.9
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) (e^2F^4)$	871	951	1052	1167	1281	1385	1481
$\langle 2_1^+ M(E2) 2_2^+ \rangle (eF^2)$	-65.98	-68.94	-72.53	-76.37	-80.04	-83.21	-86.04
$B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) (m.n.)^2$	0.00064	0.00155	0.00298	0.00411	0.00490	0.00500	0.00474
$\langle 2_1^+ M(M1) 2_2^+ \rangle (m.n.)$	0.0564	0.0881	0.122	0.143	0.156	0.158	0.154
$\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	-7.064	-4.725	-3.588	-3.217	-3.087	-3.177	-3.374
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) (e^2F^4)$	1874	1886	1905	1931	1962	1991	2011
$B(E2; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+) (e^2F^4)$	186	217	283	391	470	501	516
$\langle 4_1^+ M(E2) 4_2^+ \rangle (eF^2)$	40.96	44.22	50.43	59.32	65.04	67.17	68.18
$B(M1; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+) (m.n.)^2$	0.080	0.109	0.180	0.332	0.483	0.530	0.500
$\langle 4_1^+ M(M1) 4_2^+ \rangle (m.n.)$	-0.849	-0.990	-1.27	-1.73	-2.08	-2.18	-2.12
$\delta(4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	-0.286	-0.264	-0.235	-0.203	-0.185	-0.182	-0.190
$B(E2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+) (e^2F^4)$	1561	1519	1467	1398	1313	1211	1101

$\hbar\omega$ (MeV)	0.8	0.9	1.0	1.1	1.2	1.3	1.4
PROPRIDADES ELECTROMAGNETICAS							
$Q(2_1^+) (eF^2)$	-52.26	-49.71	-47.12	-44.56	-41.98	-39.35	-36.67
$\mu(2_1^+) (m.n.)$	0.426	0.428	0.431	0.436	0.443	0.453	0.466
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) (e^2F^4)$	1493	1467	1439	1409	1380	1350	1321
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+) (e^2F^4)$	54.6	46.2	38.1	30.1	22.2	14.7	8.3
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) (e^2F^4)$	1226	1266	1281	1270	1234	1183	1128
$\langle 2_1^+ M(E2) 2_2^+ \rangle (eF^2)$	-78.28	-79.56	-80.04	-79.68	-78.54	-76.91	-75.10
$B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) (m.n.)^2$	0.00857	0.00709	0.00490	0.00264	0.00079	5×10^{-6}	0.00063
$\langle 2_1^+ M(M1) 2_2^+ \rangle (m.n.)$	0.207	0.188	0.156	0.115	0.0629	0.00480	-0.0580
$\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	-2.283	-2.551	-3.087	-4.187	-7.533	-96.744	8.088
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) (e^2F^4)$	2052	2011	1962	1904	1838	1767	1693
$B(E2; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+) (e^2F^4)$	510	493	470	429	359	274	224
$\langle 4_1^+ M(E2) 4_2^+ \rangle (eF^2)$	67.76	66.62	65.04	62.17	56.86	49.70	44.86
$B(M1; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+) (m.n.)^2$	0.505	0.507	0.483	0.409	0.294	0.176	0.115
$\langle 4_1^+ M(M1) 4_2^+ \rangle (m.n.)$	-2.13	-2.13	-2.08	-1.92	-1.63	-1.26	-1.02
$\delta(4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	-0.188	-0.185	-0.185	-0.192	-0.207	-0.234	-0.262
$B(E2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+) (e^2F^4)$	1388	1348	1313	1283	1255	1228	1199

PROPIEDADES ELECTROMAGNÉTICAS	$E_{7/2}$ (MeV)									
	-0.8	-0.6	-0.4	-0.2	0	0.2	0.4	0.6	0.8	
$Q(2_1^+)$ (eF^2)	-24.71	-31.70	-37.29	-42.78	-47.12	-50.56	-52.94	-54.46	-55.32	
$M(2_1^+)$ (m.n.)	0.377	0.378	0.386	0.404	0.431	0.468	0.512	0.560	0.608	
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ (e^2F^4)	1532	1519	1498	1471	1439	1404	1369	1337	1310	
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ (e^2F^4)	2.8	8.1	16.7	27.4	38.2	48.2	54.6	57.1	56.2	
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ (e^2F^4)	1909	1771	1604	1434	1281	1150	1051	968	895	
$\langle 2_1^+ M(E2) 2_2^+ \rangle$ (eF^2)	-97.69	-94.09	-89.55	-84.66	-80.04	-75.83	-72.49	-69.56	-66.90	
$B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ (m.n.) ²	0.00290	0.00093	5×10^{-6}	0.00098	0.0049	0.0127	0.0244	0.0369	0.0465	
$\langle 2_1^+ M(M1) 2_2^+ \rangle$ (m.n.)	-0.120	-0.0683	-0.0050	0.0700	0.156	0.252	0.350	0.430	0.482	
$\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	4.900	8.319	107.671	-7.298	-3.087	-1.815	-1.252	-0.977	-0.837	
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ (e^2F^4)	2145	2123	2083	2030	1962	1881	1826	1774	1736	
$B(E2; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$ (e^2F^4)	755	720	646	556	470	405	360	331	313	
$\langle 4_1^+ M(E2) 4_2^+ \rangle$ (eF^2)	82.44	80.46	76.24	70.73	65.04	60.36	56.94	54.55	53.11	
$B(M1; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$ (m.n.) ²	0.281	0.293	0.327	0.390	0.483	0.594	0.690	0.735	0.727	
$\langle 4_1^+ M(M1) 4_2^+ \rangle$ (m.n.)	-1.59	-1.62	-1.72	-1.87	-2.08	-2.31	-2.49	-2.57	-2.56	
$\delta(4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	-0.307	-0.294	-0.263	-0.224	-0.185	-0.155	-0.135	-0.126	-0.123	
$B(E2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+)$ (e^2F^4)	1269	1280	1289	1300	1313	1331	1355	1382	1409	

$E_{5/2}$ (MeV)	-0.45	-0.25	-0.05	0.15	0.35	0.55	0.75	0.95	1.15	1.35
PROPIEDADES ELECTROMAGNÉTICAS										
$Q(2_1^+)$ (eF^2)	-37.57	-41.04	-45.58	-45.27	-46.29	-46.86	-47.12	-47.30	-47.39	-47.21
$\mu(2_1^+)$ (m.n.)	0.573	0.536	0.503	0.476	0.456	0.441	0.431	0.424	0.421	0.417
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ (e^2F^4)	1337	1338	1349	1368	1392	1416	1439	1460	1478	1494
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ (e^2F^4)	8.7	15.6	24.5	32.9	37.9	39.1	38.2	36.7	35.2	33.1
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ (e^2F^4)	1389	1343	1328	1313	1293	1281	1281	1290	1296	1310
$\langle 2_1^+ \ M(E2) \ 2_2^+ \rangle$ (eF^2)	-83.34	-81.94	-81.50	-81.02	-80.39	-80.02	-80.04	-80.30	-80.49	-80.95
$B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ (m.n.) ²	0.00349	0.00842	0.0130	0.0136	0.0108	0.00741	0.00490	0.00327	0.00207	0.00131
$\langle 2_1^+ \ M(M1) \ 2_2^+ \rangle$ (m.n.)	0.132	0.205	0.255	0.260	0.232	0.192	0.15690	0.128	0.102	0.0810
$\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	-3.809	-2.411	-1.927	-1.877	-2.087	-2.509	-3.087	-3.792	-4.779	-6.030
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ (e^2F^4)	1738	1719	1737	1783	1842	1904	1962	2011	2052	2084
$B(E2; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$ (e^2F^4)	522	477	451	444	446	456	470	489	509	528
$\langle 4_1^+ \ M(E2) \ 4_2^+ \rangle$ (eF^2)	68.58	65.53	63.68	63.22	63.36	64.05	65.04	66.35	67.65	68.94
$B(M1; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$ (m.n.) ²	0.663	0.744	0.794	0.786	0.709	0.594	0.483	0.392	0.320	0.264
$\langle 4_1^+ \ M(M1) \ 4_2^+ \rangle$ (m.n.)	-2.44	-2.59	-2.67	-2.66	-2.53	-2.31	-2.08	-1.88	-1.70	-1.54
$\delta(4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	-0.166	-0.150	-0.141	-0.141	-0.149	-0.164	-0.185	-0.209	-0.236	-0.265
$B(E2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+)$ (e^2F^4)	936	1015	1075	1125	1177	1240	1313	1391	1463	1524

$E_{3/2}$ (MeV)	1.0	1.2	1.4	1.6	1.8	2.0	2.2	2.4
PROPRIEDADES ELECTROMAGNETICAS								
$Q(2_1^+) (eF^2)$	-59.61	-57.10	-54.16	-50.80	-47.12	-43.36	-39.25	-35.29
$\mu(2_1^+) (m.n.)$	0.508	0.490	0.471	0.451	0.431	0.412	0.394	0.379
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) (e^2F^4)$	1456	1451	1447	1443	1439	1435	1431	1427
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+) (e^2F^4)$	64.2	58.5	52.1	45.2	38.2	31.8	25.2	19.8
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) (e^2F^4)$	845	937	1044	1161	1281	1395	1509	1607
$\langle 2_1^+ M(E2) 2_2^+ \rangle (eF^2)$	-64.98	-68.44	-72.24	-76.19	-80.04	-83.52	-86.85	-89.64
$B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) (m.n.)^2$	0.0126	0.0108	0.00881	0.00680	0.00490	0.00329	0.00195	0.00099
$\langle 2_1^+ M(M1) 2_2^+ \rangle (m.n.)$	0.251	0.232	0.210	0.184	0.156	0.128	0.0988	0.0702
$\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	-1.560	-1.777	-2.078	-2.494	-3.087	-3.929	-5.306	-7.704
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) (e^2F^4)$	2000	1987	1977	1968	1962	1958	1959	1957
$B(E2; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+) (e^2F^4)$	310	345	384	426	470	516	562	601
$\langle 4_1^+ M(E2) 4_2^+ \rangle (eF^2)$	52.86	55.74	58.77	61.90	65.04	68.16	71.09	73.56
$B(M1; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+) (m.n.)^2$	0.500	0.485	0.478	0.481	0.483	0.485	0.483	0.483
$\langle 4_1^+ M(M1) 4_2^+ \rangle (m.n.)$	-2.12	-2.09	-2.07	-2.08	-2.08	-2.09	-2.08	-2.09
$\delta(4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	-0.148	-0.158	-0.168	-0.176	-0.185	-0.193	-0.202	-0.209
$B(E2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+)$	1634	1555	1475	1394	1313	1233	1152	1079

Tabela III-47. Variação das propriedades eletromagnéticas do "telúrio genérico" com o parâmetro $E_{1/2}$.

$E_{1/2}$ (MeV)	0.8	1.2	1.6	2.0	2.4	2.8
PROPRIEDADES ELETROMAGNÉTICAS						
$Q(2_1^+) (eF^2)$	-53.18	-51.28	-49.15	-47.12	-45.45	-43.96
$M(2_1^+) (m.n.)$	0.559	0.506	0.463	0.431	0.407	0.389
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) (e^2F^4)$	1347	1385	1416	1439	1457	1470
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+) (e^2F^4)$	67.0	56.4	46.3	38.2	32.2	27.7
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) (e^2F^4)$	940	1064	1181	1281	1360	1426
$\langle 2_1^+ M(E2) 2_2^+ \rangle (eF^2)$	-68.56	-72.92	-76.85	-80.04	-82.46	-84.43
$B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) (m.n.)^2$	0.0314	0.0178	0.00965	0.00490	0.00237	0.00103
$\langle 2_1^+ M(M1) 2_2^+ \rangle (m.n.)$	0.396	0.299	0.220	0.156	0.109	0.0717
$\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	-1.044	-1.473	-2.112	-3.087	-4.570	-7.105
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) (e^2F^4)$	1746	1832	1907	1962	2006	2042
$B(E2; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+) (e^2F^4)$	298	354	419	470	505	519
$\langle 4_1^+ M(E2) 4_2^+ \rangle (eF^2)$	51.82	56.46	61.37	65.04	67.39	68.37
$B(M1; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+) (m.n.)^2$	0.490	0.472	0.472	0.483	0.498	0.506
$\langle 4_1^+ M(M1) 4_2^+ \rangle (m.n.)$	-2.10	-2.06	-2.06	-2.08	-2.12	-2.14
$\delta(4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	-0.146	-0.162	-0.176	-0.185	-0.188	-0.190
$B(E2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+) (e^2F^4)$	1469	1414	1359	1313	1273	1238

Tabela III-48. Variação das propriedades eletromagnéticas do "telúrio genérico" com o parâmetro $E_{11/2}$.

$E_{11/2}$ (MeV)	1.2	1.6	2.0	2.4	2.8	3.2
PROPRIEDADES ELETROMAGNÉTICAS						
$Q(2_1^+)$ (eF^2)	-40.93	-43.90	-45.80	-47.12	-48.12	-48.95
$\mu(2_1^+)$ (m.n.)	0.350	0.384	0.410	0.431	0.448	0.461
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ (e^2F^4)	1386	1409	1426	1439	1449	1456
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ (e^2F^4)	29.4	33.5	36.2	38.2	39.6	41.1
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ (e^2F^4)	1493	1399	1332	1281	1242	1207
$\langle 2_1^+ \ M(E2) \ 2_2^+ \rangle$ (eF^2)	-86.41	-83.63	-81.61	-80.04	-78.79	-77.69
$B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ (m.n.) ²	0.00514	0.00532	0.00519	0.00490	0.00467	0.00445
$\langle 2_1^+ \ M(M1) \ 2_2^+ \rangle$ (m.n.)	0.160	0.163	0.161	0.156	0.153	0.149
$\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	-3.253	-3.094	-3.058	-3.087	-3.111	-3.145
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ (e^2F^4)	1989	1978	1969	1962	1957	1951
$B(E2; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$ (e^2F^4)	535	509	489	470	454	439
$\langle 4_1^+ \ M(E2) \ 4_2^+ \rangle$ (eF^2)	69.36	67.68	66.31	65.04	63.96	62.89
$B(M1; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$ (m.n.) ²	0.525	0.525	0.507	0.483	0.456	0.433
$\langle 4_1^+ \ M(M1) \ 4_2^+ \rangle$ (m.n.)	-2.17	-2.17	-2.14	-2.08	-2.03	-1.97
$\delta(4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	-0.189	-0.184	-0.184	-0.185	-0.187	-0.189
$B(E2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+)$ (e^2F^4)	1200	1253	1288	1313	1331	1345

sinal na região de $E_{7/2} = -0.4$ MeV, devido a uma mudança de sinal de $\langle 2_1^+ || M(M1) || 2_2^+ \rangle$. O sinal desta mistura multipolar é, obviamente, muito sensível a diferentes escolhas dos parâmetros do modelo unificado.

3.6. Variação dos parâmetros usados nos cálculos das propriedades eletromagnéticas.

Os cinco parâmetros utilizados nos cálculos de propriedades eletromagnéticas aparecem na tabela III-2 (definidos para o chamado "telúrio genérico"). Vamos aqui mostrar como variam as principais propriedades eletromagnéticas quando variamos um destes cinco parâmetros, deixando os outros quatro constantes e deixando constantes as funções de onda dos estados do "telúrio genérico" definido pela tabela III-1 (no cálculo das misturas multipolares $\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ e $\delta(4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$ usaremos como energias da transição os valores experimentais do ^{124}Te , que são, respectivamente, 0.723 MeV e 0.791 MeV).

Embora tome-se usualmente $g_p=1$ para prótons e $g_n=0$ para nêutrons (LO70, DE74), apresentamos na tabela III-49 as variações das propriedades eletromagnéticas com o valor de g_p . O valor do momento de dipolo magnético $\mu(2_1^+)$ cresce com g_p . Os elementos de matriz $\langle 2_1^+ || M(M1) || 2_2^+ \rangle$ e $\langle 4_1^+ || M(M1) || 4_2^+ \rangle$ tendem a zero conforme g_p se aproxima de zero, levando a uma troca de sinal das respectivas misturas multipolares nesta região de g_p . É unânime o uso de $g_p=1$ (LO70, DE74), e a razão disto pode ser observada na tabela III-49, pois os valores calculados para $\mu(2_1^+)$ e para $\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ usando $g_p=1$ estão bem próximos dos respectivos valores experimentais para o ^{124}Te .

A tabela III-49 mostra a variação das propriedades eletromagnéticas com g_s . Percebe-se que estas propriedades não variam muito com g_s (pelo menos para a função de onda fixada), com exceção de $\mu(2_1^+)$, que é um pouco sensível a variações de g_s (mesmo assim, bem menos sensível que a idênticas variações de g_p). Isto se deve a um equilíbrio

sutil existente entre coeficientes de Clebsch-Gordan com $j=1/2$ (para spins) e os coeficientes das funções de onda definidos no começo deste capítulo. Podemos, então, concluir que diferentes escolhas de g_S , como $g_S=3.91$ usada por Lopac (L070) ou $g_S=2.79$ usada por Degrieck e Vanden Berghe (DE74), alterariam muito pouco os resultados.

A tabela III-51 mostra a variação das propriedades eletromagnéticas com g_R . Conforme g_R se aproxima de 1, os elementos de matriz $\langle 2_1^+ || M(M1) || 2_2^+ \rangle$ e $\langle 4_1^+ || M(M1) || 4_2^+ \rangle$ se aproximam de zero, levando novamente a uma troca de sinal de $\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ e de $\delta(4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$. O momento de dipolo magnético do estado 2_1^+ varia intensamente com g_R , indicando que para valores deste parâmetro próximos de zero, o valor de $\mu(2_1^+)$ se aproxima do valor experimental para o ^{124}Te (que é 0.50 m.n.); Lopac (L070) também usa um valor próximo de zero para g_R . Degrieck e Vanden Berghe (DE74) usam $g_R=Z/A$, ou seja, para os telúrios aproximadamente 0.4. Com este valor de g_R , obtemos $\mu(2_1^+)=1.015$ m.n. que, obviamente, está muito acima do valor experimental para o ^{124}Te .

A tabela III-52 mostra a variação das propriedades eletromagnéticas com a carga efetiva e_{ef}^p dos prótons de valência. Os valores de $B(E2)$ crescem com e_{ef}^p e não ocorrem mudanças de sinal nas misturas multipolares, pelo menos nas regiões analisadas. $Q(2_1^+)$ "aumenta negativamente" com e_{ef}^p . Para $e_{ef}^p=2e$ parece existir uma compatibilidade entre os valores das propriedades eletromagnéticas calculadas e os valores das propriedades eletromagnéticas conhecidas, sobretudo para o isótopo ^{124}Te .

