

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

CORRELAÇÃO ANGULAR GAMA-GAMA PARA TRANSIÇÕES NOS NÚCLEOS DE
 ^{127}Te e ^{129}Te

Maristela Olzon Montairo Dionysio da Souza

Tese apresenta como parte dos requisitos
para obtenção do Grau de "Doutor na Área
de Concentração em Tecnologia Nuclear
Básica."

539.163.3

Dr. Rajendra Narain Saxena

S729c

1984
SÃO PAULO

Dedico este trabalho ao
Sylvio,
aos meus filhos,
Renata e Danilo e à
minha mãe.

Agradecimentos

Este trabalho não teria sido realizado sem a orientação segura e a compreensão do Dr. Rajendra N. Saxena. A ele o meu mais sincero agradecimento.

Ao Dr. Fernando C. Zawislak, pelas valiosas discussões no decorrer do trabalho.

Ao Dr. Hélio Dias, pelo apoio, paciência e estímulo, indispensáveis à realização de grande parte do trabalho.

À Dra. Laura T. Atalla, não só pelo incentivo e amizade, como também pela ajuda em parte das separações químicas.

A toda a equipe do Acelerador Linear do IFUSP, em especial ao Juarez Arruda e Ribamar Eleutério, pelo empenho nas irradiações noturnas das amostras.

À equipe do reator IEA-RI pelas irradiações das amostras.

Ao Gelson T. Otani, pela desinteressada e eficiente colaboração na solução de problemas de computação surgidos.

Ao Dr. Vito R. Vanin, pela paciência na leitura da tese e valiosas sugestões.

Ao Philippe Gouffon, Raul T. Yozhiyoka e José Carlos Rossi, pela ajuda na confecção dos gráficos. A este último e ao Valmir A. Chitta, pela ajuda nas correções de datilografia.

Ao Renato Matheus, pela colaboração no acerto das referências.

À Neube E.D.G. Stabili e M. Lourdes Moraes, pela datilografia.

A FAPESP, pelo apoio financeiro, através da concessão da bolsa de doutoramento no período de 1979 a 1982.

Ao IPEN-ONEN/SP, pela oportunidade da realização do trabalho junto ao Grupo de Correlação Angular.

À Universidade Federal de São Carlos pela concessão de afastamento para a realização do trabalho.

CORRELAÇÃO ANGULAR GAMA-GAMA PARA TRANSIÇÕES NOS NÚCLEOS DE

^{127}Te e ^{129}Te

Maristela Olzon Monteiro Dionysio de Souza

RESUMO

A correlação angular direcional de transições gama coincidentes nos núcleos de ^{127}Te e ^{129}Te foi medida a partir do decaimento β^- do ^{127}Sb ($T_{1/2} = 3,9$ dias) e ^{129}Sb ($T_{1/2} = 4,3$ horas) respectivamente, usando espectrômetros gama Ge(Li) - Ge(Li) e Ge(Li) - NaI(Tl).

Foram realizadas medidas para quatorze cascatas gama no ^{127}Te e para doze cascatas no ^{129}Te , resultando na determinação de razões de mistura multipolar, $\delta(E2/M1)$, para quatorze transições no ^{127}Te e dezesseis transições no ^{129}Te . Para o ^{127}Te , presentes resultados confirmaram alguns dos valores de δ obtidos anteriormente através de um estudo de Orientação Nuclear.

Além disso, spin e paridade da maioria dos níveis envolvidos no estudo, em ambos os núcleos, ou foram estabelecidos, ou resultados de estudos anteriores foram confirmados.

O fator g do nível de spin $9/2^-$ e energia 340 keV do ^{127}Te foi medido usando o método de Correlação Angular Perturbada Integral e o campo hiperfino magnético do Te em matriz de Ni. Este resultado bem como o resultado de $\delta(E2/M1)$ para a transição gama de 252 keV ($9/2^- \rightarrow 11/2^-$) reforça uma

interpretação anterior deste estado como resultado de um acoplamento anômalo.

Foram realizados cálculos de $\delta(E2/M1)$, através do modelo de acoplamento fonon-quase-partícula, que foram comparados com os resultados experimentais obtidos.

Foram, finalmente, feitas comparações entre algumas propriedades dos presentes núcleos com seus vizinhos, ^{125}Te e ^{131}Te .

ANGULAR CORRELATION GAMMA-GAMMA FOR GAMA TRANSITIONS IN ^{127}Te
AND ^{129}Te

Maristela Olzon Monteiro Dionysio de Souza

ABSTRACT

The directional angular correlation of coincident γ -transitions in ^{127}Te and ^{129}Te have been measured following the β^- decay of ^{127}Sb ($T_{1/2} = 3,9\text{d}$) and ^{129}Sb ($T_{1/2} = 4,3\text{y}$) respectively, using Ge(Li)-Ge(Li) and Ge(Li) - NaI(Tl) spectrometers.

Measurements have been carried out for fourteen gamma cascades in ^{127}Te and twelve cascades in ^{129}Te resulting in the determination of multipole mixing ratios, $\delta(E2/M1)$, for fourteen γ -transitions in ^{127}Te and sixteen γ -transitions in ^{129}Te . In the case of ^{127}Te present results confirmed some of the mixing ratios determined in the earlier study of Nuclear Orientation. Present results together with the results of earlier studies also permitted definite assignments of spins to the majority of levels in ^{127}Te and ^{129}Te involved in the present study.

The g factor of the 340 keV ($9/2^-$) level of ^{127}Te was measured using the Integral Perturbed Angular Correlation method and the hyperfine field of Te in Ni matrix. This result and the $\delta(E2/M1)$ value for the 252 keV ($9/2^- \rightarrow 11/2^-$) gamma transition support the earlier interpretation for this state as an anomalous coupling state.

The phonon-quasiparticle coupling scheme was used to calculate the mixing ratios, $\delta(E2/M1)$ for several gamma transitions in ^{127}Te and ^{129}Te and the results are compared with the experimental values. A comparison of some of the properties of the tellurium odd mass nuclei with $A = 125 - 131$ has been made in order to illustrate the systematic variation of these properties with mass number.

Í N D I C E

Página

INTRODUÇÃO	1
------------------	---

CAPÍTULO I

NOÇÕES DE CORRELAÇÃO ANGULAR

1-1. <i>Introdução</i>	4
1-2. <i>Correlação angular direcional γ-γ</i>	5
1-3. <i>Correlação angular perturbada</i>	11
1-4. <i>Medida do fator-g nuclear de estados excitados pelo método de correlação angular</i>	14

CAPÍTULO II

INSTRUMENTAÇÃO, ANÁLISE DOS DADOS

II-1. <i>Instrumentação</i>	17
II-1.1 - <i>Detectores gama</i>	17
II-1.2 - <i>Espectrômetros</i>	18
a) <i>Espectrômetro para correlação angular γ-γ</i>	18
b) <i>Espectrômetro com eletroímã</i>	19

	Página
11-1.3 - Sistemas eletrônicos	21
a) Sistema eletrônico in- tegral	21
b) Sistema eletrônico di- ferencial	23
11-1.4 - Procedimento experimental	26
a) Medidas de correlação angular γ - γ direcional.....	26
b) Medida de correlação angular perturbada	27
11-2. <i>Análise dos dados</i>	28
11-2.1 - Obtenção dos coeficientes de correlação angular A_{22} e A_{44}	28
11-2.2 - Obtenção de misturas mul- tipolares $\delta(E2/M1)$	32
11-2.3 - Obtenção do fator g nu- clear	35

CAPÍTULO III

CORRELAÇÃO ANGULAR γ - γ NO NÚCLEO DE ^{127}Te

III-1. <i>Introdução</i>	37
III-2. <i>Técnica experimental</i>	40

	Página
III-2.1 - Preparação da fonte radioa- tiva de ^{127}Sb ($T_{1/2} = 93 \text{ h}$)	40
III-2.2 - Preparação da liga Ni-Sb	44
III-2.3 - Medidas de correlação angu- lar direcional γ - γ	45
III-2.4 - Medida do fator g nuclear do nível de 340 keV	55
III-3. Resultados experimentais	56

CAPÍTULO IV

CORRELAÇÃO ANGULAR γ - γ NO NÚCLEO DE ^{129}Te

IV-1. Introdução	84
IV-2 Técnica experimental	88
IV-2.1 - Preparação da fonte radioati- va de ^{129}Sb ($T_{1/2} = 4,3 \text{ h}$)	88
IV-2.2 - Medidas de correlação angular direcional γ - γ	90
IV-3 Resultados experimentais	101

CAPÍTULO V

DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

	Página
V-1. Cálculos teóricos comparados com os resultados experimentais	121
V-1.1 - Modelo do acoplamento de um vibrador a uma quase-partícula	121
a) Hamiltoniano	122
b) Autofunções, autovalores e diagonalização	127
V-1.2 - Propriedades eletromagnéticas	128
V-1.3 - Comparação entre os valores experimentais e os cálculos teóricos	130
a) Parâmetros	130
b) Espectros e funções de onda	132
c) Nível $9/2_{(1)}$	141
d) Razões de mistura multipolar	143
V-2. Sistemática de resultados experimentais nos núcleos de Te com A ímpar	152

CAPÍTULO VI

CONCLUSÃO	163
APÊNDICE 1	165

LISTA DAS TABELAS

Tabela	Título	Página
III-1	Cascatas gama medidas para cada posição da janela selecionada no monocanal (^{127}Te)	47
III-2	Valores de A_{22} e A_{44} para cascadas gama no ^{127}Te	57-8
III-3	Valores das razões de mistura multipolar para as transições gama misturadas no ^{127}Te	62-7
III-4	Resultados obtidos para w_B e para o fator g do nível de 340 keV	70
IV-1	Cascatas gama medidas para cada posição da janela selecionada no monocanal (^{129}Te)	93
IV-2	Valores de A_{22} e A_{44} para cascadas gama no ^{129}Te	102
IV-3	Valores das razões de mistura multipolar para as transições gama misturadas no ^{129}Te	105-8
V-1	Parâmetros usados nos cálculos	133
V-2	Funções de onda para os níveis de paridade negativa (^{127}Te e ^{129}Te)	137

Tabela	Título	Página
V-3	Funções de onda para os níveis de paridade positiva	138-40
V-4	Resultados teóricos para $\delta(E2/M1)$ do núcleo de ^{127}Te	144-5
V-5	Resultados teóricos para $\delta(E2/M1)$ do núcleo de ^{129}Te	146-7
V-6	Fatores g do estado $9/2^-$ nos núcleos de $^{125,127}\text{Te}$ comparados com as predições de Kuriyama e outros	156
V-7	Valores experimentais de $\delta(E2/M1)$ nos núcleos de $^{125-129}\text{Te}$	159

LISTA DAS FIGURAS

Figura	Título	Página
I-1	Esquema típico de níveis	7
I-2	Geometria típica para medidas de coincidência	7
II-1	Esquema do eletroímã refrige- rado a óleo	20
II-2	Sistema eletrônico integral	22
II-3	Sistema eletrônico diferencial	24
III-1	Esquema de decaimento do ^{127}Sb para os níveis do ^{127}Te propos- to por Ragaini e outros	38
III-2	Esquema da separação química para a obtenção da fonte radioa- tiva de ^{127}Sb	41
III-3	Espectro direto de raios γ do decaimento do ^{127}Sb , do detec- tor de Ge(Li)	43
III-4	Espectro direto de raios γ do decaimento do ^{127}Sb , do detec- tor de NaI(Tl)	46
III-5	Espectro de coincidência gama- gama para a janela centrada em 252 keV	49

Figura	Título	Página
III-6	Espectro de coincidências gama-gama para a janela centrada em 412 keV	50
III-7	Espectro de coincidências gama-gama para a janela centrada em 473 keV	51
III-8	Espectro de coincidências gama-gama para a janela na região de 500 a 600 keV	52
III-9	Espectro de coincidências gama-gama para a janela centrada em 686 keV	53
III-10	Função correlação angular teórica e os pontos experimentais da função para as diversas cascatas gama no ^{127}Te	59-61
III-11	Esquema de decaimento parcial do ^{127}Sb para os níveis do ^{127}Te consistente com os presentes resultados	68
VI-1	Esquemas propostos por Calway e Sharma e Ohya e outros para o decaimento do ^{129}Sb para os níveis do ^{129}Te	86

Figura	Título	Página
IV-2	Espectro direto de raios γ do decaimento do ^{129}Sb , do detector de Ge(Li)	91
IV-3	Espectro direto de raios γ do decaimento do ^{129}Sb , do detector de NaI(Tl)	92
IV-4	Espectro de coincidências gama-gama para a janela centrada em 359 keV	94
IV-5	Espectro de coincidências gama-gama para a janela centrada em 684 keV	95
IV-6	Espectro de coincidências gama-gama para a janela centrada em 813 keV	96
IV-7	Espectro de coincidências gama-gama para a janela centrada em 966 keV	97
IV-8	Função correlação angular teórica e os pontos experimentais da função para as diversas cascatas do ^{129}Te	103-4
IV-9	Esquema de decaimento parcial do ^{129}Sb para os níveis do ^{129}Te consistente com os presentes resultados	109

Figura	Título	Página
V-1	Níveis de energia experimentais e calculados relativos ao nú- cleo de ^{127}Te	134
V-2	Níveis de energia experimentais e calculados relativos ao nú- cleo de ^{129}Te	135
V-3	Sistemática dos estados de bai- xa energia nos núcleos de $^{125-131}\text{Te}$	153

INTRODUÇÃO

A compreensão da estrutura nuclear é um dos principais problemas da Física Nuclear atual. Várias são as teorias que já foram propostas para explicar a força nuclear não tendo sido obtida ainda uma formulação matemática precisa para esta força.

A determinação de parâmetros nucleares tais como energia, spin, paridade e momento magnético nuclear dos diversos níveis nucleares tem contribuído bastante para um entendimento maior da estrutura nuclear, constituindo-se num teste essencial para os vários formalismos teóricos propostos. Os resultados experimentais sugerem ainda as linhas gerais dos futuros desenvolvimentos tanto no campo teórico como experimental.

Dentre as diversas técnicas de espectroscopia nuclear, a de Correlação Angular gama-gama ocupa uma posição importante. Esta técnica se baseia na medida de coincidência entre radiações gama sucessivas permitindo a determinação de spins e momentos magnéticos nucleares dos níveis envolvidos, além da razão de mistura multipolar $\delta(E2/M1)$ das diversas transições envolvidas, parâmetros que são fundamentais no estudo de um núcleo. Esta técnica também pode ser utilizada em estudos de estrutura física e química de liga e cristais.

No presente trabalho foram realizadas medidas de Correlação Angular gama-gama nos núcleos de ^{127}Te e ^{129}Te , a partir do decaimento β^- do ^{127}Sb e ^{129}Sb , respectivamente, utilizando um espectrômetro automático com uma combinação de

um detector de NaI(TL) e um Ge(Li) e também com a combinação de dois Ge(Li).

Os níveis de energia destes isótopos, bem como do ^{125}Te , vem sendo estudados extensivamente através de reações $(\alpha, 3n\gamma)^{53}$, como também através de estudos de reações de transferência de partícula como $(d,p)^{28,43,44,52,66}$, $(d,t)^{52}$, $(p,p')^{23}$, $(^3\text{He},\alpha)^{32,35,38}$ e $(t,d)^{75}$.

Estudos complementares dos níveis populados nestes núcleos por decaimento beta dos respectivos isótopos de Sb vem sendo feitos 24,69,70,71,90 . No entanto, com exceção do ^{125}Te , para o qual existem várias medidas de Correlação Angular 10,11,29,51,56,92,93 , havia medidas anteriores com esta técnica para apenas duas cascatas fortes no ^{127}Te , não havendo para nenhuma no ^{129}Te . Com o objetivo de preencher estas lacunas, realizamos medidas de Correlação Angular γ - γ para quatorze cascatas no ^{127}Te e doze no ^{129}Te . Fizemos, ainda, a medida do fator g do nível de 340 keV do ^{129}Te , usando o método de rotação integral e o campo hiperfino magnético do Te em matriz de Ni.

Uma descrição sucinta da teoria envolvida e da técnica empregada precede a apresentação dos resultados. Dessa forma, no primeiro capítulo são apresentados resumos sobre os princípios gerais da correlação angular e a correlação perturbada. No segundo capítulo são descritas as condições experimentais em que foram efetuadas as medidas, seguidas da descrição dos métodos empregados no tratamento dos dados obtidos. O terceiro e quarto capítulos apresentam uma descrição das experiências realizadas com o núcleo de ^{127}Te .

e ^{129}Te e os resultados obtidos. No quinto capítulo são apresentados resultados teóricos obtidos com o uso do modelo de acoplamento quase-partícula-fonon para fins de comparação com os resultados experimentais obtidos, além de uma discussão comparativa com outros núcleos vizinhos, baseada em resultados experimentais. Finalmente, no sexto capítulo, são apresentadas as conclusões do presente trabalho.

As expressões matemáticas bem como as figuras e tabelas são numeradas para cada capítulo com o número do capítulo, em romano, precedendo o número de ordem. As referências bibliográficas são numeradas de acordo com a ordem alfabética e se encontram após o sexto capítulo. Antecedendo as referências, está o Apêndice 1.

CAPÍTULO I

NOÇÕES DE CORRELAÇÃO ANGULAR

1-1. Introdução

Em 1940, Dunworth³³ sugeriu a existência de correlação angular entre as direções de emissão de radiações nucleares sucessivas. No mesmo ano, foi feito o primeiro estudo teórico desta correlação por Hamilton⁴⁵; estudo este que foi aprimorado em 1946 por Goertzel⁴⁰, considerando-se perturbações de campos extra-nucleares sobre a correlação angular. Foi, somente, em 1947 que Brady e Deutsch^{20,22} obtiveram a primeira evidência experimental da existência de correlação angular entre dois raios gama emitidos em cascata. O interesse pelo estudo da correlação angular se intensificou e a teoria se desenvolveu ao mesmo tempo que a técnica experimental, tornando, então, a técnica de correlação angular um padrão em espectroscopia nuclear.

A teoria da correlação angular gama-gama tem por base princípios gerais de simetria que levam à conservação do momento angular e da paridade. Existem publicações bastante completas sobre o assunto tais como os artigos de Rose e Brink⁷², Frauenfelder e Steffen³⁷, Biedenharn e Rose¹⁴, Steffen e Alder⁸¹ e Gill³⁹. Os trabalhos de Twin⁸⁵ e Hamilton⁴⁶ tratam de detalhes sobre as técnicas experimentais envolvidas.

Faremos aqui um breve resumo dos aspectos gerais da

teoria envolvida no fenômeno de correlação angular, com a finalidade de introduzir os resultados gerais, bem como a notação. Este resumo se baseia nas publicações acima referidas.

1-2. Correlação angular direcional γ - γ :

Quando não existe nenhum fator de orientação dos spins de uma amostra radioativa, como por exemplo a presença de um campo magnético forte a uma baixa temperatura⁵⁸, esta amostra apresentará uma distribuição isotrópica para os raios gama emitidos.

Examinemos o caso em que os núcleos da amostra decaem para estados menos excitados através da emissão sucessiva de duas radiações γ_1 e γ_2 . Se os núcleos não estiverem orientados ou alinhados, as duas radiações serão emitidas isotropicamente; porém, se γ_1 for detectado numa direção particular, automaticamente, estará sendo selecionado um conjunto de estados nucleares intermediários com os spins alinhados relativamente à direção do fóton γ_1 (devido à dependência angular entre a direção de emissão e o eixo do spin nuclear). A segunda radiação, γ_2 , será, então, emitida de um estado alinhado e mostra uma correlação angular definida com respeito à primeira radiação, γ_1 . Esta maneira de obtenção de anisotropia angular é a que foi utilizada nas medidas do presente trabalho.

Quando se observam apenas as direções das radiações, o método de medida é chamado CORRELAÇÃO ANGULAR DIRECIONAL.

Para ocorrer a correlação angular anisotrópica entre γ_1 e γ_2 é necessário que o spin do estado intermediário permaneça

neça alinhado até a emissão de γ_2 . Isso requer que a vida média do estado intermediário seja pequena ($\tau \approx 10^{-10}$ s) e, ou, que a forma física da amostra seja tal que não existam ou sejam negligenciáveis os campos extranucleares que perturbam a orientação do spin. Nestas condições, a correlação é denominada CORRELAÇÃO ANGULAR DIRECIONAL NÃO PERTURBADA e permite a obtenção de dados que fornecem informações sobre spins dos níveis nucleares envolvidos e multipolaridades das radiações emitidas. As correlações angulares direcionais γ - γ dependem do spin, mas, não, das paridades dos estados envolvidos. Uma maneira de se obter a paridade é através da medida não apenas da direção, mas também da polarização das radiações gama.

Consideremos a descrição da Correlação Angular γ - γ não perturbada. Seja um núcleo que decai para estados menos excitados através de emissão de raios γ em sequência (γ_1 e γ_2) envolvendo três níveis com spins I_i , I e I_f e energia E_i , E e E_f , conforme Figura 1-1, onde: π representa a paridade, τ a vida média do estado intermediário e L a multipolaridade.

Cada uma das transições é caracterizada por um número quântico de momento angular ou multipolaridade L e um número quântico magnético M . A geometria utilizada para medidas de correlação angular γ - γ se encontra na figura 1-2. O núcleo cujo esquema está na figura 1-1 decai emitindo as duas radiações γ_1 e γ_2 nas direções \vec{k}_1 e \vec{k}_2 , dentro dos ângulos sólidos $d\Omega_1$ e $d\Omega_2$, respectivamente. As direções \vec{k}_1 e \vec{k}_2 formam, entre si, o ângulo θ . Um dos detectores (por exemplo o detector 1) é mantido fixo e o outro se movimenta ocupando várias

FIGURA 1-1
Esquema Típico de Níveis

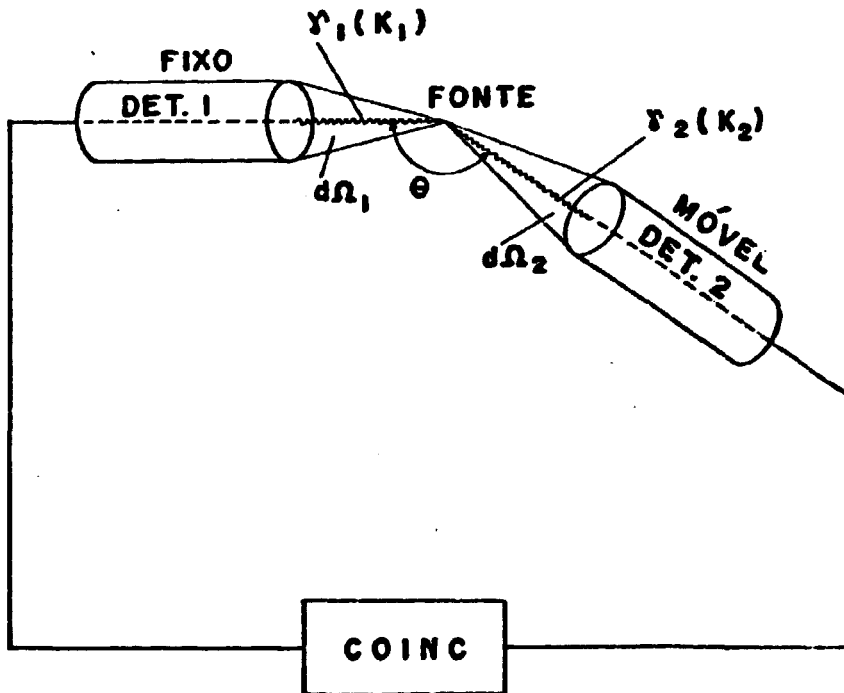
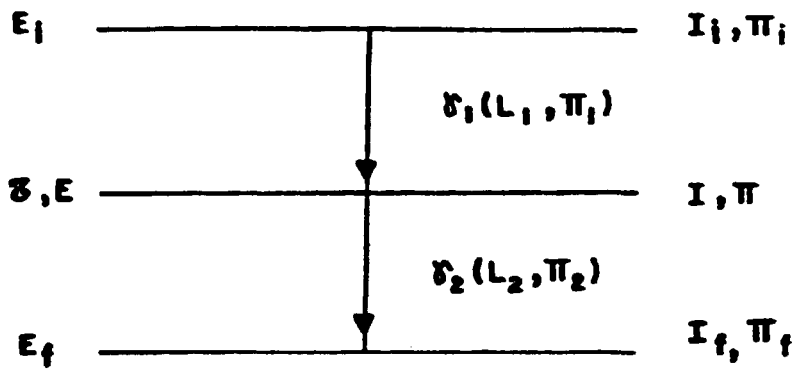


FIGURA 1-2

Geometria típica para medidas de coincidências.

Obs: No texto estão definidos os significados das letras apresentadas nas figuras acima.

posições angulares, definindo diversos valores de θ . θ que se mede é a taxa de coincidências entre as duas radiações em função do ângulo θ . A função que exprime a dependência angular da taxa de coincidências se chama FUNÇÃO CORRELAÇÃO ANGULAR das duas radiações nucleares e depende dos spins I_i , I e I_f dos três níveis da cascata nuclear e do caráter multipolar da radiação. Representaremos essa função por $W(\theta)$, sendo que $(W(\theta)d\Omega_1d\Omega_2)$ representa a probabilidade de um núcleo que decai através da sequência $I_i \xrightarrow{\gamma_1} I \xrightarrow{\gamma_2} I_f$ emitir duas radiações: uma na direção \vec{k}_1 dentro de um ângulo sólido $d\Omega_1$ e outra, na direção \vec{k}_2 dentro de $d\Omega_2$, conforme a figura 1-2. A relação matemática que expressa, convenientemente, esta função $W(\theta)$ é uma série finita de polinômios pares de Legendre do ângulo θ :

$$W(\theta) = \sum_{kk} A_{kk} P_k(\cos\theta) \quad k = 0, 2, 4, \dots \quad (1.1)$$

O valor máximo de k é determinado pela regra: $k_{\max} =$ valor mínimo entre $(2I, 2L_1, 2L_2)$. Em geral, $k_{\max} \leq 4$, pois variações de momento angular maiores do que $|I_f - I| = 2$ na segunda transição resultariam em vidas médias τ longas para o estado intermediário, tornando difícil a medida de correlação angular sem perturbação externa.

É usual normalizar-se a expressão de $W(\theta)$, dividindo-se cada coeficiente A_{kk} por A_{00} , ou seja:

$$W(\theta) = 1 + \sum_k A_{kk} P_k(\cos\theta) \quad k=2, 4, \dots \quad (1.2)$$

Os coeficientes A_{kk} dependem dos spins dos níveis envolvidos e das multipolaridades das transições. Cada coefi-

ciente pode ser escrito como o produto de dois fatores, em que cada um deles depende, somente, de uma das transições:

$$A_{kk} = A_k(\gamma_1) \cdot A_k(\gamma_2) \quad (1.3)$$

Em geral, apenas as duas ordens multipolares mais baixas é que contribuem, predominantemente, apesar de serem permitidas componentes multipolares de ordem mais alta. Desse forma, suponhamos que cada uma das transições gama é caracterizada por suas componentes multipolares L_1 , $L_1' = L_1 + 1$ e L_2 , $L_2' = L_2 + 1$. A grande maioria dos resultados experimentais confirmam uma maior frequência da mistura $M1 + E2$ e mais raramente, a mistura $E1 + M2$ (a letra M(E) significa magnético (elétrico) e o número 1(2) significa dipolo (quadropolo)).

Definem-se as razões de mistura multipolar para os raios gama através das expressões:

$$\delta(\gamma_1) = \frac{\langle 1 || T_{L_1'}^{<\sigma'>} || 1_i \rangle / (2L_1' + 1)^{1/2}}{\langle 1 || T_{L_1}^{<\sigma>} || 1_i \rangle / (2L_1 + 1)^{1/2}} \quad (1.4)$$

$$e \quad \delta(\gamma_2) = \frac{\langle 1_f || T_{L_2'}^{<\sigma'>} || 1 \rangle / (2L_2' + 1)^{1/2}}{\langle 1_f || T_{L_2}^{<\sigma>} || 1 \rangle / (2L_2 + 1)^{1/2}} \quad (1.4')$$

onde: $|1_i\rangle$ e $|1\rangle$ (ou $|1\rangle$ e $|1_f\rangle$) representam as funções de onda do estado inicial e final do núcleo, respectivamente, para γ_1 (ou γ_2)

$T_L^{<\sigma>}$ são os operadores de interação multipolar

$$L_2' = L_2 + 1, L_1' = L_1 + 1$$

$\langle \sigma' \rangle = E$, $\langle \sigma \rangle = M$ indicam interação elétrica ou magnética, respectivamente.

Pode-se interpretar fisicamente a razão de mistura como sendo:

$$\delta^2 = \frac{\text{intensidade da transição } L_n'}{\text{intensidade da transição } L_n} \quad (1.5)$$

O valor de δ pode ser positivo ou negativo, dependendo da definição de fase dos elementos de matriz reduzidos. Deve-se ter este fato em mente ao se comparar o sinal de um valor de δ medido com o valor calculado com base em um certo modelo nuclear. A convenção de fase usada no presente trabalho para os valores medidos de δ é a de Rose e Brink⁷².