A tabela III-53 mostra a variação das propriedades eletromagnéticas com o parâmetro X (relacionado à carga efetiva do vibrador e_{ef}^v). As mesmas observações que fizemos para a tabela III-52 podemos fazer para a tabela III-53, ressaltando que as variações agora são mais intensas. Está claro, também, que valores próximos a $X=20 eF^2$ (ou $e_{ef}^v=2.34e$) reproduzem bem os dados experimentais. Tanto Lopac (L070) quanto Degrieck e Vanden Berghe (DE74) usaram $e_{ef}^v=2.63e$, que corresponde ao valor $X=22.5 eF^2$. Este é obtido extraindo-se a raiz quadrada do valor de $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ para o estanho vizinho ao ^{124}Te (ou seja, para o caroço), que é, obviamente, o ^{122}Sn . Segundo Stelson e Grodzins (ST65) este $B(E2)$ vale $500(60) e^2F^4$ (este foi o

Tabela III-49. Variação das propriedades eletromagnéticas do "telúrio genérico" com o parâmetro g_1 .

g_1	0	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0	1.2	1.4	1.6	1.8	2.0
PROPRIEDADES ELETROMAGNETICAS											
$\mu(2_1^+)$ (m.n.)	-0.147	-0.032	0.084	0.200	0.315	0.431	0.547	0.662	0.778	0.894	1.009
$B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ (m.n.) ²	4×10^{-6}	0.00015	0.00072	0.00169	0.00309	0.00490	0.00712	0.00976	0.0128	0.0163	0.0202
$\langle 2_1^+ \ M(M1) \ 2_2^+ \rangle$ (m.n.)	-0.0046	0.0276	0.0598	0.0921	0.124	0.156	0.189	0.221	0.253	0.285	0.318
$\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	105.321	-17.490	-8.074	-5.249	-3.888	-3.088	-2.561	-2.187	-1.909	-1.693	-1.522
$B(M1; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$ (m.n.) ²	3×10^{-8}	0.0192	0.0772	0.174	0.309	0.483	0.695	0.946	1.24	1.56	1.93
$\langle 4_1^+ \ M(M1) \ 4_2^+ \rangle$ (m.n.)	0.00052	-0.416	-0.834	-1.25	-1.67	-2.08	-2.50	-2.92	-3.34	-3.75	-4.17
$\delta(4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	738.264	-0.925	-0.462	-0.308	-0.231	-0.185	-0.154	-0.132	-0.115	-0.103	-0.092

Tabela III-51. Variação das propriedades eletromagnéticas do "telúrio genérico" com o parâmetro gR.

gR	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
PROPRIEDADES ELETROMAGNÉTICAS	0.431	0.577	0.723	0.868	1.015	1.161	1.307	1.453	1.598	1.744	1.890
$\mu(2_1^+)$ (m.n.)	0.00490	0.00395	0.00310	0.00236	0.00171	0.00117	0.00073	0.00040	0.00016	3×10^{-5}	2×10^{-6}
$B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ (m.n.) ²	0.156	0.141	0.125	0.109	0.0925	0.0765	0.0605	0.0446	0.0286	0.0126	-0.0034
$\langle 2_1^+ M(M1) 2_2^+ \rangle$ (m.n.)	-3.088	-3.439	-3.881	-4.453	-5.222	-6.313	-7.981	-10.845	-16.915	-38.424	141.479
$\mathcal{S}(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	0.483	0.391	0.309	0.237	0.174	0.121	0.0772	0.0434	0.0193	0.00481	2×10^{-8}
$B(M1; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$ (m.n.) ²	-2.08	-1.88	-1.67	-1.46	-1.25	-1.04	-0.834	-0.625	-0.417	-0.208	0.00039
$\langle 4_1^+ M(M1) 4_2^+ \rangle$ (m.n.)	-0.185	-0.205	-0.231	-0.264	-0.308	-0.370	-0.462	-0.616	-0.924	-1.850	977.230
$\mathcal{S}(4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$											

Tabela III-51. Variação das propriedades eletromagnéticas do "telúrio genérico" com o parâmetro gR.

gR		0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
PROPRIEDADES ELETROMAGNÉTICAS		0.431	0.577	0.723	0.868	1.015	1.161	1.307	1.453	1.598	1.744	1.890
$\mu(2_1^+)$ (m.n.)		0.00490	0.00395	0.00310	0.00236	0.00171	0.00117	0.00073	0.00040	0.00016	3×10^{-5}	2×10^{-6}
$B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ (m.n.) ²		0.156	0.141	0.125	0.109	0.0925	0.0765	0.0605	0.0446	0.0286	0.0126	-0.0034
$\langle 2_1^+ M(M1) 2_2^+ \rangle$ (m.n.)		-3.088	-3.439	-3.881	-4.453	-5.222	-6.313	-7.981	-10.845	-16.915	-38.424	141.479
$\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$		0.483	0.391	0.309	0.237	0.174	0.121	0.0772	0.0434	0.0193	0.00481	2×10^{-8}
$B(M1; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$ (m.n.) ²		-2.08	-1.88	-1.67	-1.46	-1.25	-1.04	-0.834	-0.625	-0.417	-0.208	0.00039
$\langle 4_1^+ M(M1) 4_2^+ \rangle$ (m.n.)		-0.185	-0.205	-0.231	-0.264	-0.308	-0.370	-0.462	-0.616	-0.924	-1.850	977.230
$\delta(4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$												

Tabela III-52. Variação das propriedades eletromagnéticas do "telúrio genérico" com o parâmetro e_{ef}^p .

e_{ef}^p (e)	0	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0
PROPRIEDADES ELETROMAGNÉTICAS							
$Q(2_1^+) (eF^2)$	-31.30	-35.25	-39.11	-43.17	-47.12	-51.08	-55.04
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) (e^2F^4)$	732	887	1056	1240	1439	1653	1830
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+) (e^2F^4)$	19.9	23.9	28.3	33.0	38.2	43.6	49.5
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) (e^2F^4)$	616	760	919	1092	1281	1485	1704
$\langle 2_1^+ \ M(E2) \ 2_2^+ \rangle (eF^2)$	-55.51	-61.64	-67.77	-73.90	-80.04	-86.17	-92.30
$\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	-2.141	-2.378	-2.614	-2.851	-3.087	-3.324	-3.561
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) (e^2F^4)$	912	1137	1387	1662	1962	2286	2636
$B(E2; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+) (e^2F^4)$	231	283	340	402	470	543	621
$\langle 4_1^+ \ M(E2) \ 4_2^+ \rangle (e^2F^4)$	45.59	50.45	55.32	60.18	65.04	69.91	74.77
$\delta(4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	-0.129	-0.143	-0.157	-0.171	-0.185	-0.199	-0.212
$B(E2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+) (e^2F^4)$	533	655	880	1086	1313	1562	1833
$B(E2; 8_1^+ \rightarrow 6_1^+) (e^2F^4)$	861	1026	1205	1399	1607	1830	2067
$B(E2; 10_1^+ \rightarrow 8_1^+) (e^2F^4)$	1023	1184	1357	1542	1738	1946	2166

Tabela III-53. Variação das propriedades eletromagnéticas do "telúrio genérico" com o parâmetro X.

X (eF ²)	00	5	10	15	20	25	30	35	40
$e_f^v(e)$	0	0.58	1.17	1.75	2.34	2.92	3.51	4.09	4.68
PROPRIEDADES ELETROMAGNÉTICAS									
Q(2 ₁ ⁺) (eF ²)	-15.82	-22.81	-29.80	-36.78	-43.77	-50.76	-57.74	-64.73	-71.72
B(E2; 2 ₁ ⁺ → 0 ₁ ⁺) (e ² F ⁴)	118	286	527	841	1228	1687	2220	2826	3504
B(E2; 2 ₂ ⁺ → 0 ₁ ⁺) (e ² F ⁴)	3.0	7.4	13.8	22.1	32.5	44.8	59.1	75.4	93.7
B(E2; 2 ₂ ⁺ → 2 ₁ ⁺) (e ² F ⁴)	120	273	486	761	1098	1496	1955	2476	3058
$\langle 2_1^+ M(E2) 2_2^+ \rangle (eF^2)$	-24.53	-36.92	-49.31	-61.70	-74.09	-86.48	-98.87	-111.26	-123.65
$\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	-0.946	-1.424	-1.902	-2.380	-2.858	-3.336	-3.814	-4.292	-4.770
B(E2; 4 ₁ ⁺ → 2 ₁ ⁺) (e ² F ⁴)	199	434	761	1178	1686	2285	2974	3755	4626
B(E2; 4 ₂ ⁺ → 4 ₁ ⁺) (e ² F ⁴)	42.1	97.6	176	278	402	550	720	914	1130
$\langle 4_1^+ M(E2) 4_2^+ \rangle (eF^2)$	19.45	29.63	39.81	49.98	60.16	70.34	80.51	90.69	100.86
$\delta(4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	-0.055	-0.084	-0.113	-0.142	-0.171	-0.200	-0.229	-0.258	-0.286
B(E2; 6 ₁ ⁺ → 4 ₁ ⁺) (e ² F ⁴)	173	335	550	819	1140	1515	1943	2424	2958
B(E2; 8 ₁ ⁺ → 6 ₁ ⁺) (e ² F ⁴)	115	299	569	924	1365	1892	2505	3203	3988
B(E2; 10 ₁ ⁺ → 8 ₁ ⁺) (e ² F ⁴)	94	284	575	969	1464	2062	2761	3562	4466

valor utilizado nos dois trabalhos citados anteriormente). Trabalhos mais recentes, como o de Raman (RA87), fornecem um valor de $384(8) e^2 F^4$ para este $B(E2)$, levando a $X=19.6 eF^2$, o que não é um valor muito diferente do utilizado na tabela III-2; percebe-se, também, que este valor está na região de $X=20 eF^2$.

3.7. Avaliação da importância das diferentes escolhas.

Neste capítulo chegamos a algumas conclusões gerais que vão agora ser sucintamente citadas:

i) uma interação delta de superfície entre os prótons de valência possibilita cálculos mais refinados que uma interação de emparelhamento, sendo que no segundo caso as energias da maioria dos níveis aparece sistematicamente acima das calculadas no primeiro caso.

ii) a escolha de 3 ou 4 fónons produz alterações substanciais em certos níveis e propriedades eletromagnéticas: particularmente no tripleto 0_2^+ , 2_2^+ e 4_1^+ e no valor de $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$.

iii) é necessário o uso dos cinco estados de partícula usuais, sendo que, porém, o valor da energia dos três estados com maior energia ($2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$ e $1h_{11/2}$) pode ser razoavelmente modificado sem que ocorra uma modificação muito grande nos resultados calculados. O uso do estado de partícula $2d_{3/2}$ cria elementos de matriz (para o Hamiltoniano) fora da diagonal de grande intensidade (elementos estes relativos à interação quadrupolar partícula-vibrador), e isto faz com que a introdução de estados coletivos com 4 fónons modifique razoavelmente a função de onda do estado fundamental (que, obviamente, deve ser a menos afetada pelos estados de 4 fónons). Este é mais um motivo para sermos cuidadosos com a aproximação de "cortar" a base coletiva em estados de 3 fónons.

iv) para obtermos um valor de $E(2_1^+)$ próximo ao valor experimental de aproximadamente 0.6 MeV para o ^{124}Te ,

deveríamos usar para o acoplamento um valor menor que 1.4 MeV.

v) o valor da mistura multipolar $\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ muda de sinal conforme variamos o acoplamento η . Logo, o sinal do valor experimental desta mistura multipolar é um bom indicador no ajuste de η . Na mesma região do acoplamento em que esta mudança de sinal acontece, os níveis 2_2^+ e 4_1^+ trocam de posição no espectro (isto não ocorreu em nenhuma outra variação dos parâmetros do modelo).

vi) os níveis em sua grande maioria crescem em energia com o crescimento de G ou de $\hbar\omega$.

vii) os níveis (na maioria dos casos) têm energias muito pouco sensíveis a $E_{3/2}$, $E_{1/2}$ e $E_{11/2}$. Tomando $E_{7/2}=0$ como referência, o valor de $E_{5/2}$ pode ser fixado ajustando-se a energia dos níveis que estão acima de 1.5 MeV.

viii) o momento de quadrupolo elétrico calculado com o acoplamento $\eta=1.4$ MeV é compatível com o valor experimental (que, diga-se de passagem, devido às dificuldades consideradas tem um erro apreciável).

ix) o valor experimental do momento de dipolo magnético do estado 2_1^+ para o ^{124}Te também é reproduzido desde que se use para g_R um valor próximo de zero (e não Z/A).

x) As propriedades eletromagnéticas são pouco sensíveis a grandes mudanças de g_S (pelo menos no caso do "telúrio genérico").

xi) os valores $g_1=1$, $\chi=20$ e $e^p_{ef}=2e$ reproduzem muito bem as propriedades eletromagnéticas experimentais.

CAPITULO 4

CALCULOS DOS ISÓTOPOS PARES DE TELÚRIO E DISCUSSÕES

4.1. Análise dos dados experimentais a serem ajustados.

Podemos dividir os dados experimentais que vamos analisar em dois conjuntos: níveis e propriedades eletromagnéticas. A respeito de um nível (ou estado) podemos ter como informações: a energia, o spin e a sua paridade. Poderão aparecer níveis que não têm (ainda) estas informações; por exemplo, certos níveis têm spin e/ou paridade indeterminados. Todos os isótopos pares de telúrio analisados têm, obviamente, 0^+ como estado fundamental ("ground state") e 2^+ como primeiro estado excitado. Quanto a propriedades eletromagnéticas existem informações experimentais de variados tipos: momentos de dipolo magnético e de quadrupolo elétrico de um nível, "branching ratios" (razões de ramificação), "multipole admixture ratios" (razões de mistura multipolar), velocidades de transição, meias-vidas e, portanto, velocidades e probabilidades reduzidas de transição. As fontes de informação a respeito de níveis e de propriedades eletromagnéticas foram a "Table of Isotopes" (LE78), conhecida popularmente como "Lederer", e a revista "Nuclear Data Sheets" (onde estas informações estão sistematizadas), complementadas com artigos das várias revistas científicas, principalmente para a obtenção de dados mais recentes.

Como já vimos anteriormente, os isótopos pares do telúrio têm propriedades bem explicadas pelo Modelo Unificado (também conhecido como Modelo Semi-microscópico), pois têm dois prótons de valência e muitos nêutrons fora da camada fechada com $N=50$. Esta camada de nêutrons semi-preenchida mostra a impraticabilidade de um modelo estritamente microscópico, pois os cálculos computacionais se inviabilizariam com as matrizes enormes que apareceriam devido ao grande número de graus de liberdade (partículas fora de camadas fechadas). A descrição do telúrio se transforma em um problema de três corpos interagindo: os dois prótons livres e o caroço vibrador. O vibrador abrange os prótons até $Z=50$ e todos os nêutrons. A interação entre os dois prótons pode ser aproximada como sendo uma interação de emparelhamento ou, de forma mais sofisticada, como sendo uma interação delta de superfície. Já entre o caroço e cada próton livre ocorre uma interação quadrupolar (também chamada de interação quadrupolo-quadrupolo).

A figura IV-1 ilustra o comportamento dos níveis conhecidos da quasi-banda do estado fundamental com a variação do número de nêutrons N para os isótopos de telúrio pares. As energias dos níveis 2_1^+ e 4_1^+ têm um mínimo para $N=68$. Para $N=82$ (número mágico) as propriedades do núcleo são devidas apenas aos dois prótons livres, já que os nêutrons constituem um caroço inerte (e não mais um caroço vibrador); neste caso, percebe-se um espaçamento entre níveis análogo ao espectro da interação delta de superfície (veja a figura II-8).

Também é de grande importância o comportamento das razões R_4 , R_6 , R_8 e R_{10} com a variação de N . Define-se a razão R_i como sendo

$$R_i = \frac{E(1)}{E(2_1^+)} \quad (4.1)$$

Logo, $R_4 = E(4_1^+)/E(2_1^+)$, $R_6 = E(6_1^+)/E(2_1^+)$, etc.

A tabela IV-1 mostra os valores conhecidos de R_4 , R_6 , R_8 e R_{10} para cada valor de N . No modelo vibracional puro, temos $R_4=2$, $R_6=3$, $R_8=4$ e $R_{10}=5$. Percebe-se na tabela IV-1 que para N distante de 82, os valores experimentais estão próximos destes valores, com as diferenças no modelo sendo devidas aos efeitos dos dois prótons livres.

Kisslinger e Sorensen (K163) propuseram para o problema nuclear um Hamiltoniano consistindo de dois tipos fundamentais de interação entre os núcleons: i) um termo de curto alcance, que é caracterizado por uma interação de emparelhamento entre partículas do mesmo tipo (que afeta apenas estados com senioridade zero, ou seja, estados com as partículas acopladas duas-a-duas a momento angular zero), com G_n e G_p sendo as constantes de emparelhamento entre nêutrons e entre prótons, respectivamente (foram desprezados termos de emparelhamento entre partículas de diferentes tipos, ou seja, entre nêutrons e prótons); ii) um termo de longo alcance que é caracterizado por uma interação quadrupolar entre os núcleons, com χ_n , χ_p e χ_{np} sendo as constantes da interação quadrupolar entre nêutrons, entre prótons e entre nêutrons e prótons. Estas duas interações residuais atuam apenas nas partículas (ou buracos) que estão em camadas abertas, pois as partículas que estão em camadas fechadas constituem um caroço inerte. Basicamente, o efeito destas duas interações são opostos (veja figuras III-8 e III-13): enquanto o termo de curto alcance tende a manter a esfericidade do núcleo e a "levantar" a energia do nível 2_1^+ , o termo de longo alcance tende a deformar o núcleo e a "abaixar" a energia do nível 2_1^+ . Kisslinger e Sorensen supõem também que $G_n = G_p$ e que $\chi_n = \chi_p = \chi_{np}$.

É interessante notar que com este Hamiltoniano, entre partículas de diferentes tipos só ocorrem interações de longo alcance, enquanto que entre partículas do mesmo tipo ocorrem tanto interações de longo alcance como interações de curto alcance. Portanto, quanto mais partículas diferentes interagirem, tanto maior será a força quadrupolar total. Como já havíamos observado no capítulo I, várias características da figura I-1 (e também da figura I-2) são devidas a propriedades deste Hamiltoniano; por exemplo, o fato de que os mínimos de $E(2_1^+)$ ocorrem próximos a $N=66$ (no meio da camada), ou mesmo o fato de que as energias $E(2_1^+)$ no caso dos xenônios são menores do que no caso dos seus isótonos de telúrio. Apesar da suposição de Kisslinger e Sorensen de que $\chi_n = \chi_p = \chi_{np}$, vemos que a figura I-1 indica um comportamento onde: a) a energia do nível 2_1^+ dos estannos pares varia pouco com o número de nêutrons; b) distante dos números mágicos a energia do primeiro nível excitado varia

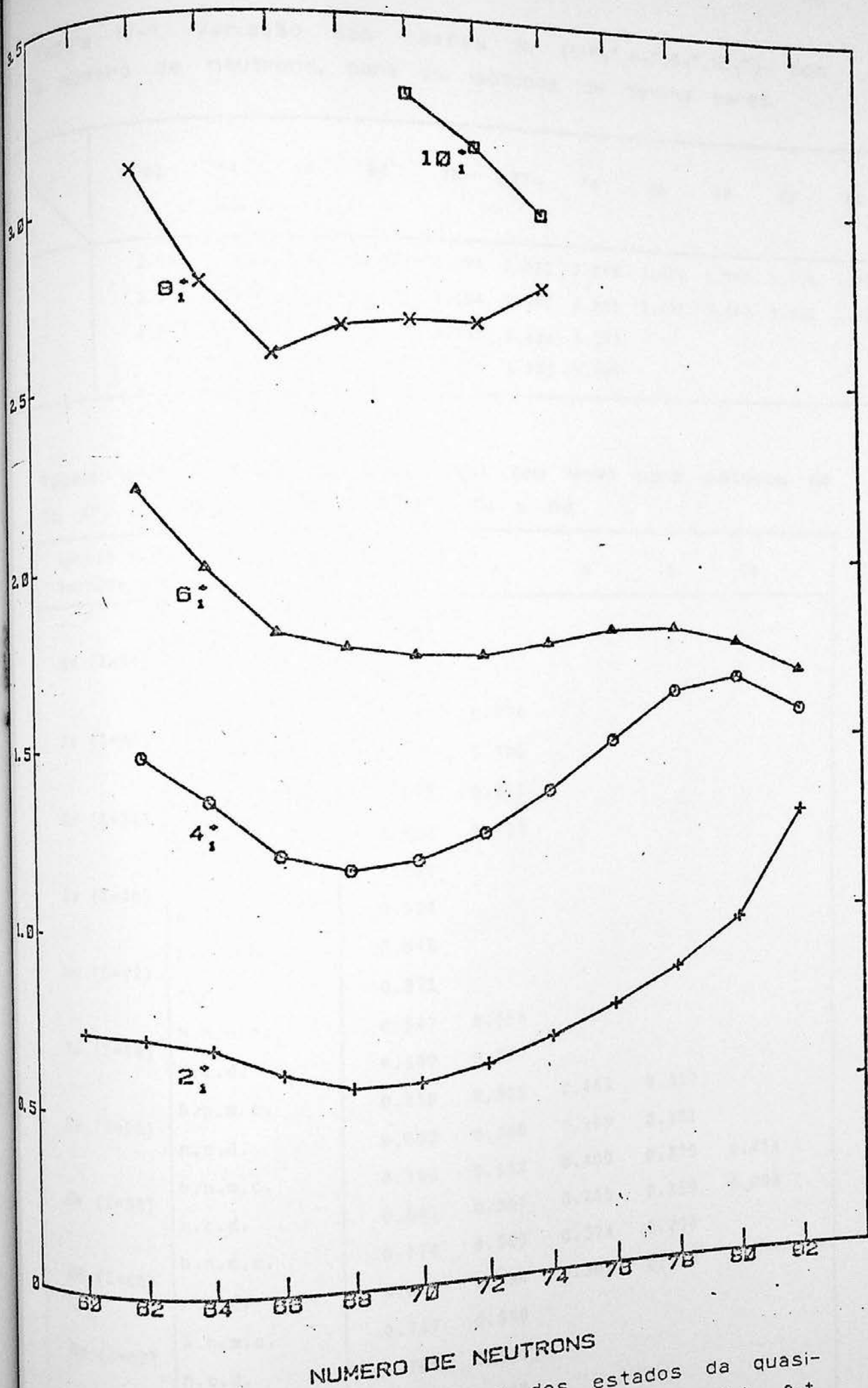


Figura IV-1. Variação das energias dos estados da quasi-banda do estado fundamental (ou seja, 2_1^+ , 4_1^+ , 6_1^+ , 8_1^+ , 10_1^+) com o número de nêutrons, para os isótopos pares de Telúrio.

Tabela IV-1. Variação das razões R_l ($l=4, 6, 8, 10$) com o número de nêutrons, para os isótopos de telúrio pares.

N	62	64	66	68	70	72	74	76	78	80	82
R_4	2.093	2.003	1.992	2.073	2.094	2.072	2.043	2.014	1.945	1.715	1.232
R_6	3.128	2.949	3.007	3.170	3.104	2.897	2.665	2.437	2.162	1.822	1.322
R_8	4.357	4.085	4.251	4.733	4.733	4.420	4.152				
R_{10}				5.836	5.233	4.465					

Tabela IV-2. Energia do estado 2_1^+ (em MeV) para isótopos de Se, Kr, Sr, Mo, Xe, Ba, Ce, Nd, Sm e Gd.

número de nêutrons ou buracos livres		2	4	6	8	10
Se (Z=34)	b.n.m.c.	0.654				
	n.c.d.	0.704				
Kr (Z=36)	b.n.m.c.	0.882	0.776			
	n.c.d.	0.775	0.706			
Sr (Z=38)	b.n.m.c.	1.077	0.815			
	n.c.d.	0.832	0.793			
Zr (Z=40)	b.n.m.c.	1.057				
	n.c.d.	0.934				
Mo (Z=42)	b.n.m.c.	0.948				
	n.c.d.	0.871				
Xe (Z=54)	b.n.m.c.	0.847	0.668			
	n.c.d.	0.589	0.377			
Ba (Z=56)	b.n.m.c.	0.819	0.605	0.465	0.357	
	n.c.d.	0.602	0.360	0.199	0.181	
Ce (Z=58)	b.n.m.c.	0.789	0.552	0.409	0.325	0.254
	n.c.d.	0.641	0.397	0.259	0.159	0.098
Nd (Z=60)	b.n.m.c.	0.774	0.520	0.374	0.294	
	n.c.d.	0.696	0.454	0.302	0.130	
Sm (Z=62)	b.n.m.c.	0.747	0.550			
	n.c.d.	0.768	0.531			
Gd (Z=64)	b.n.m.c.	0.784	0.638			
	n.c.d.	0.743	0.526			

b.n.m.c. = buracos de nêutrons na mesma camada (em relação aos prótons)
 n.c.d. = nêutrons em camadas diferentes (em relação aos prótons)

Tabela IV-3. Principais propriedades eletromagnéticas experimentais conhecidas para os isótopos pares de telúrio.

A	120	122	124	126	128	130	132	134
PROPRIEDADES ELETROMAGNÉTICAS								
$Q(2_1^+) (eF^2)$		-57(5) a) -35(5)	-41(8) b) -16(8)	-28(10) c) -20(10)	-33(11) g) -26(11)	-14(12) g) -9(12)		
$\mu(2_1^+) (m.n.)$	0.58(6) l)	0.66(6) a) 0.74(16)	0.50(6) b)	0.38(6) c)				
$\zeta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	-0.92(9) l)	-3.48(4) a)	-3.3(1) b)	$-5.6 \begin{pmatrix} +5 \\ -4 \end{pmatrix}$ e)	$4.6 \begin{pmatrix} +16 \\ -10 \end{pmatrix}$ f)	1.37(25) f)		
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) (e^2F^4)$	1113(215) l)	1320(12) h)	1136(12) h)	950(20) h)	766(12) h)	590(14) h)		
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) (e^2F^4)$		3670(1690) a)	3150(790) j)	3180(920) c)	490 i)			
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+) (e^2F^4)$		40(22) a)	45(11) b)	10(3) c)				
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) (e^2F^4)$		1960 i)	1440(40) j)	1303(575) c)		500 i)		
$B(E2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+) (e^2F^4)$				686(23) c)	407(27) d)	343 k)	175 k)	
<p>a) Ref. TA86; b) Ref. TA84; c) Ref. TA82; d) Ref. TA83; e) Ref. LA82; f) Ref. DE80; g) Ref. BA74; h) Ref. RA87; i) Ref. NA77; j) Ref. SU86; k) Ref. LE78; l) Ref. HA87.</p>								

pouco com o número de nêutrons; c) quando Z muda, o valor da energia de 2_1^+ muda consideravelmente, indicando que a hipótese de se supor que a interação quadrupolar entre partículas diferentes deve predominar, é consistente com os fatos experimentais, enfraquecendo a hipótese da igualdade.

Já quando comparamos isótonos de cádmio e de telúrio, constatamos menores $E(2_1^+)$ para o cádmio e isto se deve (como também foi explicado no capítulo I) a uma interação de curto alcance entre partículas de diferentes tipos (prótons e nêutrons). Como no dêuteron não temos estado ligado com $T=1$ e $S=0$ (só temos estado ligado com $T=0$ e $S=1$), a força de curto alcance entre partículas diferentes não deve ter como parte predominante uma força de emparelhamento. Tal força, obviamente, será mais importante em núcleos leves. Uma outra evidência desta força ocorre na figura II-1, para a "curva" dos xenônios; de fato, percebe-se claramente que quando $N=84$ (dois nêutrons livres numa camada dos quatro prótons livres) a energia do estado 2_1^+ é menor que no caso em que $N=80$ (dois buracos de nêutrons na mesma camada que os prótons livres). A tabela IV-2 é uma compilação de inúmeros dados experimentais confirmando a interação de curto alcance entre prótons e nêutrons. Pegamos 26 duplas de isótopos dos elementos Se, Kr, Sr, Zr, Mo, Xe, Ba, Ce, Nd, Sm e Gd. Em cada dupla um isótopo tem nêutrons livres numa camada diferente da dos prótons livres e o outro isótopo tem buracos de nêutrons livres na mesma camada dos prótons livres, sendo que o número de nêutrons de um isótopo é sempre igual ao número de buracos de nêutrons do outro isótopo da dupla (para que possa existir a comparação, obviamente). Com exceção da dupla de isótopos de selênio e da dupla de isótopos de samário com o número de nêutrons e o número de buracos de nêutrons iguais a dois, uma propriedade se manifesta claramente em todas as duplas: a energia do estado 2_1^+ no caso em que prótons e buracos de nêutrons estão na mesma camada é maior que no caso em que prótons e nêutrons estão em camadas diferentes. Esta é, como vimos, uma indicação da existência de forças de curto alcance entre prótons e nêutrons (núcleons "diferentes").

As propriedades eletromagnéticas conhecidas de vários isótopos do telúrio estão na tabela IV-3. O momento de quadrupolo elétrico do estado 2_1^+ é sistematicamente

negativo e com um valor absoluto da ordem de algumas dezenas de eF^2 . O momento de dipolo magnético do estado 2_1^+ é sempre positivo e da ordem de meio magneton nuclear. Além disso, em valor absoluto, tanto o momento de quadrupolo elétrico, como o momento de dipolo magnético parecem decrescer com o aumento de A (aliás, isto também parece acontecer teoricamente quando diminuímos o acoplamento partícula-vibrador η , como vimos nas figuras III-9 e III-10). Já o valor da mistura multipolar $\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ nos casos mais conhecidos dos isótopos ^{122}Te , ^{124}Te e ^{126}Te é negativo e com um valor absoluto maior que a unidade, e nos casos menos conhecidos dos isótopos ^{128}Te e ^{130}Te parece ser positivo e também maior que a unidade. Já o valor de $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ é decrescente com A , pelo fato de estarmos nos aproximando do fechamento da camada de nêutrons, onde os valores previstos por Weisskopf devem prevalecer.

O Hamiltoniano proposto por Kisslinger e Sorensen contém um produto entre operadores de quadrupolo para prótons e para nêutrons (este produto teria sinal negativo e seria uma parcela do Hamiltoniano total). Baseado nisto, podemos supor que exista uma dependência entre $E(2_1^+)$ e $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ do tipo:

$$E(2_1^+) = E_0 - K \sqrt{B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)} \quad (4.2)$$

Esta dependência valeria para todos os isótopos pares de telúrio. O momento de quadrupolo dos nêutrons estaria ligado a $(B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+))^{1/2}$ (a raiz quadrada mantém a coerência dimensional), pois é a "coletividade" dos nêutrons livres que determina os valores para $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$. A constante K representaria um produto entre o valor médio do momento de quadrupolo dos prótons (que é uma "constante" para todos os telúrios pares, pois todos eles têm sempre dois prótons livres) e um parâmetro de acoplamento entre nêutrons e prótons. Desprezando o ^{120}Te , que tem um erro muito grande no seu valor de $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$, utilizamos o método de regressão linear para obter o melhor ajuste para E_0 e K . Estes valores são: $E_0 = 1.381$ MeV e $K = 0.0228$ MeV/ eF^2 (para E em MeV e $B(E2)$ em e^2F^4). O coeficiente de correlação obtido foi $r = -0.995$, que confirma a validade da hipótese contida na equação (4.2). A figura

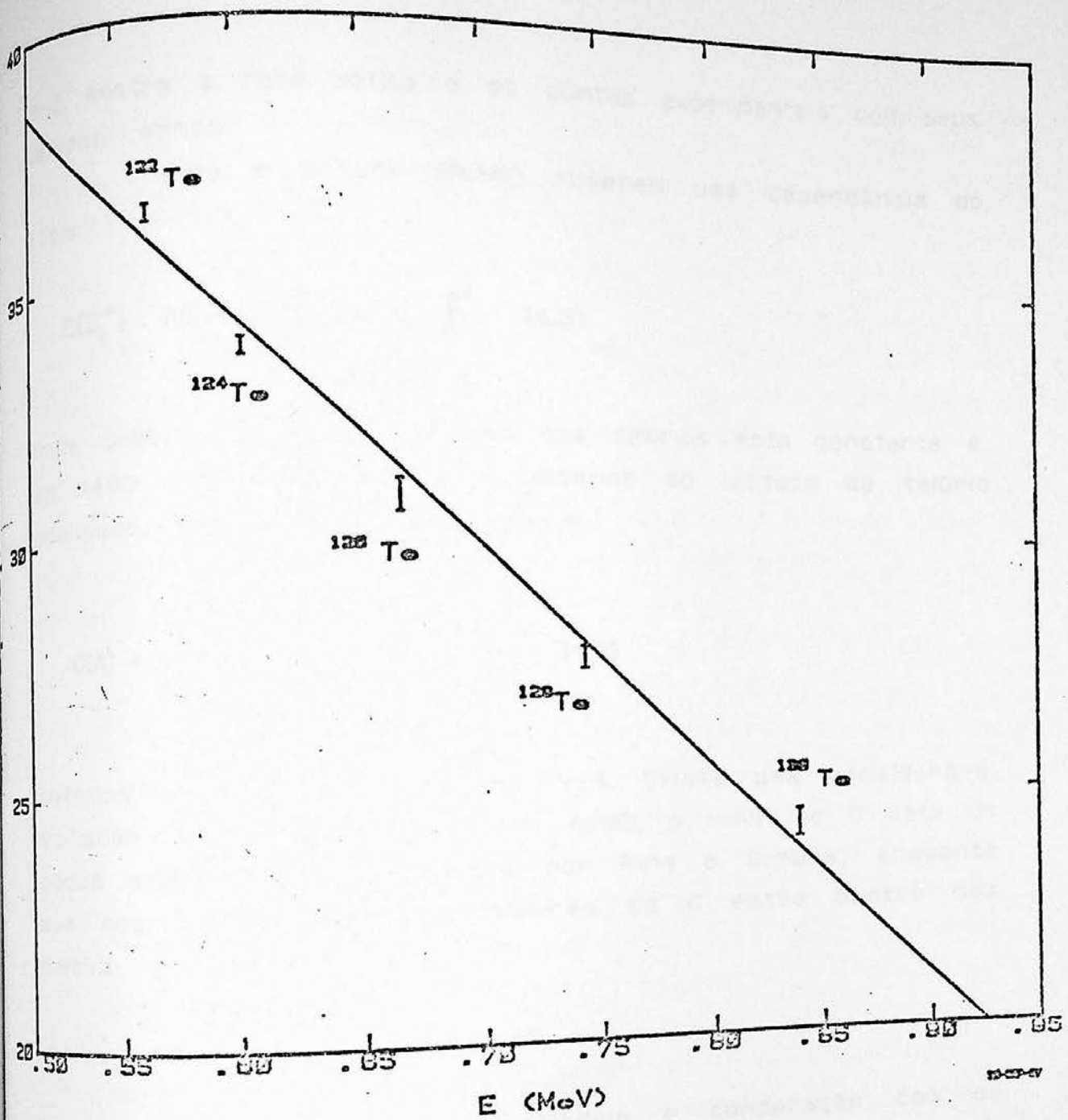


Figura IV-2. Correlação linear entre $(B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+))^{1/2}$ e $E(2_1^+)$ dada pela equação 4.2, com $E_0 = 1.381$ MeV e $K = 0.0228$ MeV/eF², para os isótopos pares de telúrio.

Tabela IV-4. Valor da constante C, obtida usando-se a equação 4.4, para isótopos de telúrio pares com A entre 122 e 130.

A	122	124	126	128	130
C (e ² F ⁴ -MeV)	33.6	31.4	29.5	26.9	23.8

IV-2 mostra a reta obtida e os pontos experimentais com seus devidos erros.

Ring e Schuck (R180) sugerem uma dependência do tipo

$$E(2_1^+) \cdot B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = C \frac{Z^2}{A} \quad (4.3)$$

onde $C=2518 \text{ MeV} \cdot eF^2$. No caso dos telúrios esta constante é, em média, um pouco maior, e depende do isótopo de telúrio analisado, ou seja, é função de A.

Usando

$$C(A) = \frac{1}{E(2_1^+) \cdot B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)} \cdot \frac{A}{Z^2} \quad (4.4)$$

obtemos os valores da tabela IV-4. Existe uma considerável variação da constante C. Para $A=122$, o valor de C está um pouco além do limite proposto por Ring e Schuck, enquanto que nos outros casos os valores de C estão dentro dos limites propostos.

4.2. Resultados do Modelo e comparação com os dados experimentais.

São conhecidos dados experimentais sobre doze isótopos pares de telúrio, entre $A=112$ e $A=134$. Com o objetivo de melhor reproduzir teoricamente estes dados experimentais (tanto níveis de energia, como propriedades eletromagnéticas) os "parâmetros livres" do modelo foram ajustados. Os resultados obtidos serão descritos em seguida, mas antes é necessário descrever como e qual foi este ajuste. Os parâmetros usados nos cálculos da diagonalização do Hamiltoniano são em número de oito: a energia de um fônon quadrupolar ($\hbar\omega$), as cinco energias do modelo de camadas ($E_{7/2}$, $E_{5/2}$, $E_{3/2}$, $E_{1/2}$ e $E_{11/2}$), o parâmetro G de emparelhamento ou da SDI e o parâmetro de acoplamento partícula-vibrador n . Destes parâmetros, o normalmente

conhecido com maior exatidão a partir dos dados experimentais é $\hbar\omega$: para um isótopo de telúrio par genérico $A\text{Te}$, o valor de $\hbar\omega$ é igual à energia do estado excitado 2_1^+ do seu caroço, ou seja, do isótopo de estanho par $A-2\text{Sn}$.

Apenas $E(2_1^+)$ do ^{132}Sn (referente ao valor de $\hbar\omega$ de ^{134}Te) não é conhecida. Mas sabe-se que neste estanho duplamente mágico existe um estado 3^- com energia de 4.041 MeV; é bem provável que um possível valor para $\hbar\omega$ esteja acima deste valor, e, portanto, como usamos $\eta=0$, o valor de $\hbar\omega$ não afetaria os estados que desejamos calcular (aqueles com energia até a região de 2 MeV). Assim sendo vamos fixar para $\hbar\omega$ um valor igual a 4 MeV (somente a título de definição e possível teste).