Existe uma relação entre os elementos de matriz, em consequência do que o sinal de δ pode mudar, se a sequência das transições na cascata é invertida:

$$\langle I_i || L || I \rangle (2I+1)^{1/2} = (-1)^{I_i - I + L} (2I_i + 1)^{1/2} \langle I || L || I_i \rangle \quad (1.6)$$

Os coeficientes $A_k(\gamma_2)$ da Equação (1.3) são dados em termos de δ e de parâmetros F_k que dependem dos spins dos níveis entre os quais se dá a transição $I' \rightarrow I$ e das multipolaridades L' e L . Os coeficientes F_k podem ser calculados, explicitamente, da teoria e foram tabelados por Ferentz e Rosenzweig³⁴. As expressões para $A_k(\gamma_1)$ e $A_k(\gamma_2)$ são:

$$A_k(\gamma_1) = \frac{F_k(11_i L_1 L_1) + (-)^{L_1 - L_1'} 2\delta_1 F_k(11_i L_1 L_1') + \delta_1^2 F_k(11_i L_1' L_1')}{1 + \delta_1^2} \quad (1.7)$$

$$A_k(\gamma_2) = \frac{F_k(11_f L_2 L_2) + 2\delta_2 F_k(11_f L_2 L_2') + \delta_2^2 F_k(11_f L_2' L_2')}{1 + \delta_2^2} \quad (1.7')$$

O valor experimental dos coeficientes A_{kk} é, então, comparado com o valor calculado, teoricamente, em função dos spins envolvidos e das misturas multipolares δ .

A função correlação angular também pode ser expressa em termos de funções trigonométricas da seguinte forma:

$$W(\theta) = \sum_k b_k \cos(k\theta), \quad k = 2, 4, \dots \quad (1.8)$$

onde b_k são coeficientes relacionados com A_{kk} .

Para o caso $k_{\max} = 4$, os coeficientes b_k são dados por:

$$b_2 = \frac{3A_{22}/4 + 5A_{44}/16}{1 + A_{22}/4 + 9A_{44}/64} \quad (1.9)$$

$$b_4 = \frac{35A_{44}/64}{1 + A_{22}/4 + 9A_{44}/64} \quad (1.9')$$

1-3. Correlação angular perturbada

Como foi dito na introdução (1-1), o primeiro trabalho que considerou perturbações de campos extra-nucleares so

bre a correlação angular foi feito por Goertzel⁴⁰ em 1946. Muitos trabalhos posteriores estenderam este estudo^{2,6,7,8,17,26,64}.

Será apresentado aqui um resumo contendo apenas os aspectos essenciais, baseado no trabalho de Steffen e Fraunfelder⁸², o qual apresenta um estudo completo dos efeitos de perturbação na Correlação Angular.

A Correlação Angular de uma cascata $I_i \rightarrow Y_1 \rightarrow I_f$ será, em geral, alterada quando o núcleo em seu estado intermediário I_i estiver sujeito a torques, devido à interação de seu momento de dipolo magnético μ com um campo magnético extranuclear B ou de seu momento de quadrupolo elétrico com gradientes de campo elétrico. Numa descrição semi-clássica, estas interações produzem uma precessão de spin nuclear. A mudança na orientação do núcleo resulta em uma correlação angular alterada e atenuada. Pode-se mostrar que a função $W(\theta)$ toma a forma²:

$$W(\theta) = \sum_k A_{kk} G_{kk}(t) P_k(\cos\theta) \quad (1.10)$$

onde t é o tempo decorrido entre as emissões dos dois raios γ e $G_{kk}(t)$ são os FATORES DE ATENUAÇÃO. Estes fatores descrevem, completamente, a influência da perturbação. A partir deles se obtêm as expressões próprias para cada caso.

Existem algumas situações bem definidas de interação do núcleo com campos externos como: interação magnética estática, interação elétrica estática, interações elétrica e magnética estáticas combinadas, interações dependentes do tempo. É de nosso interesse apenas o caso de interação magnética es-

tática. Pode-se mostrar que para um campo magnético estático aplicado, perpendicularmente, ao plano dos detectores, o efeito produzido é uma alteração na correlação angular, cuja função passa a ser expressa por:

$$W(\theta, B, t) = 1 + \sum_{N=2}^{k_{\max}} b_N \cos[N(\theta - \omega_B t)] \quad (1.11)$$

onde: ω_B é a frequência de precessão de Larmor:

$$\omega_B = \frac{-g \mu_N B}{\hbar} \quad (1.12)$$

onde: μ_N é o magneton nuclear

$\hbar = \frac{h}{2\pi}$, h é a constante de Planck

g é o fator g nuclear

B é a intensidade do campo magnético aplicado

Cabe ainda dizer que ω_B reflete a intensidade da interação e que uma particular cascata só é influenciada por um campo externo quando este tem uma intensidade tal que, durante a vida média τ do nível intermediário, a interação produzida é significativa. As atuais técnicas experimentais dão como limite de possibilidade de medida $\omega_B \tau > 0.01$

Uma determinação de ω_B pode permitir encontrar o valor do fator g nuclear. Cabe notar que o sentido da precessão depende do sentido do campo B aplicado, possibilitando a determinação do sinal do fator g .

1-4. Medida do fator g nuclear de estados excitados pelo método de correlação angular:

Brady e Deutsch²¹, em 1950, sugeriram o uso da anisotropia da Correlação Angular em uma sequência de raios gama, como método novo para medidas de fatores- g nucleares de estado de vida média curta. A determinação do fator g através da técnica de se observar a variação da função Correlação Angular em um campo magnético perpendicular ao plano dos detectores foi, primeiramente, feita por Aepli e outros³, um grupo de Zurich, para o primeiro estado excitado do núcleo de ^{111}Cd . A partir daí a técnica foi bastante ampliada e desenvolvida, sendo que existe, atualmente, uma série de métodos que usam a Correlação Angular para a determinação do fator g . A aplicabilidade da técnica depende, fundamentalmente, da vida média do nível cujo fator g se quer medir. Usando-se campos magnéticos externos, é possível medir fatores g de níveis com vida média τ entre 10^{-11} e 10^{-5} segundos. O limite inferior resulta da atual limitação da intensidade de campo magnético externo ($\sim 10^5$ gauss). Este limite pode ser estendido fazendo-se uso dos próprios campos magnéticos hiperfinos, que em certos casos, como na região das terras raras chegam até a 10^7 gauss, possibilitando medidas em níveis com τ até 10^{-13} s. O limite superior é uma limitação experimental e é determinado pelo fato de que o número de coincidências acidentais é proporcional ao tempo de resolução $2\tau_R$ do circuito de coincidências e para $\tau > 10^{-5}$ seg, como $2\tau_R$ deve ser maior ou da mesma ordem que τ , as coincidências acidentais começam a ul-

trapassar as coincidências verdadeiras.

No método utilizado por nós, a determinação de w_B é feita através da observação das coincidências γ - γ em um certo ângulo, sob a ação de um campo B aplicado em sentido direto ($B\uparrow$) e invertido ($B\downarrow$). Da variação observada nas coincidências é inferida a rotação da correlação angular. A partir da equação (1.11) define-se a razão $R(t)$:

$$R(t) = \frac{W(\pm\theta, B\uparrow, t) - W(\pm\theta, B\downarrow, t)}{W(\pm\theta, B\uparrow, t) + W(\pm\theta, B\downarrow, t)} \quad (1.13)$$

Nesta expressão usa-se o sinal positivo (ou negativo) quando o ângulo θ , medido a partir do detector de γ_1 (primeira transição da cascata) for positivo (ou negativo).

No caso de $k_{\max} = 2$ e para $\theta = 135^\circ$, $R(t)$ toma a forma:

$$R(t) = -2b_2 \text{ sen } 2w_B t \quad (1.13')$$

A medida de $R(t)$ fornece, então, o valor de w_B através de um ajuste da função obtida por mínimos quadrados à função seno. Esta técnica corresponde à técnica de CORRELAÇÃO ANGULAR γ - γ PERTURBADA DIFERENCIAL e requer que o tempo da resolução $2\tau_R$ da unidade de coincidência seja menor que τ , a vida média do nível intermediário.

Se, por outro lado, acontecer que $\tau \ll 2\tau_R$, então $w_B \tau \ll 1$ e a técnica se denomina CORRELAÇÃO ANGULAR PERTURBADA INTEGRAL e a função correlação angular passa a ser dada pela integração sobre o tempo de duração dos estados individuais

e toma a forma:

$$W(\theta, \pm B, \infty) = 1 + \sum_{N=2}^{k_{\max}} \frac{b_N}{(1+(Nw_B\tau)^2)^{1/2}} \cos N(\theta \mp w_B t) \quad (1.14)$$

Para o caso de $k_{\max} = 2$, a expressão para R se torna:

$$R = \frac{2b_2 w_B \tau}{(1+(2w_B\tau)^2)^{1/2}} \quad (1.15)$$

O valor experimental do fator g será dado pela equação:

$$g = \frac{\hbar}{2\mu_N} \frac{R}{b_2 \tau B} \quad (1.16)$$

As quantidades medidas na experiência são R e b_2 . Conhecendo-se o campo magnético B aplicado e τ do nível intermediário, através da equação (1.16), calcula-se o fator g . Esse método é conhecido por IRF (integral reversed field).

CAPÍTULO II

INSTRUMENTAÇÃO. ANÁLISE DE DADOS.

As medidas efetuadas, no presente trabalho, visaram a obtenção dos coeficientes A_{22} e A_{44} e do fator-g nuclear. Na primeira parte deste capítulo, serão descritas as condições em que foram efetuadas as medidas. Na segunda parte, será descrito o procedimento para a análise dos dados experimentais.

II-1. Instrumentação

II-1.1- Detectores gama:

Até há algum tempo atrás, eram utilizados, somente, os detectores de NaI(Tl) para medidas de correlação angular gama-gama. Com o aparecimento dos detectores de Ge(Li) com melhor resolução em energia, praticamente, passou-se ao uso destes. No entanto, os detectores de Ge(Li) apresentam uma eficiência de detecção gama menor do que os de NaI(Tl). Dessa forma, é comum o uso de uma combinação Ge(Li)-NaI(Tl) nos casos em que se necessita de maior estatística de contagem. Outra desvantagem do Ge(Li) é que sua resolução em tempo é inferior à do NaI(Tl). Por isso, em medidas de coincidências gama-gama atrasadas de modo diferencial em tempo, é comum o uso de dois detectores de NaI(Tl).

Foram utilizadas as seguintes combinações de detectores nas medidas efetuadas:

A: Um detector de NaI(Tl) de cristal 3" x 3" e um detector de Ge(Li) coaxial com 45 cm³ de volume.

B: Dois detectores de Ge(Li) coaxiais de 30 cm³ e 45 cm³ de volume.

C: Um detector de Ge(Li) coaxial de 45 cm³ de volume com dois detectores de NaI(Tl) de cristal 2" x 2".

D: Dois detectores de NaI(Tl) de cristal 2" x 2".

II-1.2- Espectrômetros:

II-1.2-a) Espectrômetro para correlação angular γ - γ :

O espectrômetro é constituído de um par de detectores, uma mesa circular de aço e uma unidade de controle.

Os detectores são montados na mesa, um permanecendo fixo e o outro, se movimentando. No centro da mesa, existe um pino que gira a 4 rpm, onde é colocado o porta amostras contendo a fonte radioativa, afim de minimizar possíveis irregularidades na distribuição de massa da fonte dentro do porta-amostras.

Uma das funções da unidade de controle lógico-digital é de provocar o movimento automático do detector móvel para as posições pré-determinadas, através de pequenas chaves de parada. Isso ocorre a cada intervalo de tempo pré-fixado, em um marcador eletrônico de tempo. Quando o detector chega na posição seguinte, a chave de parada desta posi-

ção aciona micro-chaves do sistema, freando o detector.

Outra função da unidade de controle é a de controlar o endereçamento dos espectros de coincidência para cada posição de ângulo θ . São permitidas, no máximo, quatro posições diferentes.

11-1.2-b) Espectrômetro com eletroímã:

A parte mecânica deste espectrômetro é constituída de um eletroímã refrigerado a óleo, que foi montado no centro geométrico da mesma mesa de aço já citada. Na figura 11-1 pode-se ver um desenho do mesmo. As dimensões externas aproximadas são: diâmetro de 10 cm, altura de 20 cm, base menor dos pólos cônicos de 0,3 cm. O espaçamento entre os pólos é ajustável. As suas bobinas são alimentadas por uma fonte de corrente. O sentido da corrente é revertido, automaticamente, no fim de cada período, convenientemente escolhido, para mudança do sentido do campo B fornecido. O campo magnético foi medido por um gaussímetro com ponta de prova do tipo bobina rotativa.

A parte eletrônica do espectrômetro muda a orientação do campo magnético externo B, controlando o tempo de medida para cada um dos dois sentidos. Controla, também, o endereçamento dos espectros de coincidência para os dois sentidos de B. A parte eletrônica, a ela associada, será descrita no item 11-1.3-b.

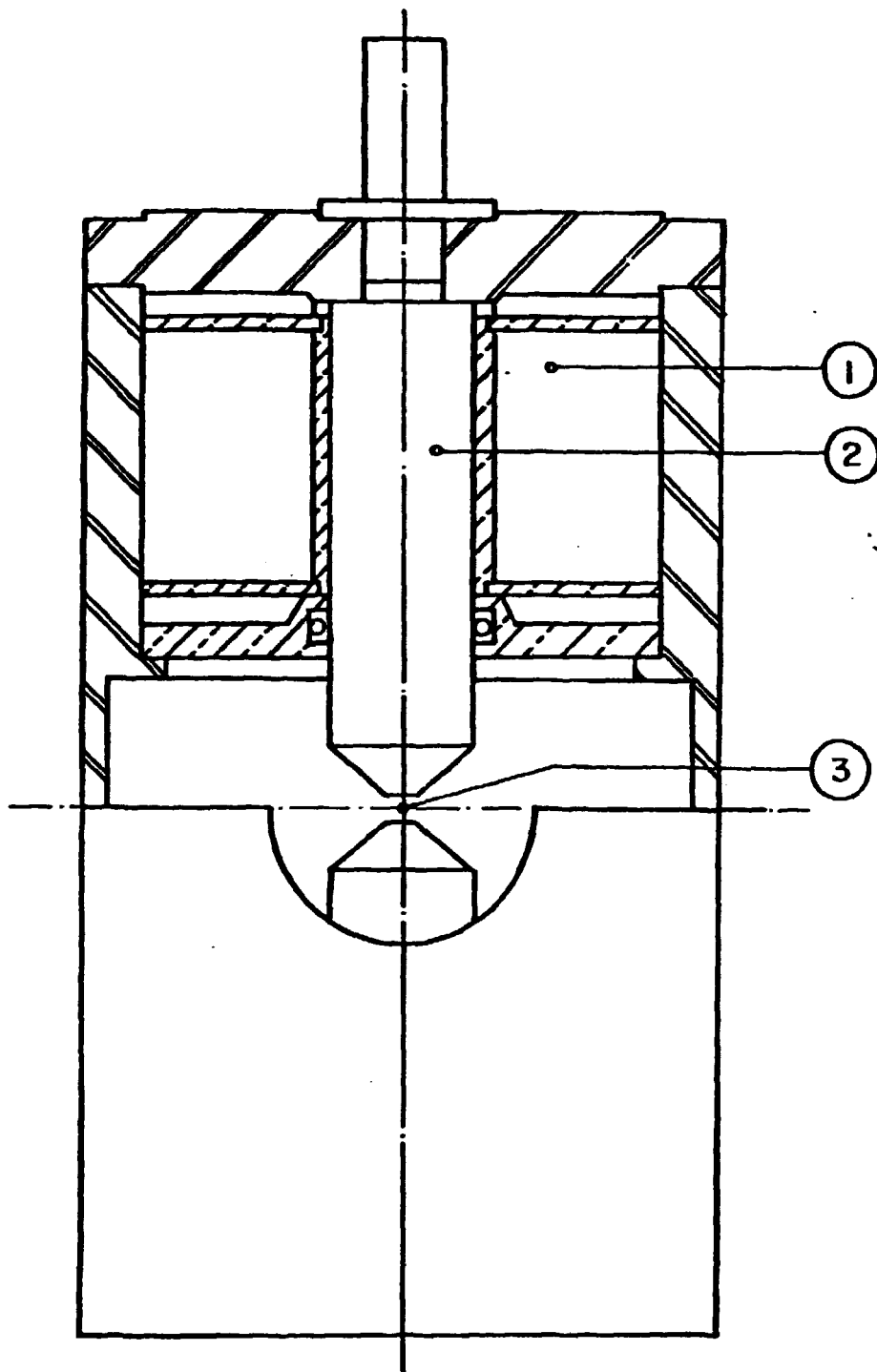


FIGURA 11-1

Esquema do eletroímã refrigerado a óleo.

1. Posição onde é enrolada a bobina (o óleo refrigerante circula entre os seus fios).
2. Pólo do eletroímã.
3. Posição onde é centralizada a liga.

11-1.3- Sistemas Eletrônicos

11-1.3-a) Sistema eletrônico integral

O esquema do sistema eletrônico integral com o uso de um detector de NaI(Tl) e um Ge(Li) está na figura 11-2. Os pulsos eletrônicos produzidos nos detectores, após serem pré-amplificados, entram nos amplificadores (ORTEC - 450 e ORTEC-440, respectivamente) para formação de pulsos com boa característica, em tempo. A saída bipolar do amplificador é fornecida diretamente ao analisador monocanal em tempo (ORTEC-420) no caso do Ge(Li), enquanto que, para o NaI(Tl), o pulso bipolar passa por um estabilizador analógico (CAMBERRA-1520) antes de ser fornecido ao analisador monocanal em tempo (ORTEC-420). A função deste estabilizador analógico é compensar eventuais variações do ganho. A janela do analisador monocanal para o detector de NaI(Tl) seleciona um fotopico de interesse no espectro gama enquanto a janela para o Ge(Li) é deixada, completamente, aberta. Dos analisadores monocanais saem pulsos lógicos com base de tempo no cruzamento do zero do pulso bipolar.

Os pulsos provenientes dos analisadores monocanais são enviados a uma unidade de coincidência rápida (ORTEC-414A), com tempo de resolução ajustável. No presente trabalho, esse tempo foi ajustado em 100 ns. O pulso lógico proveniente da unidade de coincidência é utilizado como "gate" para o analisador multicanal (ORTEC-6240B) de 4096 canais. A saída unipolar do amplificador do pulso do Ge(Li) é

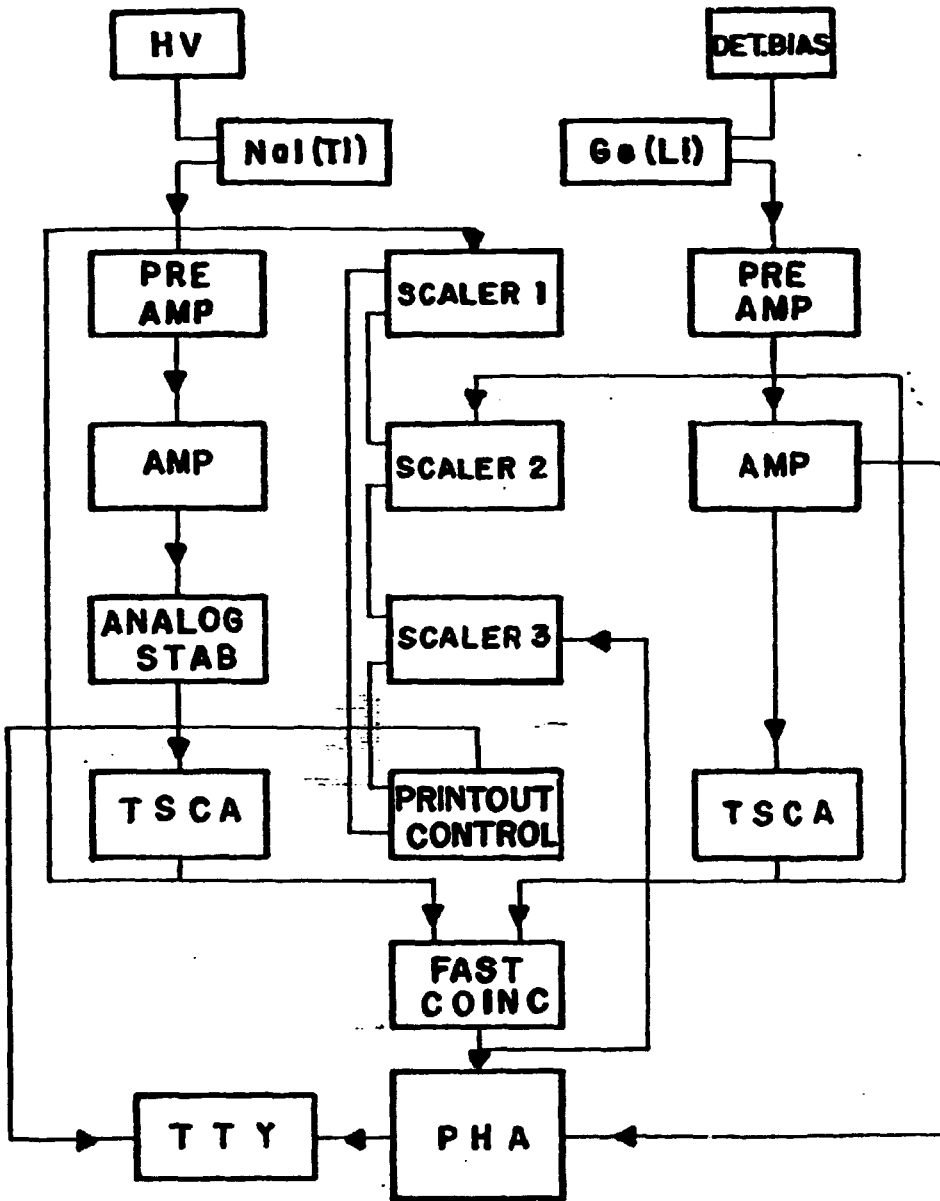


FIGURA 11-2

Sistema eletrônico integral.

atrasada, apropriadamente, e utilizada para análise pelo analisador multicanal. A memória deste analisador é dividida em quatro partes de 1024 canais cada uma, onde os espectros de coincidências são armazenados. Cada parte da memória registra o espectro correspondente a um ângulo diferente entre os detectores.

As contagens simples dos detectores e as coincidências são armazenadas em três contadores (ORTEC-430) e impressas pela teletipo (33TZ) para cada ângulo de medida.

11-1.3-b) Sistema eletrônico diferencial:

O esquema do sistema eletrônico diferencial está na figura 11-3. Cada um dos detectores tem dois sinais: O detector de NaI(Tl) possui um pulso rápido, que sai do anodo, que carrega informações sobre o tempo, e um pulso lento, que sai do dinodo, que carrega informações sobre a energia. No detector de Ge(Li) os dois sinais (para energia e tempo) são iguais. Ao pulso lento é associado um circuito semelhante ao do sistema eletrônico integral, veja figura 11-2, com apenas uma modificação: a unidade de coincidências rápidas é substituída por uma lenta (ORTEC-409), com tempo de resolução fixo de 1 μ s. Cada pulso rápido é processado convenientemente:

o pulso que sai do NaI(Tl) é fornecido a um amplificador rápido (EGG-AN201/N) e, em seguida, a um discriminador diferencial rápido (EGG-TD101/N) operando no modo LLT (lower level timing);

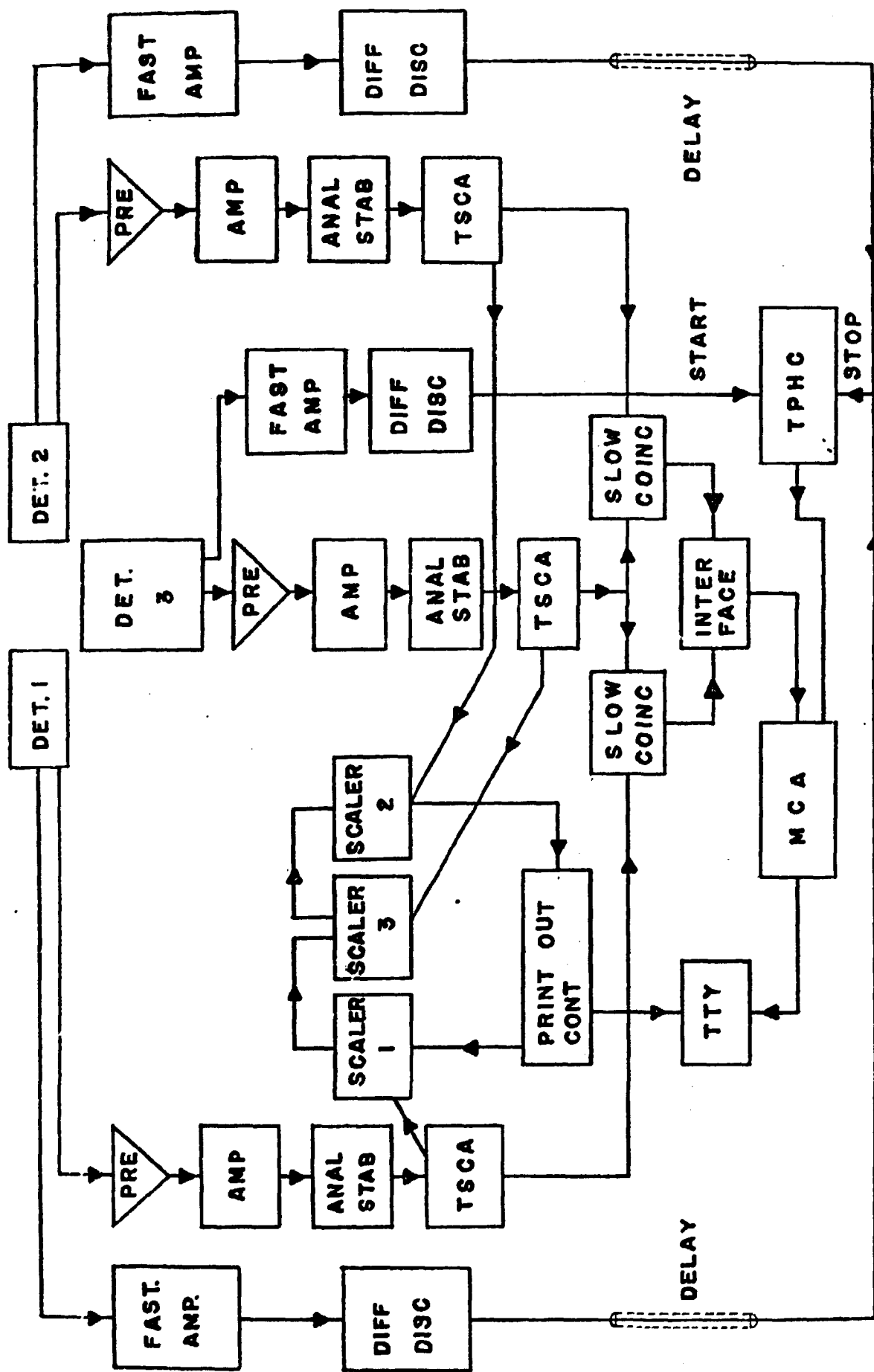


FIGURA 11-3

Systeme d'analyse differentiel

o pulso que sai do Ge(Li) é fornecido a um T.F.A. (timing filter amplifier - ORTEC - 454) e depois a um discriminador de fração constante (ORTEC473A).

Os pulsos que saem do discriminador (diferencial rápido ou de fração constante) são fornecidos a um conversor de tempo em amplitude (T.A.C. - ORTEC - 437 A), que mede o tempo entre os pulsos provenientes dos canais de "start" (correspondente à primeira transição gama da cascata em estudo) e "stop" (correspondente à segunda transição gama). O pulso do "stop" é atrasado de um tempo conveniente por uma unidade de atraso (EGG-DB 463) antes de entrar no T.A.C., para se conseguir um melhor posicionamento do espectro em tempo no multicanal. O pulso que provém do T.A.C. é analisado pelo multicanal, que utiliza o sinal de saída da unidade de coincidência lenta como "gate". Dessa forma, o espectro resultante observado no multicanal representa o número de núcleos que permaneceram no estado intermediário da cascata durante um certo tempo t .

É possível a realização de medidas simultâneas para dois sistemas com dois detectores, sendo que um dos detectores é comum aos dois sistemas. Para essas medidas usa-se um esquema eletrônico como o da figura 11-3, onde foi escolhido um detector para o sinal "start" e dois, para o "stop". O sistema eletrônico, que faz parte do espectrômetro citado em (11-1.2-b) permite identificar cada um dos dois conjuntos de detectores ("start-stop") para cada sentido do campo magnético \vec{B} , armazenando o espectro respectivo em uma das quatro memórias diferentes do multicanal.

11-1.4- Procedimento Experimental

Basicamente, foram efetuados dois tipos de medidas independentes. Um deles visando obter os coeficientes de correlação angular A_{22} e A_{44} e o outro, o fator g nuclear. Em todas as medidas, os detectores foram circundados por colimadores cônicos de chumbo para diminuir a detecção de fótons espalhados. Na face dos mesmos foram colocados absorvedores de alumínio de 10 mm de espessura para eliminar coincidências β - γ . Isto não foi necessário para os detectores que "viam" a fonte radioativa através da parede do eletroímã, nas medidas de correlação angular perturbada.

11-1.4-a) Medidas de correlação angular γ - γ direcional:

Como vimos, a função correlação angular $W(\theta)$ pode ser escrita, conforme a equação (1.2) da seguinte forma.

$$W(\theta) = 1 + A_{22}P_2(\cos\theta) + A_{44}P_4(\cos\theta)$$

As quantidades medidas na experiência são o ângulo θ e o número de coincidências $W(\theta)$ entre os dois raios γ da cascata em estudo, para cada ângulo. A sua medida em vários ângulos dá origem a um sistema de equações que permite o cálculo de A_{22} e A_{44} .