As energias de partícula não têm seus valores definidos de forma tão precisa, mas dentro de pequenos erros podem ser estimadas de uma forma razoável. Usualmente estima-se os valores das cinco energias do modelo de camadas para um determinado isótopo de telúrio par $A\text{Te}$ a partir das energias do espectro do isótopo de antimônio (mpar vizinho $A-1\text{Sb}$. Heyde e Brussaard (HE67) realizaram cálculos com o Modelo Unificado para os isótopos ^{121}Sb e ^{125}Sb , mas usando como estados de partícula apenas $197/2$ e $2d5/2$. Utilizamos estimativas para as cinco energias de partícula existentes em dois trabalhos: o de Vanden Berghe e Heyde (BE71) e o de Degriek e Vanden Berghe (DE74). No primeiro, estas energias são estimadas para os antimônios ímpares com A entre 115 e 125, ou seja, são estimados para os telúrios pares com A entre 116 e 126. No segundo, estas energias são estimadas para os telúrios pares com A entre 122 e 134. Para os telúrios pares com A entre 116 e 134 utilizamos, portanto, as estimativas destes trabalhos, sendo que nos (três) casos de superposição de duas estimativas diferentes usamos para os telúrios com $A=122$ e $A=124$ as estimativas do primeiro trabalho, e, para o telúrio com $A=126$, a estimativa do segundo trabalho, pelo motivo de que é assim que os dados experimentais são reproduzidos de forma mais exata. Já para os telúrios com $A=112$ e $A=114$, com poucos dados experimentais conhecidos (o primeiro tem dois níveis conhecidos, enquanto o segundo tem cinco níveis conhecidos), as energias do modelo de camadas foram estimadas por meio de uma extrapolação das energias do modelo de camadas já

conhecidas para os outros telúrios (sendo que para o ^{114}Te também foi feita uma análise das energias dos níveis do ^{113}Sb).

Com estes seis valores de $\hbar\omega$, $E_{7/2}$, $E_{5/2}$, $E_{3/2}$, $E_{1/2}$ e $E_{11/2}$, os valores de G e η foram variados dentro de certas regiões mais realistas, e foram estimados a partir do melhor ajuste ("best fitting") dos dados experimentais para cada isótopo de telúrio. Os oito parâmetros (todos em MeV) usados no cálculo referente a cada isótopo de telúrio estão diagramados na tabela IV-5. É importante notar que G oscila entre 0.21 MeV e 0.26 MeV, e que, até o ^{128}Te , η oscila entre 1.20 MeV e 1.40 MeV, e, após $A=128$, η converge para o valor nulo conforme o número de nêutrons se aproxima do número mágico $N=82$. A interação usada entre as partículas foi a SDI e o número máximo de fônons escolhido foi três (para todos os telúrios pares).

Entre os cinco parâmetros usados no cálculo das propriedades eletromagnéticas, quatro deles são fixos para todos os isótopos de telúrio: $g_S=3.91$, $g_I=1$, $g_R=0$ e $e^0_{ef}=2e$. O valor de X para um determinado isótopo par de telúrio $A\text{Te}$ é dado por:

$$X = \sqrt{B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+; A-2\text{Sn})} \quad (4.5)$$

Para os isótopos ^{112}Te , ^{128}Te , ^{130}Te , ^{132}Te e ^{134}Te foi feita uma estimativa do valor de X a partir da extrapolação dos valores conhecidos para os outros isótopos de telúrio. Os valores de X para cada isótopo de telúrio estão na tabela IV-6.

Para cada um dos isótopos de telúrio analisados vamos comparar as energias experimentais e teóricas (usando esquemas de níveis) e também propriedades eletromagnéticas experimentais e teóricas (usando tabelas). As informações experimentais sobre os isótopos ^{120}Te , ^{122}Te , ^{124}Te , ^{126}Te e ^{128}Te foram retiradas predominantemente de alguns artigos da revista "Nuclear Data Sheets" (respectivamente HA87, TA86, TA84, TA82, TA83). As informações experimentais sobre os outros isótopos de telúrio foram retiradas predominantemente da "Ledener" (LE78).

Tabela IV-5. Valores definidos (para cada isótopo de telúrio com A par) para os oito parâmetros (todos em MeV) usados no cálculo dos estados e das energias: $\hbar\omega$, $E_{7/2}$, $E_{5/2}$, $E_{3/2}$, $E_{1/2}$, $E_{11/2}$, G e n (sendo o número máximo de fónons $N_{MAX}=3$ e a força entre os prótons livres do tipo SDI).

ISÓTOPO	$\hbar\omega$	$E_{1/2}$	$E_{3/2}$	$E_{5/2}$	$E_{7/2}$	$E_{11/2}$	G	n
^{112}Te	1.21	1.80	2.00	0	0.65	1.70	0.25	1.20
^{114}Te	1.26	1.60	1.80	0	0.50	1.60	0.25	1.30
^{116}Te	1.30	1.45	1.60	0	0.38	1.57	0.24	1.35
^{118}Te	1.29	1.31	1.39	0	0.23	1.57	0.23	1.40
^{120}Te	1.23	1.38	1.17	0.15	0	1.78	0.22	1.35
^{122}Te	1.17	1.69	1.37	0.39	0	1.99	0.23	1.35
^{124}Te	1.14	1.94	1.63	0.44	0	2.01	0.23	1.50
^{126}Te	1.13	2.20	2.00	0.50	0	2.00	0.26	1.40
^{128}Te	1.14	2.30	2.19	0.60	0	2.19	0.26	1.20
^{130}Te	1.17	2.10	2.00	0.70	0	2.00	0.24	1.00
^{132}Te	1.22	2.10	2.00	0.80	0	2.00	0.22	0.65
^{134}Te	4.00	1.80	2.00	0.96	0	1.90	0.21	0

Tabela IV-6. Valores de X e de e_{ef}^v usados no cálculo das propriedades eletromagnéticas de cada isótopo par de telúrio.

A	112	114	116	118	120	122	124	126	128	130	132	134
X(eF^2)	25.0	23.2	21.4	20.6	21.4	23.6	22.5	20.7	20.0	19.0	18.0	0
e_{ef}^v (e)	3.13	2.87	2.62	2.49	2.56	2.79	2.63	2.40	2.29	2.15	2.02	0

4.2.1. ^{112}Te

A respeito do ^{112}Te só é conhecido um estado excitado (2^+) com energia 0.720 MeV (LE78). Apresentamos na figura IV-3 os níveis experimentais e os principais níveis calculados. Na tabela IV-7 aparecem as propriedades eletromagnéticas calculadas (não existem informações experimentais deste tipo). Como apenas a energia do nível 2_1^+ tem que ser ajustada, não há comentários a fazer sobre a qualidade do ajuste.

4.2.2. ^{114}Te

São conhecidos para o ^{114}Te todos os 5 estados da quasi-banda do estado fundamental até 8_1^+ (LE78). Com os parâmetros da tabela IV-5 foram calculados os principais estados. Suas energias aparecem comparadas com as energias experimentais na figura IV-4. Apenas o nível calculado 6_1^+ tem uma energia bastante diferente da experimental. As principais propriedades eletromagnéticas calculadas estão na tabela IV-8; não existem informações experimentais a este respeito.

4.2.3. ^{116}Te

Do ^{116}Te são conhecidos todos os estados da quasi-banda do estado fundamental (até o estado 8_1^+) e um estado com spin e paridade desconhecidos, a energia de 1.219 MeV (LE78), que pode ser um outro estado do tripleto de 2 fônons (além do estado 4_1^+ que já aparece), ou seja, 0_2^+ ou 2_2^+ . Na figura IV-5 estão os níveis de energia experimentais e

teóricos. Os estados da quasi-banda do estado fundamental são bem reproduzidos, com a exceção de 8_1^+ . Não é reproduzido nenhum estado na região de 1.2 MeV. As propriedades eletromagnéticas calculadas estão na tabela IV-9.

4.2.4. ^{118}Te

São conhecidos 10 níveis experimentais do ^{118}Te (LE78), dos quais 6 têm spin e paridade determinados. Os níveis experimentais e teóricos para este isótopo estão na figura IV-6. Novamente, os estados da quasi-banda do estado fundamental são bem reproduzidos; a exceção ocorre para o estado 8_1^+ (como nos isótopos anteriores), devido, possivelmente, ao corte da base em estados coletivos com até 3 fónons. O possível estado 2^+ ocorrendo a uma energia de 1.150 MeV não é reproduzido teoricamente. Dados recentes (TA87) indicam a existência de um estado 0^+ (com spin e paridade duvidosos) de energia 0.957 MeV; este é um estado que também não é reproduzido nos nossos cálculos. Na região de energia de 6_1^+ existem, além deste, mais 4 estados experimentais (dos quais 3 são incertos) com spin e paridade indeterminados, e, com os níveis calculados, acontece algo semelhante, pois na região do nível 6_1^+ teórico aparecem também os níveis 0_2^+ , 2_2^+ , 2_3^+ e 1_1^+ . A razão de ramificação $I(2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ tomada em relação a $I(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ é o único dado experimental conhecido de propriedade eletromagnética; esta razão é, de maneira razoável, reproduzida teoricamente. Os dados experimentais e os resultados teóricos calculados a respeito de propriedades eletromagnéticas estão na tabela IV-10.

4.2.5. ^{120}Te

Os níveis experimentais e calculados para o ^{120}Te estão na figura IV-7. Até a energia de 2.3 MeV são conhecidos 13 estados (nenhum incerto). Primeiro é importante observar que o tripleto de estados de 2 fónons aparece completo no estado experimental; porém, destes, apenas o nível 4_1^+ é bem reproduzido nos cálculos, pois o nível 2_2^+ calculado aparece 0.3 MeV acima do experimental e o nível 0_2^+ calculado aparece 0.7 MeV acima do experimental (sobretudo pelo fato de não estarmos levando em consideração estados com 4 fónons, como já vimos no capítulo anterior). O nível 6_1^+ calculado aparece relativamente próximo ao experimental. As propriedades eletromagnéticas experimentais e teóricas aparecem na tabela IV-11. Os valores calculados para $\mu(2_1^+)$, $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$, $\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ e $t_{1/2}(2_1^+)$ estão próximos aos valores experimentais. Já o valor calculado para $I(2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ está mais distante da experiência, mas mesmo assim podemos dizer que é compatível com a mesma.

4.2.6. ^{122}Te

Na figura IV-8 estão os níveis calculados e experimentais do ^{122}Te . Até a energia de 2.3 MeV são conhecidos 18 níveis (sendo que 1 é incerto). Os níveis 2_1^+ , 2_2^+ , 2_3^+ , 4_1^+ , 4_2^+ , 4_3^+ , 6_1^+ , 6_2^+ e 8_1^+ calculados estão de bom acordo com níveis experimentais existentes. A tabela IV-12 confronta as propriedades eletromagnéticas experimentais (que são inúmeras) com as calculadas. Os resultados calculados estão na sua ampla maioria de acordo com os dados experimentais, com a exceção ressalvada aqui das razões de ramificação das transições do nível 2_3^+ . É importante notar a "exatidão" dos cálculos, onde razões de ramificação de estados com altas energias são reproduzidas, como, por exemplo, $I(6_2^+ \rightarrow 6_1^+)$ e $I(6_2^+ \rightarrow 4_1^+)$.

4.2.7. ^{124}Te

A figura IV-9 mostra os níveis experimentais e teóricos do ^{124}Te . Até a energia de 2.3 MeV existem 25 níveis conhecidos, dos quais 3 são incertos. Os níveis 2_1^+ , 2_2^+ , 4_1^+ , 4_2^+ e 6_1^+ calculados parecem estar de acordo com os dados experimentais. O nível experimental 2_3^+ parece estar na região de 6_1^+ , existindo 2 possibilidades: ou ele é o nível com energia 1.736 MeV e spin (duvidoso) 1 ou 2, ou ele é o nível com energia 1.747 MeV e spin 2 (também duvidoso). O nível experimental 2_4^+ seria aquele com energia 2.039 MeV. Subber et al. (SU86) também definem este nível experimental como sendo 2_4^+ . Assim, portanto, o nível experimental 2_5^+ seria aquele com energia 2.092 MeV. Analisando desta maneira, os níveis teóricos 2_3^+ e 2_4^+ estão próximos aos níveis experimentais correspondentes; o mesmo não acontece com a energia calculada para o nível 2_5^+ , que aparece razoavelmente acima do valor experimental. Uma outra hipótese bem menos provável (e com propriedades eletromagnéticas calculadas totalmente discrepantes) é aquela na qual os níveis com 2.039 MeV e 2.092 MeV seriam, respectivamente, 2_3^+ e 2_4^+ . Já o trabalho de Mardirosian e Stewart (MA84) propõe para o nível com energia 2.039 MeV um spin (duvidoso) igual a 3; isto, aliás, já havia sido proposto no trabalho de Johnson e Mann (JO74). Segundo os cálculos realizados, aparece um nível 3_1^+ exatamente nesta região de energia. Contudo, isto deve ser analisado com muito cuidado, pois todos os trabalhos experimentais recentes (TA84, RO83, LE78) confirmam este nível como tendo spin 2 e paridade positiva.

Existem evidências experimentais de que não existe o nível (incerto) 0^+ com energia 1.156 MeV, sugerido por Zhelev et al. (ZH72); esta observação, aliás, aparece de forma bem explícita nos trabalhos de Robinson et al. (RO83) e de Subber et al. (SU86). Os mesmos trabalhos também revelam que não existe o estado 0^+ com energia 1.290 MeV proposto por Christensen et al. (CH70). Logo, possivelmente, não existe estado 0^+ na região do tratado, e isto está de pleno acordo com os cálculos. O primeiro estado excitado 0^+

que aparece tem energia de 1.656 MeV; o nível 0_2^+ calculado tem energia compatível, apesar de um pouco superior.

As propriedades eletromagnéticas teóricas e experimentais estão na tabela IV-13. Vários valores teóricos calculados estão coerentes com os seus respectivos valores experimentais, como, por exemplo: o momento de dipolo magnético e o momento de quadrupolo elétrico do nível 2_1^+ , meias-vidas e valores de $B(E2)$ e $B(M1)$. As misturas multipolares $\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$, $\delta(4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$ e $\delta(2_5^+ \rightarrow 2_1^+)$ calculadas são compatíveis com os valores experimentais. O mesmo não acontece com $\delta(2_4^+ \rightarrow 2_1^+)$, onde existe uma diferença de sinais entre os valores teórico e experimental, e com $\delta(2_4^+ \rightarrow 2_2^+)$. Existe um acordo com os dados experimentais para as razões de ramificação das transições dos estados 2_2^+ e 4_2^+ ; infelizmente, o mesmo não ocorre para as transições dos níveis 2_4^+ e 2_5^+ .

4.2.8. ^{126}Te

A figura IV-10 mostra os níveis experimentais e teóricos do ^{126}Te . Existem 16 níveis conhecidos até a energia de 2.4 MeV, dos quais 2 são incertos. Os níveis 0_2^+ , 2_1^+ , 2_2^+ , 4_1^+ , 4_2^+ , 6_1^+ e 8_1^+ calculados estão de acordo com a experiência. Neste isótopo, sem dúvida, não existe um nível 0^+ na região do tripleto de 2 fónons. As propriedades eletromagnéticas estão na tabela IV-14. Novamente os resultados calculados estão compatíveis com os dados experimentais. O ajuste para o ^{126}Te parece ser muito bom, mesmo tendo em vista o número muito grande de dados experimentais existentes (assim como também para o ^{122}Te).

4.2.9. ^{128}Te

O espectro experimental e teórico do ^{128}Te está na figura IV-11. Até a energia de 2.2 MeV existem 13 níveis conhecidos. Os níveis 2_1^+ , 2_2^+ , 4_1^+ e 6_1^+ calculados estão próximos aos experimentais. Já os níveis teóricos 0_2^+ e 3_1^+ estão um pouco mais longe dos valores experimentais, mas mantêm uma certa compatibilidade com a experiência. As propriedades eletromagnéticas experimentais e teóricas estão na tabela IV-15. Com a exceção das razões de ramificação das transições do nível 3_1^+ , as outras propriedades eletromagnéticas conhecidas não estão em desacordo com os resultados teóricos. O valor experimental da mistura multipolar $\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ é positivo, ao contrário dos casos anteriores; o mesmo acontece com o resultado calculado. É interessante notar que, paralelamente a isto, o valor calculado para a energia de 2_2^+ é menor que o valor para a energia de 4_1^+ (o mesmo não acontece no espectro experimental, apesar dos 2 níveis estarem muito próximos em energia). Existe, portanto, uma correlação (pelo menos teórica) entre a troca de sinal de $\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ e a troca de posição no espectro dos estados 2_2^+ e 4_1^+ .

4.2.10. ^{130}Te

Na figura IV-12 são mostrados os espectros experimental e teórico do ^{130}Te . Até 2.2 MeV existem 12 níveis conhecidos (2 dos quais são incertos). Os níveis teóricos 2_1^+ , 2_2^+ , 4_1^+ e 6_1^+ estão próximos aos experimentais. Já a energia calculada para 4_2^+ está cerca de 150 keV acima do valor experimental. Neste caso, tanto teórica, como experimentalmente, o nível 4_1^+ tem uma energia maior que a do nível 2_2^+ . Os valores calculados e experimentais das propriedades eletromagnéticas estão na tabela IV-16, sendo que podemos dizer que os primeiros estão

de modo geral razoavelmente próximos aos segundos (quando estes existem). Também os valores teórico e experimental de $\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ são positivos, confirmando (agora também experimentalmente) a observação feita no fim do parágrafo anterior.

4.2.11. ^{132}Te

A figura IV-13 mostra os níveis experimentais e teóricos do ^{132}Te . Até 2.5 MeV existem 11 níveis experimentais (e também 11 níveis calculados). O espectro experimental perde, de maneira evidente, o seu caráter aproximadamente vibracional, tornando-se parecido ao espectro da SDI. Os níveis 2_1^+ , 4_1^+ e 6_1^+ teóricos estão próximos dos valores experimentais. Na tabela IV-17 estão as propriedades eletromagnéticas teóricas e experimentais. A meia-vida calculada para o nível 6_1^+ é da ordem de grandeza do valor experimental (décimos de micro-segundos).

4.2.12. ^{134}Te

A figura IV-14 mostra os níveis experimentais e teóricos do ^{134}Te . Até 2.0 MeV existem apenas 4 níveis conhecidos: 0_1^+ , 2_1^+ , 4_1^+ e 6_1^+ ; eles formam um espectro semelhante ao espectro da interação delta de superfície. Isto, obviamente, deve-se ao fato de que no ^{134}Te , a camada de nêutrons com $N=82$ foi completamente preenchida, e, portanto, as propriedades deste isótopo são determinadas apenas pelos dois prótons que interagem através de uma força do tipo SDI. As energias calculadas para estes níveis estão de acordo com as energias experimentais. A tabela IV-18 mostra as propriedades eletromagnéticas teóricas e experimentais do ^{134}Te . Novamente os valores experimental e teórico da meia-vida do nível 6_1^+ têm a mesma ordem de grandeza.