Para a realização das medidas de θ e $W(\theta)$ usou-se o espectrômetro automático descrito em (11-1.2-a) com a combinação de detectores A (Ge(Li)-NaI(Tl)) ou B (dois Ge(Li)) mencionados em (11-1,1). A combinação B foi

usada em casos onde foi necessária uma melhor resolução em energia dos raios γ envolvidos na cascata em estudo. O sistema eletrônico usado foi o integral, descrito em (11-1.3-a).

No caso da combinação de detectores A, o detector móvel foi o de NaI(Tl). No caso da combinação B, o detector de Ge(Li) de 30 cm³ foi o móvel e sua mudança de ângulos foi feita manualmente. Neste caso, no sistema eletrônico integral, não é usado o estabilizador analógico. Os dois ramos do esquema (Figura 11-2) são iguais. Na combinação A{B} selecionou-se uma região do espectro gama no detector de NaI(Tl) {Ge(Li)} e eram medidas as respectivas coincidências com os raios gama do espectro todo detectados no {outro} detector de Ge(Li).

Para a combinação A a distância entre a fonte e os detectores foi de 7 cm para o Ge(Li) e 10 cm para o NaI(Tl) e os ângulos de medida foram 90°, 120°, 150° e 180°. Para a combinação B, a distância entre cada um dos Ge(Li) até a fonte foi de 7 cm e os ângulos de medida foram de 90° e 180°. Estas distâncias foram usadas para a correção necessária devida aos ângulos sólidos dos detectores.

A resolução do detector de Ge(Li) foi de aproximadamente 2,5 a 3 keV na energia de 1300 keV e de ~ 7% para o NaI(Tl).

11-1.4-b) Medida de correlação angular perturbada:

Conforme foi descrito em (1-4), no método utilizado por nós, encontra-se o fator g de um nível através da medida dos valores de A_{22} e R na mesma geometria. Para tanto, usou-se o espectrômetro descrito em (11-1.2-b) e as com-

combinações de detectores C ou D.

Para as duas medidas seleciona-se a região de energia da primeira transição em um dos detectores e no outro, a da segunda transição.

Para se determinar A_{22} , as medidas foram feitas nos ângulos de 90° e 180° , sendo que na combinação de detectores C, o detector de Ge(LI) foi mantido fixo.

Para se medir R, os detectores formaram um ângulo de 135° ou 225° entre si e as medidas de coincidências foram feitas com aplicação do campo magnético B num sentido e no sentido oposto.

11-2. Análise dos Dados

11-2.1- Obtenção dos coeficientes de correlação angular A_{22} e A_{44} :

Ao final de cada medida, o analisador multinomial apresenta os espectros de coincidência referentes a cada ângulo (90° , 120° , 150° e 180°).

Geralmente, cada um desses espectros se constitui de coincidências verdadeiras somadas a coincidências devidas a duas contribuições diferentes:

- i) coincidências provenientes de outras cascatas que contêm a radiação que está sendo observada em cascata com radiações de energia mais alta do que a da janela selecionada (γ'). Esses raios gama mais energéticos produzem pul

so devido ao efeito Compton na região de energia da janela selecionada, provocando coincidências.

Para se determinarem tais coincidências, deve-se obter um espectro após deslocar a janela selecionada no detector de NaI(Tl) (ou Ge(Li), na combinação B) para uma energia mais alta em relação àquela selecionada na cascata, permanecendo menor do que a energia de γ' .

ii) coincidências acidentais devidas às coincidências de radiações gama provenientes de núcleos diferentes.

Para se determinarem estas coincidências deve-se obter novo espectro nas mesmas condições (o tanto quanto possível, mantendo-se, por exemplo, a atividade da fonte, a posição da janela, etc) introduzindo-se um atraso da ordem de 1 μ s em um dos pulsos dos detectores, antes de chegar à unidade de coincidências.

Obtidos os três espectros de coincidências, determinam-se as áreas dos fotopicos de interesse. Essas áreas foram calculadas, manualmente, somando-se os números de contagens para cada canal do fotopico e subtraindo-se-lhe a contagem de fundo. Esta foi obtida através da média das contagens de fundo dos dois lados do fotopico considerado.

Tem-se então, para cada ângulo, as coincidências verdadeiras dadas por:

$$W^v(\theta) = W^t(\theta) - W^{ac}(\theta) - W^{co}(\theta) \quad (11.1)$$

onde:

$W^t(\theta)$ é a área do fotopico do espectro de coincidências totais

$W^{ac}(\theta)$ é a área do fotopico do espectro de coincidências acidentais

$W^{Co}(\theta)$ é a área do fotopico do espectro de contribuição Compton

Cabe dizer que são realizadas várias medidas para cada ângulo, para cada caso, afim de se acumular uma melhor estatística. De forma que se tem:

$$W^t(\theta) = \sum_{i=1}^n W_i^t(\theta); W^{ac}(\theta) = \sum_{i=1}^{n'} W_i^{ac}(\theta); W^{Co}(\theta) = \sum_{i=1}^{n''} W_i^{Co}(\theta) \quad (11.2)$$

onde: n, n' e n'' são os números totais de medidas
o índice i significa a i ésima medida.

O número de coincidências para cada ângulo θ deve ser normalizado e isso é feito usando-se as contagens simples $C^S(\theta)$ fornecidas pelo detector de NaI(Tl), geralmente, em relação ao ângulo de 90° , o que significa que as coincidências verdadeiras passam a ser dadas pela relação:

$$W^{exp}(\theta) = W^v(\theta) \times \frac{C^S(\theta)}{C^S(90^\circ)} \quad (11.3)$$

Utilizando-se a razão:

$$\frac{W^{exp}(\theta)}{W^{exp}(90^\circ)}$$

faz-se um ajuste por mínimos quadrados à função $W(\theta)$ dada pela equação (1.2): $W(\theta) = 1 + A_{2,2}P_2(\cos\theta) + A_{4,4}P_4(\cos\theta)$. Este

ajuste é feito com o auxílio de um programa de computador, onde o erro $\sigma(\theta)$ de $W^{\text{exp}}(\theta)$ decorre de erros estatísticos, sendo calculado com base em propagação de erros, dado por:

$$\sigma(\theta) = (W^t(\theta) + W_{\bar{F}}^t + W^{\text{ac}} + W_{\bar{F}}^{\text{ac}} + W^{\text{co}} + W_{\bar{F}}^{\text{co}})^{1/2} \quad (11.4)$$

onde o índice \bar{F} significa média do fundo dos dois lados do fotopico.

Praticamente para todos os casos medidos, a equação (11.4) pode ser aproximada para:

$$\sigma(\theta) = (W^t(\theta) + W_{\bar{F}}^t)^{1/2} \quad (11.5)$$

Os coeficientes A_{kk}^{exp} obtidos, através deste procedimento, não podem ser comparados com valores teóricos sem que sejam feitas correções devidas à geometria finita dos detectores e da fonte. Desprezando-se as correções para o tamanho finito da fonte, os coeficientes A_{kk} corrigidos podem ser escritos na forma⁶³:

$$A_{kk} = A_{kk}^{\text{exp}} / Q_{kk} \quad (11.6)$$

Os fatores Q_{kk} são funções da geometria dos dois detectores, do ângulo sólido entre o detector e a fonte e das energias dos raios γ , em questão.

Para detectores cilíndricamente simétricos (nosso caso), os fatores Q_{kk} podem ser expressos como produto de dois fatores:

$$Q_{kk} = Q_k(\gamma_1) \cdot Q_k(\gamma_2) \quad (11.7)$$

onde $Q_k(\gamma_1)$ e $Q_k(\gamma_2)$ são os fatores de correção para os detectores individuais 1 e 2. Estes fatores se encontram tabelados na referência ⁹⁴ para o detector de NaI(Tl) e nas referências ^{16,25} para o detector de Ge(Li).

11-2.2- Obtenção de Misturas Multipolares δ

Os valores de A_{22} e A_{44} obtidos são os únicos dados experimentais e conforme as equações (1.3), (1.4) (1.4'), (1.7) e (1.7'), dependem, geralmente, dos cinco parâmetros δ_1 , δ_2 , l_j , l e l_f . Assim, através da correlação angular, não se pode determinar os cinco parâmetros, simultaneamente. Desta forma, é necessário o uso de outros tipos de informações, sejam experimentais ou teóricas, sobre os níveis e as transições envolvidas na cascata em estudo.

Tomemos como exemplo os casos em que já existam informações sobre os spins de dois dos três níveis e a mistura multipolar δ de uma das duas transições, considerando-se uma cascata simples como mostrada na figura 1-1. Para casos como estes, a Correlação Angular permite a determinação dos outros dois parâmetros que faltam: o spin do terceiro nível e o valor da mistura multipolar da outra transição gama. O procedimento para esta determinação é o seguinte:

(i) Supõe-se que o spin desconhecido tenha um certo valor. Esta suposição fixa os coeficientes F_k da expressão (1.7) (ou (1.7')).

(ii) Pode-se, então, determinar o valor da mistura múltipla δ , com o auxílio de um programa de computador. Isto é feito escolhendo-se o valor mínimo dentre os valores de χ^2 (como função de δ), fornecidos pelo programa.

O valor de χ^2 é definido por:

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^m \left\{ \frac{w^{\text{teo}}(\theta_j) - w^{\text{exp}}(\theta_j)}{\sigma(\theta_j)} \right\}^2 \quad (11.8)$$

onde:

m : é o número de ângulos nos quais foram realizadas as medidas.

$w^{\text{teo}}(\theta_j)$: é o valor teórico da função correlação angular calculado conforme equação (1.2), para a sequência de spins escolhida.

$w^{\text{exp}}(\theta_j)$: é o valor experimental obtido para a função correlação angular

$\sigma(\theta_j)$: é o desvio padrão, já mencionado, conforme equação (11.5)

Muitas vezes, acontecem dois valores mínimos

comparáveis de X^2 , entre os quais não é possível escolher um, ou outro.

Uma descrição do programa se encontra no APEN
DICE 1.

(iii) Em seguida, repetem-se (i) e (ii) para outros valores possíveis do spin desconhecido. Assim, tem-se para cada possível spin, um (ou dois) valor(es) de δ com o respectivo X^2 .

(iv) Finalmente, a escolha de spin e respectivo(s) $\delta(s)$ é feita escolhendo-se o mínimo X^2 dentre os valores obtidos.

Foram acima discutidos os casos em que, apenas, o valor de δ de uma das duas transições envolvidas, é desconhecido.

Porém, existem casos em que os dois valores de δ são desconhecidos. Sejam eles δ_1 e δ_2 . Para analisar tais casos, foi desenvolvido um programa cuja idéia essencial é a seguinte: inicialmente, fixa-se o valor de δ_2 e utiliza-se o mesmo programa anterior para analisar δ_1 . O programa atribui a δ_2 75 valores entre -10^{10} a 10^{10} , em intervalos que diminuem com o módulo de δ_2 . Dessa forma, para cada um dos 75 valores de δ_2 , o programa fornece o valor (ou par de valores) para δ_1 com o respectivo(s) erro(s) e o(s) valor(es) de X^2 correspondente(s). Isso feito, passa-se o programa, novamente, para se encontrar o erro em δ_2 . Neste

caso, fixa-se o valor de δ_1 , e não, δ_2 . Geralmente, consegue-se escolher o valor (ou par de valores) para δ_1 e δ_2 que correspondam ao valor mínimo de χ^2 , entre os valores fornecidos.

11-2.3- Obtenção do fator g nuclear

A análise dos dados obtidos, nas medidas de correlação angular perturbada, conduz ao valor do fator g, calculado a partir da equação (1.16).

As duas quantidades a serem extraídas da experiência são R (definido na equação (1.13)):

$$R = \frac{\pm[W(\pm 135^\circ, B\uparrow) - W(\pm 135^\circ, B\downarrow)]}{W(\pm 135^\circ, B\uparrow) + W(\pm 135^\circ, B\downarrow)}$$

e b_2 (equação (1.9)), com $A_{44} = 0$: $b_2 = \frac{3 A_{22}}{4 + A_{22}}$; ambos devendo ser medidos na mesma geometria.

i) Para a determinação de b_2 (ou A_{22}), usaram-se as medidas efetuadas nos ângulos de 90° e 180° . A relação que dá A_{22} neste caso é:

$$A_{22} = \frac{2[W(180^\circ) - W(90^\circ)]}{2W(90^\circ) + W(180^\circ)} \quad (11.9)$$

Os espectros de coincidência armazenados, no multi-canal, para este caso, são espectros em tempo e possuem

como contagens de fundo, as contagens acidentais.

Os espectros referentes ao mesmo ângulo foram somados e a área do pico do espectro final foi calculada, manualmente, somando-se as contagens sob o mesmo, descontando-se as acidentais. Estas foram obtidas através da média das contagens de fundo dos dois lados do pico. Desta forma se obtiveram $W(180^\circ)$ e $W(90^\circ)$, com os quais se calculou b_2 .

ii) Para a determinação de R, usaram-se as medidas efetuadas na presença do campo magnético para cima ($B\uparrow$) e para baixo ($B\downarrow$). Os espectros referentes a ($B\uparrow$) e ($B\downarrow$) foram tratados, da mesma forma citada em (i), fornecendo $W(\pm 135^\circ, B\uparrow)$ e $W(\pm 135^\circ, B\downarrow)$.

De posse dos valores de R e b_2 , calculou-se g através da fórmula (1.16). O erro (σ) no fator g foi calculado considerando-se a propagação dos diferentes erros na sua expressão.

$$\sigma(g) = 1,45 \times 10^5 \left\{ \left(\frac{\sigma(w_B \tau)}{B \tau_{1/2}} \right)^2 + \left(\frac{w_B \tau \sigma(B)}{\tau_{1/2} B^2} \right)^2 + \left(\frac{w_B \tau \sigma(\tau_{1/2})}{(\tau_{1/2})^2 B} \right)^2 \right\}^{1/2} \quad (11.10)$$

onde: $w_B \tau = 1 / (2 \sqrt{(b_2^2 / R^2) - 1})$

B é dado em kG

$\tau_{1/2} = 0,693 \tau$, é dado em ns

σ é o erro em cada um dos fatores.

CAPÍTULO III

CORRELAÇÃO ANGULAR γ - γ NO NÚCLEO DE ^{127}Te

III-1. Introdução

Os níveis excitados do ^{127}Te foram, extensivamente, estudados através de reações de transferência de partícula (d,p)^{28,43,52}, (d,t)⁵², ($^3\text{He},\alpha$)^{32,38} e (t,d)⁷⁵.

Foram feitos estudos complementares dos níveis populados neste núcleo, pelo decaimento β^- do ^{127}Sb , com $T_{1/2} = 3,9$ dias, por Ragaini e outros⁷¹, usando uma combinação de detectores Ge(Li) - NaI(Tl) nas medidas de coincidências entre as transições gama. O resultado deste trabalho foi o estabelecimento do esquema de níveis de energia do ^{127}Te e a atribuição dos possíveis spins e paridades para os mesmos. A figura III-1 apresenta o esquema de decaimento por ele proposto.

Posteriormente, Krane e Steyert⁶⁰ fizeram um estudo de Orientação Nuclear do ^{127}Te , através do decaimento do ^{127}Sb , medindo a distribuição angular de vários raios γ emitidos em seguida ao decaimento do ^{127}Sb polarizado a baixa temperatura, em ferro, com dois detectores de Ge(Li). Com base nesse estudo, os autores estabeleceram spins para vários níveis no ^{127}Te , além de deduzirem razões de mistura multipolar δ para algumas das transições gama mais fortes.

Mais recentemente, Soares e outros⁸⁰ fizeram medidas de correlação angular perturbada γ - γ em ^{127}Te a

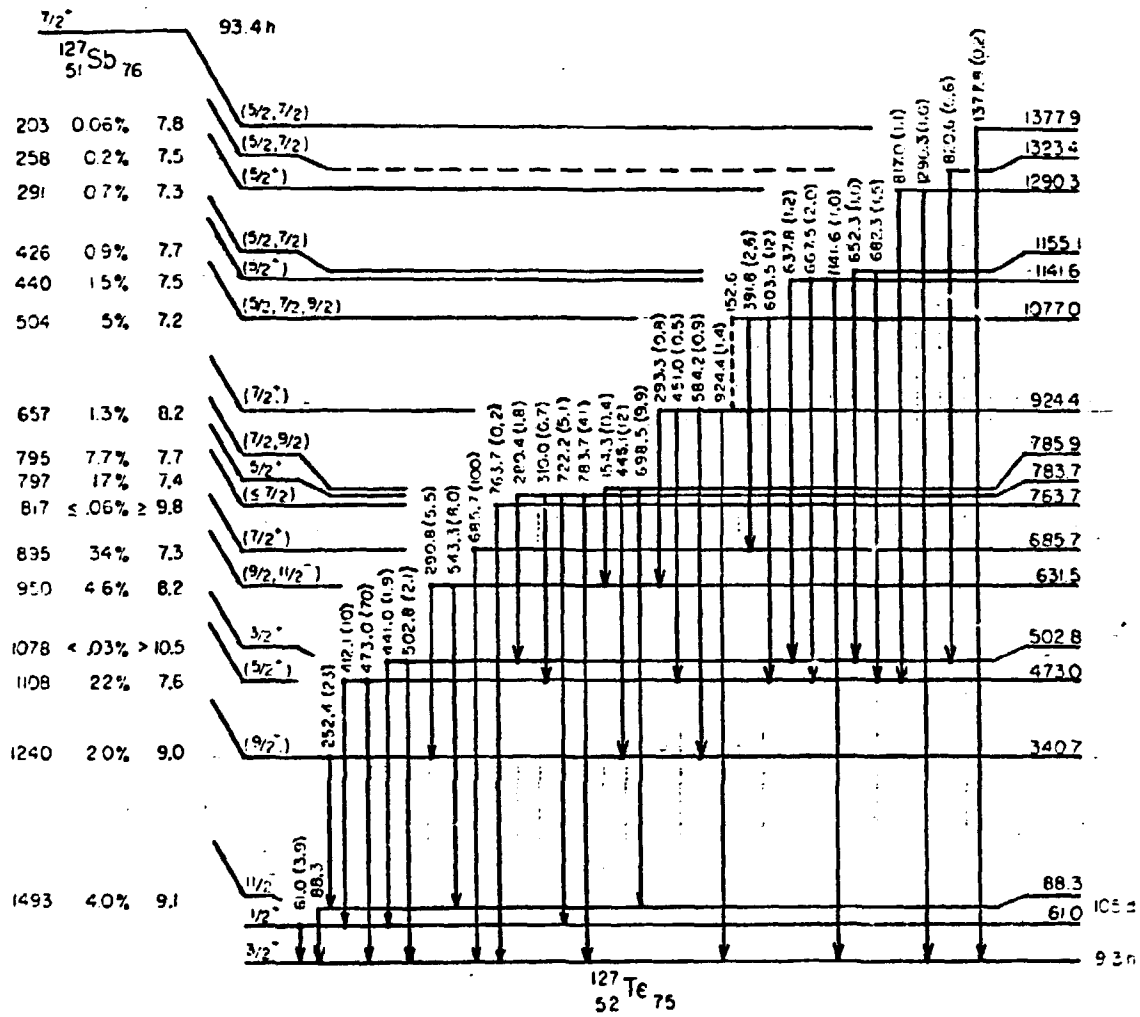


FIGURA III-1

Esquema de decaimento do ^{127}Sb para os níveis do ^{127}Te proposto por Ragaini e outros⁷¹.

partir do decaimento β^- do ^{127}Sb , visando a determinação do fator g do estado a 340 keV, utilizando dois detectores de Ge(Li). Limitaram-se às cascatas gama mais fortes 445-252 keV e 291-252 keV. Existem discordâncias entre os resultados de Soares e outros⁸⁰ e de Krane e Steyert⁶⁰, como, por exemplo, o spin do nível a 786 keV e a razão de mistura multipolar δ da transição de 291 keV. Soares e outros⁸⁰ citam, em seu trabalho, resultados de outros autores⁸⁸ referente a medidas semelhantes às suas, para o fator g . Há bastante discrepância entre os dois resultados.

No presente trabalho, mediu-se a correlação angular γ - γ para um grande número de cascatas gama no decaimento do ^{127}Sb , utilizando a combinação de detectores NaI(Tl) - Ge(Li) e Ge(Li)-Ge(Li). Foi possível realizarem-se medidas para cascatas gama envolvendo transições de intensidade intermediária, anteriormente não investigadas. O propósito do trabalho foi o de obter a correlação angular direcional para várias cascatas gama para tentar resolver as ambiguidades nos trabalhos anteriores com respeito aos spins dos níveis excitados e obter misturas multipolares para as transições gama envolvidas, afim de elucidar melhor a estrutura nuclear do ^{127}Te .

Remedimos o fator g do estado a 340 keV com o método de Correlação Angular Perturbada utilizando o campo hiperfino magnético do Te no Ni para tentar resolver a discrepância citada no trabalho de Soares e outros⁸⁰.

III-2. Técnica Experimental

III-2.1- Preparação da fonte radioativa de ^{127}Sb ($T_{1/2} = 93\text{h}$):

As fontes radioativas de ^{127}Sb foram produzidas a partir de fissão do ^{235}U com neutrons térmicos do reator IEA-R1, seguida de uma separação química do Sb dos outros produtos de fissão.

Foram irradiados 1 a 2 g de nitrato de uranila, durante 8 horas, num fluxo de $10^{13}\text{n/cm}^2\text{s}$. Após decorridas cerca de 65 horas (para decaimento dos produtos de fissão de meia-vida mais curta), iniciava-se a separação química, segundo o método utilizado por Hoffman e Barnes⁴⁹. Foram feitas ligeiras alterações no método afim de evitar a exposição do operador a taxas excessivas de radiação.

Em linhas gerais, a separação química do Sb constitui-se de duas etapas: a separação química rápida do Sb dos outros produtos de fissão e do urânio e a purificação do Sb dos principais contaminantes, conforme é esquematizado na figura III-2.

Na primeira etapa, dissolve-se o nitrato de uranila irradiado em HCl 1,5M, a quente, em presença de 10mg de Sb como carregador. Precipita-se o Sb_2S_3 com H_2S e filtra-se o precipitado. Assim, obtém-se o precipitado separado do urânio e de grande parte dos produtos de fissão.

A etapa de purificação consiste em separar os contaminantes do Sb que são, principalmente, molibdênio (Mo), estanho (Sn) e telúrio (Te). Isto é feito conforme é

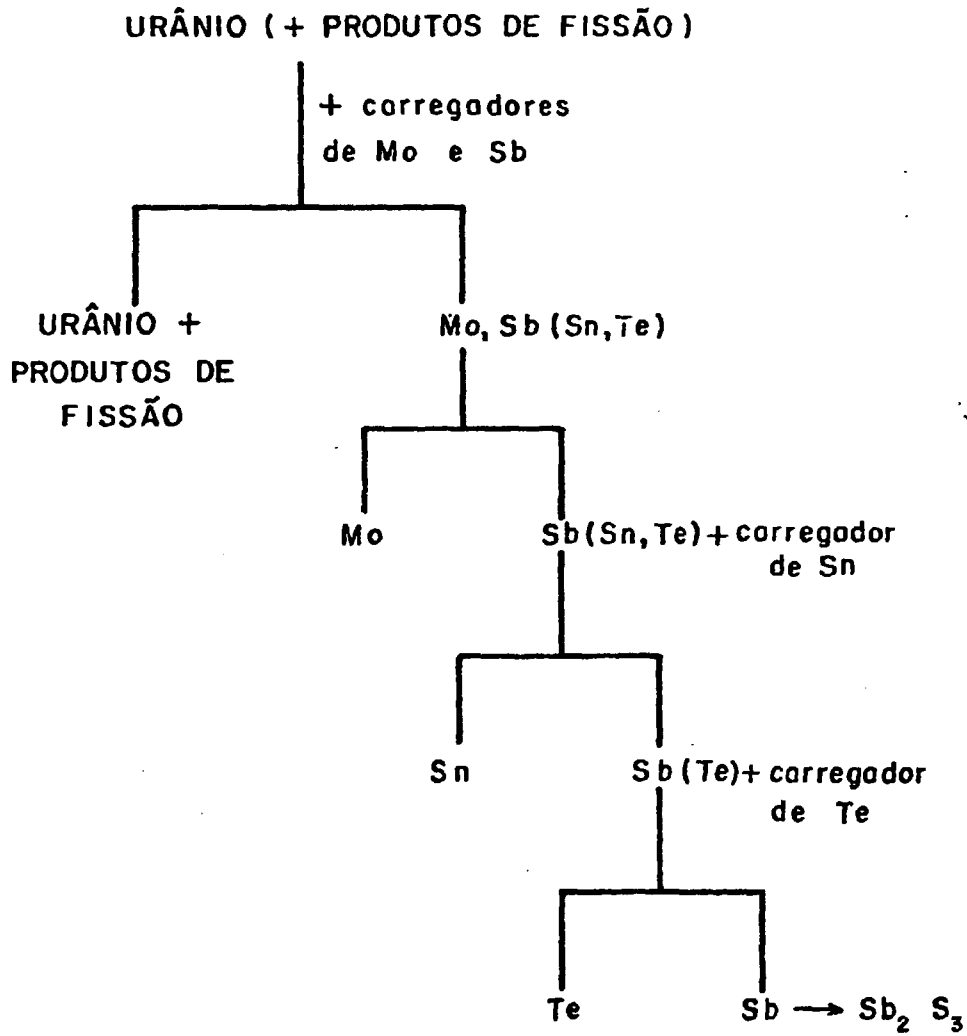
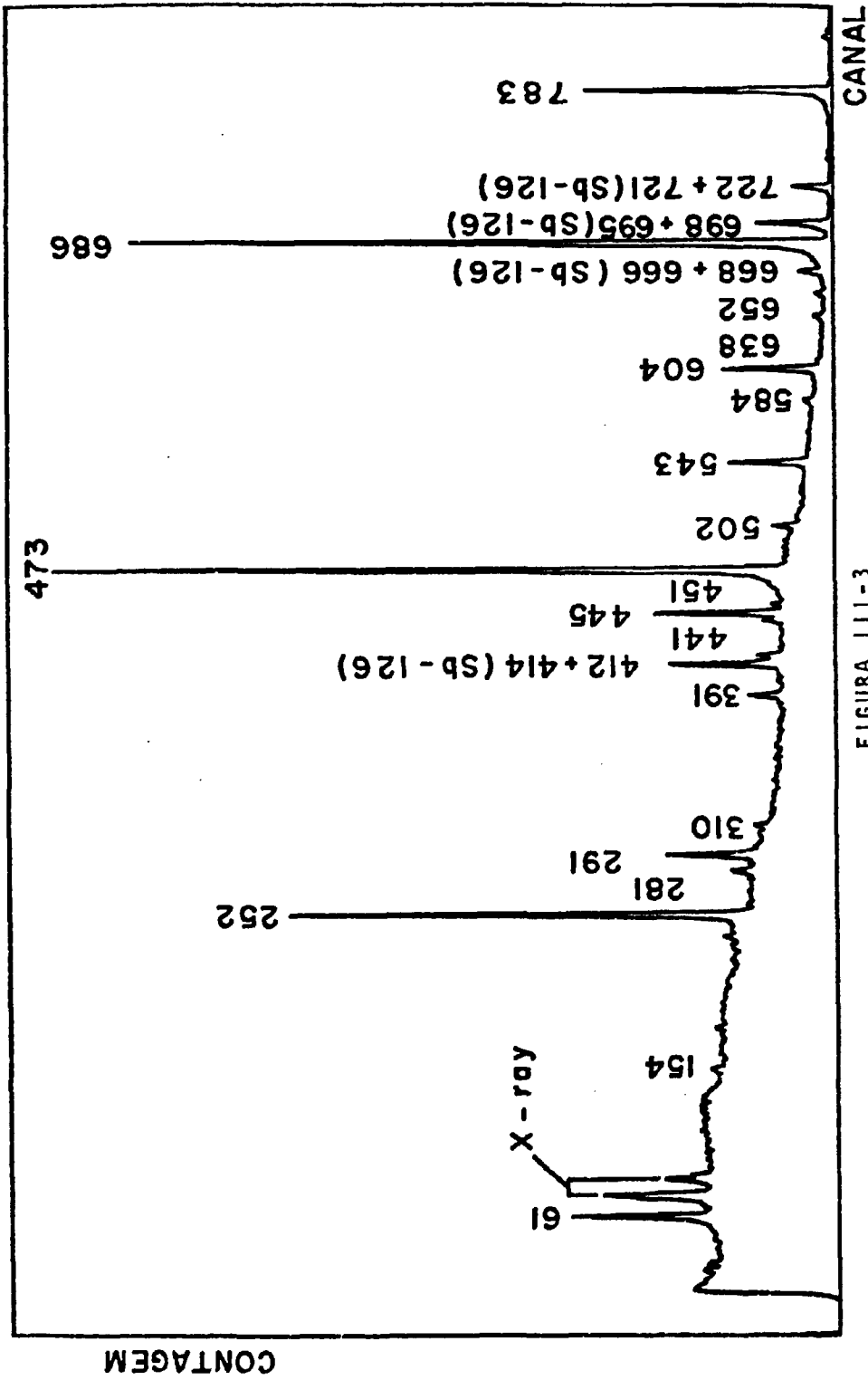


FIGURA III-2

Esquema da separação química para a obtenção da fonte radioativa de ^{127}Sb .

descrito a seguir: faz-se dissolução do Sb_2S_3 com HCl concentrado, diluição com água para se obter HCl 1,5 M, adição de 4 mg de carregador de Mo e precipitação dos sulfetos de Sb e Mo com H_2S . Após centrifugação e descarte do sobrenadante, adiciona-se HCl concentrado ao precipitado. Dessa maneira, separa-se o Sb do Mo, este na sua maior parte, que não é solúvel nesse meio. Depois da filtração, a solução é novamente diluída com água até se obter HCl 1,5 M. Aquece-se, adicionam-se carregadores de Mo e Sn e repete-se a precipitação com H_2S . As operações de centrifugação, dissolução do Sb_2S_3 e diluição da solução são repetidas mais uma vez. Acrescentam-se carregadores de Sn e Te e repete-se o ciclo de operações. (Como o sulfeto de Mo, os sulfetos de Sn e Te também não se dissolvem em HCl concentrado). Finalmente, acrescenta-se, mais uma vez, carregador de Te e após as operações de centrifugação, dissolução do Sb_2S_3 e diluição da solução tem-se, apenas, o Sb em solução, que é precipitado na forma de Sb_2S_3 com H_2S . Assim, em resumo, são feitas duas purificações com respeito a cada um dos contaminantes Mo, Sn e Te.

O Sb_2S_3 obtido é dissolvido em uma gota de NaOH (10M) e, assim, está pronto para ser transferido para o porta-amostras, usado nas medidas. Este era um cilindro de lucite com 4 mm de diâmetro por 10 mm de altura. De modo geral, o rendimento da separação química foi bom, cerca de 70%, e o tempo gasto, de aproximadamente uma hora. O espectro de raios gama das fontes, assim obtidas, observado no detector de Ge(Li) encontra-se na Figura III-3. O espectro pode ser



CANAL

CONTAGEM

FIGURA III-3

Espectro direto de raios γ do decaimento do ^{127}Sb , do detector de Ge(Li)

comparado com o obtido por outros autores, Ragaini e outros e Soares e outros⁸⁰ e revela pureza radioquímica, bastante satisfatória. O espectro só apresenta os picos fortes do radioisótopo de ^{126}Sb , que, também, se forma na fissão do urânio. As fontes eram, suficientemente, ativas ($\sim 30 \mu\text{Ci}$) para as medidas de correlação angular γ - γ . Foram feitas medidas com cerca de 25 fontes assim preparadas.

III-2.2 - Preparação da liga Ni-Sb

Para se preparar a liga de Ni-Sb, numa proporção de Sb de, aproximadamente, 0,2% atômico, partiu-se da solução que resultou da dissolução do Sb_2S_3 em HCl concentrado e, depois, diluído para 1,5 M em HCl , obtida ao final da separação química, acima descrita. Precipitou-se Sb metálico, nesta solução, previamente aquecida, por meio da adição de uma solução com íons de Cr^{2+} . Esta solução foi obtida a partir de uma solução de CrCl_3 à qual foram adicionados Hg e Zn granulado. Por aquecimento, a cor verde da solução passa a azul, característica dos íons Cr^{2+} .

O Sb metálico obtido por redução com Cr^{2+} foi introduzido em um tubo cilíndrico com diâmetro de 4 mm e altura de 9 mm de Ni puro (99,99%), cerca de 1 g de Ni, fechado com uma tampa cônica a um vácuo de 8×10^{-5} Torr. Fundiu-se, duas a três vezes, em atmosfera de argônio no forno de indução, resultando um sólido com a forma de um elipsóide de dimensões adequadas (cerca de 6 mm de comprimento por 4mm

de diâmetro) para as medidas. Segundo este procedimento, foram preparadas duas ligas contendo a fonte radioativa de ^{127}Sb para as medidas.

III-2.3- Medidas de correlação angular direcional γ - γ :

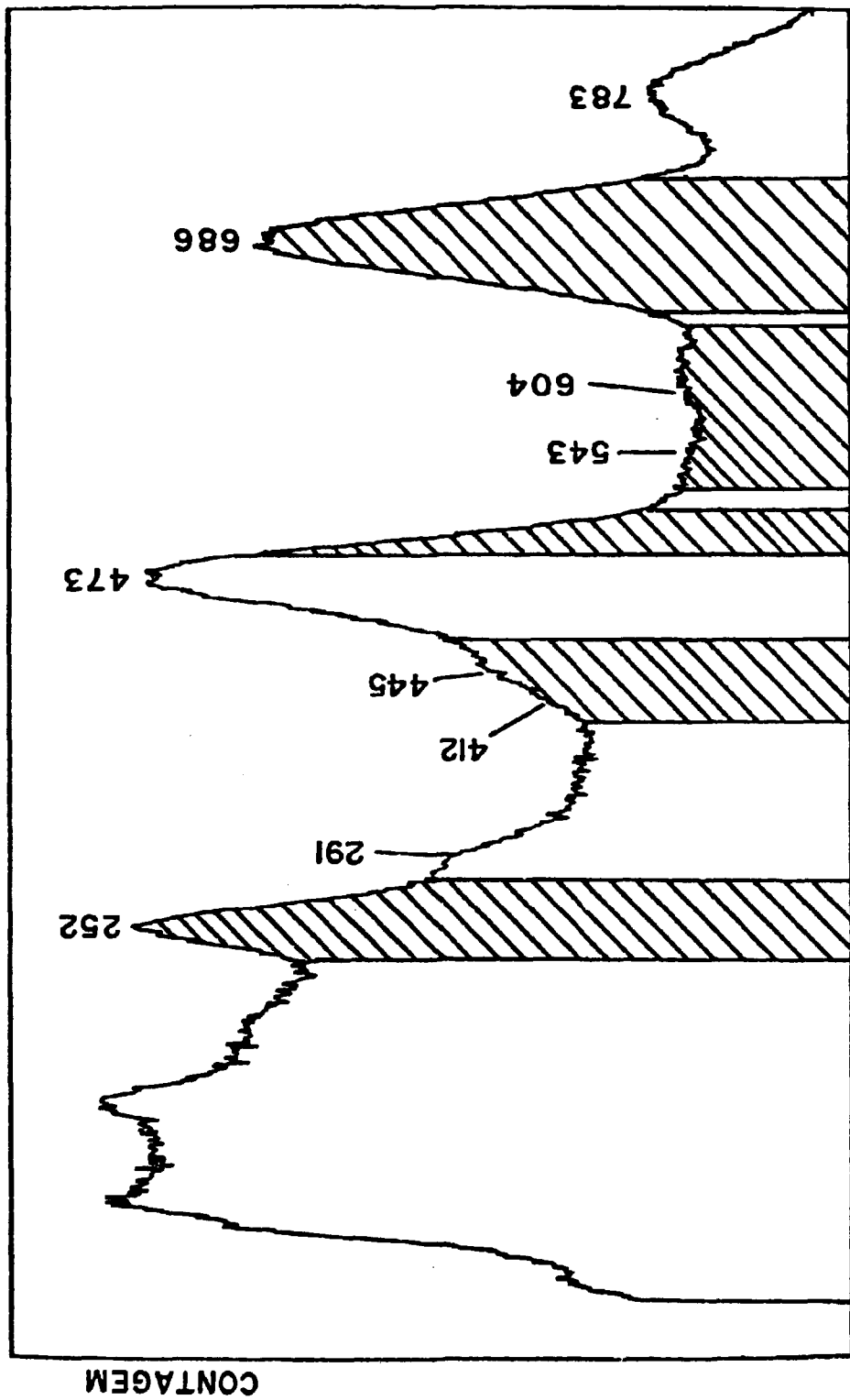
As medidas de correlação angular direcional foram feitas conforme procedimento descrito em II-1.4a, usando-se os sistemas A (detectores de NaI(Tl) e Ge(Li)) e B (dois detectores de Ge(Li)), descritos em II-1.1.

Para as medidas com o sistema A, os ângulos pré-fixados foram de 90° , 120° , 150° e 180° , com um tempo de uma hora para cada ângulo. O número de ciclos era tal que se media por cerca de 20 horas por dia, quando, então, se listavam os dados acumulados, verificava-se se a janela em energia selecionada no monocanal não havia se deslocado e, então, se iniciava a tomada de novos dados. Para cada uma das fontes foram feitas medidas por cerca de uma semana.

Para o sistema B, as medidas foram feitas nos ângulos de 90° e 180° . O tempo de medida, em cada ângulo, neste caso, foi de oito horas, em média.

i) Medidas efetuadas com o sistema A:

Na figura III-4 é apresentado o espectro de raios- γ observado pelo detector de NaI(Tl), onde estão assinaladas as posições das energias onde foram colocadas as janelas. A tabela III-1 apresenta as cascatas gama medidas pa



CANAL

FIGURA 111-4

Espectro direto de raios γ do decaimento de ^{127}Sb , do detector de NaI(Tl).

ra cada uma das janelas. Nesta tabela, a primeira coluna significa a posição onde foi centrada a janela.

TABELA III-1: Cascatas gama medidas para cada posição da janela selecionada no monocanal.

janela (keV)	Cascatas gama medidas (keV-keV)
	291-252
252	445-252
	584-252
412	445-252
	281-441
	281-502
	310-473
473	451-473
	604-473
	638-502
	652-502
	154-543
	584-252
	281-502
500 a 600	293-543
	391-686
	604-473
	638-502
	652-502
686	391-686

Nas figuras III-5, III-6, III-7, III-8 e III-9 estão os espectros de coincidência γ - γ observados para cada posição da janela.

Como mostra a tabela III-1, foram treze as cascatas gama medidas, oito das quais foram medidas de maneiras diferentes, a saber:

cascata gama 445-252keV: janela centrada em 252keV e em 412 keV;

cascata gama 584-252keV: janela centrada em 252keV e na região de 500 a 600 keV;

cascatas gama 281-502keV, 604-473 keV, 638-502 keV e 652-502 keV: janela centrada em 473 keV e na região de 500 a 600 keV;

cascata gama 391-686keV: janela na região de 500 a 600 keV e em 686 keV.

Os resultados obtidos, através de uma e outra maneira, foram consistentes, o que nos permitiu somar os dados obtidos, separadamente, para os cálculos dos coeficientes A_{kk} .

ii) Medidas efetuadas com o sistema B:

Com este sistema foram realizadas medidas com a janela na posição de 252 keV para analisar as cascatas gama de 445-252 keV e 291-252 keV e na posição de 604 keV para analisar as cascatas gama de 604-473 keV e 604-412 keV. A

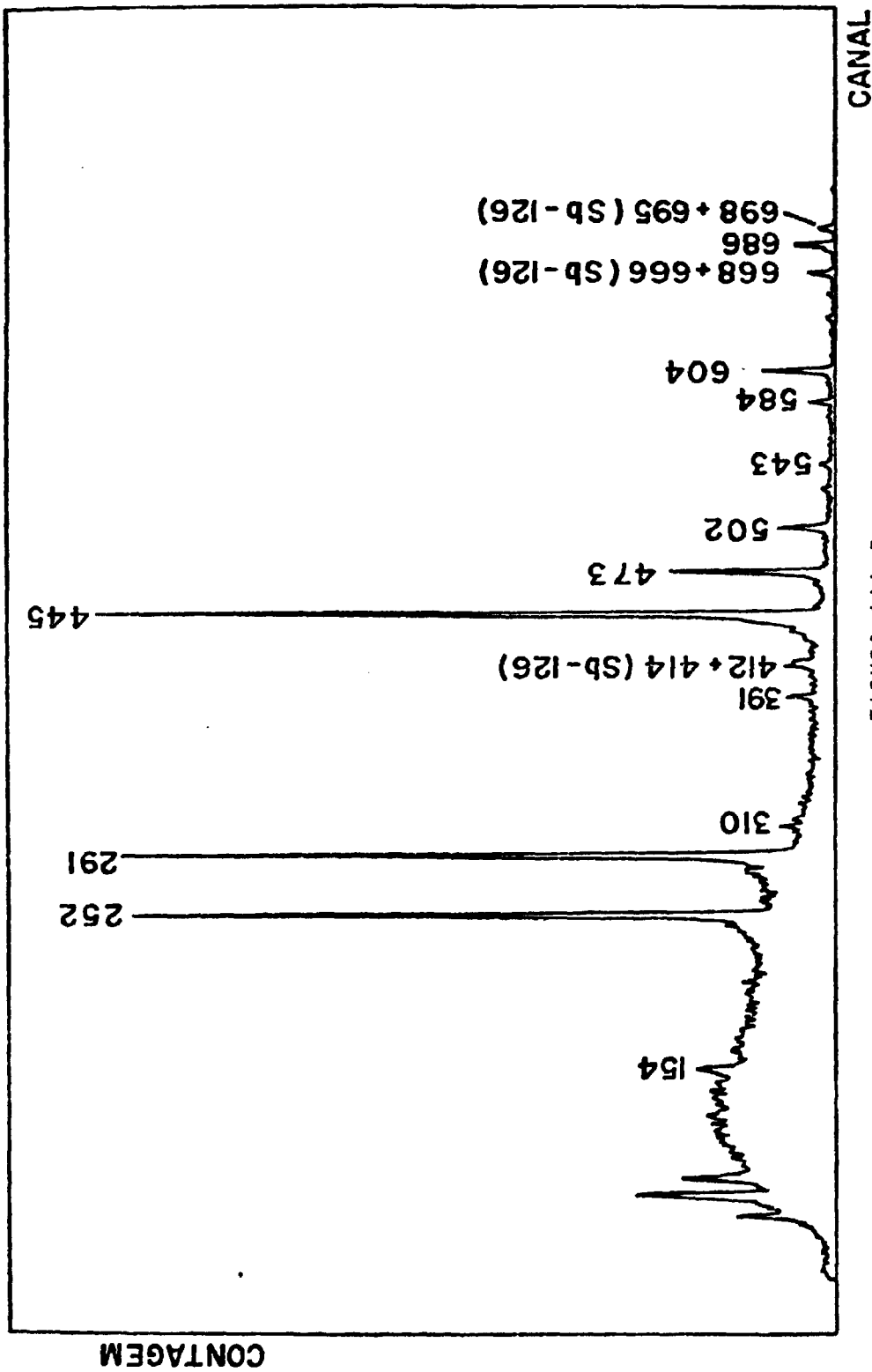


FIGURA III-5

Espectro de coincidências gama-gama para a janela centrada em 252 keV.

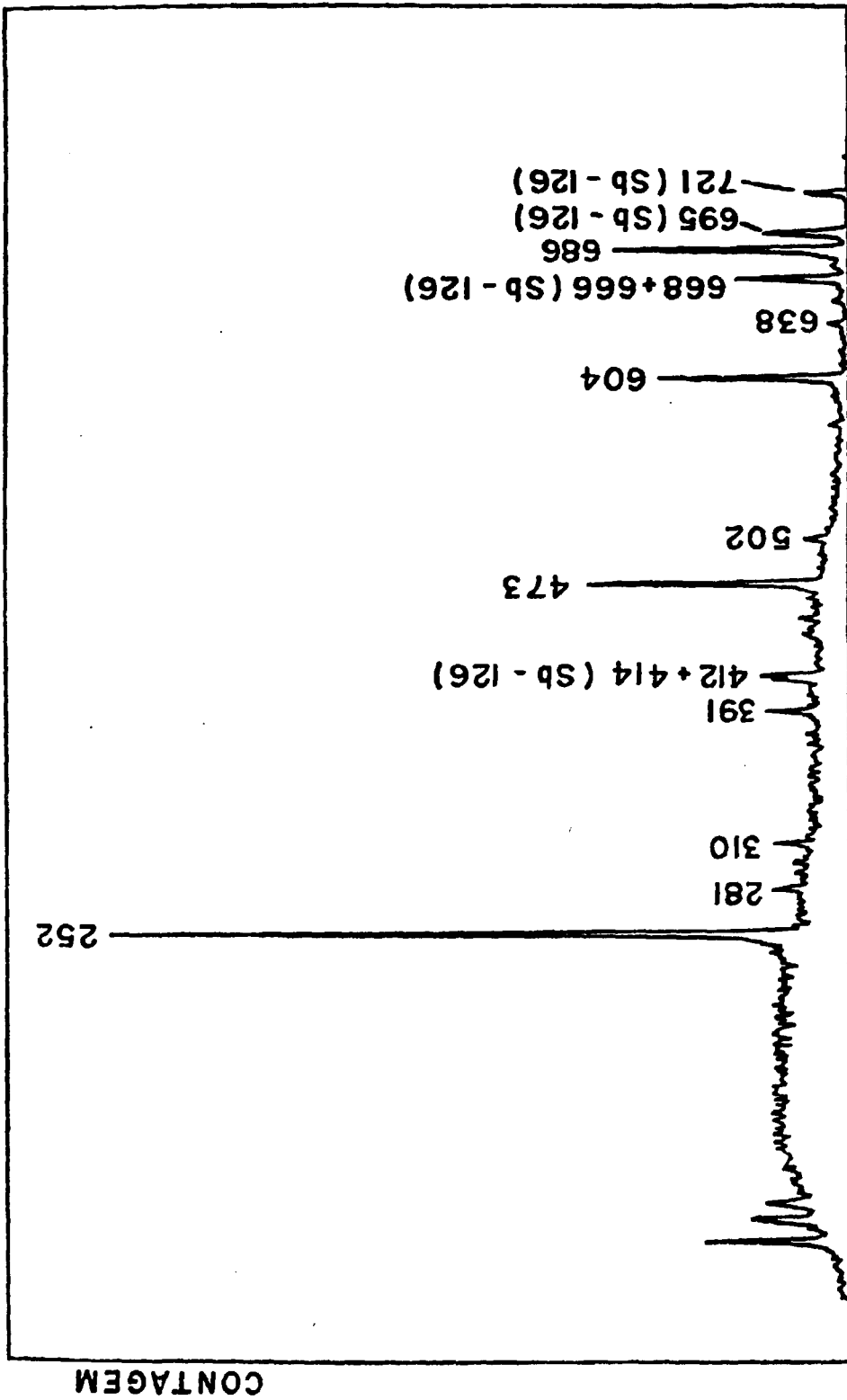


FIGURA 111-6

Espectro de coincidências gama-gama para a janela centrada em 412 keV.

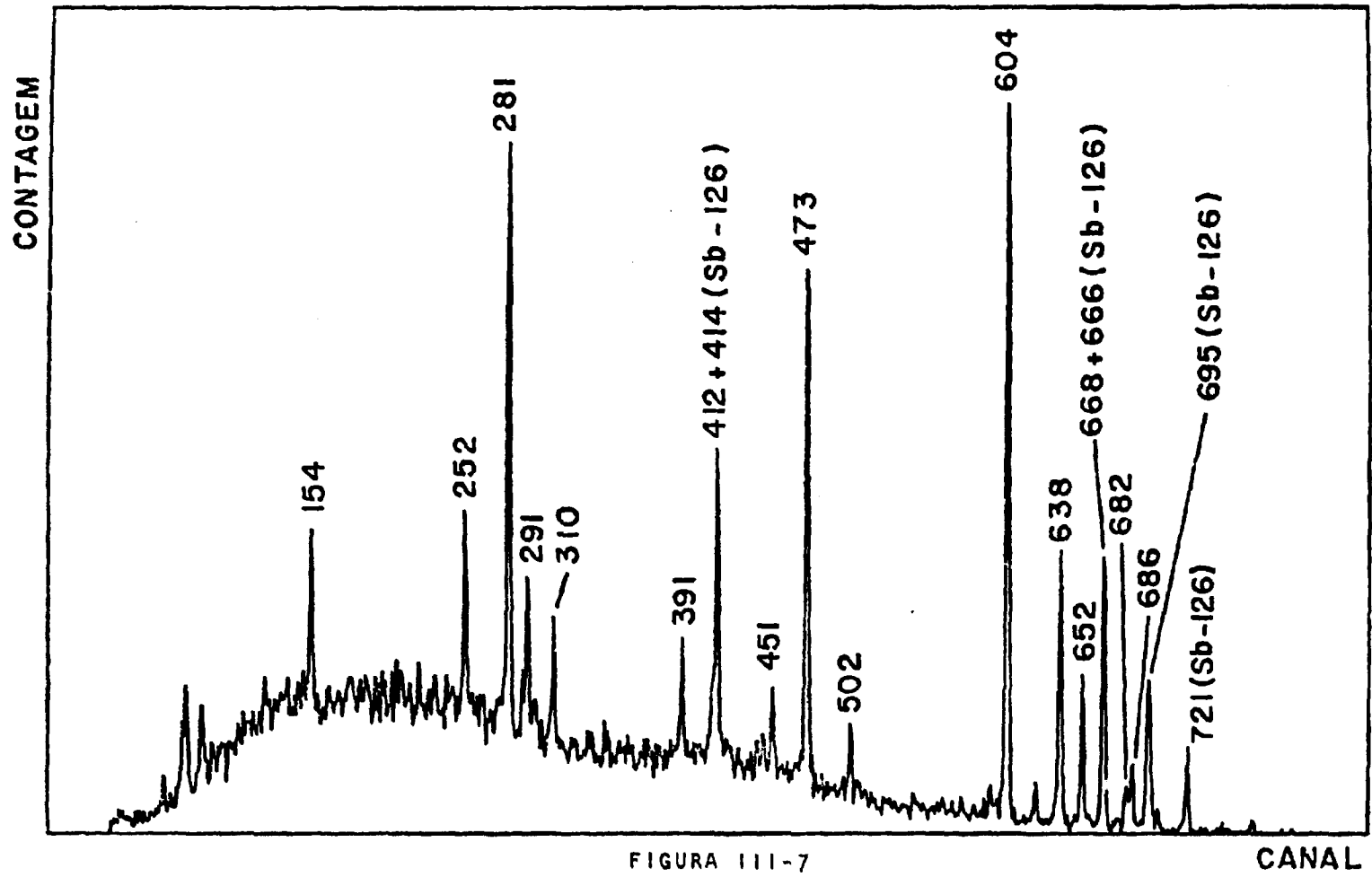


FIGURA III-7

Espectro de coincidências gama-gama para a janela centrada em 473 keV.

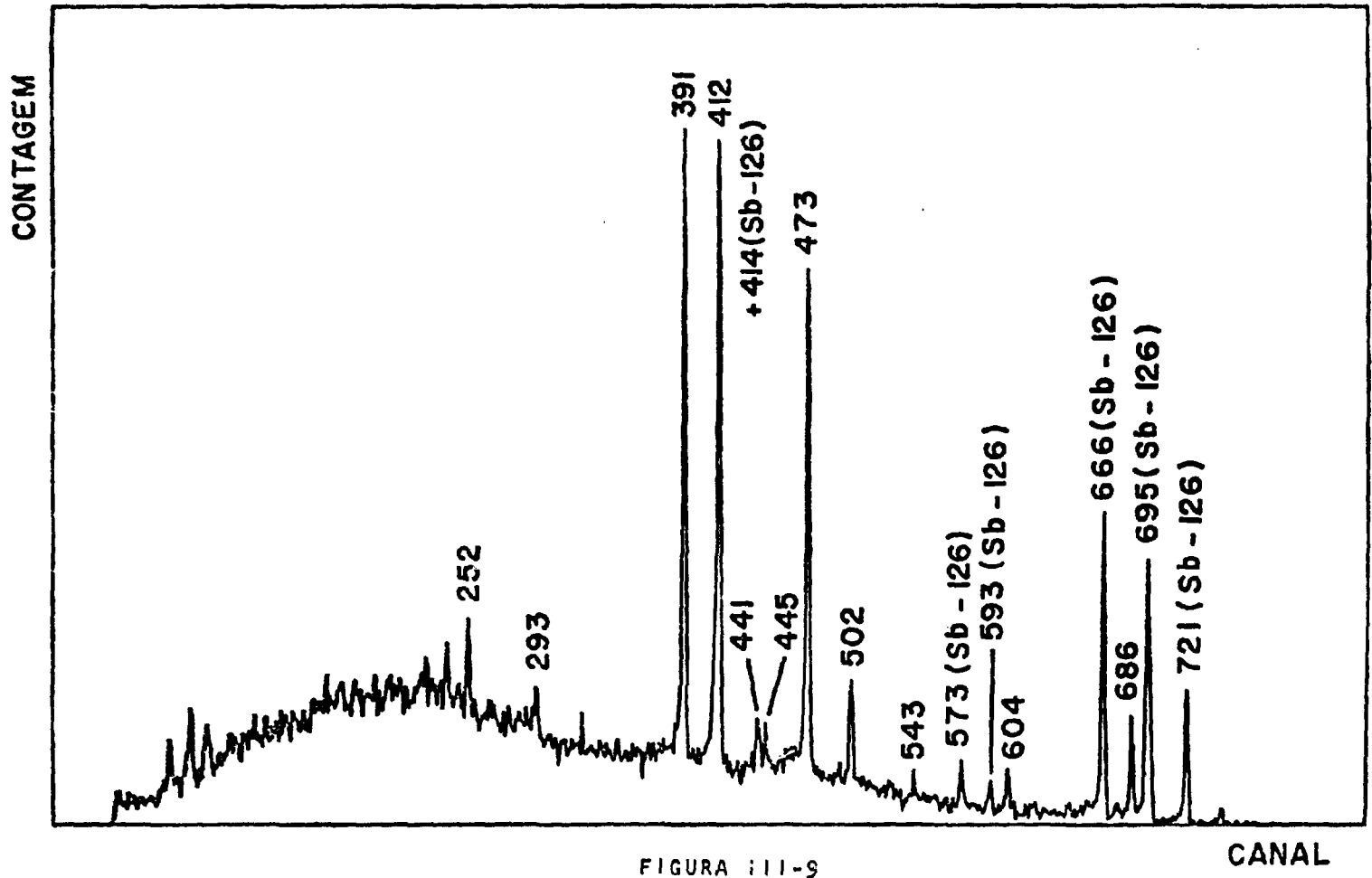


FIGURA III-9

Espectro de coincidências gama-gama para a janela centrada em 686 keV.

cascata gama 604-412 keV foi a única medida, apenas através deste sistema, e somada às outras treze, resultou num total de quatorze cascatas gama estudadas.

A medida da correlação angular da cascata gama 604-412 keV foi, na verdade, a razão do uso da combinação de detectores B (dois Ge(Li)). Isto devido à impossibilidade de se obterem os raios γ com 412 keV livres da interferência dos raios γ de 473 keV, muito mais intensos, na janela colocada na posição de 412 keV. Por outro lado, usar a janela posicionada na região de 500 a 600 keV para a seleção do raio γ de 604 keV e observar o raio γ de 412 keV, foi inviável. Isto devido à presença, nesta janela, dos raios γ com energia de 668 keV e 682 keV, também, em coincidência com o raio γ de 412 keV. Dessa forma, fazendo-se as medidas com o sistema de dois Ge(Li) foi possível se resolverem estas interferências.

Quanto à cascata gama 604-473 keV, é interessante salientar que sua análise foi possível, a partir da medida com a janela, na posição de 473 keV, posição esta, em que, o raio γ de energia de 473 keV é, praticamente, livre de interferência do raio γ de 412 keV. Foi possível a confirmação deste fato, através do resultado da medida com os dois Ge(Li), que apresentou bastante consistência com o resultado da medida de Ge(Li) - NaI(Tl).

Devemos mencionar que, apesar da cascata gama 668 - 473 keV ser relativamente forte, sua correlação angular não pode ser medida, devido à interferência do raio

γ intenso de 666 keV do ^{126}Te , que está em coincidência com várias transições intensas de energia maior que 473 keV.

A medida com dois Ge(Li), na janela de 252keV, foi realizada porque a cascata gama 445 - 252 keV seria, posteriormente, usada na medida do fator g do nível de 340 keV e seria, então, interessante ter-se a mesma informação de duas maneiras independentes. Desta forma, pudemos ter certeza de que não existem interferências nesta cascata gama quando é usado o detector de NaI(Tl).

III-2.4 - Medida do fator g nuclear do nível de 340 keV:

Para se medir o fator g do nível de 340 keV, usou-se a cascata gama 445-252 keV, que possui este nível como intermediário, segundo o procedimento descrito em II-1.4-b.

Nestas medidas, a liga de Ni-Sb, contendo a fonte radioativa de ^{127}Sb , foi centralizada entre os pólos do eletroímã.

Inicialmente, foram realizadas duas medidas independentes com dois detectores de NaI(Tl) (Combinação D do item II-1.1).

Em seguida, foram feitas duas medidas simultâneas com um detector de Ge(Li) e dois de NaI(Tl) (Combinação C). O detector Ge(Li) era o detector comum aos dois conjuntos de medida, sendo que, nele, foi selecionada a energia de 252 keV.

Na medida dos coeficientes A_{22} para a cascata gama 445 - 252 keV, a mudança de ângulos (90° e 180°) foi

feita, manualmente, e o tempo de medida, em cada ângulo, foi de cerca de 4 horas.

Para a medida de R foi usado um campo magnético de 5 kG para polarizar a liga. O campo magnético foi revertido a cada uma hora, automaticamente.

Foram gastas cerca de três semanas para se completarem as quatro medidas.

III-3. Resultados Experimentais

Os coeficientes de correlação angular A_{22} e A_{44} , obtidos, conforme descrito em II-2.1, são apresentados na tabela III-2. Nesta tabela, também, são apresentados os resultados anteriores de Soares e outros⁸⁰ e os valores de A_{22} extraídos das medidas de Krane e Steyer⁶⁰. A figura III-10 mostra a curva ajustada para o polinômio $W(\theta)$ para cada uma das cascatas estudadas.

As razões de mistura multipolar δ das transições gama, obtidas conforme descrito em II-2.2, com as sequências de spin mais consistentes com as medidas de correlação angular direcional e com outros resultados, tanto de decaimento beta e gama como de reações nucleares, são apresentadas na tabela III-3.