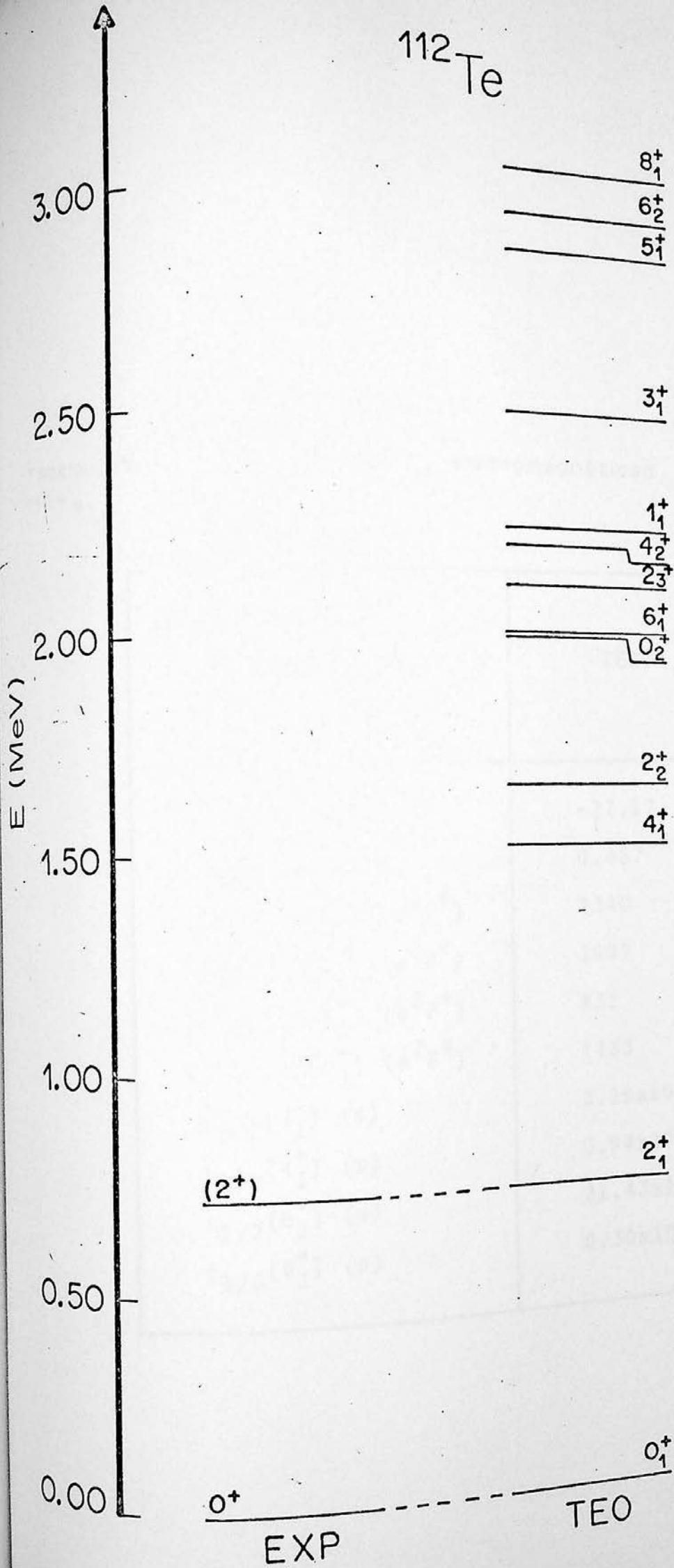


Figura IV-3. Espectro experimental (LE78) e teórico do ^{112}Te .

Tabela IV-7. Propriedades eletromagnéticas teóricas do ^{112}Te .

PROPRIEDADES ELETROMAGNÉTICAS (^{112}Te)	TEO.
$Q(2_1^+) (eF^2)$	-27.17
$\mu(2_1^+) (\text{m.n.})$	0.487
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) (e^2F^4)$	1340
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) (e^2F^4)$	1907
$B(E2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+) (e^2F^4)$	832
$B(E2; 8_1^+ \rightarrow 6_1^+) (e^2F^4)$	1433
$t_{1/2}(2_1^+) (\text{s})$	2.19×10^{-12}
$t_{1/2}(4_1^+) (\text{s})$	0.94×10^{-12}
$t_{1/2}(6_1^+) (\text{s})$	21.43×10^{-12}
$t_{1/2}(8_1^+) (\text{s})$	0.30×10^{-12}

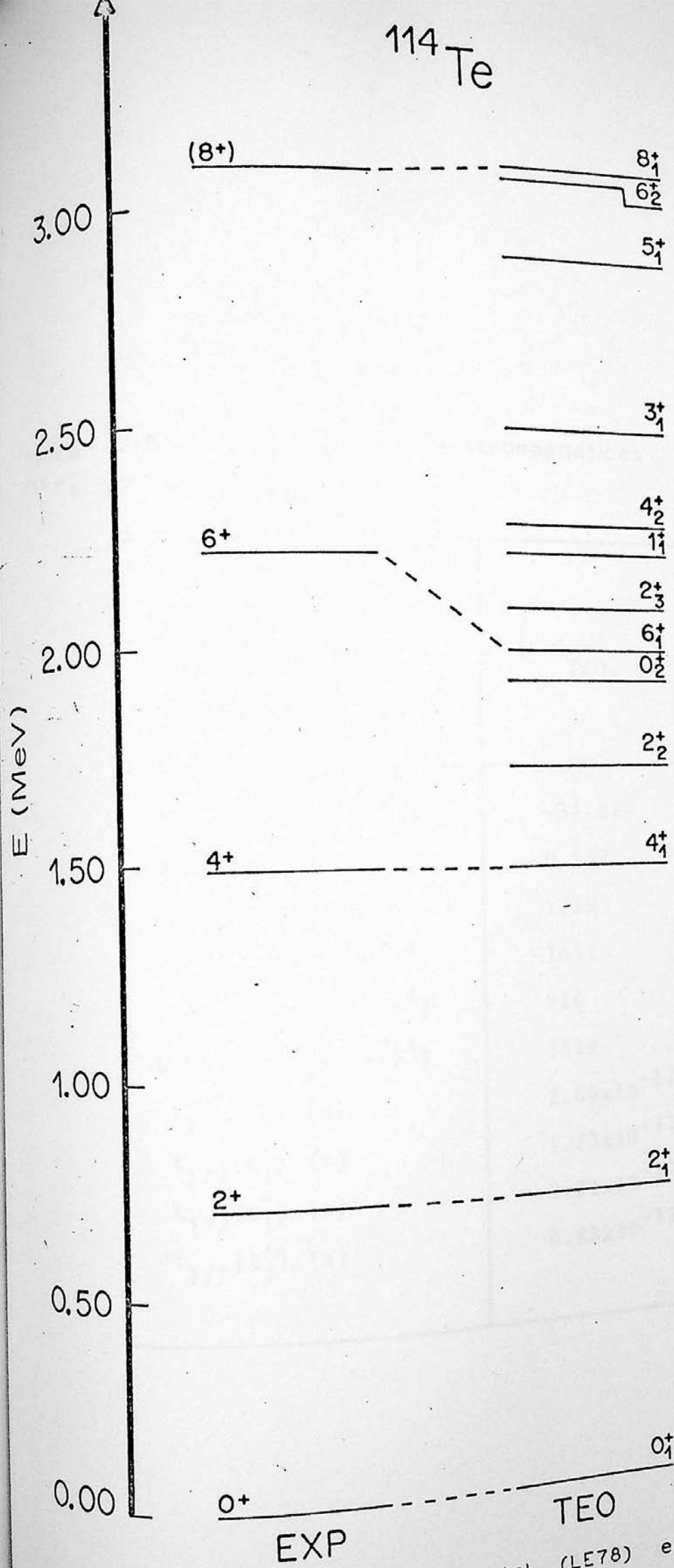


Figura IV-4.
 ^{114}Te .

Espectro experimental (LE78) e teórico do

Tabela IV-8. Propriedades eletromagnéticas teóricas do ^{114}Te .

PROPRIEDADES ELETROMAGNÉTICAS (^{114}Te)	TEO.
$Q(2_1^+)$ (eF^2)	-34.22
$\mu(2_1^+)$ (m.n.)	0.537
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ (e^2F^4)	1219
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ (e^2F^4)	1652
$B(E2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+)$ (e^2F^4)	916
$B(E2; 8_1^+ \rightarrow 6_1^+)$ (e^2F^4)	1329
$t_{1/2}(2_1^+)$ (s)	2.60×10^{-12}
$t_{1/2}(4_1^+)$ (s)	1.23×10^{-12}
$t_{1/2}(6_1^+)$ (s)	2.91×10^{-12}
$t_{1/2}(8_1^+)$ (s)	0.85×10^{-12}

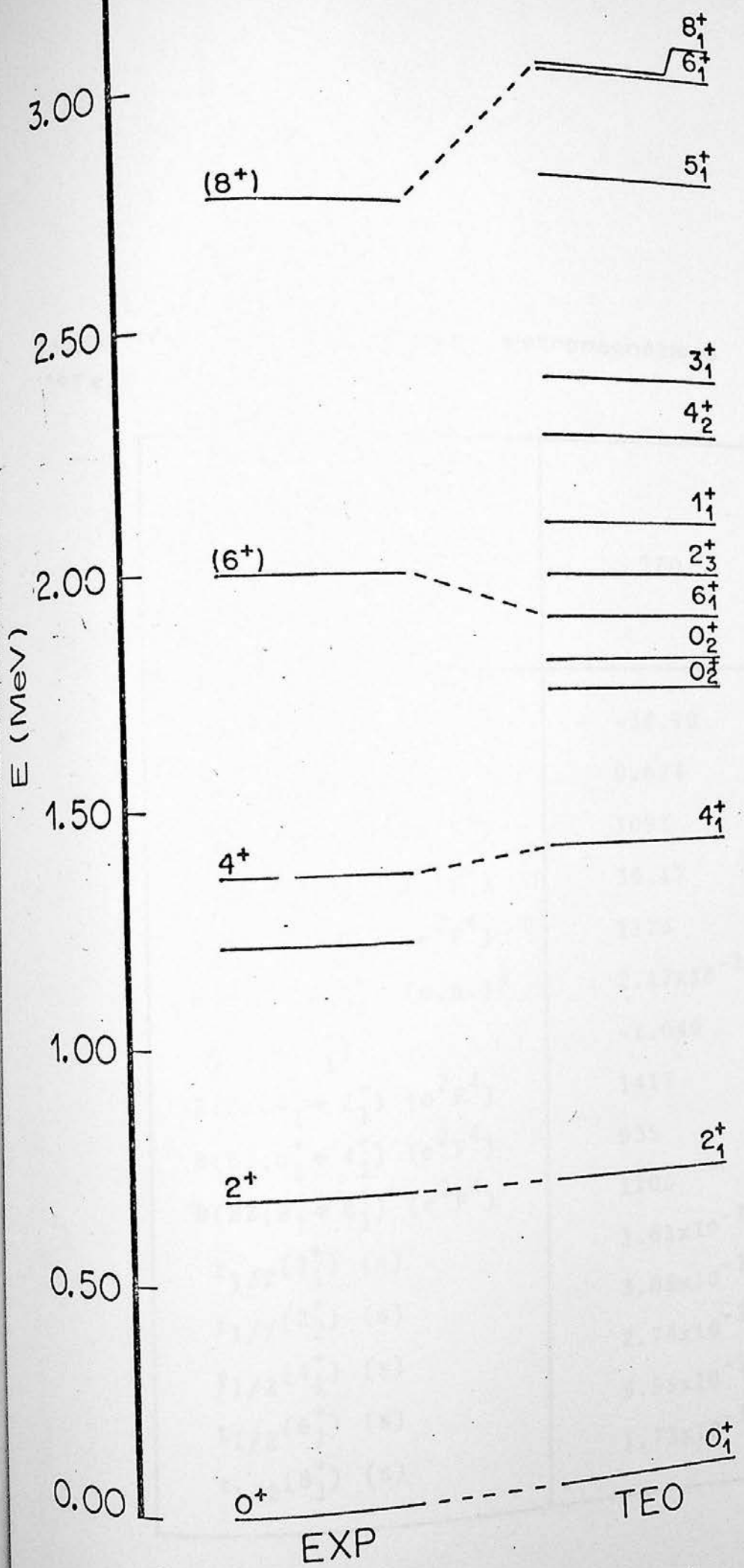


Figura IV-5. Espectro experimental (LE78) e teórico do ^{116}Te .

Tabela IV-9. Propriedades eletromagnéticas teóricas do ^{116}Te .

PROPRIEDADES ELETROMAGNÉTICAS (^{116}Te)	TEO.
$Q(2_1^+) (eF^2)$	-38.90
$\mu(2_1^+) (\text{m.n.})$	0.624
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) (e^2F^4)$	1091
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+) (e^2F^4)$	30.17
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) (e^2F^4)$	1173
$B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) (\text{m.n.})^2$	2.17×10^{-12}
$\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	-1.049
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) (e^2F^4)$	1417
$B(E2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+) (e^2F^4)$	935
$B(E2; 8_1^+ \rightarrow 6_1^+) (e^2F^4)$	1205
$t_{1/2}(2_1^+) (\text{s})$	3.61×10^{-12}
$t_{1/2}(2_2^+) (\text{s})$	3.08×10^{-12}
$t_{1/2}(4_1^+) (\text{s})$	2.74×10^{-12}
$t_{1/2}(6_1^+) (\text{s})$	5.55×10^{-12}
$t_{1/2}(8_1^+) (\text{s})$	1.73×10^{-12}

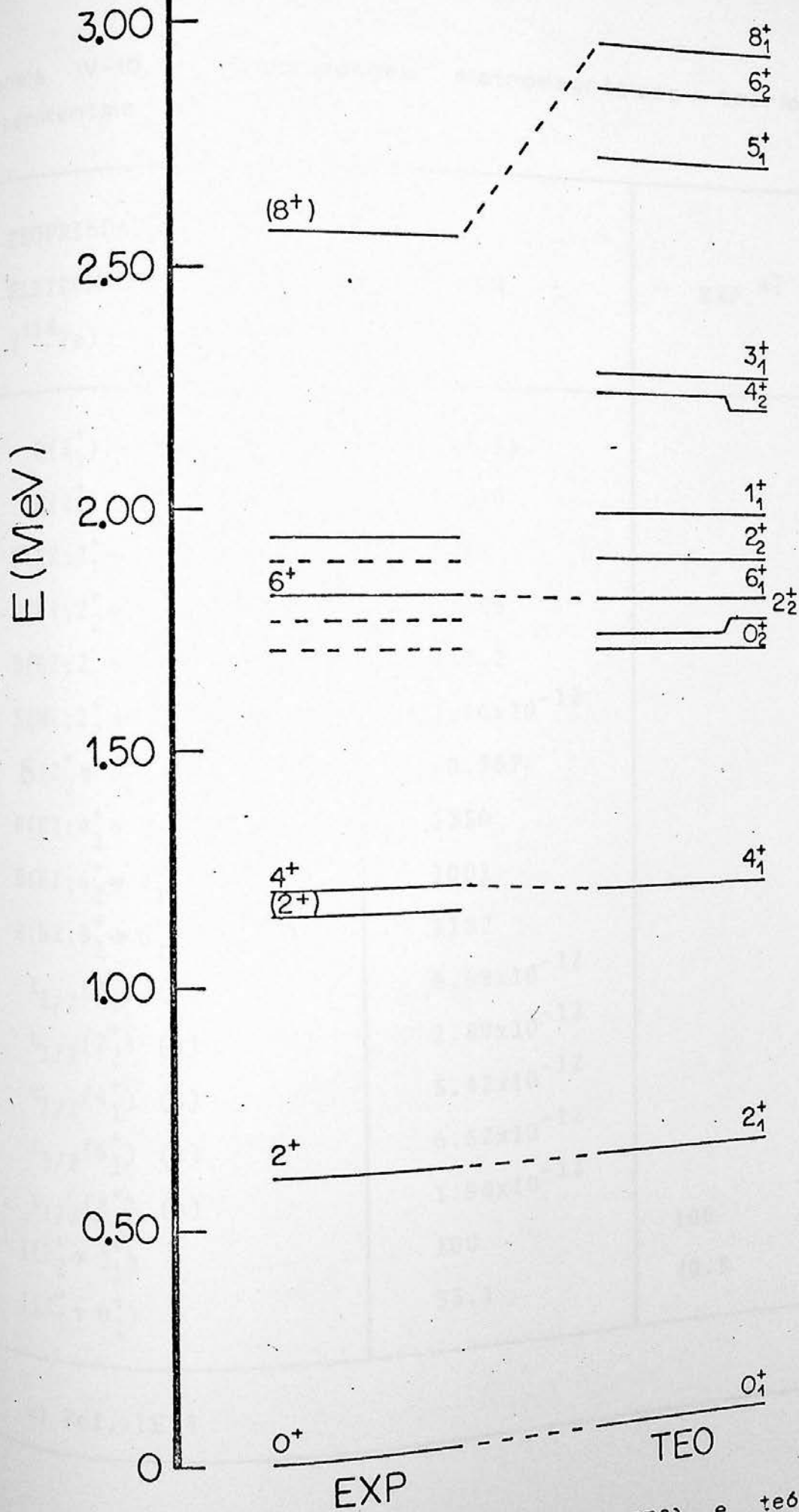


Figura IV-6.
 ^{118}Te .

Espectro experimental (LE78) e teórico do

Tabela IV-10. Propriedades eletromagnéticas teóricas e experimentais do ^{118}Te .

PROPRIEDADES ELETROMAGNÉTICAS (^{118}Te)	TEO.	EXP. a)
$Q(2_1^+) (eF^2)$	-44.55	-
$\mu(2_1^+) (\text{m.n.})$	0.700	
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) (e^2 F^4)$	1048	
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+) (e^2 F^4)$	51.85	
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) (e^2 F^4)$	930.2	
$B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) (\text{m.n.})^2$	3.96×10^{-12}	
$\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	-0.767	
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) (e^2 F^4)$	1350	
$B(E2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+) (e^2 F^4)$	1001	
$B(E2; 8_1^+ \rightarrow 6_1^+) (e^2 F^4)$	1187	
$t_{1/2}(2_1^+) (\text{s})$	6.68×10^{-12}	
$t_{1/2}(2_2^+) (\text{s})$	1.89×10^{-12}	
$t_{1/2}(4_1^+) (\text{s})$	5.42×10^{-12}	
$t_{1/2}(6_1^+) (\text{s})$	6.52×10^{-12}	
$t_{1/2}(8_1^+) (\text{s})$	1.98×10^{-12}	
$I(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	100	100
$I(2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$	53.1	40.8

a) Ref. LE78

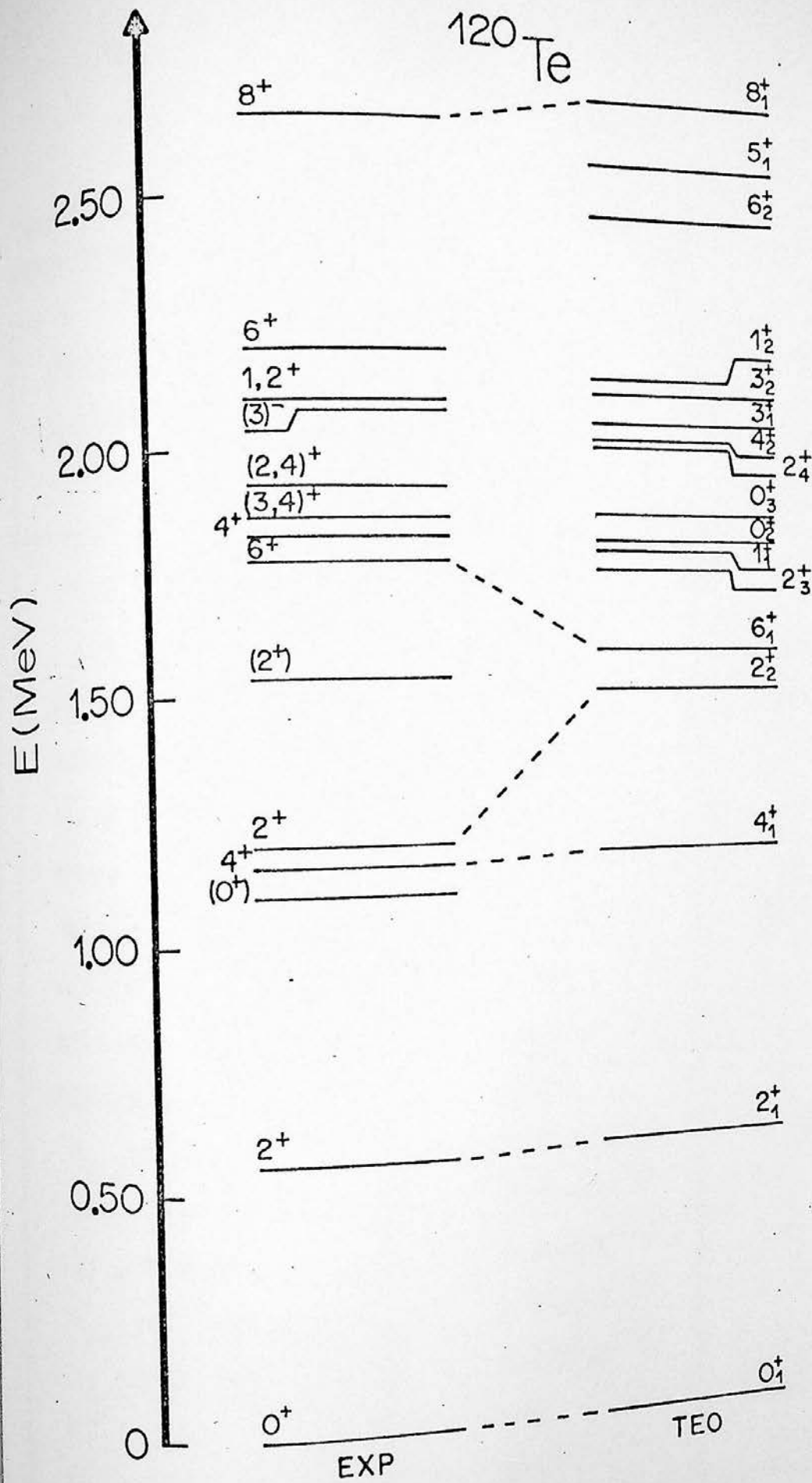


Figura IV-7. Espectro experimental (HA87) e teórico do ^{120}Te .

Tabela IV-11. Propriedades eletromagnéticas teóricas e experimentais do ^{120}Te .

PROPRIEDADES ELETROMAGNÉTICAS (^{120}Te)	TEO.	EXP. a)
$Q(2_1^+) (eF^2)$	-51.39	
$\mu(2_1^+) (\text{m.n.})$	0.671	0.58(6)
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) (e^2F^4)$	1194	1113(215)
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+) (e^2F^4)$	49.89	
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) (e^2F^4)$	727	
$B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) (\text{m.n.})^2$	2.69×10^{-2}	
$\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	-0.880	-0.92(9)
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) (e^2F^4)$	1460	
$B(E2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+) (e^2F^4)$	1290	
$B(E2; 8_1^+ \rightarrow 6_1^+) (e^2F^4)$	1448	
$t_{1/2}(2_1^+) (\text{s})$	8.61×10^{-12}	9.3×10^{-12} (19)
$t_{1/2}(2_2^+) (\text{s})$	1.86×10^{-12}	
$t_{1/2}(4_1^+) (\text{s})$	4.96×10^{-12}	
$t_{1/2}(6_1^+) (\text{s})$	5.02×10^{-12}	
$t_{1/2}(8_1^+) (\text{s})$	0.76×10^{-12}	
$I(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	100	100(5)
$I(2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$	68.8	27(3)

a) Ref. HA87.

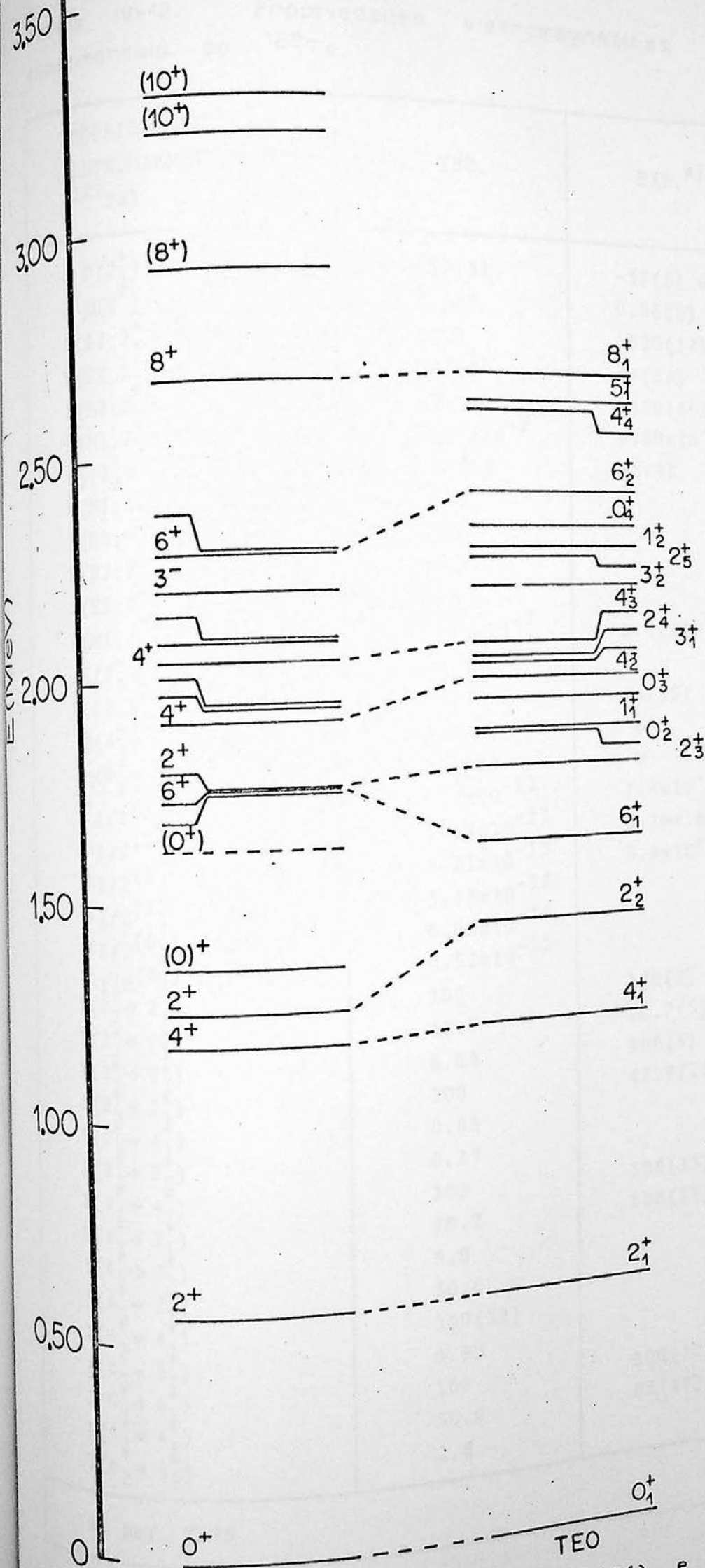


Figura IV-8. Espectro experimental (TA86) e teórico do ^{122}Te

Tabela IV-12. Propriedades eletromagnéticas teóricas e experimentais do ^{122}Te .

PROPRIEDADES ELETROMAGNÉTICAS (^{122}Te)	TEO.	EXP. a)
$Q(2_1^+) (eF^2)$	-51.81	-57(5) ou -35(5)
$\mu(2_1^+) (m.n.)$	0.547	0.66(6) ou 0.74(16)
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) (e^2F^4)$	1439	1320(12)
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+) (e^2F^4)$	47.03	40(22)
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) (e^2F^4)$	1019	3670(1690)
$B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) (m.n.)^2$	1.09×10^{-2}	9.69×10^{-3} (440)
$\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	-1.768	-3.48
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) (e^2F^4)$	1823	
$B(E2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+) (e^2F^4)$	1424	
$B(E2; 8_1^+ \rightarrow 6_1^+) (e^2F^4)$	1669	
$B(E2; 2_3^+ \rightarrow 2_1^+) (e^2F^4)$	158	
$B(M1; 2_3^+ \rightarrow 2_1^+) (m.n.)^2$	5.35×10^{-2}	1.41×10^{-2} (53)
$\delta(2_3^+ \rightarrow 2_1^+)$	-0.539	
$B(E2; 2_3^+ \rightarrow 0_1^+) (e^2F^4)$	6.15	44(15)
$\delta(4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	-0.159	0
$\delta(6_2^+ \rightarrow 6_1^+)$	-0.098	0
$t_{1/2}(2_1^+) (s)$	6.9×10^{-12}	7.4×10^{-12} (1)
$t_{1/2}(2_2^+) (s)$	1.57×10^{-12}	0.76×10^{-12} (35)
$t_{1/2}(2_3^+) (s)$	3.21×10^{-13}	5.4×10^{-13} (20)
$t_{1/2}(4_1^+) (s)$	3.48×10^{-12}	
$t_{1/2}(6_1^+) (s)$	6.63×10^{-12}	
$t_{1/2}(8_1^+) (s)$	0.52×10^{-12}	
$I(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	100	100(2)
$I(2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$	68.7	20.7(5)
$I(2_3^+ \rightarrow 0_1^+)$	6.08	100(5)
$I(2_3^+ \rightarrow 2_1^+)$	100	47.9(23)
$I(2_3^+ \rightarrow 4_1^+)$	0.05	
$I(2_3^+ \rightarrow 4_1^+)$	0.17	
$I(2_3^+ \rightarrow 2_2^+)$	100	100(33)
$I(4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	70.2	100(33)
$I(4_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	3.9	
$I(4_2^+ \rightarrow 2_2^+)$	30.6	
$I(4_3^+ \rightarrow 2_1^+)$	100(50)	
$I(4_3^+ \rightarrow 4_1^+)$	0.93	100(17)
$I(4_3^+ \rightarrow 2_2^+)$	100	67(17)
$I(6_2^+ \rightarrow 6_1^+)$	50.0	
$I(6_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	2.8	
$I(6_2^+ \rightarrow 4_2^+)$		

a) Ref. TA86

PROPRIEDADES
 ELETROMAGNÉTICAS
 (^{124}Te)

	TEO.	EXP. a), b)
$Q(2_1^+)$ (e^2F^2)	-41.03	-41(8) ou -16(8)
$M(2_1^+)$ (m.n.)	0.452	0.50(6)
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ (e^2F^4)	1339	1136(12)
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ (e^2F^4)	22.85	45(11)
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ (e^2F^4)	1235	3150(790)
$B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ (m.n.) ²	1.79×10^{-3}	
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	-5.007	-3.3(1)
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ (e^2F^4)	1740	1440(40)
$B(E2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+)$ (e^2F^4)	1170	
$B(E2; 8_1^+ \rightarrow 6_1^+)$ (e^2F^4)	1452	
$B(4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	-0.167	0.03(+3, -4) ou -0.18(5)
$B(2_4^+ \rightarrow 2_1^+)$	-0.546	3.7(+27, -20)
$B(2_4^+ \rightarrow 2_2^+)$	0.102	1.5(+4, -2)
$B(2_5^+ \rightarrow 2_1^+)$	-1.527	-3.4(+15, -9)
$B(2_5^+ \rightarrow 2_2^+)$	0.049	
$t_{1/2}(2_1^+)$ (s)	5.33×10^{-12}	6.2×10^{-12} (1)
$t_{1/2}(2_2^+)$ (s)	1.64×10^{-12}	0.4×10^{-12} (2)
$t_{1/2}(4_1^+)$ (s)	2.90×10^{-12}	
$t_{1/2}(6_1^+)$ (s)	15.85×10^{-12}	
$t_{1/2}(8_1^+)$ (s)	0.60×10^{-12}	
$I(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	100	100(1)
$I(2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$	36.9	15.1(4)
$I(4_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	58.4	77(3)
$I(4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	100	100(1)
$I(4_2^+ \rightarrow 2_2^+)$	2.5	7.2(7)
$I(2_4^+ \rightarrow 0_1^+)$	81.6	3.0(4)
$I(2_4^+ \rightarrow 2_1^+)$	100	54(2)
$I(2_4^+ \rightarrow 2_2^+)$	17.3	100(1)
$I(2_5^+ \rightarrow 4_1^+)$	1.5	32.8(4)
$I(2_5^+ \rightarrow 0_1^+)$	100	≤ 14
$I(2_5^+ \rightarrow 2_1^+)$	29.2	100(4)
$I(2_5^+ \rightarrow 2_2^+)$	17.6	3.9(21)
$I(2_5^+ \rightarrow 4_1^+)$	0.8	

a) Ref. TA84; b) Ref. RO83.

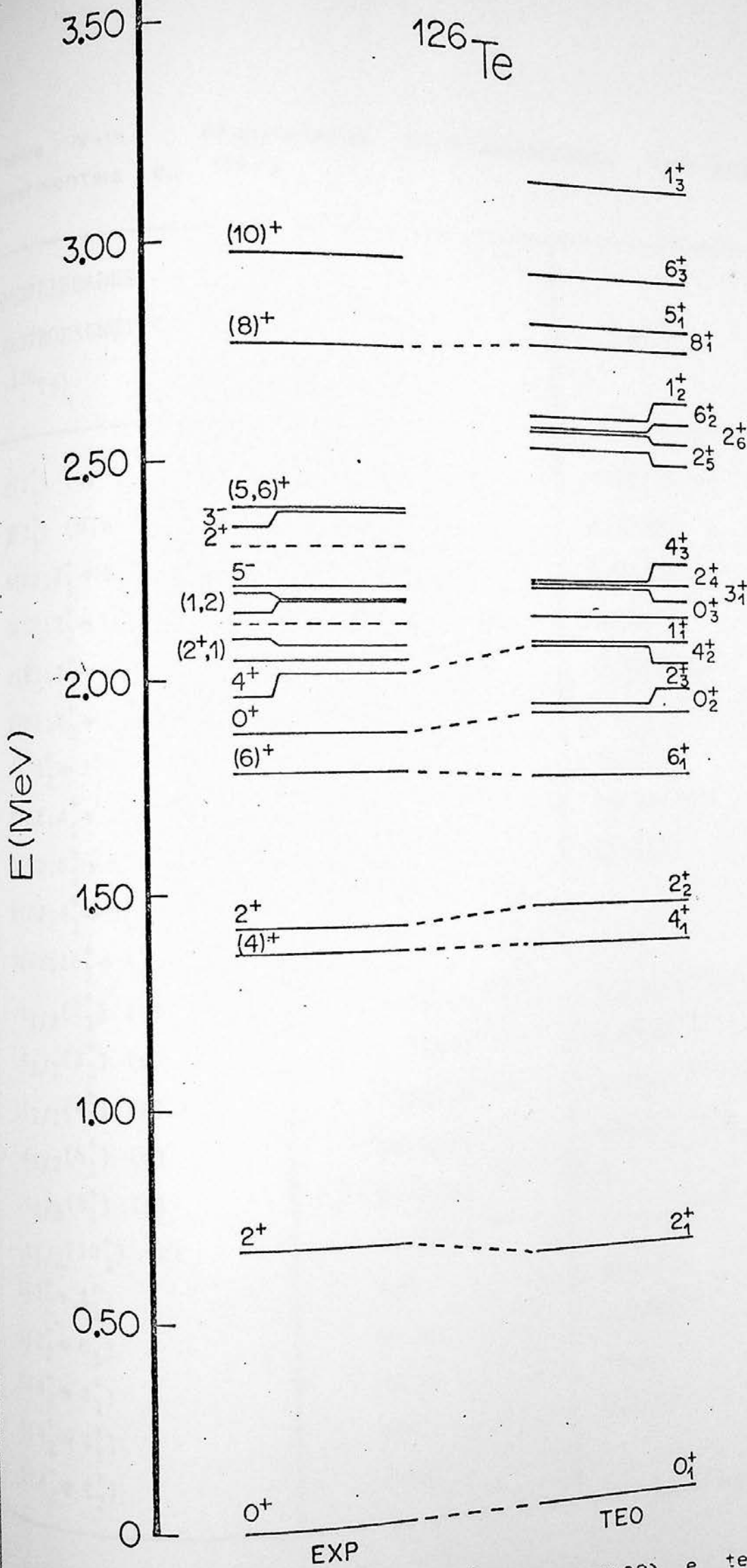


Figura IV-10.
 ^{126}Te .

Espectro experimental (TA82) e teórico do

Tabela IV-14. Propriedades eletromagnéticas teóricas e experimentais do ^{126}Te .