Na figura III-11 apresentamos um esquema parcial do decaimento β^- do ^{127}Sb , onde, apenas, as transições gama de interesse, no presente trabalho, são mostradas. Os spins e paridades apresentados, neste esquema, são consistentes com os nossos resultados e com os de outros autores.

TABELA III-2: Valores de A_{22} e A_{44} para cascatas gama no ^{127}Te

CASCATA GAMA (kev)	JANELA(kev)	A_{22}	A_{44}
584-252	584	-0.072 ± 0.021	0.005 ± 0.033
445-252	252	0.252 ± 0.008	-0.024 ± 0.014
	445	0.235 ± 0.009	0.032 ± 0.014
	252*	0.273 ± 0.013	-
		$0.233 \pm 0.014^{(1)}$	0.090 ± 0.027
		$0.315 \pm 0.074^{(2)}$	-
291-252	252	-0.235 ± 0.010	-0.043 ± 0.016
	252*	-0.210 ± 0.014	-
		$-0.342 \pm 0.024^{(1)}$	0.090 ± 0.046
		$-0.249 \pm 0.105^{(2)}$	-
604-412	604*	0.147 ± 0.047	-
		$0.172 \pm 0.035^{(2)}$	-
604-473	473	-0.156 ± 0.010	0.017 ± 0.015
	604*	-0.145 ± 0.020	-
		$-0.346 \pm 0.060^{(2)}$	-
451-473	473	-0.227 ± 0.065	0.044 ± 0.090
310-473	473	-0.160 ± 0.040	-0.014 ± 0.070
652-502	502	0.120 ± 0.022	0.046 ± 0.035
638-502	502	-0.450 ± 0.018	0.057 ± 0.025

(continua)

TABELA III-2 (continuação)

CASCATA GAMA (keV)	JANELA (keV)	A ₂₂	A ₄₄
281-502	502	-0.155 ± 0.015	-0.025 ± 0.023
281-441	441	-0.013 ± 0.080	0.026 ± 0.120
293-543	543	0.112 ± 0.040	0.065 ± 0.070
154-543	543	0.052 ± 0.050	0.098 ± 0.070
391-686	686	-0.280 ± 0.012 -0.360 ± 0.083 ⁽²⁾	0.042 ± 0.018

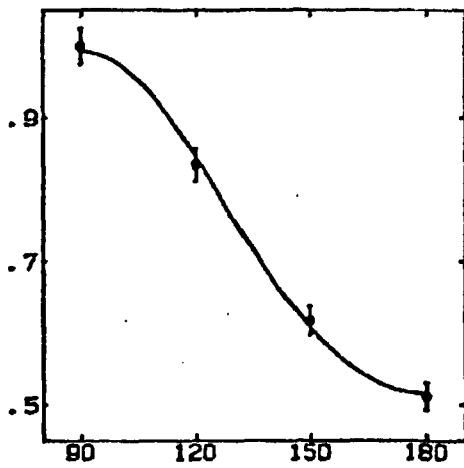
* Medidas com Ge(Li-Ge(Li))

(1) valores de Soares e outros⁸⁰(2) valores de Krane e Steyert⁶⁰

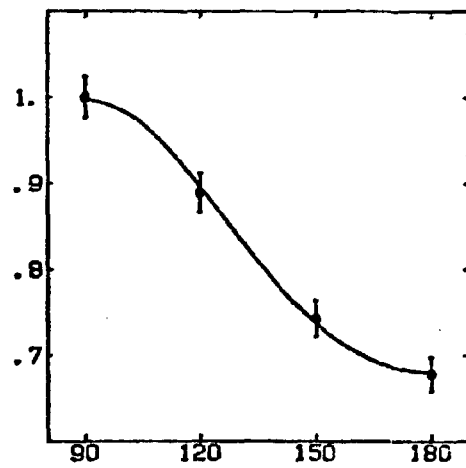
FIGURA III-10

Função correlação angular teórica e os pontos experimentais da função para as diversas cascatas do ^{127}Te .

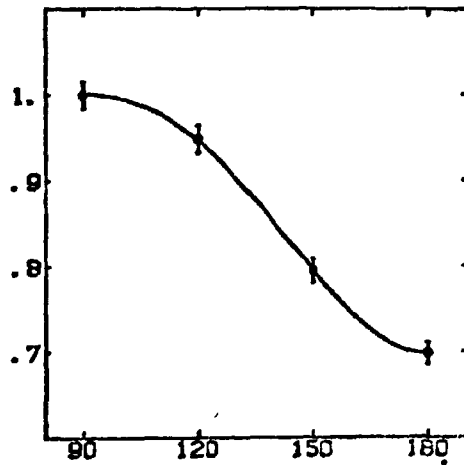
CASCATA 638-502



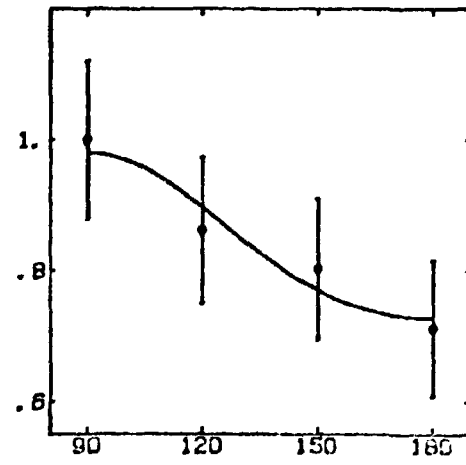
CASCATA 392-686



CASCATA 291-252



CASCATA 451-473

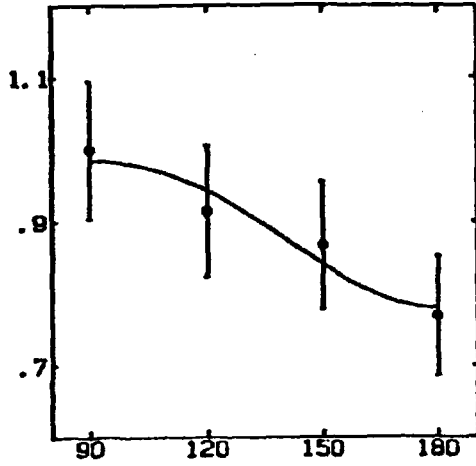


(continua)

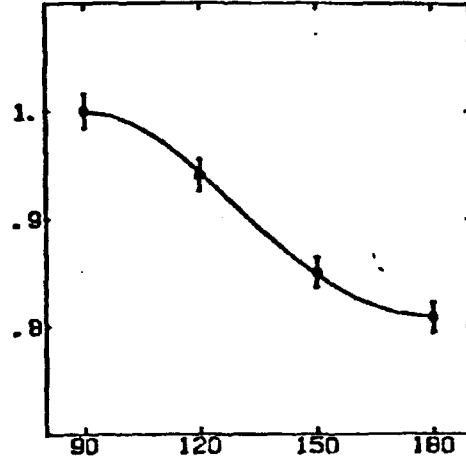
FIGURA III-10

(continuação)

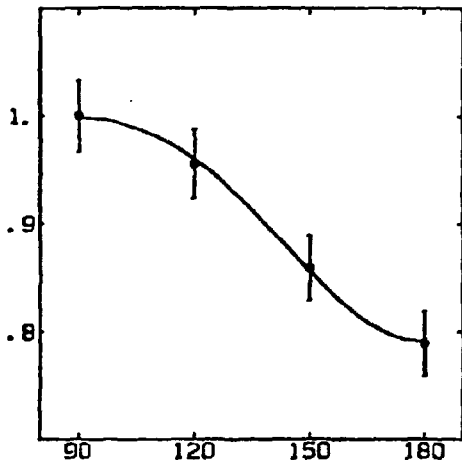
CASCATA 310-473



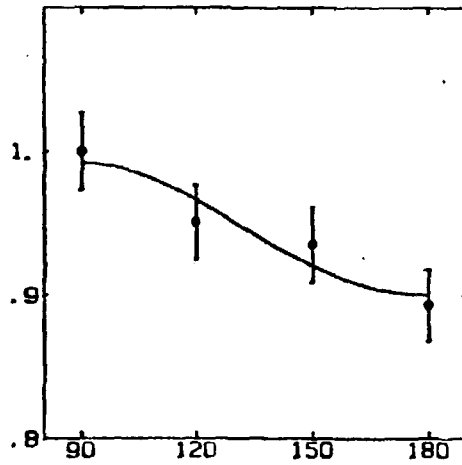
CASCATA 603-473



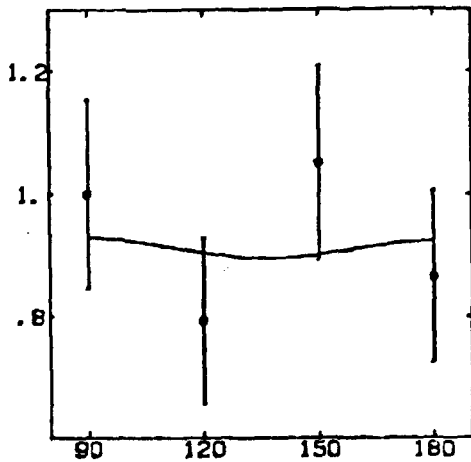
CASCATA 280-502



CASCATA 584-252



CASCATA 280-441



CASCATA 154-543

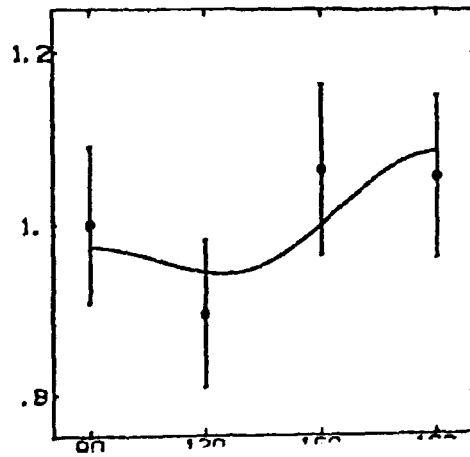
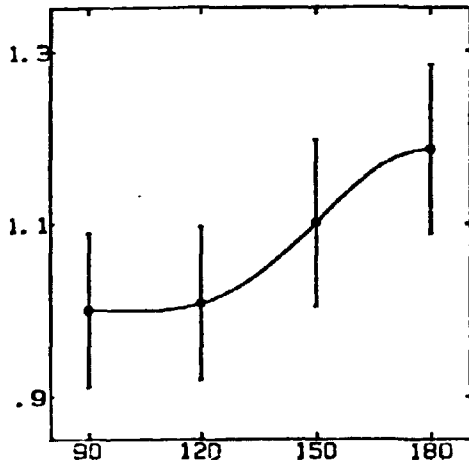


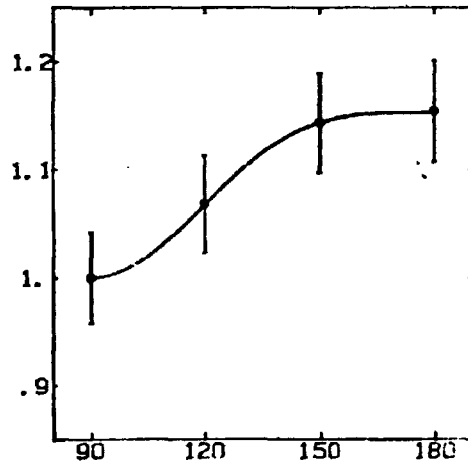
FIGURA III-10

(continuação)

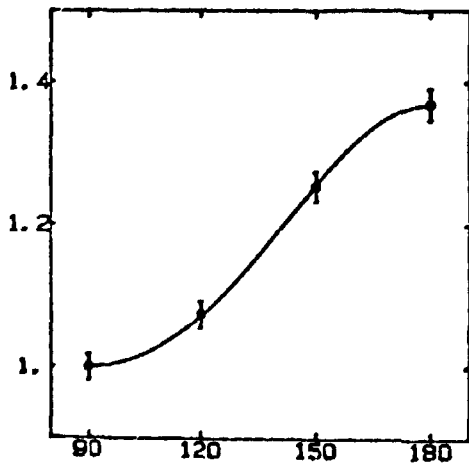
CASCATA 293-543



CASCATA 652-502



CASCATA 445-252
(janela 445)



CASCATA 445-252
(janela 252)

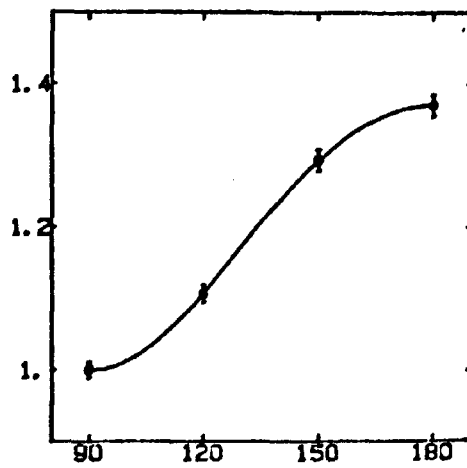


TABELA 1:1-3 Valores das razões de mistura multipolar para as transições gama misturadas no ^{127}Te

CASCATA GAMA (keV)	JANELA (keV)	TRANSIÇÃO GAMA MISTURADA(keV)	VALOR DE $\delta(\gamma)$ USADO NO AJUSTE	SEQUENCIA DE SPIN	RAZÃO DE MISTURA $\delta(E2/M1)$	VALORES DE $\delta(E2/M1)$ DE OUTROS AUTORES
584-252	252	252	$\delta(584) = 0.0$	7/2(1)9/2(1,2)11/2	-2.56 ± 0.20 ou -0.31 ± 0.03	-1.53 ± 0.24 (1) ou -0.56 ± 0.10 -1.61 ± 0.39 (2)
291-252	252	291	$\delta(252) = -2.56$ $\delta(252) = -0.31$	7/2(1,2)9/2(1,2)11/2	0.42 ± 0.06 0.42 ± 0.03	0.27 ± 0.21 0.13 (1) ou 6 ± 0.68 -3 1.87 ± 0.51 (2)
291-252*	252	291	$\delta(252) = -2.56$ $\delta(252) = -0.31$	7/2(1,2)9/2(1,2)11/2	0.38 ± 0.01 0.37 ± 0.01	
445-252	445	445	$\delta(252) = -2.56$ $\delta(252) = -0.31$	7/2(1,2)9/2(1,2)11/2	-1.14 ± 0.19 -0.25 -1.19 ± 0.20 -0.25	-3.14 ± 0.76 (2)
445-252	252	445	$\delta(252) = -2.56$ $\delta(252) = -0.31$	7/2(1,2)9/2(1,2)11/2	-1.11 ± 0.25 -0.38 -1.18 ± 0.25 -0.33	

(continua)

TABELA III-3 (Continuação)

CASCATA GAMA (kev)	JANELA (kev)	TRANSIÇÃO GAMA MISTURADA(kev)	VALOR DE $\delta(\gamma)$ USADO NO AJUSTE	SEQUÊNCIA DE SPIN	RAZÃO DE MISTURA $\delta(E2/M1)$	VALORES DE $\delta(E2/M1)$ DE OUTROS AUTORES
445-252*	252	445	$\delta(252) = -2.56$ $\delta(252) = -0.31$	$7/2(1,2)9/2(1,2)11/2$	-1.13 +0.29 -0.44 -1.19 \pm 0.41	
391-686	686	391	$\delta(686) = 0$	$9/2(1,2)7/2(2)3/2$ $5/2(1,2)7/2(2)3/2$	-0.31 \pm 0.02 0.15 \pm 0.02	-0.29 \pm 0.14 ⁽¹⁾ ou -2.1 \pm 0.70 0.55 +0.51 ⁽¹⁾ -0.19 ou 2.8 +2.5 -1.5
604-412*	604	604	$\delta(412) = 0$ $\delta(412) = 0$	$5/2(1,2)5/2(2)1/2$ $9/2(2,3)5/2(2)1/2$	0.14 \pm 0.08 0.05 \pm 0.08	0.00 \pm 0.07 ⁽¹⁾ ou 1.65 \pm 0.25
604-473*	604	473	$\delta(604) = 0.14$ $\delta(604) = 0.05$	$5/2(1,2)5/2(1,2)3/2$ $9/2(2,3)5/2(1,2)3/2$	-0.10 \pm 0.01 ou -2.63 \pm 0.05 -0.10 \pm 0.01 ou -2.62 \pm 0.05	-0.29 \pm 0.06 ⁽¹⁾ ou -1.56 \pm 0.19

(continua)

TABELA III-3 (continuação)

CASCATA GAMA (kev)	JANELA (kev)	TRANSIÇÃO GAMA MISTURADA(kev)	VALOR DE $\delta(\gamma)$ USADO NO AJUSTE	SEQUÊNCIA DE SPIN	RAZÃO DE MISTURA $\delta(E2/M1)$	VALORES DE $\delta(E2/M1)$ DE OUTROS AUTORES
604-473	473	473	$\delta(604) = 0.14$ $\delta(604) = 0.05$	$5/2(1,2)5/2(1,2)3/2$ $9/2(2,3)5/2(1,2)3/2$	-0.11 ± 0.01 ou -2.39 ± 0.08 -0.09 ± 0.02 ou -2.40 ± 0.08	
310-473	473	310	$\delta(473) = -2.51$ $\delta(473) = -0.10$	$5/2(1,2)5/2(1,2)3/2$	-2.63 $+0.43$ -0.55 ou 0.10 ± 0.03 -2.08 ± 0.15 ou 0.10 ± 0.03	
451-473	473	451	$\delta(473) = -2.51$ $\delta(473) = -0.10$	$7/2(1,2)5/2(1,2)3/2$	0.67 $+0.72$ -0.12 ou 1.13 $+0.20$ -0.57 0.63 $+0.80$ -0.11 ou 1.20 $+0.23$ -0.68	

(continua)

TABELA III-3 (continuação)

CASCATA GAMA (kev)	JANELA (kev)	TRANSIÇÃO GAMA MISTURADA(kev)	VALOR DE $\delta(\gamma)$ USADO NO AJUSTE	SEQUENCIA DE SPIN	RAZÃO DE MISTURA $\delta(E2/M1)$	VALORES DE $\delta(E2/M1)$ DE OUTROS AUTORES
293-543	543	293	$\delta(543) = 0$	$7/2(1,2)7/2(2)11/2$	0.12 ± 0.13	
154-543	543	154	$\delta(543) = 0$	$7/2(1,2)7/2(2)11/2$	-2.30 +0.81 -2.02 ou 0.34 ± 0.21	
652-502	502	502	$\delta(652) = 0$	$7/2(2)3/2(1,2)3/2$	0.34 ± 0.08 ou 1.50 ± 0.22	
652-502	502	652	-	$5/2(1,2)3/2(1,2)3/2$	0.24 +0.10 -0.05 ou 2.08 +0.26 -0.43	
		502	-		0.34 +0.89 -0.24 ou 2.12 +0.38 -0.89	

(continua)

TABELA 111-3 (continuação)

CASCATA GAMA (kev)	JANELA (kev)	TRANSIÇÃO GAMA MISTURADA(kev)	VALOR DE $\delta(\gamma)$ USADO NO AJUSTE	SEQUENCIA DE SPIN	RAZÃO DE MISTURA $\delta(E2/M1)$	VALORES DE $\delta(E2/M1)$ DE OUTROS AUTORES
638-502	502	638	$\delta(502) = 0.34$ $\bar{\delta}(502) = 1.81$	 $5/2(1,2)3/2(1,2)3/2$	 $-6.35 \begin{matrix} +0.76 \\ -0.96 \end{matrix}$ ou -0.39 ± 0.02 $-4.61 \begin{matrix} +0.49 \\ -0.57 \end{matrix}$ ou -0.46 ± 0.03	
281-502	502	281	$\delta(502) = 0.34$ $\bar{\delta}(502) = 1.81$	 $5/2(1,2)3/2(1,2)3/2$	 $-0.08 \begin{matrix} 0.02 \\ 7.25 \end{matrix}$ ou $+1.10$ -0.30 $-0.10 \begin{matrix} 0.02 \\ 3.34 \end{matrix}$ ou $+0.46$ -1.09	

(continua)

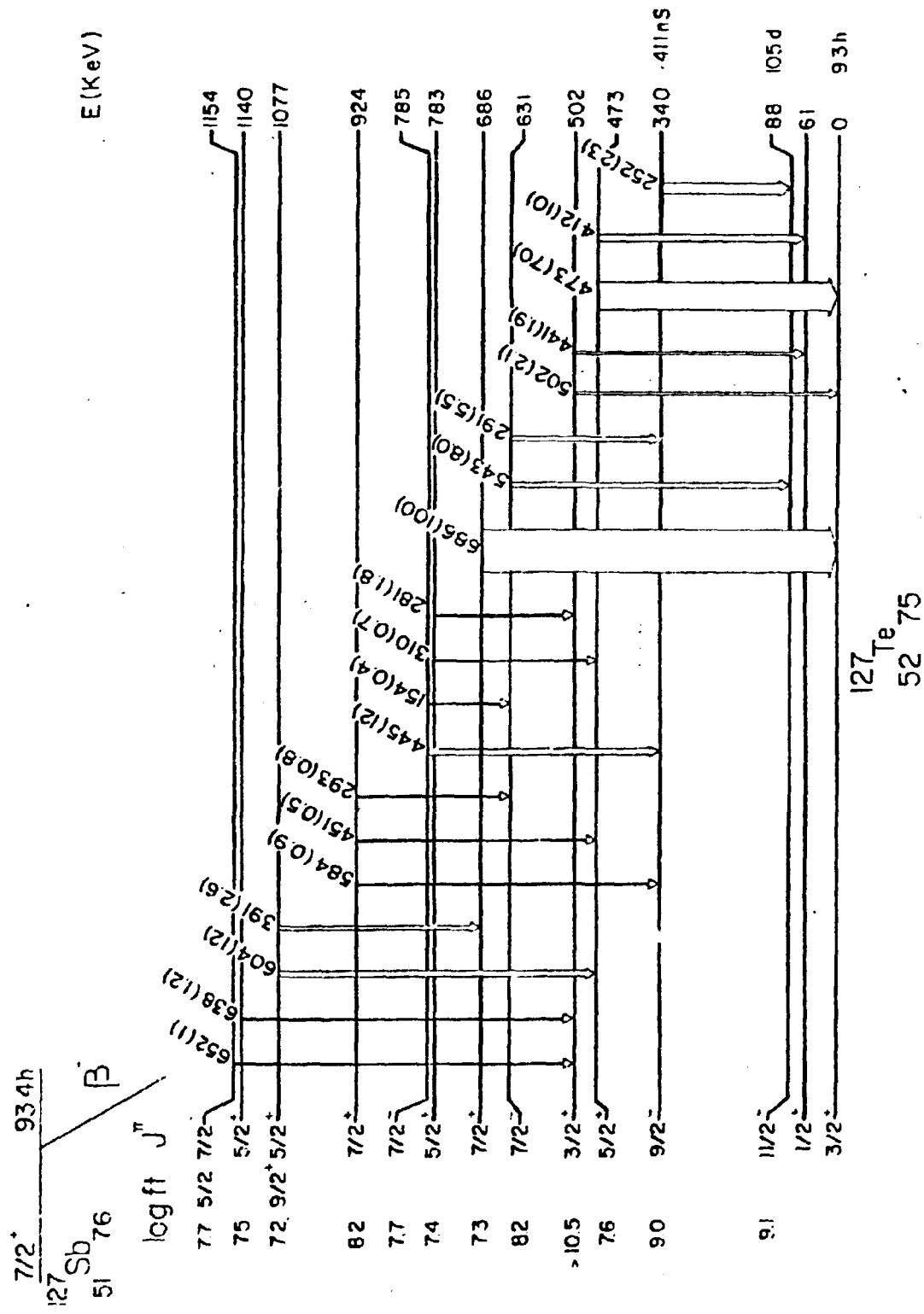
TABELA III-3 (continuação)

CASCATA GAMA (kev)	JANELA (kev)	TRANSIÇÃO GAMA MISTURADA (kev)	VALOR DE $\delta(\gamma)$ USADO NO AJUSTE	SEQUÊNCIA DE SPIN	RAZÃO DE MISTURA $\delta(E2/M1)$	VALORES DE $\delta(E2/M1)$ DE OUTROS AUTORES
281-441	441	441	$\delta(281) = -0.09$	5/2(1,2)3/2(1,2)1/2	-18.30 +14.30 $-\infty$ ou 0.51 +0.38 -0.22	
			$\delta(281) = 7.80$		-18.30 +14.30 $-\infty$ ou 0.51 +0.38 -0.22	

* Medidas com Ge(Li) - Ge(Li)

(1) Valores de Krane e Steyert ⁶⁰

(2) Valores de Soares e outros ⁸⁰



Esquema de decaimento parcial do ^{127}Sb para os níveis do ^{127}Te consistente com os present

FIGURA 111-11

Os resultados das medidas do fator g para o nível de 340 keV, obtidos, conforme descrito em 11-2.3, são apresentados na tabela III-4. O cálculo do erro, nos valores de g , foi feito conforme equação (11.10) e o valor usado para $T_{1/2}$ foi o de Soares e outros⁸⁰ e para B , foi o de Frankel e outros³⁶. O campo hiperfino magnético foi corrigido para a magnetização do Ni, à temperatura ambiente e para o campo externo de polarização⁵⁶.

Os spins e as paridades atribuídos a cada um dos níveis e os resultados das medidas de correlação angular direcional são discutidos a seguir.

Krane e Steyert⁶⁰ admitiram spin e paridade $7/2^+$ para o estado fundamental do ^{127}Sb e obtiveram uma excelente concordância de seus resultados com sistemática de resultados de outros isótopos de massa ímpar de Sb⁷⁷.

Níveis: fundamental, de 61 keV e de 88 keV:

A partir de resultados de reações de transferência de partícula (d,p) ^{28,43,52}, (d,t) ⁵², $(^3\text{He},\alpha)$ ³² e (t,d) ⁷⁵, bem como de estudos de decaimento β^- e γ ^{60,71}, foram, definitivamente, estabelecidos spin e paridade para cada um dos três primeiros níveis do ^{127}Te : $3/2^+$, $1/2^+$ e $11/2^-$ para o estado fundamental, primeiro excitado de 61 keV e estado isomérico de 88 keV, respectivamente.

Nível de 340 keV:

Este nível é semelhante ao nível de 322 keV no ^{125}Te em alguns aspectos: ambos não são populados nas

TABELA 111-4

Resultados obtidos para $w_{B\tau}$ e para o fator g do nível de 340 keV:

	$w_{B\tau}$		g
	$w_{B\tau}(225^\circ)$	$w_{B\tau}(135^\circ)$	
NaI(Tl) - NaI(Tl)	-0.111 ± 0.053	$+0.131 \pm 0.016$	$-0.218 \pm 0.033^{(1)}$
Ge(Li) - Ge(Li)	-0.110 ± 0.040	$+0.106 \pm 0.021$	$-0.215 \pm 0.014^{(2)}$

(1) Valor calculado a partir de $\overline{w_{B\tau}} = 0.114 \pm 0.018$.

(2) Resultado de Soares e outros⁸⁰.

reações nucleares de transferência de partícula ^{28,32,43,52,75} ;
o valor de log ft para o decaimento β^- para este nível é
 $9,0^{71}$, enquanto que, para o de 322 keV no ^{125}Te é de $9,3^{22}$; eles
se desexcitam, apenas, através do segundo nível excitado com
 $11/2^-$. Assim, as possibilidades de spin se restringem a $7/2^-$,
 $9/2^-$ e $11/2^-$. Como para o nível de 322 keV no ^{125}Te , $9/2^-$ já
havia sido, muito bem, estabelecido ^{50,65,83}, Ragaini e outros ⁷¹
atribuíram $9/2^-$, também, para o nível em questão. Os resulta
dos de Orientação Nuclear feitos por Krane e Steyert ⁶⁰ fo
ram inconsistentes com as possibilidades $7/2^-$ e $11/2^-$ e con
firmaram $9/2^-$.

Este nível faz parte de três cascatas gama
estudadas no presente trabalho, como nível intermediário:
291-252 keV, 445 - 252 keV e 584 - 252 keV.

i) Cascata gama-584 - 252 keV:

Com relação a esta cascata gama, tem-se a
transição de 584 keV, partindo do nível de 924 keV. A este ní
vel, como será justificado, adiante, foram atribuídos spin e
paridade $7/2^+$. Os resultados de correlação angular para esta
cascata gama são bastante consistentes com esta atribuição, o
mesmo ocorrendo para outras duas cascata gama que, também, pos
suem o mesmo nível de 924 keV como nível inicial (293-543 keV
e 451-473 keV).

Tem-se, então, para a cascata gama 584 - 252
keV, a sequência $7/2^+ - 9/2^- - 11/2^-$, o que faz de 584 keV, uma
transição E1. Supondo-a pura, determinamos os valores possí-

veis de δ para a transição de 252 keV, como pode ser visto na tabela III-3: $\delta(252) = -2,55 \pm 0,20$ ou $-0,31 \pm 0,03$. Na mesma tabela, estão apresentados os valores de Soares e outros⁸⁰ e de Krane e Steyert⁶⁰, que diferem dos nossos resultados. É interessante mencionar que a suposição de uma pequena mistura (cerca de 4%) de M2, na transição de 584 keV, tornaria os resultados presentes, coerentes com os resultados dos autores mencionados^{60,80}. Tais misturas podem acontecer.

ii) Cascatas 291 - 252 keV e 445 - 252 keV:

Para a análise destas cascatas gama em termos de δ , foram usados os valores de $\delta(252)$ obtidos a partir da suposição de 584 keV ser uma transição E1 pura.

Nível de 473 keV:

Este nível deve corresponder ao nível de 0,48 Mev observado por Jolly⁵² através da reação (d,t).

O valor de $\log ft$ para este nível é de 7,6. Como o nível se desexcita para os níveis de $1/2^+$ (61 keV) e $3/2^+$ (nível fundamental), as possibilidades de spin seriam $5/2^+$. Os resultados de Orientação Nuclear de Krane e Steyert⁶⁰ são consistentes, apenas, com $5/2^+$.

Este nível é o intermediário de quatro das cascatas gama estudadas: 604- 412 keV, 604 - 473 keV, 451-473 keV e 310 - 473 keV. Neste ponto, limitaremos nossa discussão às duas primeiras. As outras duas serão discutidas, o

portunamente. Os resultados de A_{22} para a cascata 604 - 412 keV obtidos, no presente trabalho, concordam bem com os resultados extraídos do trabalho de Krane e Steyert⁶⁰, conforme pode ser verificado na tabela III-2. O mesmo não aconteceu com a cascata gama 604 - 473 keV. No entanto, nossos resultados para esta última cascata gama, foram obtidos de duas maneiras independentes e são bastante coerentes, entre si, além de apresentarem erros experimentais menores do que os de Krane e Steyert⁶⁰.

Os resultados de correlação angular de ambas as cascatas gama são consistentes tanto com o spin $5/2^+$, como $9/2^+$ para o nível de 1077 keV, de onde parte a transição de 604 keV. Veremos, adiante, que os resultados adicionais para a cascata 391 - 686 keV, também, são consistentes com estes dois valores $5/2^+$ e $9/2^+$ para o nível de 1077 keV.

Na cascata gama 604-412 keV, a transição de 412 keV seria uma transição E2 pura. A razão de mistura multipolar da transição de 604 keV foi determinada como $\delta(604) = 0,14 \pm 0,08$ ou $-2,32 \pm 0,50$ para o spin $5/2$ do nível de 1077 keV e $\delta(604) = 0,05 \pm 0,08$ (E2 pura) para o spin $9/2$. Estes valores de $\delta(604)$ foram calculados a partir das medidas de A_{22} (604-412) efetuadas em, apenas, dois ângulos, com dois detectores de Ge(Li), supondo $A_{44} = 0$. No primeiro caso, o valor $\delta(604) = -2,32$, na verdade, requer um valor grande para A_{44} . Porém, foi feita uma medida preliminar que mostra o valor $A_{44} \approx 0$: Do espectro de coincidências obtido com a janela centrada em 412 keV (medida feita com sistema Ge(Li) - NaI(Tl)), da figura III-6, foram somadas as coinci-

ências para o raio γ de 604 keV, que conduziu a um valor, praticamente, nulo, dentro do erro experimental, tanto para A_{22} como para A_{44} . O valor reduzido de A_{22} , certamente, resultou da mistura do raio γ de 473 keV na janela ($A_{22}(604-473) < 0$). Como $A_{44}(604-473) = 0$, conforme pode ser visto na tabela III-2, concluiu-se que, A_{44} para a cascata gama 604-412 keV, também, deve ser muito pequeno. Por isso, foi aceito, apenas, o valor $\delta(604) = 0,14 \pm 0,08$, no caso do spin de 5/2, para o nível de 1077 keV. Este valor foi usado no cálculo da razão de mistura multipolar para a transição de 473 keV, cujo resultado foi $\delta(473) = -0,10 \pm 0,01$ ou $-2,50 \pm 0,05$. Estes valores diferiram dos obtidos por Krane e Steyert⁶⁰, como era de se esperar, uma vez que o mesmo aconteceu com os resultados de A_{22} .

Nível de 502 keV:

Os valores obtidos para o momento angular do neutron transferido (l_n) nas reações $(d,p)^{28,43}$ e $(t,d)^{75}$ para este nível foi $l_n = 2$, permitindo spin e paridade $3/2^+$ ou $5/2^+$. Com o valor de $\log ft \geq 10,5$ para o decaimento β^- para este nível, pode-se escolher $3/2^+$.

Este nível é o intermediário de quatro das cascatas gama analisadas: 281-441 keV, 281-502 keV, 638-502 keV e 652-502 keV. Conforme será justificado, oportunamente, assumimos as sequências $5/2^+ - 3/2^+ - 3/2^+$, $5/2^+ - 3/2^+ - 3/2^+$ e $5/2 - 3/2^+ - 3/2^+$ (ou $7/2 - 3/2^+ - 3/2^+$) para as cascatas gama 281-502 keV, 638 - 502 keV e 652 - 502 keV, respectiva-

mente, para a análise das mesmas. O procedimento usado, nesta análise, foi o seguinte: em cada uma das três cascatas gamma, as duas transições envolvidas são misturadas. Assim, necessitou-se de usar o programa desenvolvido para a análise de casos como estes (descrito em II-2.2), nos três casos. Com este programa, calculou-se o valor de χ^2 para todas as combinações possíveis de $\delta(502)$ com $\delta(652)$; o mesmo com $\delta(638)$ e, depois, com $\delta(281)$. Para cada caso, escolheu-se $\delta(502)$ correspondente ao valor mínimo de χ^2 . A intersecção dos três resultados escolhidos conduziu, finalmente, a dois valores para $\delta(502)$, apresentados na tabela III-3. Com estes valores, determinaram-se os valores de $\delta(281)$, $\delta(638)$ e $\delta(652)$. A partir de $\delta(281)$, determinou-se $\delta(441)$.

Nível de 631 keV:

Existe um nível, a aproximadamente 0,63 MeV, observado em reações (d,p)^{28,43} e (t,d)⁷⁵ com $l_n = 0$ que não deve corresponder ao nível de 631 keV observado no decaimento β^- do ^{127}Sb , tendo, em vista, as características deste decaimento e das desexcitações deste nível. O valor de $\log ft$ para este nível é de 8,2⁷¹ e ele se desexcita para os níveis de $9/2^-$ (340 keV) e $11/2^-$ (88 keV), não decaindo para $1/2^+$, $3/2^+$ e $5/2^+$. Estas propriedades indicam, como possíveis, os valores $7/2^-$, $9/2^-$ e $11/2^-$.

As distribuições angulares das transições de 291 e 543 keV medidas por Krane e Steyert⁶⁰ favoreceram a escolha de $7/2^-$, contrariando a escolha de Ragaini e outros⁷¹, $9/2^-$ ou $11/2^-$.

Os resultados da correlação angular para a cascata gama 291-252 keV de Soares e outros⁸⁰, também, favoreceram a escolha de $7/2^-$. No presente trabalho, esse nível de 631 keV está envolvido em três das cascata gama estudadas: 291-252 keV, 154 - 543 keV e 293 - 543 keV.

No caso da cascata gama 291-252 keV, obtivemos uma boa concordância entre os resultados dos coeficientes de correlação angular obtidos com NaI(Tl) - Ge(Li) e Ge(Li) - Ge(Li), conforme mostra a tabela III-2. Nossos erros experimentais são menores do que os dos resultados anteriores^{60,80}. O presente resultado concorda com o resultado de Krane e Steyert⁶⁰, no entanto, difere do resultado de Soares e outros⁸⁰. A análise do resultado para a cascata γ - γ 291 - 252 keV permitiu os valores de $7/2^-$ e $11/2^-$ para o nível de 631 keV, descartando $9/2^-$. A análise conjunta das outras duas cascata gama 154 - 543 keV e 293 - 543 keV nos permitiu descartar $11/2^-$. Concluindo, os resultados do presente trabalho, à semelhança dos obtidos por Soares e outros⁸⁰ e Krane e Steyert⁶⁰, favoreceram a escolha de $7/2^-$ para este nível. Conforme foi dito anteriormente, usamos os valores de $\delta(252) = -0,31$ ou $-2,55$ para o cálculo de $\delta(291)$. Ambos conduziram ao resultado de $\delta(291) = 0,40 \pm 0,03$. Este resultado concorda com um dos valores de Krane e Steyert⁶⁰. A outra solução $\delta(291) = 1,42 \pm 0,50$, apesar de concordar com o resultado de Soares e outros⁸⁰, não foi aceita, por apresentar um ajuste pior do que a outra solução.

Estabelecido o spin $7/2^-$ para o nível de 631 keV, temos a transição de 543 keV como uma transição E2

pura e na tabela III-3 são apresentados os valores de $\delta(154)$ e $\delta(293)$ encontrados.

Nível de 686 keV:

O valor de $\log ft = 7,3$ para este nível e seu modo de desexcitação fizeram Ragaini e outros⁷¹ proporem um spin e paridade de $7/2^+$ para o nível de 686 keV. Esta atribuição foi confirmada por Krane e Steyert⁶⁰, apesar de seus resultados não descartarem a possibilidade de $5/2^+$.

Este nível é o intermediário de uma cascata gama estudada no presente trabalho: 391 - 686 keV. Supondo $7/2^+$ para o nível em questão, a transição de 686 keV é E2 pura. Os presentes resultados de correlação angular desta cascata gama são bastante consistentes com esta suposição. Não foi possível escolher entre $5/2^+$ ou $9/2^+$ para o nível de 1077 keV e os valores de $\delta(391)$ são apresentados na tabela III-3 para as duas possibilidades. Como mostra a tabela, os nossos resultados concordam com os de Krane e Steyert⁶⁰, tanto num caso, como no outro. As outras soluções, não aceitas, por apresentarem um ajuste pior foram: para $5/2^+$; $\delta(391) = 2.92 \pm 0.08$, consistente com o outro resultado de Krane e Steyert; para $9/2^+$, $\delta(391) = -5.08 \pm 1.20$.

Nível de 783 keV:

Este nível deve corresponder a um nível de 0,78 MeV ou 0,79 MeV observado em reações $(d,p)^{28,43}$, 0,77 MeV em $(d,t)^{52}$ e 0,78 MeV em $(t,d)^{75}$, com $\ell_n = 2$.

É um nível que se deexcita para níveis com spin $1/2^+$ (61 keV), $3/2^+$ (fundamental) e $5/2^+$ (473 keV) e o valor correspondente de $\log ft$ para este nível é de $7,4^{71}$. Desse maneira, $5/2^+$ é a única possibilidade que resta como valor de seu spin. Os resultados de Orientação Nuclear de Krane e Steyert⁶⁰ favorecem, fortemente, esta atribuição.

Três foram as cascatas gama estudadas envolvendo este nível como nível inicial: 310 - 473 keV, 281 - 441 keV e 281 - 502 keV. Estas duas últimas foram discutidas, quando na discussão do nível de 502 keV; e o intervalo de $\delta(502)$ encontrado para este caso foi $-0,10 \leq \delta(502) \leq 8,0$ ou $-3,0 \leq \delta(502) \leq -0,65$. Quanto à cascata gama 310 - 473 keV, usou-se o valor de $\delta(473)$ para se encontrar $\delta(310)$.

Nível de 785 keV:

Através dos estudos de decaimentos β^- e γ , Ra_{gaini} e outros⁷¹ atribuíram a este nível spin $7/2$ ou $9/2$, sem evidência conclusiva quanto à paridade.

Através do estudo de Orientação Nuclear, Krane e Steyert⁶⁰ concluíram que a paridade deve ser negativa a partir dos resultados de $A_2 < 0$ tanto para a transição de 445 keV, como para a de 699 keV. Com base na sistemática do decaimento β^- , estes autores favoreceram a escolha de $9/2^-$.

Os resultados obtidos por Soares e outros⁸⁰ favoreceram a escolha de $7/2^-$, bem como, os resultados de um outro trabalho⁸⁸ citado por eles.

Este nível é o nível inicial de duas das cascatas gama estudadas: 445 - 252 keV e 154 - 543 keV. A mais

forte delas, 445 - 252 keV, foi medida de três maneiras independentes e os três resultados (apresentados na tabela III-2) apresentaram uma consistência grande, entre si, e também, com os dos outros autores^{60,80}. Nossos erros experimentais são menores do que os das medidas anteriores. Fizemos a análise para encontrar o valor de $\delta(445)$ usando os valores de $\delta(252)$ já mencionados. Isto foi feito para as três sequências:

$7/2^- - 9/2^- - 11/2^-$, $9/2^- - 9/2^- - 11/2^-$ e $11/2^- - 9/2^- - 11/2^-$. O ajuste para a segunda sequência foi bem pior do que para as outras. Conforme será justificado adiante, pudemos descartar $11/2^-$ e assim, a exemplo de Soares e outros⁸⁰, atribuímos $7/2^-$ para o nível em questão. Os dois valores diferentes de $\delta(252)$ usados conduziram ao valor único de $\delta(445) = -1.16 \pm 0.30$. Este resultado não concorda com o de Soares e outros⁸⁰, porque estes autores usaram um valor diferente para $\delta(252)$ nos seus cálculos.

Quanto à cascata gama 154-543 keV, cabe mencionar que seu resultado concorda bem com o valor de $7/2^-$ para o nível em questão e que a sua análise, em conjunto, com a da cascata gama 293-543 keV foi decisiva para descartar $11/2^-$ para o nível de 785 keV.

Nível de 924 keV:

Este nível se desexcita para os níveis com $3/2^+$ (fundamental), $9/2^-$ (340 keV), $5/2^+$ (473 keV e $7/2^-$ (631 keV) e o valor de $\log ft$ que lhe corresponde é de $8,2^{71}$. Dessa forma, as suas possibilidades de spin são $5/2^-$ e $7/2^-$.

Jolly⁵² observou, com reações (d,t), um nível a 920 keV e Graue e outros⁴³, com reações (d,p), observaram um nível de 926 keV. Ambos os trabalhos atribuíram $7/2^+$ ao nível observado. Ragaini e outros⁷¹ sugeriram que este nível observado em reações diretas corresponda ao nível em discussão e com base nisto, atribuíram-lhe $7/2^+$. Mais recentemente, Shahabuddin e outros⁷⁵ fizeram a mesma correspondência ao nível que observou com reação (t,d) de $7/2^+$.

Os resultados de Orientação Nuclear de Krané e Steyert⁶⁰ foram bastante consistentes com $7/2^+$, sem no entanto, descartarem a outra possibilidade de $5/2^-$.

São três as cascatas gama estudadas que envolvem este nível, como nível inicial: 584 - 252 keV, 451 - 473 keV e 293 - 543 keV. Os resultados da correlação angular da cascata gama 584 - 252 keV descartam a possibilidade de $5/2^-$, pois, conduzem a um caráter predominantemente E2 ou, puro M1 para $\delta(252)$. Isto está em grande discordância com os resultados anteriores de $\delta(252)$ ^{60,80}.

Os resultados de todas as três cascatas gama são bastante consistentes com a escolha de $7/2^+$ para o nível de 924 keV. A cascata gama 584 - 252 keV e 293 - 543 keV já foram bem discutidas. Quanto à cascata gama 451 - 473 keV, usou-se o valor de $\delta(473)$ para se encontrar $\delta(451)$.

Nível de 1077 keV:

Através dos estudos de decaimento beta e gama, Ragaini e outros⁷¹ atribuíram a este nível as possibili

dades $5/2$, $7/2$ e $9/2$ para spin, sem restrição à paridade. Os resultados de Krane e Steyert⁶⁰ para a transição gama de 391 keV não são consistentes com paridade negativa e com spin $7/2$. Foram, então, atribuídas por estes autores as possibilidades $5/2^+$ e $9/2^+$, com base, também, nos seus resultados para a transição gama de 604 keV.

Três das cascatas gama estudadas apresentam este nível como nível inicial: 604 - 473 keV, 604 - 412 keV e 391 - 686 keV. Os resultados desta última cascata gama permitiram descartar a possibilidade de spin $7/2$. Restaram as possibilidades de $5/2^+$ e $9/2^+$, que concordaram bem com os resultados das três cascatas.

Nível de 1140 keV:

O valor de $\log ft$ para este nível é 7,7⁷¹ e ele se desexcita para $3/2^+$ (502 keV) e $5/2^+$ (473 keV). Com isto, suas possibilidades de spin são $5/2^+$ e $7/2^+$.

Ragaini e outros⁷¹ fizeram a correspondência deste nível com o nível de energia 1.14 MeV com $\ell_n = 2$ observado nos estudos de reações (d,p) realizados por Cohen e Fink²⁸ e com o nível de $5/2^+$ observado em reações (d,t) por Jolly⁵², atribuindo-lhe, assim, spin $5/2^+$. Os resultados de Orientação Nuclear realizados por Krane e Steyert⁶⁰ confirmaram esta atribuição, descartando definitivamente $7/2^+$.

Este nível é o inicial de uma das cascatas gama estudadas: 638 - 502 keV. Seu resultado concordou bas-

tante com o spin $5/2^+$, ao mesmo tempo que, sua análise foi decisiva na determinação do valor de $\delta(502)$, que ficou no intervalo $0.10 \leq \delta(502) \leq 2.50$.

Nível de 1154 keV:

Analogamente ao nível de 1140 keV, este nível, também, se desexcita para os níveis de 502 keV($3/2^+$) e de 473 keV($5/2^+$). O valor de $\log ft$ ⁷¹ que lhe corresponde é de 7,7. As possibilidades de spin que lhe restam são: $5/2$ e $7/2$.

Este nível é o nível inicial da cascata gama 652 - 502 keV estudada. Foi feita a análise para os dois possíveis spins, não tendo sido possível, através dos ajustes, escolher um dentre os dois. Para o caso $7/2$ temos a seqüência: $7/2(2) \ 3/2(1,2) \ 3/2$, cuja análise conduziu aos valores $\delta(502) = 0.34 \pm 0.08$ ou 1.50 ± 0.22 . Para o caso $5/2$, temos: $5/2(1,2) \ 3/2(1,2) \ 3/2$. A análise deste caso, em conjunto com a das cascatas gama, que contem a transição de 502 keV em comum (638 - 502 keV e 281 - 502 keV), conduziu a duas regiões de intersecção para $\delta(502)$: $\delta(502) = 0.34 \begin{pmatrix} -0.24 \\ +0.80 \end{pmatrix}$ ou $1.94 \begin{pmatrix} -0.80 \\ +0.56 \end{pmatrix}$. Observamos a consistência entre os valores encontrados nos dois casos, como se esperaria, uma vez que $\delta(502)$ não deve depender do spin do nível de 1154 keV.

O fator g nuclear do nível de 340 keV:

O fator g do nível de 340 keV foi medido por Soares e outros ⁸⁰, através de medida de Correlação Angular

Perturbada Integral das cascatas gama 291 - 252 keV e 445-252 keV, no campo hiperfino magnético do Te em Fe, cujo valor experimental é de 681 ± 4 kG. Estes autores⁸⁰, também, mediram a meia vida do nível $T_{1/2} = 411 \pm 17$ ns. Em seu trabalho, Soares e outros⁸⁰ citam resultados de uma medida semelhante à sua, efetuada na Universidade de Leuven.⁸⁸

Neste trabalho, a rotação integral foi determinada pelo método do ângulo fixo de 135° e campo \vec{B} reverso. Os resultados do ângulo de rotação (definido em 1-3) determinados pelas duas medidas apresentaram uma diferença considerável. Uma vez que, um campo magnético tão alto como o campo hiperfino magnético usado nos dois trabalhos poderia causar atenuação na medida de correlação angular, afetando, principalmente, o resultado do grupo de Leuven⁸⁸, decidimos medir o mesmo fator g , usando um campo magnético menor. Escolhemos, para isso, o campo hiperfino magnético do Te em Ni, de 195 ± 10 kG³⁶. Conforme foi dito antes, este valor foi corrigido para a magnetização do Ni, à temperatura ambiente⁵⁶ e para o campo externo de polarização, de forma que, o valor de B usado, por nós, foi $B = 185 \pm 10$ kG. As medidas foram feitas com a cascata gama 445-252 keV, segundo o método e procedimento descritos em 1-4 e 11-2.3. O resultado obtido, através de nossas medidas, para o fator g ($g = -0.218 \pm 0.033$) concorda bem com o resultado de Soares e outros⁸⁰, como pode ser visto na tabela III-5.

CAPÍTULO IV

CORRELAÇÃO ANGULAR $\gamma - \gamma$ NO NÚCLEO DE ^{129}Te

IV-1. Introdução

Os níveis excitados de energia do ^{129}Te foram bastante estudados através de reações de transferência de partícula, tais como $(d,p)^{52,66}$, $(d,t)^{52}$, $(^3\text{He},\alpha)^{32,38}$, $(t,d)^{75}$ e $(p,d)^{38}$.

Os primeiros estudos deste núcleo a partir do decaimento β^- do ^{129}Sb foram feitos por Day e Voigt³⁰ e Uhler e outros⁸⁶ sem, entretanto, chegarem a um esquema de níveis de decaimento do ^{129}Sb .

Tagishi e outros⁸⁴ fizeram o mesmo tipo de estudo com o uso de detectores NaI(Tl) e Ge(Li), chegando a uma primeira tentativa bastante simplificada do esquema de decaimento do núcleo de ^{129}Te , apresentando nove níveis com energias até 2064 keV. Posteriormente, foram feitos dois estudos independentes^{24,69}, praticamente, na mesma época, com detectores Ge(Li) de melhor resolução, que complementaram o trabalho de Tagishi e outros⁸⁴. Calway e Sharma²⁴ fizeram medidas de coincidência $\gamma - \gamma$ com combinações de detectores NaI(Tl) - Ge(Li) e Ge(Li) - Ge(Li). Além de medidas de coincidências $\gamma - \gamma$, com estas mesmas combinações de detectores, Chya e outros⁶⁹ mediram coincidências $\beta - \gamma$ com detectores Si(Li) - Ge(Li). Os dois trabalhos confirmaram sete dos nove

níveis apresentados por Tagishi e outros⁸⁴, bem como, adicionaram, pelo menos, quinze novos níveis até à energia de 2133 keV. Existem pequenas diferenças entre os esquemas de níveis resultantes dos dois trabalhos. Na figura IV-1, apresentamos um esquema de níveis que ressalta essas diferenças. Podemos ver que os dois trabalhos concordam quanto à colocação de 22 níveis com energia até 2133 keV. Calway e Sharma²⁴ apresentaram nove níveis adicionais a estes vinte e dois, ao passo que, Ohya e outros⁶⁹ adicionaram apenas dois, de energia 1737 keV e 2085 keV. Existem transições, na sua grande maioria, fracas, que são colocadas por Calway e Sharma²⁴, mas não, por Ohya e outros⁶⁹.

Até o momento, não existiam spins e paridades definitivos para todos os níveis do ^{129}Te . Não existiam, também, medidas de correlação angular neste núcleo, nem sequer, resultados experimentais para misturas multipolares das diversas transições envolvidas, no seu decaimento.

Com o objetivo de preencher essas lacunas, decidimos realizar medidas de correlação angular γ - γ no ^{129}Te . Para isto, seleccionamos doze cascatas gama, sendo que, os níveis, nelas envolvidos, são de consenso entre os dois trabalhos anteriores^{24,69}. Com relação às dezessete transições envolvidas nas cascatas gama estudadas, apenas duas (de 500 keV e 453 keV) não são comuns aos esquemas dos dois trabalhos^{24,69}. Podemos dizer, ainda que, os níveis e transições, que não são comuns aos dois trabalhos, não interferiram nas nossas medidas, com apenas uma exceção que será discutida, oportuna

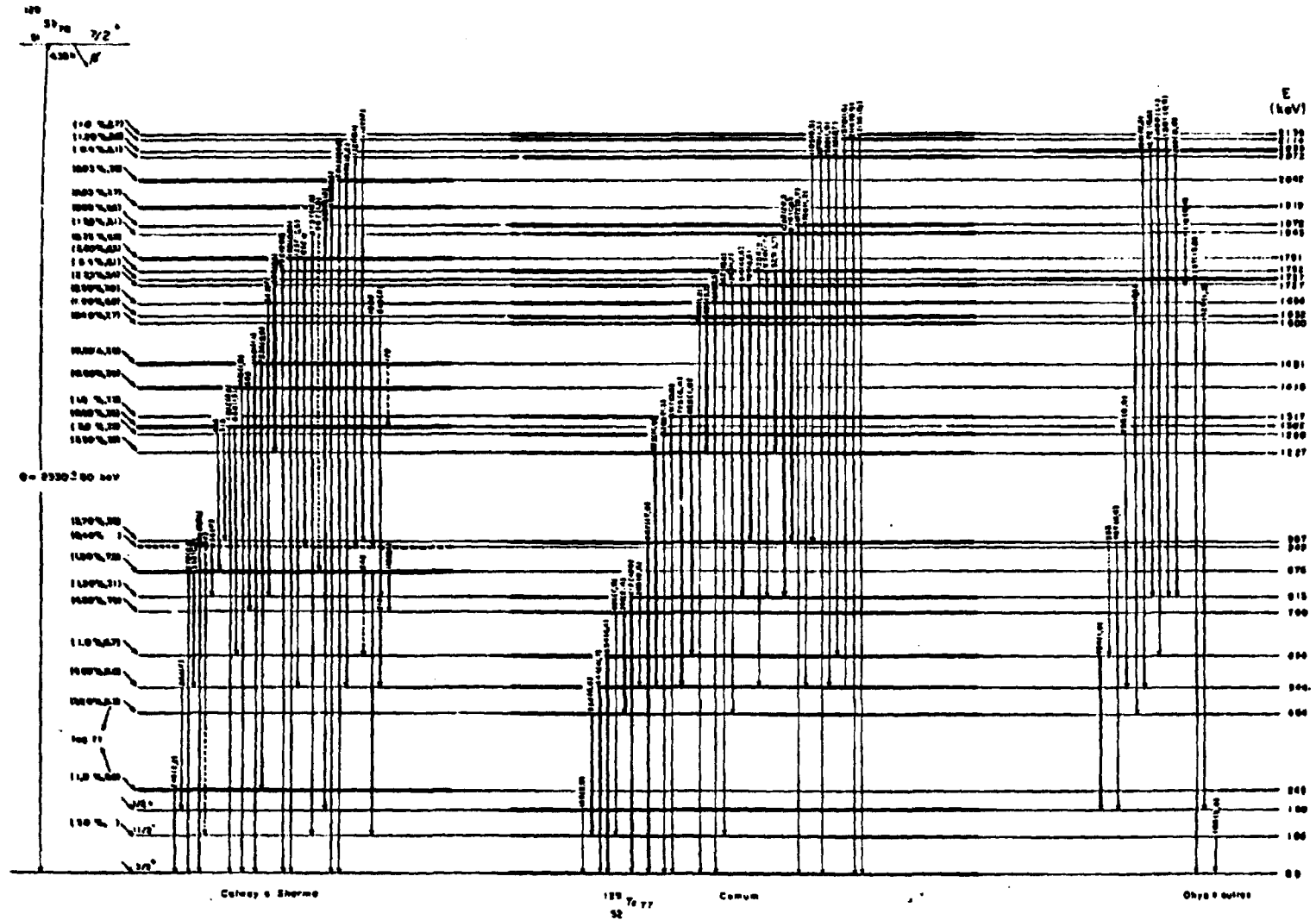


FIGURA IV-1

Esquemas propostos por Calway e Sharma²⁴ e Ohya e outros⁶⁹ para o decaimento do ^{129}Te .

(Veja página seguinte para maior clareza)

NOTAS EXPLICATIVAS DA FIGURA IV-1.

A parte central da figura apresenta o que os dois esquemas têm em comum: os níveis (em traços mais espessos) e as transições gama. À esquerda são apresentados tanto os níveis (em traços mais espessos) como as transições gama colocadas apenas por Calway e Sharma²⁴. À direita, idem para Ohya e outros⁶⁹.

As transições gama envolvidas no presente trabalho, num total de dezessete, foram realçadas por um traço mais espesso.

Os valores de λ e $\log ft$ do decaimento β^- são de Calway e Sharma²⁴. As intensidades das transições comuns são de Ohya e outros⁶⁹.

À esquerda, temos uma transição gama de 832 keV, entre os níveis de 1781 e 949 keV marcada por um *. Isto porque os autores²⁴ colocaram-na nesta posição, porém, com $E = 1147$ keV, que corresponderia ao nível final de 634 keV, e não 949 keV.

Pode haver uma diferença de 1 a 2 keV entre as energias das transições gama colocadas nesta figura e as utilizadas por nós no decorrer do capítulo.

mente. As medidas do presente trabalho foram realizadas com detectores NaI(Tl) - Ge(Li) e, com elas, obtivemos a definição de spins da grande maioria de níveis envolvidos nas cascatas, bem como, determinamos a mistura multipolar δ para as diversas transições. O objetivo maior é o entendimento da estrutura nuclear do ^{129}Te , a partir dos resultados obtidos.

IV-2. Técnica Experimental

IV-2.1 - Preparação da fonte radioativa de ^{129}Sb ($T_{1/2} = 4,3\text{h}$)

As fontes radioativas de ^{129}Sb foram produzidas a partir da reação $^{130}\text{Te}(\gamma, p)^{129}\text{Sb}$ em telúrio natural com o feixe de Bremsstrahlung de elétrons ($E_{\text{elétron}} = 30\text{MeV}$) do Acelerador Linear do IFUSP, em irradiações de cerca de doze horas de duração. Após a irradiação, os produtos das reações (γ, xn) e outras impurezas foram separados quimicamente do Sb.

Foram usados dois procedimentos diferentes:

1) Inicialmente irradiaram-se cerca de 2g de Te na forma de ácido telúrico. Para a separação química usou-se o procedimento usado por Calway e Sharma²⁴, que consiste no seguinte:

Dissolução do ácido telúrico em HCl 2M, a quente, em presença de cerca de 10 mg de carregador de antimônio. Precipitação do sulfeto de Sb e de Te por meio de H_2S . Filtração do precipitado e dissolução do Sb_2S_3 com HCl concentrado através do próprio filtro. O Te não se dissolve nessas condições e fica retido no filtro. Diluição da solução de Sb com água

para obter HCl 1,5M. Aquecimento e repetição do ciclo até não haver mais formação de sulfeto de telúrio.