PROPRIEDADES ELETROMAGNÉTICAS (^{126}Te)	TEO.	EXP. a)
$Q(2_1^+)$ (e^2F^2)	-33.91	-28(10) ou -20(10)
$\mu(2_1^+)$ (m.n.)	0.364	0.38(6)
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ (e^2F^4)	1198	950(20)
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ (e^2F^4)	15.83	10(3)
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ (e^2F^4)	1358	3180(920)
$B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ (m.n.) ²	1.58×10^{-3}	
$S(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	-5.836	-5.6(5)
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ (e^2F^4)	1678	1303(575)
$B(E2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+)$ (e^2F^4)	922	686(23)
$B(E2; 8_1^+ \rightarrow 6_1^+)$ (e^2F^4)	1283	
$B(E2; 10_1^+ \rightarrow 8_1^+)$ (e^2F^4)	1508	
$t_{1/2}(2_1^+)$ (s)	3.61×10^{-12}	4.52×10^{-12} (12)
$t_{1/2}(2_2^+)$ (s)	1.32×10^{-12}	0.7×10^{-12} (2)
$t_{1/2}(4_1^+)$ (s)	2.09×10^{-12}	2.7×10^{-12} (12)
$t_{1/2}(6_1^+)$ (s)	50.1×10^{-12}	68×10^{-12} (2)
$t_{1/2}(8_1^+)$ (s)	0.76×10^{-12}	
$t_{1/2}(10_1^+)$ (s)	0.95×10^{-9}	13.5×10^{-9}
$I(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	100	100(4)
$I(2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$	27.0	7.1(3)
$I(4_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	35.6	64(3)
$I(4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	100	100(5)
$I(4_2^+ \rightarrow 2_2^+)$	1.32	

a) Ref. TA82

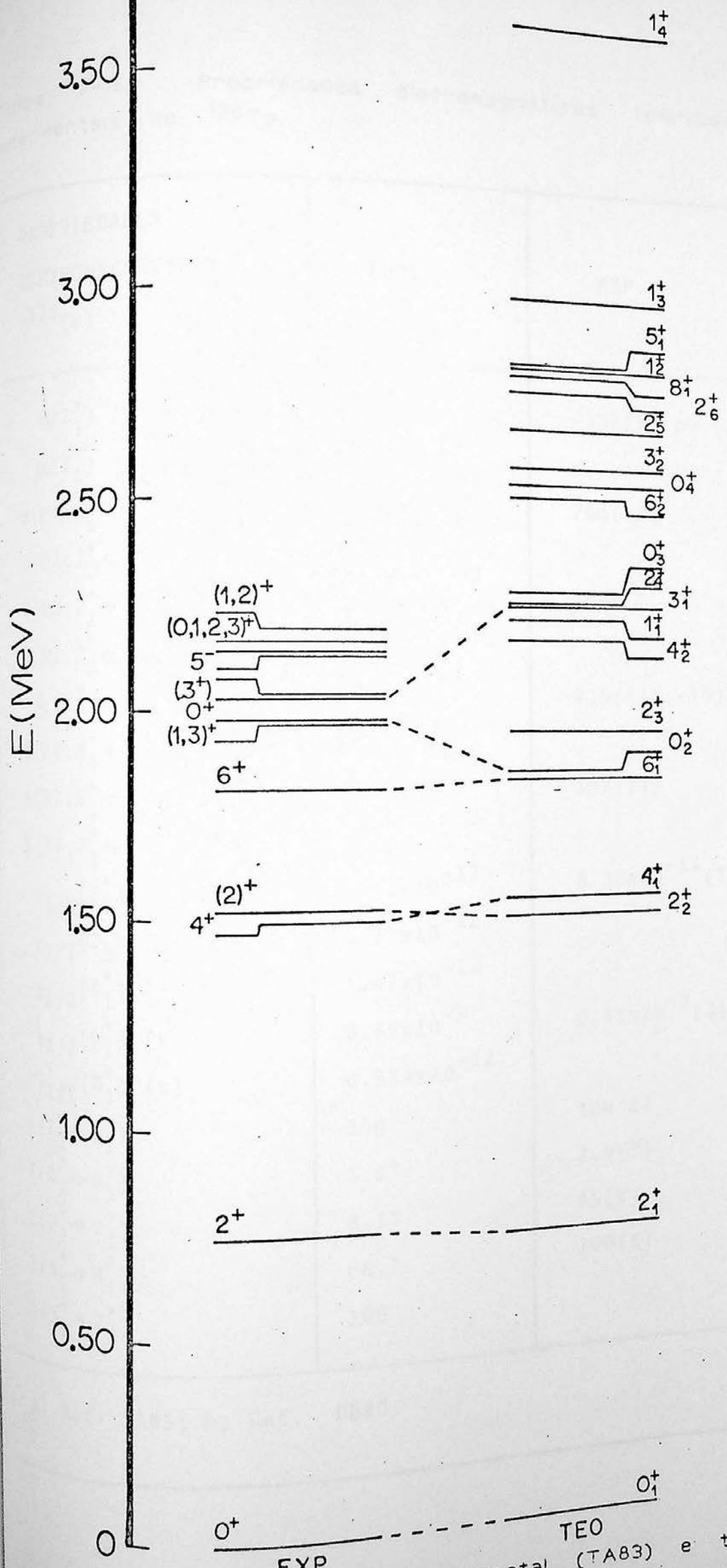


Figura 11.11 Espectro experimental (TA83) e teórico do

Tabela IV-15. Propriedades eletromagnéticas teóricas e experimentais do ^{128}Te .

PROPRIEDADES ELETROMAGNÉTICAS (^{128}Te)	TEO.	EXP.
$Q(2_1^+) (eF^2)$	-15.83	-33(11) ou -26(11)
$\mu(2_1^+) (\text{m.n.})$	0.258	
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) (e^2 F^4)$	1035	766(12)
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+) (e^2 F^4)$	1.74	
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) (e^2 F^4)$	1407	4900
$B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) (\text{m.n.})^2$	5.25×10^{-3}	
$\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	3.356	4.6(+16, -10)
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) (e^2 F^4)$	1647	
$B(E2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+) (e^2 F^4)$	539	-407(27)
$B(E2; 8_1^+ \rightarrow 6_1^+) (e^2 F^4)$	1062	
$t_{1/2}(2_1^+) (\text{s})$	2.42×10^{-12}	3.32×10^{-12} (3)
$t_{1/2}(2_2^+) (\text{s})$	1.27×10^{-12}	
$t_{1/2}(4_1^+) (\text{s})$	1.42×10^{-12}	
$t_{1/2}(6_1^+) (\text{s})$	0.35×10^{-9}	0.45×10^{-9} (3)
$t_{1/2}(8_1^+) (\text{s})$	0.554×10^{-12}	
$I(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	100	100(2)
$I(2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$	3.27	2.9(3)
$I(3_1^+ \rightarrow 2_1^+)$	8.17	45(4)
$I(3_1^+ \rightarrow 4_1^+)$	68.2	100(5)
$I(3_1^+ \rightarrow 2_2^+)$	100	

a) Ref. TA83; b) Ref. DE80.

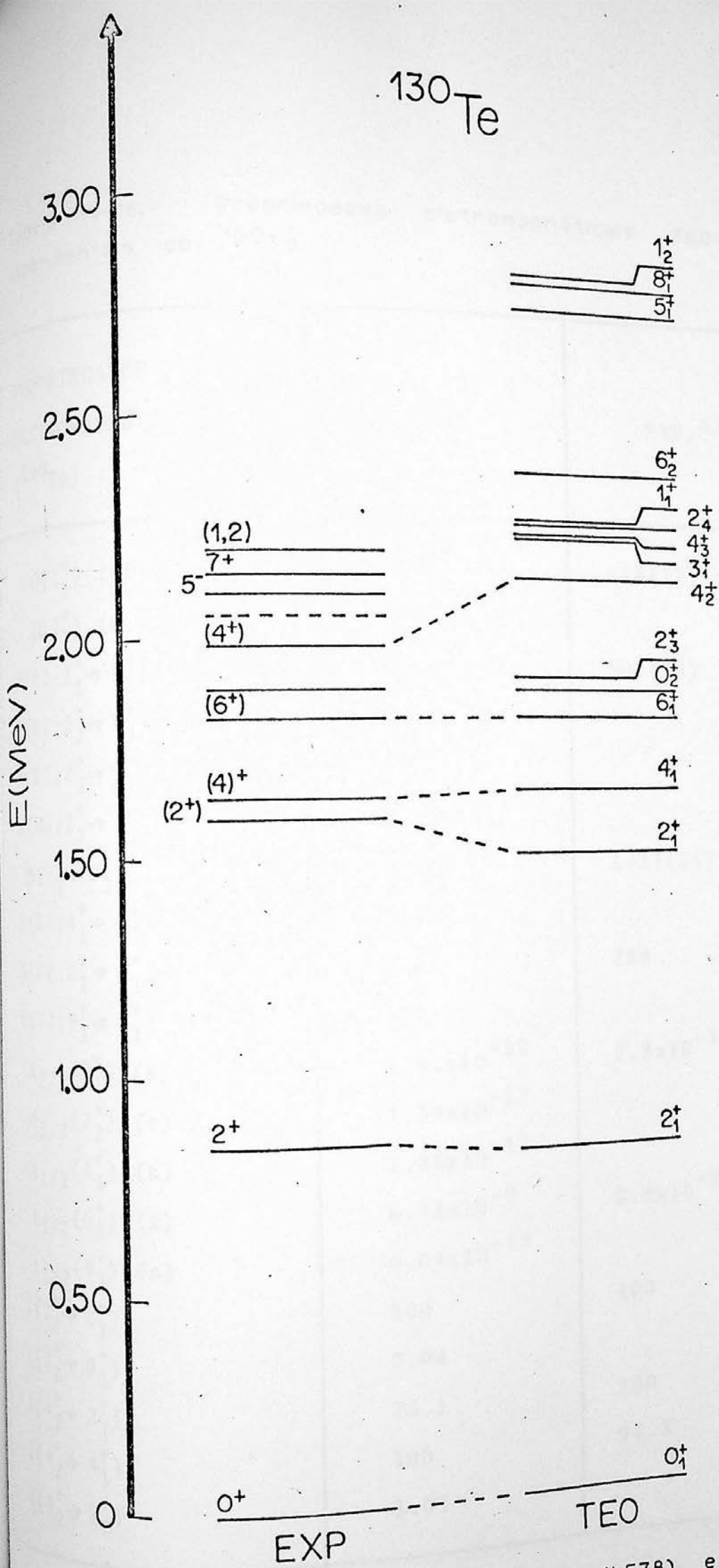


Figura IV-12. Espectro experimental (LE78) e teórico do ^{130}Te .

Tabela IV-16. Propriedades eletromagnéticas teóricas e experimentais do ^{130}Te .

PROPRIEDADES ELETROMAGNÉTICAS (^{130}Te)	TEO.	EXP. a), b)
$Q(2_1^+) (eF^2)$	-6.15	-14(12) ou -9(12)
$\mu(2_1^+) (\text{m.n.})$	0.257	
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) (e^2F^4)$	877	590(14)
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+) (e^2F^4)$	0.02	
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) (e^2F^4)$	979	
$B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) (\text{m.n.})^2$	3.20×10^{-2}	
$\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	1.095	1.37(25)
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) (e^2F^4)$	1448	
$B(E2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+) (e^2F^4)$	419	288
$B(E2; 8_1^+ \rightarrow 6_1^+) (e^2F^4)$	877	
$t_{1/2}(2_1^+) (\text{s})$	1.55×10^{-12}	2.3×10^{-12}
$t_{1/2}(2_2^+) (\text{s})$	1.34×10^{-12}	
$t_{1/2}(4_1^+) (\text{s})$	1.25×10^{-12}	
$t_{1/2}(6_1^+) (\text{s})$	6.74×10^{-9}	9.8×10^{-9}
$t_{1/2}(8_1^+) (\text{s})$	0.64×10^{-13}	
$I(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	100	100
$I(2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$	0.04	
$I(4_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	75.1	100
$I(4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	100	92.3
$I(4_2^+ \rightarrow 2_2^+)$	1.03	

a) Ref. LE78; b) Ref. DE80

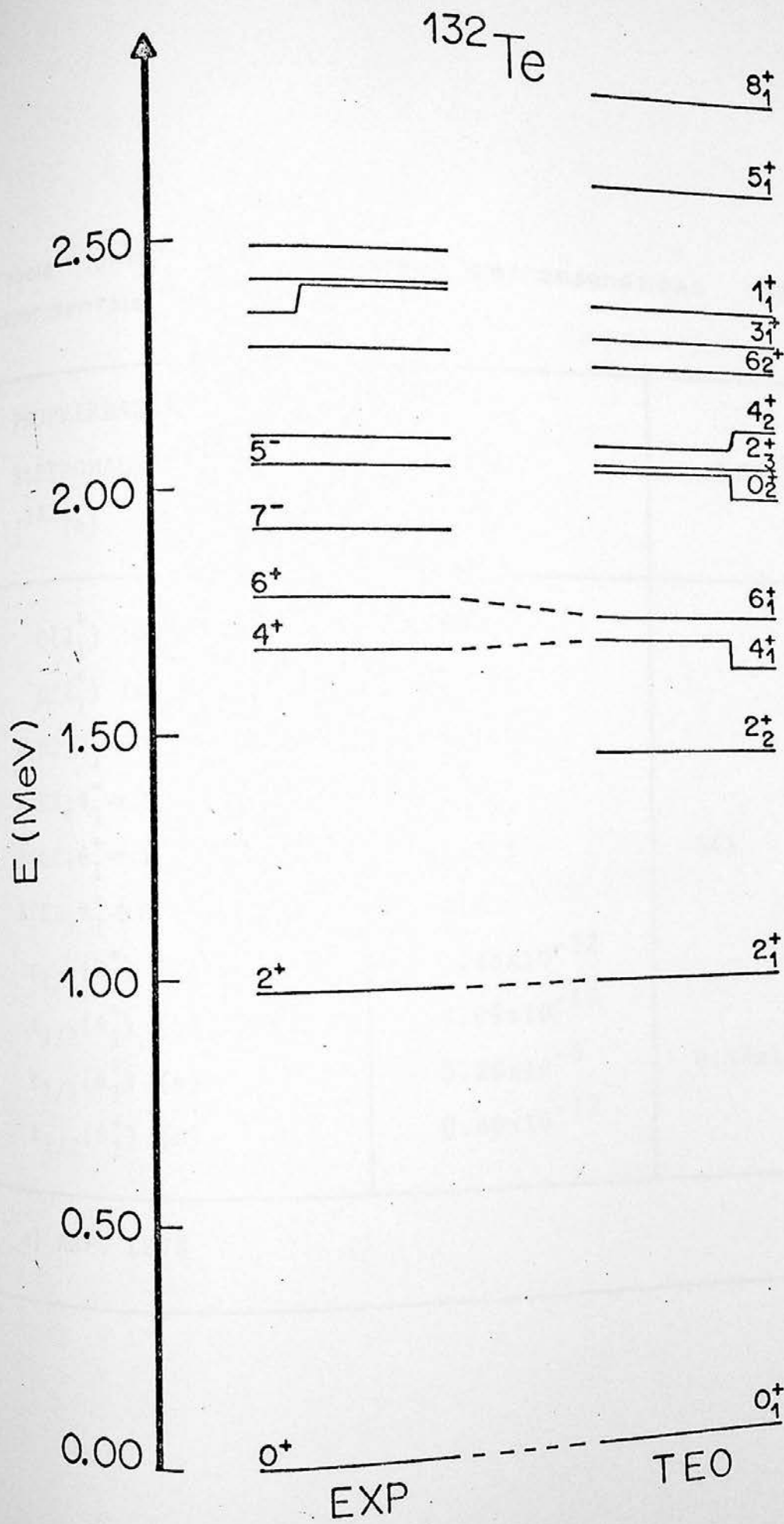


Figura IV-13.
 ^{132}Te .

Espectro experimental (LE78) e teórico do

Tabela IV-17. Propriedades eletromagnéticas teóricas e experimentais do ^{132}Te .

PROPRIEDADES ELETROMAGNÉTICAS (^{132}Te)	TEO.	EXP. a)
$Q(2_1^+)$ (eF^2)	9.22	
$\mu(2_1^+)$ (m.n.)	0.347	
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ (e^2F^4)	513	
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ (e^2F^4)	427	
$B(E2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+)$ (e^2F^4)	193.5	343
$B(E2; 8_1^+ \rightarrow 6_1^+)$ (e^2F^4)	415	
$t_{1/2}(2_1^+)$ (s)	1.26×10^{-12}	
$t_{1/2}(4_1^+)$ (s)	8.09×10^{-12}	
$t_{1/2}(6_1^+)$ (s)	0.25×10^{-6}	0.14×10^{-6}
$t_{1/2}(8_1^+)$ (s)	0.80×10^{-12}	
a) Ref. LE78		

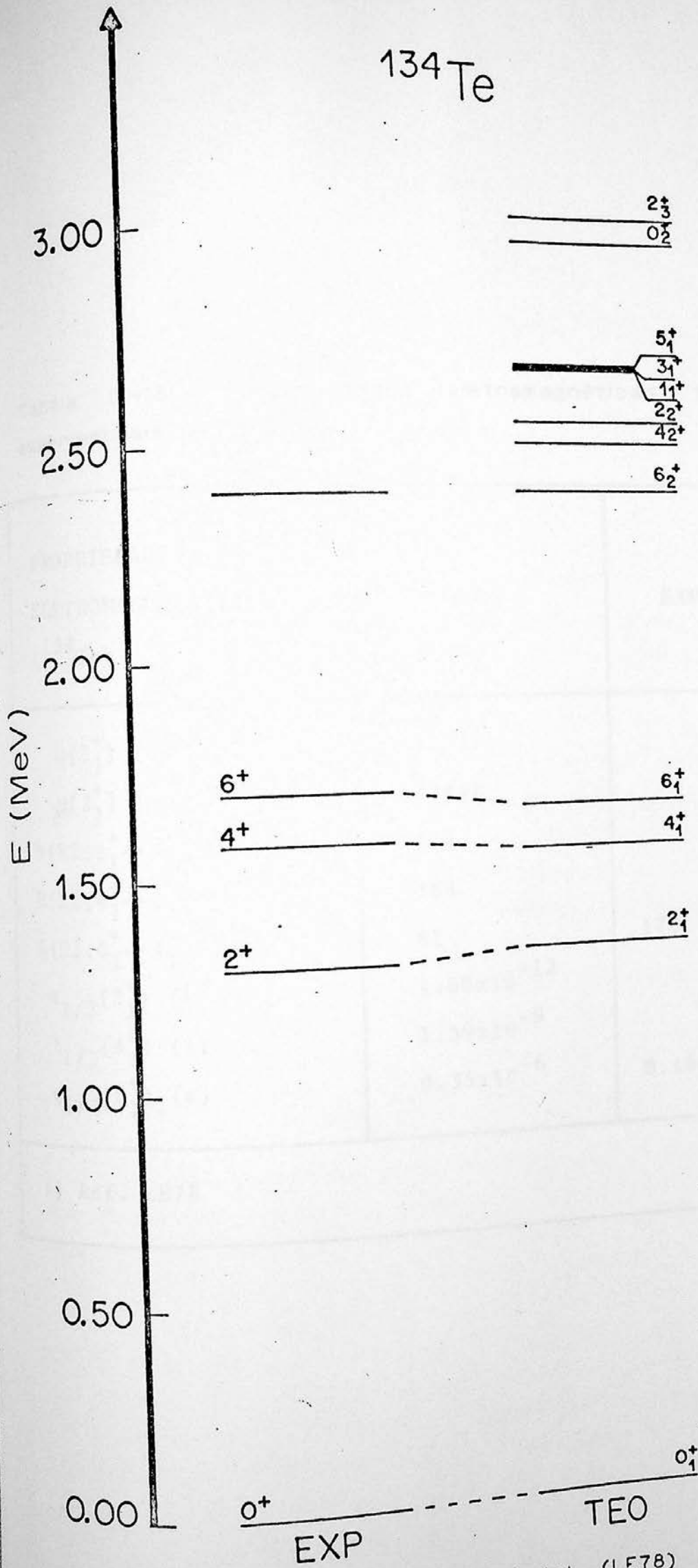
^{134}Te 

Figura IV-14.
 ^{134}Te .