Aplicando esse procedimento, verificou-se que são necessários dois ou três ciclos para obter Sb_2S_3 , praticamente isento de Te. Verificou-se, também, que para a precipitação de sulfeto de Sb não é necessário o aquecimento da solução de HCl 1,5M e que, nessas condições, muito menos sulfeto de Te se precipita junto com Sb. Este fato contribuiu para acelerar a separação química, o que é importante para o caso do ^{125}Sb , pois, sua meia-vida é de 4,3 horas. Este procedimento permitiu diminuir cerca de 30 minutos no tempo da separação química, que antes era de 80 minutos, em média.

Finalmente, a separação do Sb_2S_3 da solução foi feita por centrifugação. Depois de descartar o sobrenadante, o Sb_2S_3 foi dissolvido em uma gota de NaOH 10M, quando, então, era transferido ao porta-amostras usado nas medidas. O rendimento químico da separação química ficou em torno de 60%.

2) Para a grande maioria das fontes produzidas, utilizou-se um segundo procedimento, que possibilitou a produção de fontes radioativas bem mais intensas. Consiste na irradiação de 8 a 10g de Te metálico seguida de separação química segundo o procedimento de Abecassis¹, mais rápido e mais simples que o anterior, ligeiramente, modificado por nós. Consiste na dissolução do Te metálico, numa mistura de HNO_3 e HCl, numa proporção de cerca de 1:4, com aquecimento, em presença de cer-

ca de 10 mg de carregador de Sb. O Te era precipitado por meio de hidrato de hidrazina, permanecendo o Sb na solução. Depois de filtrado o Te, precipitava-se o Sb_2S_3 , com H_2S , que, após, separado da solução, era dissolvido em uma gota de NaOH 10M e transferido ao porta-amostras. Gastavam-se, em média, 30 minutos nessa separação química. Com esse procedimento, obteve-se um rendimento químico de cerca de 80% e as fontes radioativas produzidas apresentaram pureza radioquímica bastante satisfatória. O espectro de raios-gama das fontes assim obtidas, observado no detector de Ge(Li) se encontra na Figura IV-2.

Foram feitas medidas com cerca de sessenta fontes.

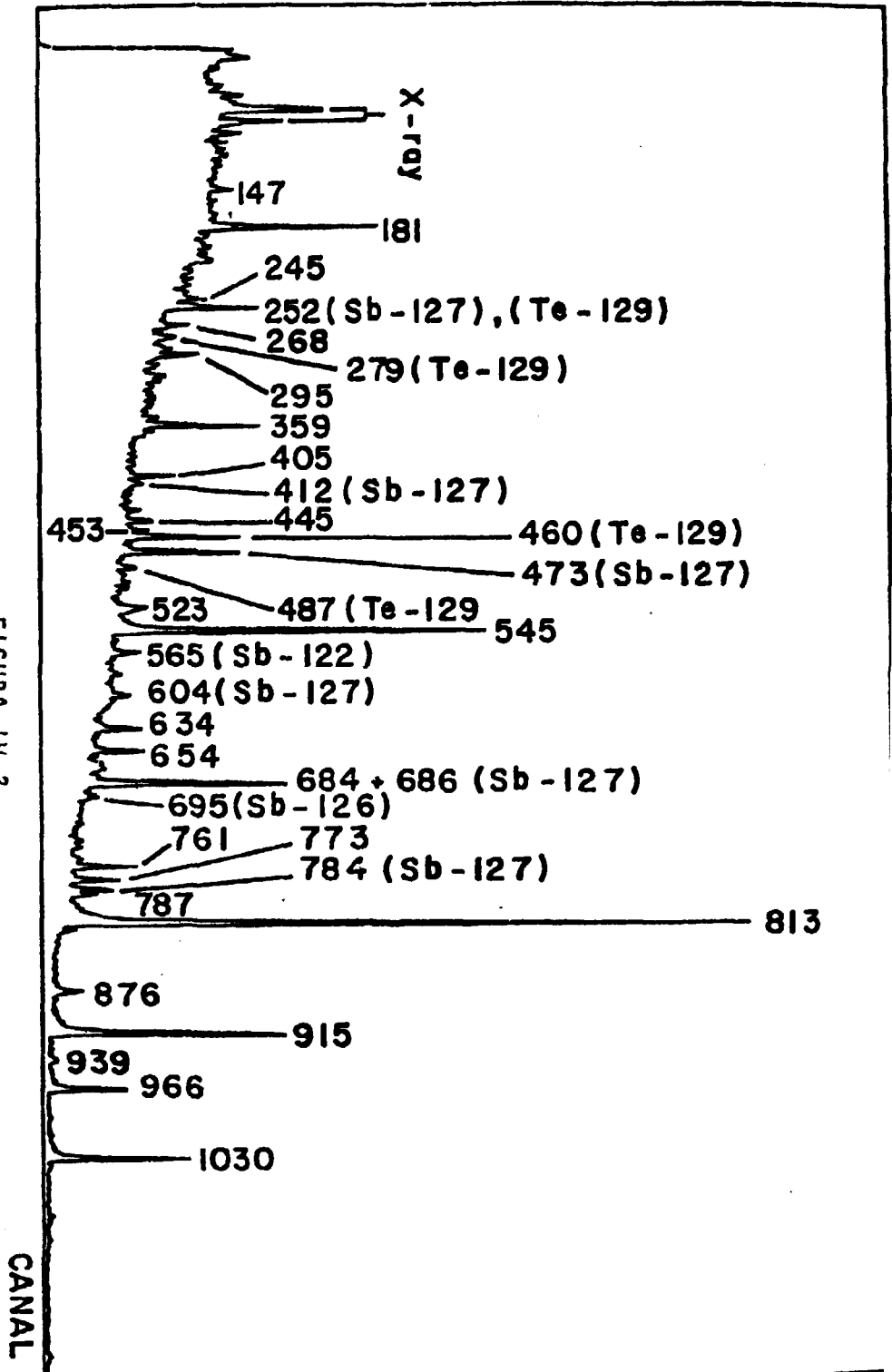
IV-2.2 - Medidas de Correlação Angular Direcional γ - γ :

As medidas de correlação angular direcional foram feitas, conforme procedimento descrito em (II-1.4a), com a combinação de detectores NaI(Tl) - Ge(Li). Os ângulos de medida foram 90° , 120° , 150° e 180° , com um tempo de vinte minutos para cada ângulo. O número de ciclos era tal que se media por cerca de doze horas para cada fonte.

O espectro de energia dos raios-gama observado pelo detector de NaI(Tl) é apresentado na Figura IV-3, onde estão assinaladas as posições em que foram centradas as janelas. A tabela IV-1 apresenta as cascatas-gama que foram medidas em cada posição da janela.

Espectro direto de raios γ do decaimento do ^{129}Sb , do detector de Ge(Li).

FIGURA IV-2



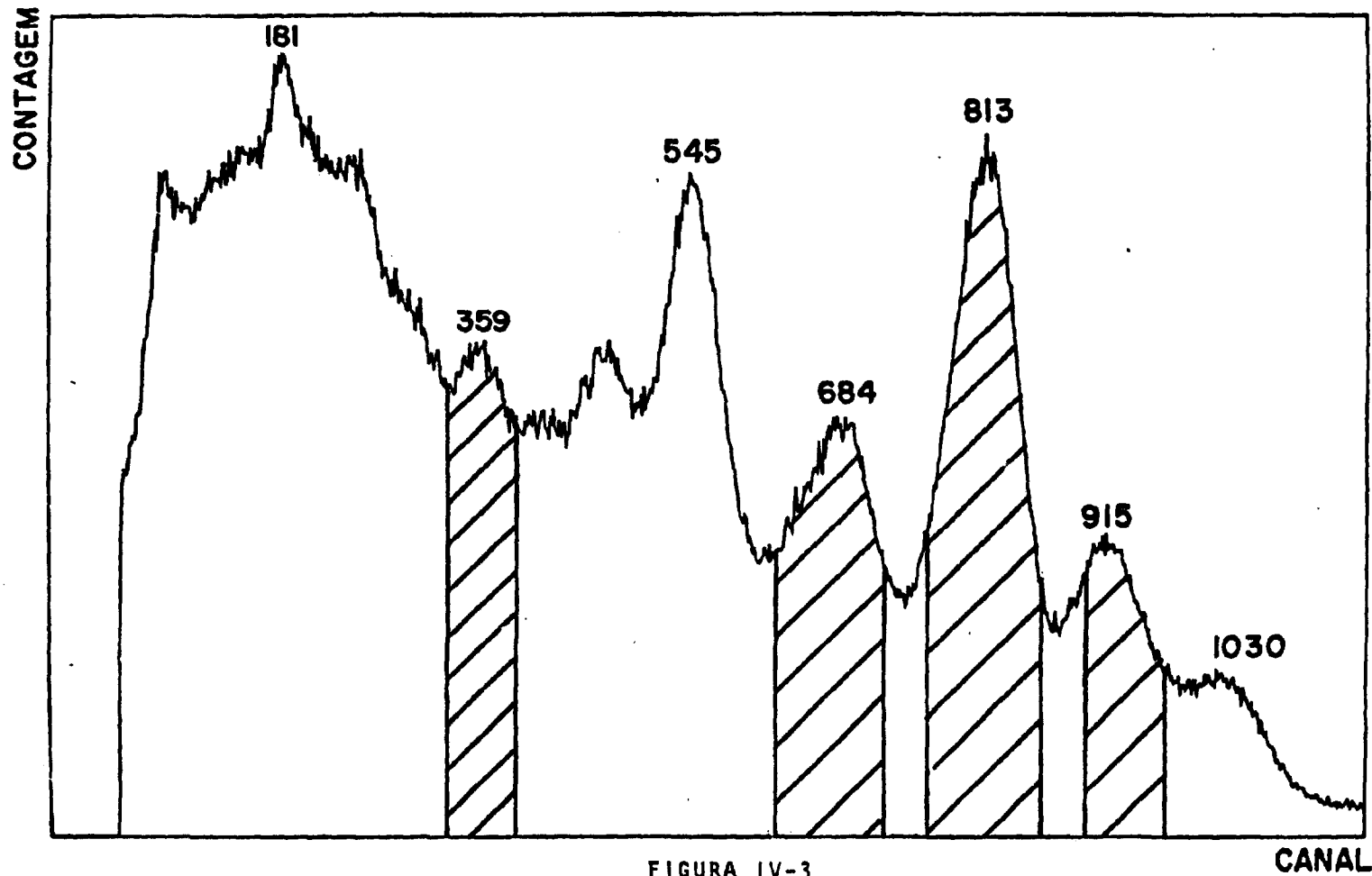


FIGURA IV-3

Espectro direto de raios γ y do decaimento do ^{129}Sb , do detector de NaI(Tl).

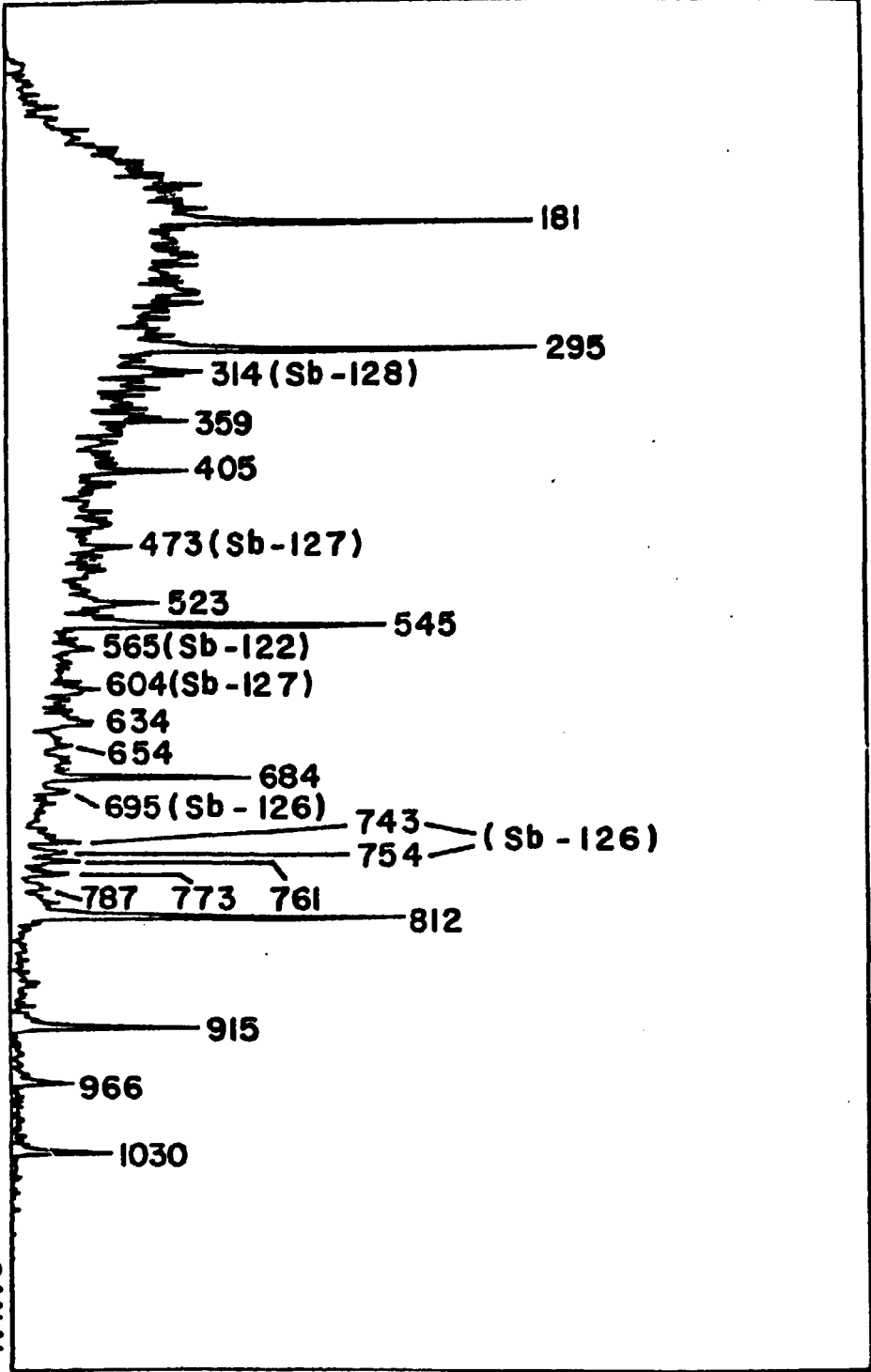
TABELA IV-1 Cascatas gama medidas para cada posição da janela selecionada no monocanal (^{129}Te)

POSIÇÃO DA JANELA(keV) CASCATA (keV-keV)	
359	295 - 359
684*	405 - 684
	500 - 684
	523 - 684
	684 - 545
	684 - 634
813	684 - 453
	915 - 813
	1030 - 813
966	773 - 545
	761 - 966
	876 - 966

* É bom notar que, no esquema de decaimento β^- do ^{129}Sb (Figura IV-1), existem duas transições com a mesma energia de 684 keV colocadas em duas posições diferentes. Assim, a transição de 684 keV das cascatas-gama: 405-684 keV, 500-684 keV, 523-684 keV e 684-545 keV é a mesma e é diferente da outra transição de mesma energia que faz parte das cascatas-gama 684-634 keV e 684 - 453 keV.

Nas figuras IV-4, IV-5, IV-6 e IV-7 estão os espectros de coincidência $\gamma - \gamma$ observados para cada janela. É interessante ressaltar a presença dos raios gama mais intensos do ^{127}Sb e ^{128}Sb nos espectros, resultantes das reações $^{128}\text{Te}(\gamma, p)^{127}\text{Sb}$ e $^{130}\text{Te}(\gamma, p n)^{128}\text{Sb}$, respectivamente. Entretanto, a presença dessas contaminações não interferiram nas presentes medidas.

CONTAGEM



Espectro de coincidências gama-gama para a janela centrada em 359 keV.

FIGURA IV-4

CANAL

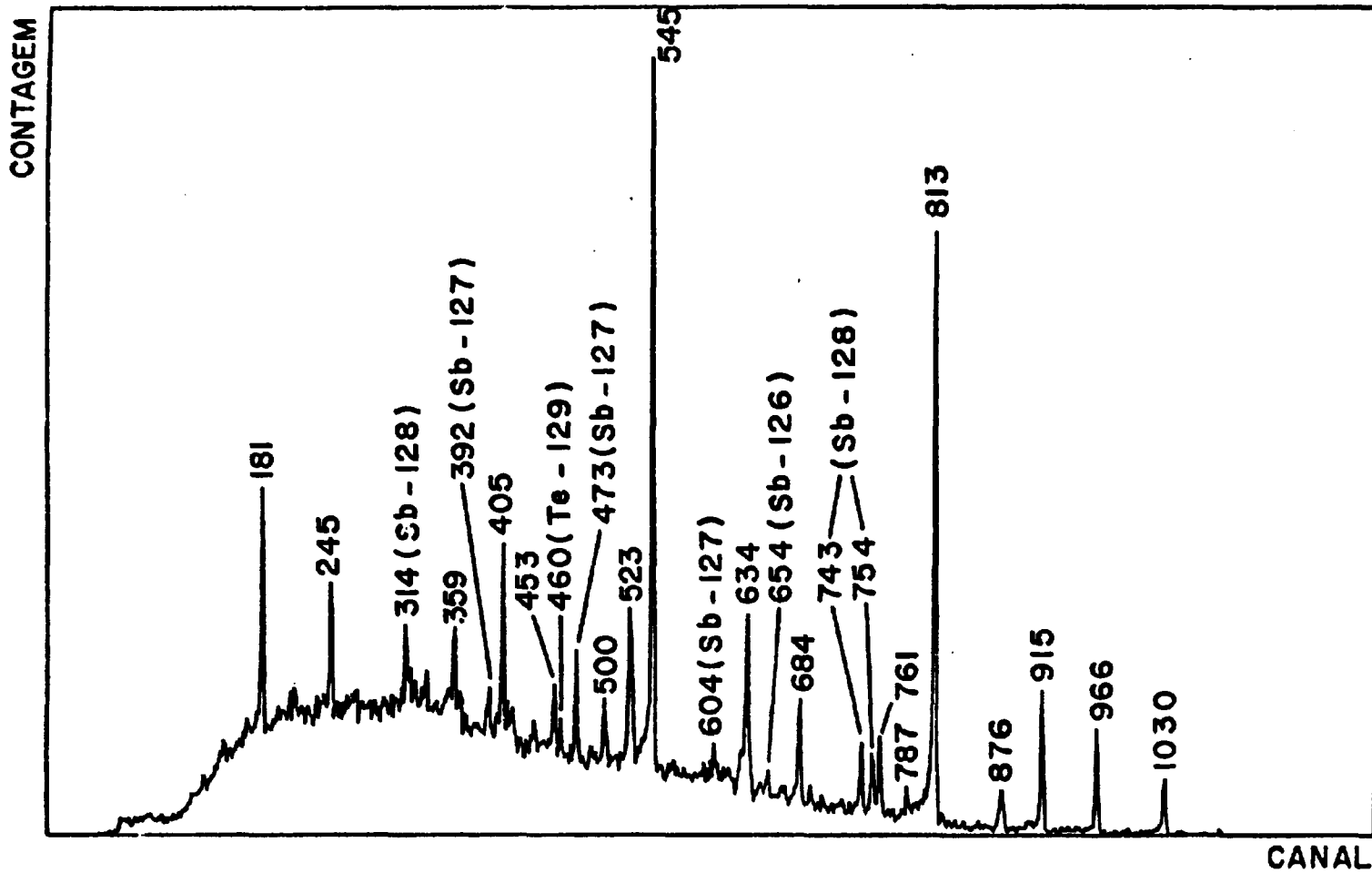


FIGURA IV-5

Espectro de coincidências gama-gama para a janela centrada em 684 keV.

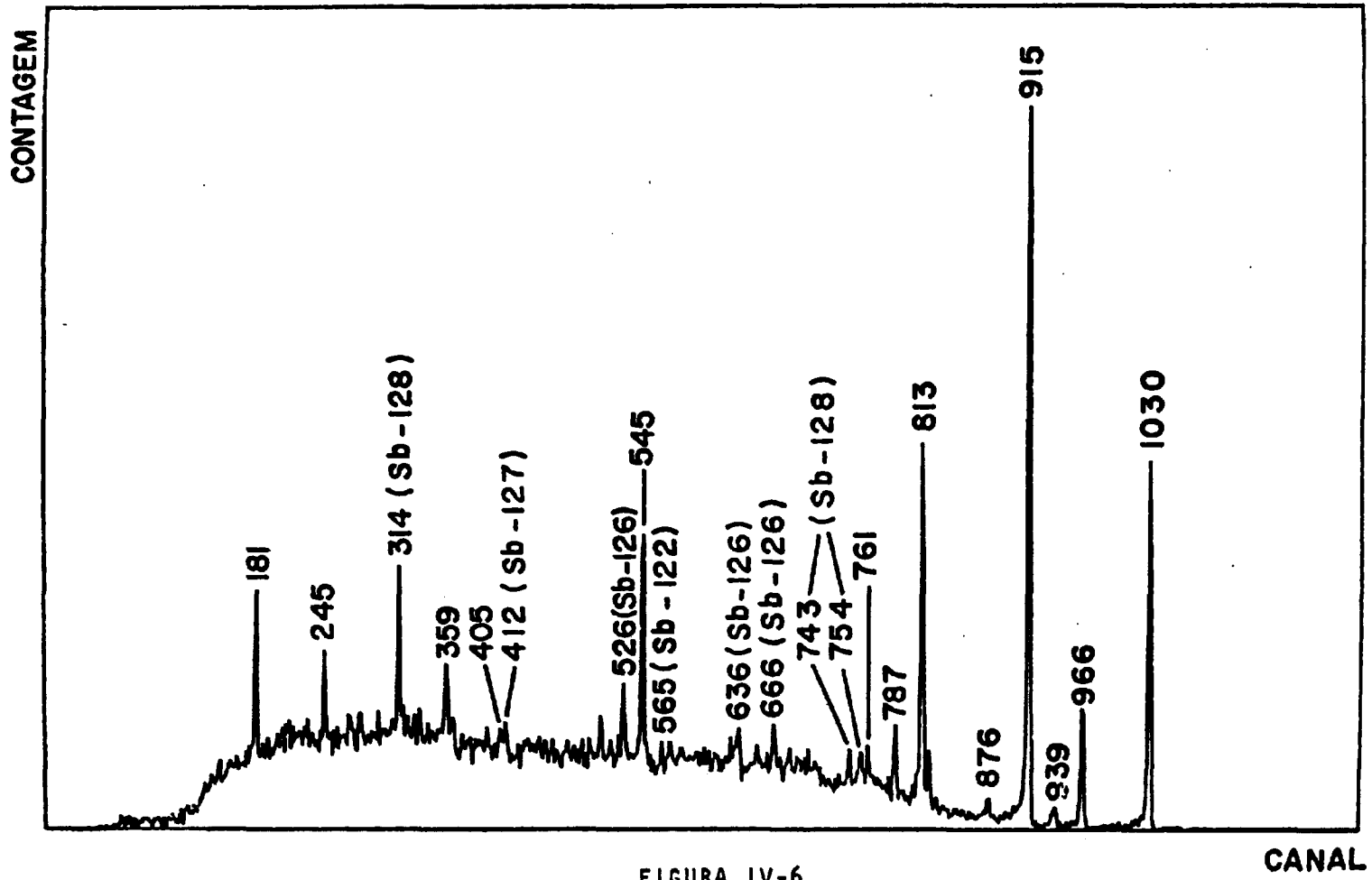


FIGURA IV-6

Espectro de coincidências gama-gama para a janela centrada em 813 keV.

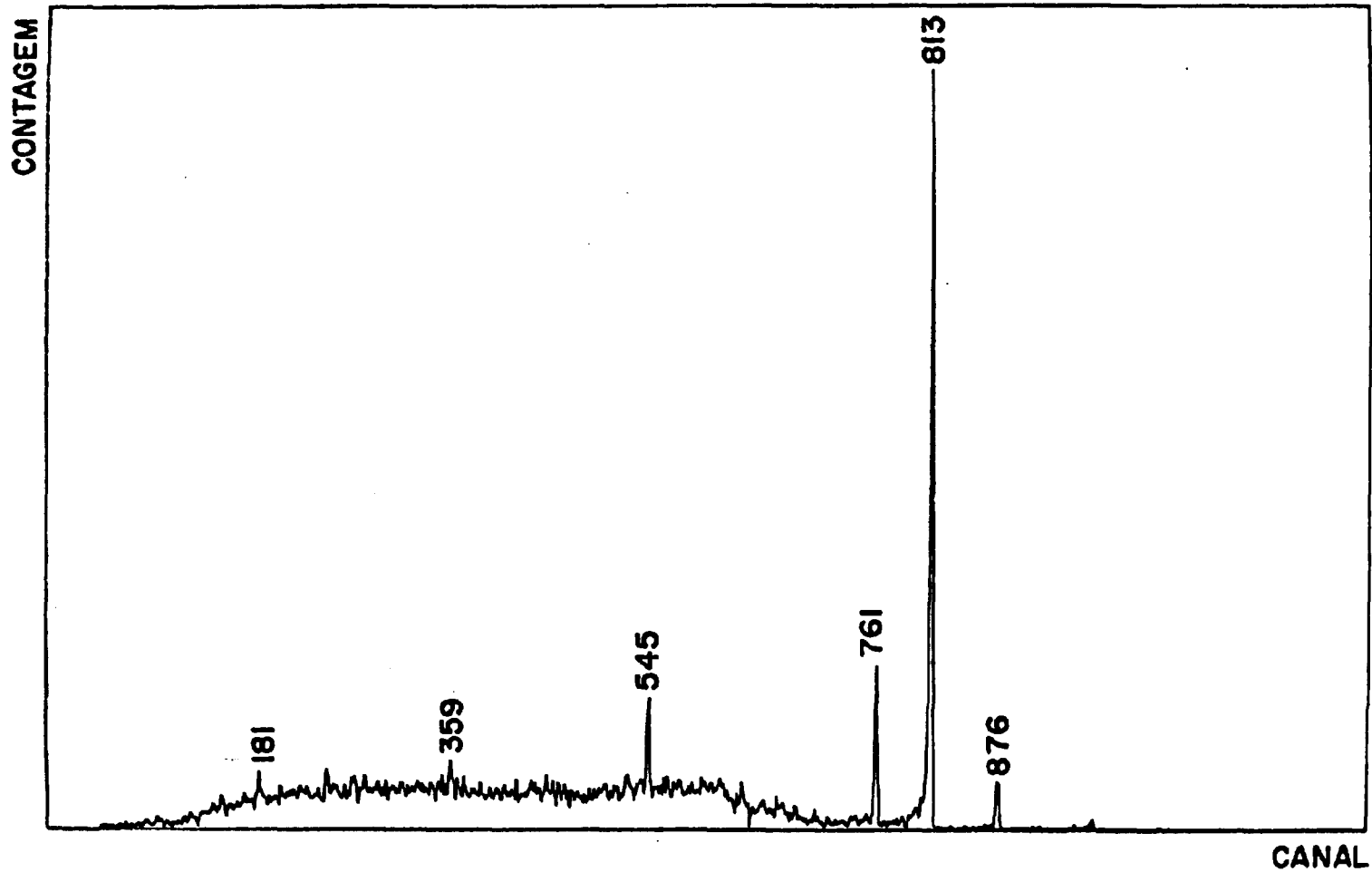


FIGURA IV-7

Espectro de coincidências gama-gama para a janela centrada em 966 keV.

A cascata gama de 684 - 634 keV é a única entre as cascatas estudadas, em que as diferenças dos esquemas propostos por Calway e Sharma²⁴ e Ohya e outros⁶⁹ poderiam interferir nos nossos resultados.

Quando a janela é centralizada em 684 keV, na verdade, os raios γ de 634 keV, também, estão sendo selecionados. Dessa forma, pelo esquema de Ohya e outros⁶⁹, os raios γ de 684 keV aparecem no espectro (Figura IV-5) devido à presença dos raios γ de 634 keV selecionados na janela, e vice-versa. Por outro lado, no esquema de decaimento de Calway e Sharma²⁴, existe uma transição adicional de 670 keV em coincidência com a transição de 634 keV (conforme se vê na Figura IV-1) e assim, o raio γ de 634 keV apareceria devido à seleção não apenas de 684 keV, mas também, de 670 keV. Além disso, o raio γ de 670 keV apareceria ao mesmo tempo que 684 keV, devido à seleção de 634 keV. Observando o espectro da Figura IV-5, podemos dizer que se houver a presença do raio γ de 670 keV, é muitíssimo menos intenso que 684 keV.

De qualquer forma, para resolver as possíveis dúvidas, somamos as coincidências na energia de 634 keV e de 684 keV, separadamente, e foram obtidos praticamente os mesmos resultados para A_{22} e A_{44} nos dois casos, o que nos permitiu somar as coincidências obtidas, separadamente, para calcular o resultado final de A_{22} e A_{44} para a cascata gama 684 - 634 keV.