Espectro experimental (LE78) e teórico do

Tabela IV-18. Propriedades eletromagnéticas teóricas e experimentais do ^{134}Te .

PROPRIEDADES ELETROMAGNÉTICAS (^{134}Te)	TEO.	EXP. ^{a)}
$Q(2_1^+)$ (eF^2)	33.21	
$\mu(2_1^+)$ (m.n.)	1.488	
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ (e^2F^4)	104	
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ (e^2F^4)	154	
$B(E2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+)$ (e^2F^4)	81	175
$t_{1/2}(2_1^+)$ (s)	1.60×10^{-12}	
$t_{1/2}(4_1^+)$ (s)	1.59×10^{-9}	
$t_{1/2}(6_1^+)$ (s)	0.35×10^{-6}	0.16×10^{-6}
a) Ref. LE78		

CAPITULO 5

CONCLUSÕES

Usando o Modelo Unificado (vibrador acoplado a dois prótons), procuramos neste trabalho desenvolver cálculos com o intuito de explicar as propriedades experimentais dos 12 isótopos pares de telúrio com número de massa A entre 112 e 134. O ajuste obtido em cada caso parece ser muito bom, especialmente para os isótopos ^{122}Te e ^{126}Te , nos quais estados com energias razoavelmente altas são bem descritos. Apenas para o ^{124}Te aparecem discrepâncias entre valores medidos e resultados calculados (sobretudo com relação às propriedades eletromagnéticas). Aliás, este núcleo está exatamente na região de transição entre núcleos vibracionais típicos (como o ^{122}Te), onde o tripleto de 2 fónons aparece completo, e núcleos γ -instáveis (W156) típicos (como o ^{126}Te), onde o estado O_2^+ se desloca do tripleto.

Dois modelos concorrentes ao Modelo Unificado e que podem ser aplicados para os isótopos pares de telúrio são: o IBM, "Interacting Boson Model" (AR76, AR78, SC78, AR79), e o DDM, "Dynamic Deformation Model" (KU77, KU84). No trabalho de Subber et al. (SU87) são feitos cálculos com estes dois modelos para alguns isótopos pares de telúrio. Nas figuras 3 e 4 deste artigo aparecem representados para o ^{122}Te e para o ^{126}Te os espectros experimentais e os calculados usando o DDM e o IBM. Basicamente até a região de 1.5 MeV um bom ajuste é conseguido com ambos os modelos; é importante ressaltar que com o nosso Modelo Unificado isto também acontece, sendo que apenas no ^{122}Te o nível O_2^+ teórico não aparece na região do tripleto de dois fónons,

como deveria acontecer (mas este resultado é melhorado introduzindo-se os estados com 4 fónons, como foi demonstrado por inúmeros cálculos realizados à parte, incluindo os resultados do capítulo 3). Num outro trabalho do mesmo grupo (PA85), são feitos cálculos para o ^{124}Te usando o IBM e o DDM. Com o IBM obtemos o nível 0_2^+ afastado da região do tripleto (como observado experimentalmente), mas o mesmo não acontece com o DDM. Mardirosian e Stewart (MA84) também concluíram que para o ^{124}Te , usando o IBM, o nível 0_2^+ calculado aparece afastado da região do tripleto de 3 fónons (isto no limite $O(6)$ do IBM); porém, paralelamente a isto os cálculos também fornecem um gap de energia muito grande entre os níveis 4_1^+ e 6_1^+ (o que não acontece na experiência). Para todos os isótopos pares de telúrio com A maior ou igual a 124, o nível 0_2^+ aparece afastado do tripleto. Isto também é observado nos nossos ajustes que são mostrados no capítulo 4. Mas é importante ressaltar que estes ajustes foram feitos com $N_{\text{MAX}}=3$; como a introdução de 4 fónons abaixa o nível 0_2^+ , trazendo-o de volta para a região do tripleto de 2 fónons, o nosso ajuste seguramente piorará ao fazermos $N_{\text{MAX}}=4$ (isto de fato foi observado com alguns cálculos específicos realizados à parte). Parece, então, que a introdução de estados com 4 fónons melhora o ajuste para os níveis de energia de núcleos como o ^{120}Te e o ^{122}Te , que são marcadamente vibracionais, e piora o ajuste de núcleos como o ^{124}Te e o ^{126}Te , que não têm, obviamente, este caráter marcadamente vibracional. Isto é coerente, pois o modelo que estamos usando supõe o núcleo como um VIBRADOR harmônico quadrupolar acoplado a duas partículas.

A figura 14 do trabalho de Subber et al. (SU87) mostra também que tanto o DDM como o IBM não conseguem explicar os altos valores de $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ que ocorrem para alguns isótopos de telúrio. Os nossos ajustes também não explicam estes altos valores experimentais (que têm grandes erros), porém a introdução de estados com 4 fónons melhora bastante os cálculos (como vimos no capítulo 3), indicando, novamente, que o corte da base de estados vibracionais em $N_{\text{MAX}}=3$ é uma aproximação que modifica sensivelmente alguns resultados específicos.

Subber et al. (SU87) também realizaram cálculos (com o IBM e com o DDM) a respeito das seguintes propriedades eletromagnéticas dos telúrios pares: $Q(2_1^+)$, $Q(2_2^+)$, $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$, $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ e $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$. Com exceção dos valores calculados para $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ do ^{122}Te e do ^{124}Te usando o IBM, nenhum resultado calculado parece estar em discordância com a experiência. O mesmo podemos dizer dos nossos resultados calculados para estas propriedades eletromagnéticas com o Modelo Unificado, excetuando-se $Q(2_2^+)$, para o qual não foram feitos cálculos.

Uma outra propriedade esclarecedora das características do núcleo é a mistura multipolar $\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$; o sinal desta mistura multipolar parece ser de importância fundamental, e os nossos resultados calculados têm os sinais corretos (negativo para $^{122}, ^{124}, ^{126}\text{Te}$ e positivo para $^{128}, ^{130}\text{Te}$). Subber et al. (SU86) calcularam o valor desta mistura multipolar para o ^{124}Te usando o IBM e o DDM: os valores obtidos têm o sinal correto (negativo), sendo que o resultado obtido com o IBM está mais próximo do valor experimental. Uma propriedade interessante observada nos nossos cálculos (do capítulo 3) é a de que o sinal da mistura multipolar $\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ varia com o valor do acoplamento partícula-vibrador η , e pode, portanto, ser de grande utilidade no ajuste deste parâmetro de acoplamento.

Analisando os resultados descritos nos capítulos anteriores e as comparações realizadas neste capítulo com modelos "concorrentes", podemos concluir que o Modelo Unificado (núcleo visto como um vibrador acoplado a duas partículas) se aplica muito bem à série de isótopos pares de telúrio, prevendo de forma satisfatória a imensa maioria dos níveis de energia e das propriedades eletromagnéticas experimentais destes isótopos.

APÊNDICE

PROGRAMAS UTILIZADOS NOS CÁLCULOS

Os programas usados nos cálculos realizados neste trabalho foram fundamentalmente dois: o FASTP e o TRANSIC. Estes dois programas foram criados nos anos de 81 e 82 no computador PDP11/45 do Laboratório do Acelerador Linear do IFUSP. Eles foram transferidos por mim em 86 para o computador VAX do Pelletron do IFUSP, para a realização de cálculos mais amplos.

O programa FASTP calcula, basicamente, os níveis de energia e seus respectivos auto-estados no contexto do Modelo Unificado. Inicialmente o programa tem uma rotina de entrada de dados denominada PORTAL; nela são fornecidos os estados de partícula independente considerados e suas respectivas energias, os estados vibracionais considerados e o valor de $\hbar\omega$, o parâmetro G , o tipo de interação entre os dois prótons livres (emparelhamento ou SDI), o parâmetro η de acoplamento partícula-vibrador, o espectro de níveis experimentais do isótopo de telúrio considerado, além de outras informações sobre os resultados que devem ser fornecidos na saída. Em seguida, na rotina de composição de estados (denominada BASEL) são determinados, para cada momento angular, todos os possíveis estados da base; algumas modificações foram feitas na versão inicial do programa para a ampliação da sua capacidade de cálculos (já que o VAX é um computador razoavelmente maior que o PDP11/45): a ordem máxima das matrizes a serem calculadas passou de 250 para 430 (permitindo cálculos com um número de fónons máximo igual a 4) e o número de diferentes momentos angulares de estados a serem calculados passou de 5 para 10. Na rotina de

cálculo dos elementos de matriz do Hamiltoniano (denominada MATRIZ) são calculados, de acordo com o Modelo Unificado, os elementos do Hamiltoniano fora da diagonal, devido à interação entre as partículas (SDI ou emparelhamento) e à interação partícula-vibrador. Estes elementos de matriz são armazenados de forma a depender dos parâmetros do modelo (ou seja, as quantidades armazenadas são H_{INT}/\hbar e H_{12}/G). O próximo passo natural (feito pela rotina MEERA) é a diagonalização do Hamiltoniano (para cada momento angular específico) e a obtenção dos auto-estados e das energias associadas; esta é uma rotina fundamental neste programa. O estado com energia mais baixa fica, então, redefinido como sendo o estado com energia zero e todos os outros estados têm suas energias redefinidas a partir daquele (obviamente, devemos ter pelo menos um auto-estado 0^+ entre os calculados, o estado fundamental dos telúrios pares). Um arquivo de saída de dados é fornecido pelo programa com todas as informações desejadas. Se desejarmos também realizar cálculos a respeito das propriedades eletromagnéticas, podemos obter outros arquivos de saída contendo apenas informações sobre os auto-estados, ou seja, contendo todos os coeficientes da expansão do auto-estado na base de estados construída inicialmente; estes arquivos especiais serão utilizados pelo programa de cálculo das propriedades eletromagnéticas. É importante lembrar que nos dois programas utilizados são usadas rotinas específicas no cálculo dos coeficientes de Clebsch-Gordan (a rotina CLEBGN) e no cálculo dos coeficientes de Racah (a rotina RACAH).

O programa TRANSIC calcula as seguintes propriedades eletromagnéticas: probabilidades de transição reduzidas do tipo $B(M1)$ e $B(E2)$, misturas multipolares $\delta(E2/M1)$, velocidades de transição, meias-vidas de estados, momentos de dipolo elétrico μ e momentos de quadrupolo elétrico Q_2 . O programa TRANSIC só calcula de cada vez propriedades eletromagnéticas que envolvam estados com apenas dois diferentes valores de momento angular. Inicialmente, este programa tem duas rotinas de entrada de dados: a rotina LEPAR, para a leitura dos parâmetros específicos do cálculo das propriedades eletromagnéticas, tais como e^2_{ef} , X e as constantes giromagnéticas g_s , g_l e g_R , e a rotina LEPSI, para a leitura dos coeficientes da

expansão dos auto-estados. Após isto são calculadas duas matrizes diferentes: uma contendo os elementos de transição no espaço de uma partícula (pela rotina ELEPAR) e outra contendo os elementos de transição no espaço do carvão vibrador (pela rotina ELECAR). Os cálculos de cada propriedade eletromagnética desejada são realizados pela rotina AMPLIT (que, obviamente, é a principal rotina deste programa). Os resultados são fornecidos num arquivo de saída específico. Este programa é, em geral, mais rápido que o anterior, pelo fato de não envolver diagonalizações nos seus cálculos.

REFERÊNCIAS

- AL69 G. Alaga, Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi", Course XL (1969) 28.
- AL75 G. Alaga, V. Paar e L. Sips, eds., "Problems of Vibrational Nuclei", North-Holland Publishing Company, Netherlands, 1975.
- AL81 E. S. Almeida e L. Tahuata, "Física Nuclear", Editora Guanabara Dois S.A., 1981.
- AR76 A. Arima e F. Iachello, Ann. of Phys. 99 (1976) 253.
- AR78 A. Arima e F. Iachello, Ann. of Phys. 111 (1978) 201.
- AR79 A. Arima e F. Iachello, Ann. of Phys. 123 (1979) 468.
- BA74 J. Barrette, M. Barrette, R. Haroutunian, G. Lamoureux e S. Monaro, Phys. Rev. C10 (1974) 1166.
- BE71 G. Vandem Berghe e K. Heyde, Nucl. Phys. A163 (1971) 478.
- BE79 G. Vandem Berghe e H. E. Meyer, Nucl. Phys. A323 (1979) 302.
- BE83 G. F. Bertsch, Sci. Am. 248, Nº5 (1983) 40.
- B052 A. Bohr, Dan. Mat. Fys. Medd. 26, Nº14 (1952).
- B069 A. Bohr e B. Mottelson, "Nuclear Structure", vol. II, W. A. Benjamin, 1969.
- BR77 P. J. Brussaard e P. W. M. Glaudemans, "Shell-Model applications in nuclear spectroscopy", North-Holland, 1977.
- CH54 D. C. Choudhury, Dan. Mat. Fys. Medd. 28, Nº4 (1954).
- CH70 P. R. Christensen, G. Lovhoiden e J. Rasmussen, Nucl. Phys. A49 (1970) 302.
- C067 A. Covello e G. Sartoris, Nucl. Phys. A104 (1967) 189.

- C071 B. L. Cohen, "Concepts of Nuclear Physics", McGraw-Hill, 1971.
- CR85 M. T. F. da Cruz, "Modelo Coletivo Vibracional para núcleos par-par esféricos", publicações IFUSP/p-560.
- DE73 E. Degrieck e G. Vandem Berghe, Z. Physik 265 (1973) 393.
- DE74 E. Degrieck e G. Vandem Berghe, Nucl. Phys. A231 (1974) 141.
- DE80 A. M. Demidov, L. I. Govor, I. B. Shukalov, M. R. Akhmed, S. al-Najar, M. A. al-Amili, N. Rammo e N. al-Assafi, Bull. of the Acad. Sc. USSR, Phys. Series, vol. 44, Nº1 (1980) 109.
- EL34 W. Elssasser, J. de Phys. et Rad. 5 (1934) 635.
- EI72 J. M. Eisenberg e W. Greiner, "Nuclear Theory", vol.2, North-Holland Pub. Com., 1972.
- GU62 V. N. Guman, Soviet Phys. JETP 14, Nº3 (1962).
- HA49 O. Haxel, J. H. D. Jensen e H. E. Suess 75 (1949) 1766.
- HA87 A. Hashizume, Y. Tendow e M. Oshima, Nucl. Data Sheets 52 (1987) 641.
- HE67 K. Heyde e P. J. Brussaard, Nucl. Phys. A104 (1967) 81.
- JO74 J. R. Johnson e K. G. Mann, Can. J. Phys. 52 (1974) 406.
- KI63 L. S. Kisslinger e R. A. Sorensen, Rev. Mod. Phys. 35 (1963) 853
- KR70 K. S. Krane e R. M. Steffen, Phys. Rev. C2 (1970) 724.
- KU77 K. Kumar, B. Remaud, P. Aguer, J. S. Vaagen, A. C. Rester, R. Foucher e J. H. Hamilton, Phys. Rev. C16 (1977).
- KU84 K. Kumar, Nuclear Models and the Search for Unity in Nuclear Physics, Universitetsforlaget, Universidade de Bergen, 1984.
- LA82 J. Lange, K. Kumar e J. H. Hamilton, Rev. Mod. Phys. 54 (82) 119 e 673.
- LE78 C. M. Lederer e V. S. Shirley, eds., "Table of Isotopes", 7.a ed., New York, Wiley, 1978.
- L069 V. Lopac, Nucl. Phys. A138 (1969) 19.
- L070 V. Lopac, Nucl. Phys. A155 (1970) 513.

- MA48 M. G. Mayer, Phys. Rev. 74 (1948) 235.
- MA49 M. G. Mayer, Phys. Rev. 75 (1949) 1969.
- MA55 M. G. Mayer e J. H. D. Jensen, "Elementary Theory of Nuclear Shell Structure", John Wiley and Sons, 1955.
- MA82 R. C. Mastroleo, "Cálculo da Razão da Mistura $\delta(E2/M1)$ em certas transições no ^{84}Kr pelo Modelo Unificado", Tese de Mestrado, IFUSP, 1982.
- MA84 G. Mardirosian e N. M. Stewart, Z. Phys. A315 (1984) 213.
- ME83 A. Messiah, "Mecânica Quântica", tomo 2, Editorial Tecnos, Madrid, 1983.
- NA77 I. M. Naqib, A. Christy, I. Hall, M. F. Nolan e D. J. Thomas, J. Phys. G3 (1977) 507.
- PA83 P. R. Pascholati, "Mistura Multipolar E2/M1 em núcleos par-par ^{80}Kr , ^{122}Te e ^{202}Hg ", Tese de Doutorado, IFUSP, 1983.
- PE78 E. F. Pessoa, F. A. B. Coutinho e O. Sala, "Introdução à física nuclear", EDUSP e McGraw Hill do Brasil (1978).
- PL66 A. Plastino, R. Arvieu e S. A. Moszkowski, Phys. Rev. 145 (1966) 837.
- RA57 G. Rakavy, Nucl. Phys. 4 (1957) 289.
- RA59 B. J. Raz, Phys. Rev. 114 (1959) 1116.
- RA87 S. Raman, C. H. Malarkey, W. T. Milner, C. W. Nestor Jr. e P. H. Stelson, At. Data and Nucl. Data Tables 36 (1987) 1.
- RI80 P. Ring e P. Scuck, "The Nuclear Many-Body Problem", Springer-Verlag, New York, 1963.
- RO83 S. J. Robinson, W. D. Hamilton e D. M. Snelling, J. Physik G9 (1983) 961.
- SC55 G. Scharff-Goldhaber and J. Weneser, Phys. Rev. 88 (1955) 212.
- SC78 O. Scholten, F. Iachello e A. Arima, Ann. of Phys. 115 (1978) 325.
- SH63 A. de Shalit e I. Talmi, "Nuclear Shell Theory", Academic Press, New York, 1963.
- ST65 P. H. Stelson e L. Grodzins, Nucl. Data A1 (1965) 21.

- SU86 A. R. H. Subber, P. Park, W. D. Hamilton, K. Kumar, K. Schreckenbach e G. Colvin, J. Phys. G12¹ (1986) 881.
- TA82 T. Tamura, Nucl. Data Sheets 36 (1982) 260.
- TA83 T. Tamura, Nucl. Data Sheets 38 (1983) 231.
- TA84 T. Tamura, Nucl. Data Sheets 41 (1984) 474.
- TA86 T. Tamura, Nucl. Data Sheets 49 (1986) 360.
- TA87 T. Tamura, K. Miyano e S. Ohya, Nucl. Data Sheets 51 (1987) 329.
- WI56 L. Wilets e M. Jeans, Phys. Rev. 102 (1956) 788.
- ZH72 Z. T. Zhelev, N. G. Zaitseva e S. S. Sabivov, Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser. 35 (1972) 40.