As cascatas gama que contêm a transição γ de

684 keV, na figura IV-5). Vemos que a intensidade desses picos é bastante fraca, o que sugere que a inclusão do pico de 684 keV, na janela, deve ser desprezível.

ii) Analisemos, agora, o espectro de coincidência γ - γ obtido com a janela centrada na região de 684 keV. Se o pico de 773 keV estivesse incluído nesta janela, o pico de 761 keV, também, estaria, com maior razão. (Para maior clareza, veja o esquema de decaimento apresentado na Figura IV-1). Devido à inclusão deste pico de 761 keV na janela de 684 keV, os picos de 787 keV e 966 keV apareceriam no espectro de coincidência com a janela de 684 keV, da figura IV-5. Por outro lado, descartando-se a possibilidade de inclusão do pico de 787 keV, na janela de 684 keV, a presença do pico de 761 keV, no espectro da figura IV-5, se justifica, principalmente, devido à presença de Compton do pico de 966 keV, na janela de 684 keV. No entanto, comparando as intensidades dos picos de 761 keV e de 787 keV, notamos que o de 761 keV é bem mais intenso. Entendemos que isso não se justificaria se o pico de 761 keV estivesse em sua maior parte, incluso na janela de 684 keV. Dessa forma, concluímos que a inclusão do pico de 773 keV, na janela centrada em 684 keV, deve ser desprezível.

Para as duas cascatas gama de 684-545 keV e 773 - 545 keV foi feita a correção para Compton das energias iguais ou maiores que 1200 keV, através do espectro de coincidências obtido com a janela centrada em 966 keV, da figura IV-6.

IV-3. Resultados Experimentais

Os coeficientes de Correlação Angular A_{22} e A_{44} , obtidos conforme descrito em II-2.1, são apresentados na tabela IV-2. A figura IV-8 apresenta a curva ajustada para o polinômio $W(\theta)$ para cada uma das cascatas estudadas.

As razões de mistura multipolar δ das transições, obtidas, conforme descrito em II-2.2, com as sequências de spin mais consistentes com os resultados obtidos para a correlação angular direcional e com os estudos anteriores, tanto de reações nucleares como de decaimento beta e gama, são dadas na tabela IV-3.

Na figura IV-9 é apresentado um esquema parcial do decaimento β^- do ^{129}Sb , contendo, apenas, as transições e os níveis de interesse para o presente trabalho. Os spins, nele apresentados, são consistentes com os resultados presentes e com os de outros trabalhos.

A atribuição de spin e paridade para cada um dos níveis e os resultados de correlação angular obtidos são discutidos, em seguida.

Ao estado fundamental do ^{129}Sb foram atribuídos spin e paridade $7/2^+$, com base em sistemática com os núcleos vizinhos de $^{129,125,127}\text{Sb}$.

Níveis: fundamental, de 106 keV e 181 keV:

Spin e paridade dos estados fundamental, isomérico de 106 keV e segundo estado excitado de 181 keV em ^{129}Te foram, definitivamente, estabelecidos como $3/2^+$, $11/2^-$ e $1/2^+$ com base em estudos de reações $(d,p)^{52,66}$, $(d,t)^{52}$ e $(t,d)^{75}$ bem como, a partir de estudos de decaimento β^- e $\gamma^{24,69}$.

TABELA IV-2 Valores de A_{22} e A_{44} para cascatas gama no ^{129}Te

CASCATA GAMA (kev)	JANELA (kev)	A_{22}	A_{44}
1030-813:	813	-0.045 ± 0.021	0.045 ± 0.033
915-813:	813	-0.019 ± 0.015	-0.002 ± 0.024
761-966:	966	-0.014 ± 0.032	0.013 ± 0.050
684-453:	684	0.008 ± 0.090	0.189 ± 0.135
296-359:	359	0.044 ± 0.031	-0.051 ± 0.050
876-966:	966	0.064 ± 0.042	0.029 ± 0.067
524-684:	684	0.090 ± 0.047	-0.026 ± 0.075
773-545:	773	0.100 ± 0.033	0.048 ± 0.053
684-545:	684	0.101 ± 0.018	0.017 ± 0.028
684-634:	684,634	0.108 ± 0.038	-0.088 ± 0.060
500-684:	684	0.187 ± 0.080	0.034 ± 0.120
405-684	684	0.193 ± 0.049	0.008 ± 0.077

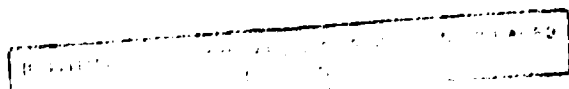
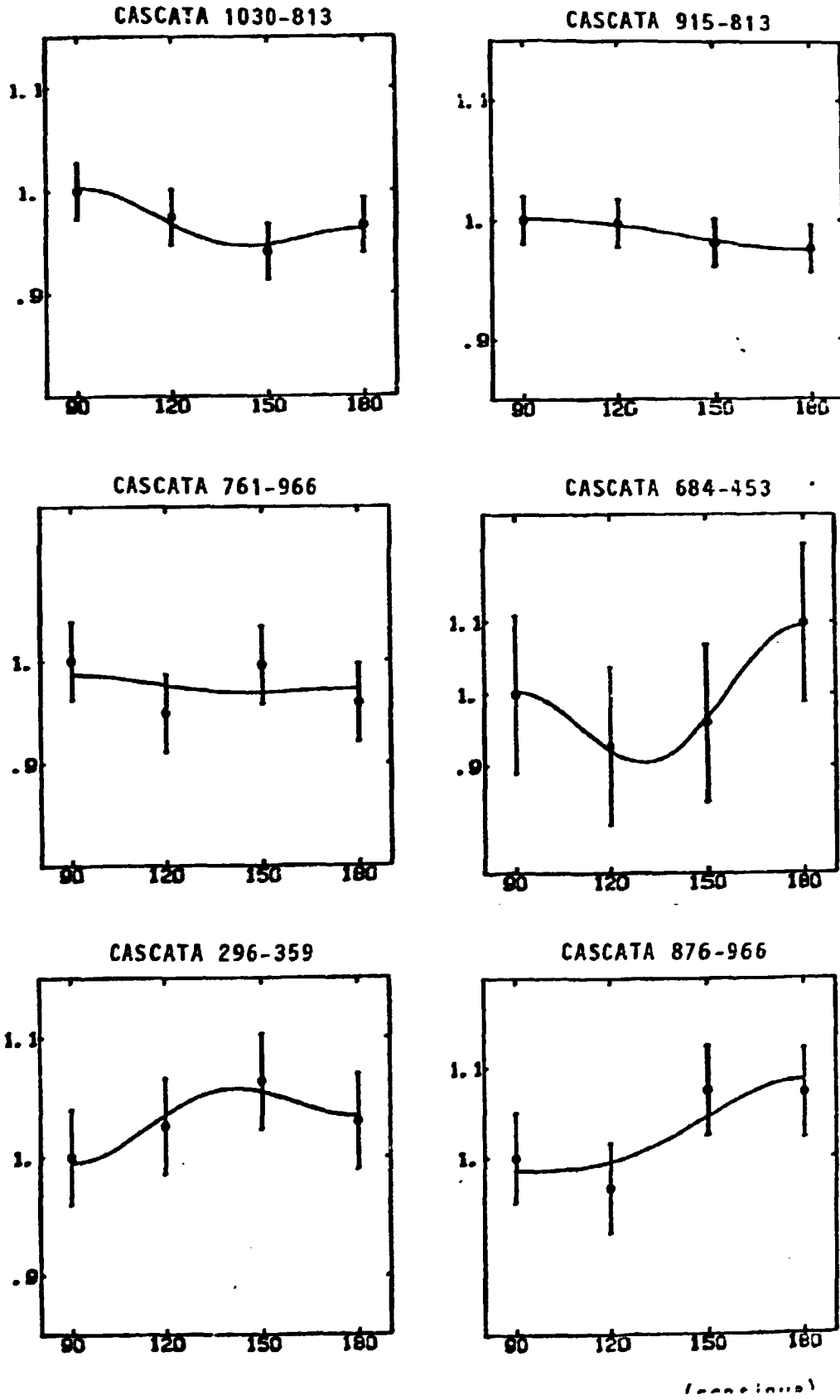
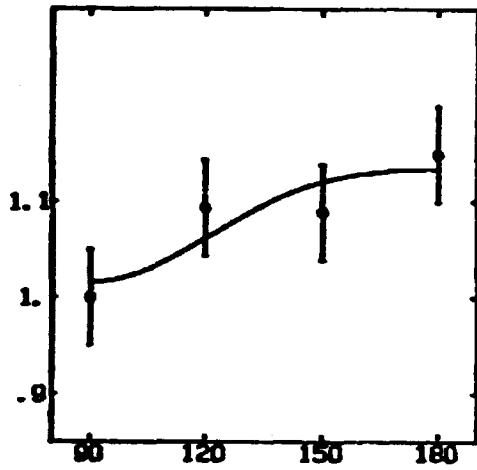


FIGURA IV-8
Função correlação angular teórica e os pontos experimentais
da função para as diversas cascatas do ^{129}Te .

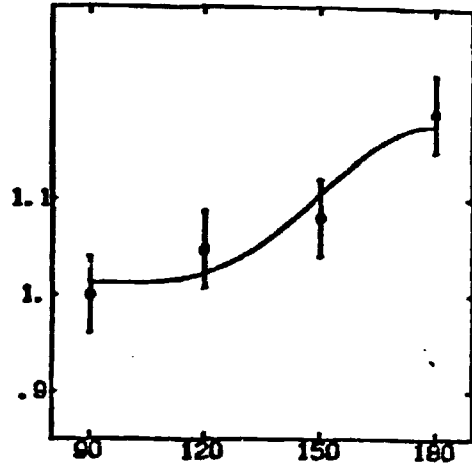


(continuação)

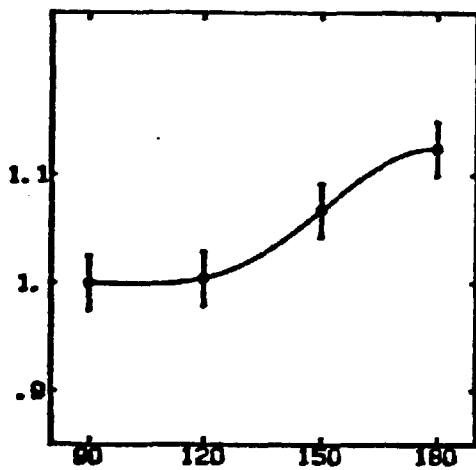
CASCATA 524-684



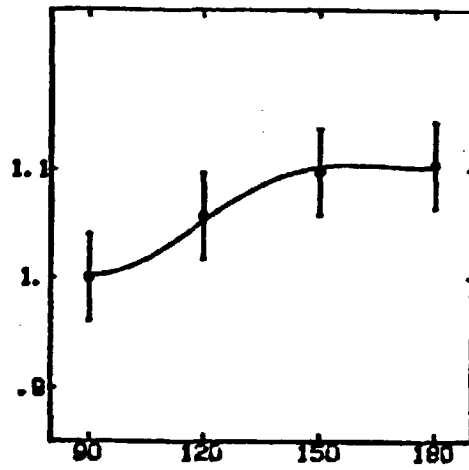
CASCATA 773-545



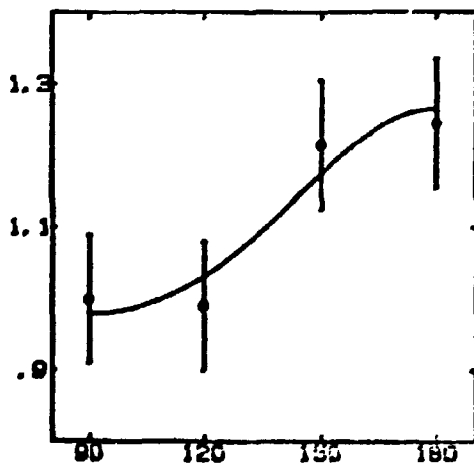
CASCATA 684-545



CASCATA 684-634



CASCATA 500-684



CASCATA 405-684

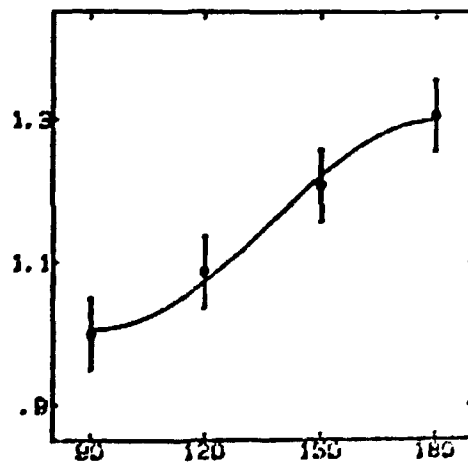


TABELA IV-3 Valores das razões de mistura multipolar para as transições gama misturadas no ^{129}Te .

CASCATA GAMA (kev)	TRANSIÇÃO GAMA MISTURADA (kev)	VALOR DE $\delta(\gamma)$ USADO NO AJUSTE	SEQUENCIA DE SPIN	RAZÃO DE MISTURA $\delta(E2/M1)$
915-813	915	$\delta(813) = 0$	$9/2(1,2)7/2(2)3/2$	0.08 ± 0.02
1030-813	1030	$\delta(813) = 0$	$7/2(1,2)7/2(2)3/2$	0.62 ± 0.02
684-545	684	-	$7/2(1,2)5/2(1,2)3/2$	-1.10 ± 0.20 0.11 ou 5.50 ± 0.05
	545	-		-7.14 ± 0.01 ou -1.10 ± 0.01
500-684	500	$\delta(684) = -1.10$	$9/2(1,2)7/2(1,2)5/2$	-0.004 ± 0.010 ou 10.76 ± 1.70 1.31
		$\delta(684) = 5.50$		0.52 ± 0.10 ou 1.57 ± 0.23
524-684	524	$\delta(684) = -1.10$	$5/2(1,2)7/2(1,2)5/2$	-0.12 ± 0.02
		$\delta(684) = 5.50$		-0.31 ± 0.03

(continua)

TABELA IV-3 (continuação)

CASCATA GAMA (kev)	TRANSIÇÃO GAMA MISTURADA(kev)	VALOR DE $\delta(\gamma)$ USADO NO AJUSTE	SEQUÊNCIA DE SPIN	RAZÃO DE MISTURA $\delta(E2/M1)$
524-684	524	$\delta(684) = -1.10$	$7/2(1,2)7/2(1,2)5/2$	0.63 ± 0.03
		$\delta(684) = 5.50$		0.21 ± 0.04
		$\delta(684) = -1.10$	$9/2(1,2)7/2(1,2)5/2$	0.04 ± 0.02
		$\delta(684) = 5.50$		0.31 ± 0.04
405-684	405	$\delta(684) = -1.10$	$5/2(1,2)7/2(1,2)5/2$	-0.07 ± 0.02
		$\delta(684) = 5.50$		-0.48 ± 0.04
		$\delta(684) = -1.10$	$7/2(1,2)7/2(1,2)5/2$	0.78 ± 0.03
		$\delta(684) = 5.50$		-0.09 ± 0.02

(continua)

TABELA IV-3 (continuação)

CASCATA GAMA (kev)	TRANSIÇÃO GAMA MISTURADA(kev)	VALOR DE $\delta(\gamma)$ USADA NO AJUSTE	SEQUENCIA DE SPIN	RAZÃO DE MISTURA $\delta(E2/M1)$
405-684	405	$\delta(684) = -1.10$	9/2(1,2)7/2(1,2)5/2	-0.03 ± 0.01
		$\delta(684) = 5.50$		0.69 ± 0.10
773-545	773	$\delta(545) = -1.10$	5/2(1,2)5/2(1,2)3/2	0.50 ± 0.02
		$\delta(545) = -7.14$		$0.73 \pm \begin{matrix} 0.74 \\ 0.45 \end{matrix}$
		$\delta(545) = -1.10$	7/2(1,2)5/2(1,2)3/2	6.44 ± 0.38 ou 0.02 ± 0.01
		$\delta(545) = -7.14$		$-1.13 \begin{matrix} +0.43 \\ -0.79 \end{matrix}$
761-966	966	$\delta(761) = 0$	9/2(2)5/2(1,2)3/2	$-5.93 \pm \begin{matrix} 1.30 \\ -2.17 \end{matrix}$ ou 0.12 ± 0.04

(continua)

TABELA IV-3 (continuação)

CASCATA GAMA (kev)	TRANSIÇÃO GAMA MISTURADA(kev)	VALOR DE $\delta(\gamma)$ USADA NO AJUSTE	SEQUÊNCIA DE SPIN	RAZÃO DE MISTURA $\delta(E2/M1)$
876-966	876	$\delta(966) = -5.93$	7/2(1,2)5/2(1,2)3/2	-40.6 ± 32.3 ou -0.18 ± 0.10
		$\delta(966) = 0.12$		-40.0 ± 25.9 ou -0.17 ± 0.09
296-359	296	-	7/2(1,2)9/2(1,2)11/2	-0.30 ± 0.45 ou 8.0 ± 2.0 3.00 8.5
	359	-		-0.20 ± 2.30 ou -9.0 ± 6.7 0.80 23.0
684-634	634	$\delta(684) = 0.0$	7/2(2)3/2(1,2) $\frac{3}{2}$	0.13 ± 0.07 ou 2.52 ± 0.34
	684	-		0.22 ± 0.05 ou 2.19 ± 0.09
	634	-	5/2(1,2)3/2(1,2) $\frac{3}{2}$	0.15 ± 0.04 ou 2.50 ± 0.40
684-453	453	$\delta(684) = 0.0$	7/2(2)3/2(1,2)1/2	-5.40 ($+2.37$ / -16.40) ou 0.35 ± 0.15
		$\delta(684) = 0.22$		-5.53 ($+2.52$ / -23.23) ou 0.36 ± 0.16
		$\delta(684) = 2.19$	5/2(1,2)3/2(1,2) $\frac{1}{2}$	-5.57 ($+2.57$ / -26.80) ou 0.36 ± 0.15

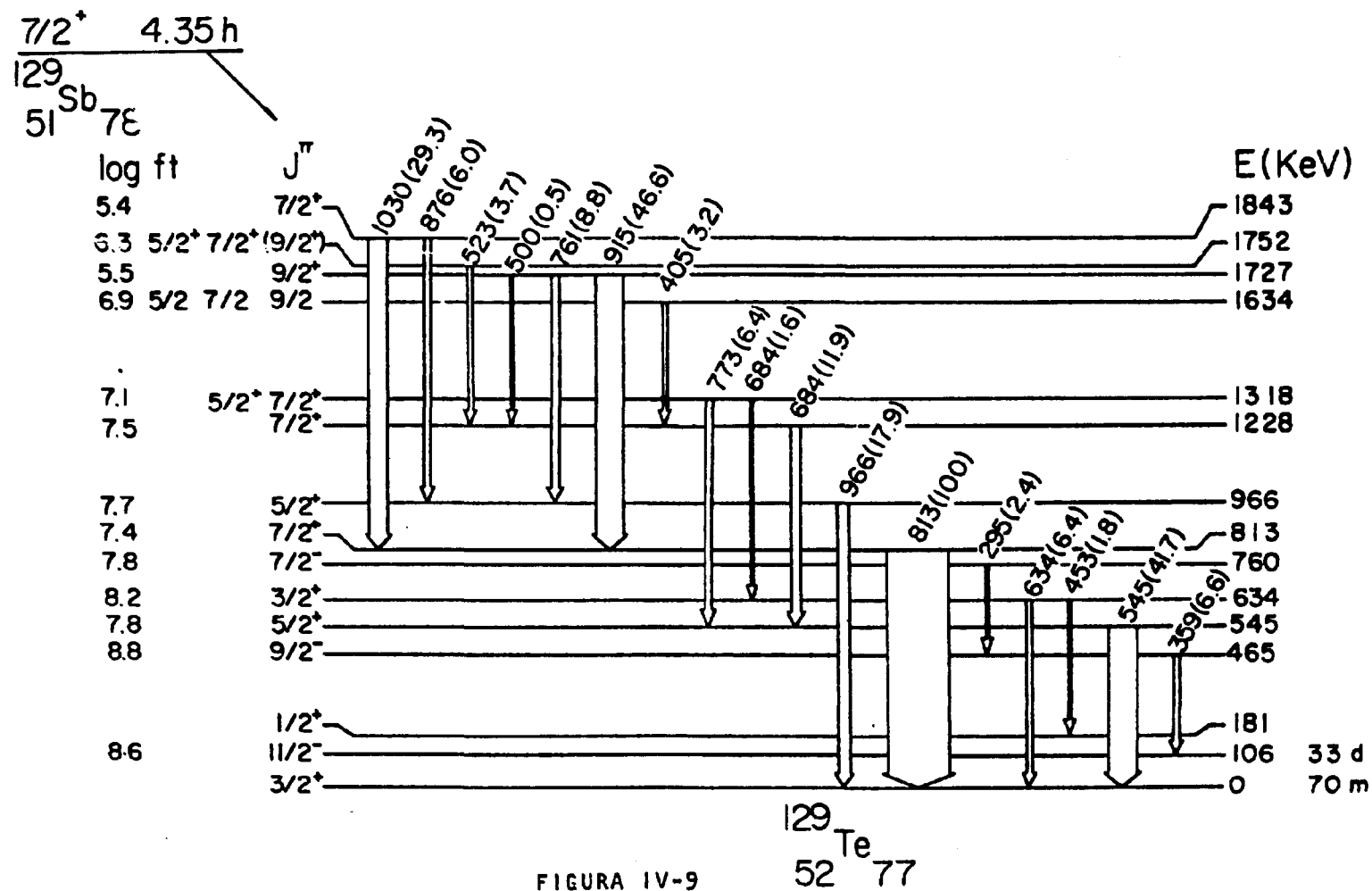


FIGURA IV-9

Esquema de decaimento parcial do ^{129}Sb para os níveis do ^{129}Te consistente com os presentes resultados.

Nível a 465 keV

Este nível se desexcita para o nível de 106 keV, spin $11/2^-$. O nível não é observado em reações nucleares de transferência de partículas $(d,p)^{52,66}$, $(d,t)^{52}$ e $(t,d)^{75}$, assim como os níveis de 322 keV, no núcleo de ^{125}Te e 340 keV no ^{127}Te , para os quais se definiram spin e paridade $9/2^-$.

Com base na sistemática desses núcleos, atribuiu-se^{24,69} ao nível de 465 keV no ^{129}Te spin e paridade $9/2^-$, como nos outros núcleos citados. Esta atribuição é consistente com os valores obtidos para $\log ft$ por Calway e Sharma²⁴ e Ohya e outros⁶⁹.

Nível de 545 keV:

Ohya e outros⁶⁹ atribuíram a este nível as possibilidades $5/2^+$ e $7/2^+$, com base em seus estudos de decaimento β^- e γ .

Calway e Sharma²⁴ colocaram, em seu esquema de níveis, uma transição adicional de 364 keV, com baixa intensidade, entre este nível e o nível de 181 keV ($1/2^+$). Com isto, observaram uma semelhança na desexcitação deste nível com a dos níveis de 463 keV no ^{125}Te ⁸³ e de 473 keV no ^{127}Te ⁷¹. Nos três núcleos ($^{125}, ^{127}, ^{129}\text{Te}$), o nível correspondente decai para os estados menos excitados de spin $3/2^+$ e $1/2^+$. Nos outros dois núcleos (^{125}Te e ^{127}Te), o spin do nível (de 463 keV e 473 keV, respectivamente) está bem estabelecido em $5/2^+$. Com base nesta sistemática, Calway e Sharma²⁴ atribuíram $5/2^+$, também, para o nível de 545 keV no ^{129}Te . Da mesma forma, no nú-

cleo de ^{123}Te existe um nível de $5/2^+$ a 505 keV²², que se desexcita para os níveis de $3/2^+$ (159 keV) e $1/2^+$ (nível fundamental), o que reforça a sistemática citada.

O nível de 545 keV é o intermediário da cascata gama 684-545 keV que estudamos. A análise desta cascata gama apresentou um ajuste muito melhor com o spin $5/2^+$ para o nível de 545 keV do que com $7/2^+$, razão porque, também, a atribuímos $5/2^+$ para o nível de 545 keV.

Nível de 634 keV:

Dhya e outros⁶⁹ atribuíram a este nível, spin e paridade $3/2^+$ ou $5/2^+$, baseados nos estudos de decaimento beta e gama que realizaram.

Calway e Sharma²⁴ sugeriram, baseados, principalmente, no valor de $\log ft$ (8,7) que encontraram, o spin $3/2^+$.

Shahabuddin e outros⁷⁵, através do estudo de reação (t,d) chegaram, também, aos valores de $3/2^+$ ou $5/2^+$.

Como foi feito para o nível de 545 keV, podemos, também, citar algumas similaridades deste nível com relação a outros de núcleos vizinhos: Existe uma certa semelhança entre as desexcitações deste nível e dos níveis de 446, 445 e 502 keV nos núcleos de ^{123}Te , ^{125}Te e ^{127}Te ²² respectivamente: nos quatro núcleos ($^{123-127}\text{Te}$) o nível correspondente se desexcita para os níveis menos excitados com spins $3/2^+$ e $1/2^+$. Nos núcleos $^{123-127}\text{Te}$ o spin e a paridade do nível correspondente são bem estabelecidos em $3/2^+$ ²².

Este nível é o nível intermediário de duas cascatas gama estudadas: 684-634 e 684-453 keV. Foi feita a análise para as duas cascatas para as duas possibilidades: $3/2^+$ e $5/2^+$ para o nível de 634 keV, não tendo sido possível escolher entre uma e outra.

Todos esses fatores em conjunto nos levam a admitir que $3/2^+$ seja o valor mais indicado para spin e paridade do nível de 634 keV.

Nível de 760 keV

Com base no valor de $\log ft$ de $7,8^{24,69}$ e nas transições γ observadas deste nível para o nível de 465 keV, spin $9/2^-$, e de 106 keV, spin $11/2^-$, os valores $7/2^-$, $9/2^-$ e $11/2^-$ seriam possíveis para o nível de 760 keV.

No esquema de decaimento proposto por Calway e Sharma²⁴, foi colocada uma transição fraca para $5/2^+$, o que descarta a possibilidade de $11/2^-$.

Ademais, este nível parece corresponder aos níveis de 533, 525 e 631 keV nos núcleos de ^{123}Te , ^{125}Te e ^{127}Te , respectivamente²². Os spins destes três níveis foram estabelecidos em $7/2^-$, seja por outros autores²², seja por nossos resultados no núcleo de ^{127}Te .

Este nível é o nível inicial de uma das cascatas gama estudadas: 295 - 359 keV. Com base na sistemática com os núcleos vizinhos, supondo a sequência $7/2^- - 9/2^- - 11/2^-$, a análise de nossas medidas conduziu aos valores para $\delta(359)$ e $\delta(295)$ que estão na tabela IV-3.

Devemos acrescentar que nossos resultados não excluem as outras duas possibilidades: $9/2^-$ e $11/2^-$.

Nível de 813 keV:

Este nível não foi observado nas reações $(^3\text{He}, \alpha)^{32}$, $(d, p)^{66}$ e $(d, t)^{52}$, tendo sido observado por Shahabuddin e outros⁷⁵, na reação (t, d) (o mesmo aconteceu com o nível de 686 keV ($7/2^+$) do $^{127}\text{Te}^{28,32,43,52,75}$). Shahabuddin e outros⁷⁵ atribuíram ao nível de 813 keV, spin $7/2^+$ ou $9/2^+$, a partir de seus estudos.

Tagishi e outros⁸⁴ e Ohya e outros⁶⁹, a partir de seus estudos de decaimento beta e gama, atribuíram-lhe spin $5/2^+$ ou $7/2^+$.

Calway e outros²⁴ atribuíram-lhe spin $7/2^+$ pelo fato de ele se desexcitar, principalmente, para o estado fundamental ($3/2^+$) e com uma transição fraca para o estado de 545 keV ($5/2^+$), não decaindo para os estados com $1/2^+$ e $11/2^-$. Esta atribuição de $7/2^+$ para o nível de 813 keV parece-nos razoável e nós a aceitamos.

Este nível é o intermediário de duas das cascatas gama estudadas: 915 - 813 keV e 1030 - 813 keV. A transição 813 keV é E2 pura.

A transição de 915 keV parte do nível de 1727 keV, cujo spin foi atribuído por Calway e Sharma²⁴ como $7/2^+$ ou $9/2^+$ e por Ohya e outros⁶⁹, como $9/2^+$.

Foi feita a análise da cascata gama 915 - 813 keV para as duas possibilidades ($7/2^+$ e $9/2^+$) e $9/2^+$ foi bastante favorecida para o nível de 1727 keV.

A transição de 1030 keV parte do nível de 1843 keV, para o qual tanto Calway e Sharma²⁴ como Ohya e outros⁶⁹ atribuíram $7/2^+$ ou $9/2^+$. A análise da cascata gama 1030-813 keV apresentou um ajuste bem melhor para o spin $7/2^+$ para o nível de 1843 keV.

Nível de 966 keV

Estudos de reação (d,p) e (d,t)^{52,66} atribuíram a este nível spin e paridade $5/2^+$.

Ohya e outros⁶⁹ e Calway e Sharma²⁴, com base no valor de log ft e devido às transições deste nível para os níveis $3/2^+$ e $1/2^+$, fizeram a mesma atribuição de $5/2^+$.

Mais recentemente, Shahabuddin e outros⁷⁵ observaram-no, também, com a reação (t,d) e lhe atribuíram $5/2^+$.

Este nível é o intermediário de duas das cascatas gama estudadas: 876 - 966 keV e 761 - 966 keV.

A transição de 761 keV parte do nível do 1727 keV, ao qual atribuímos $9/2^+$ a partir da análise da cascata gama de 915 - 813 keV, conforme discutido anteriormente. Dessa maneira, temos a sequência $9/2(2) 5/2(1,2) 3/2$ para a cascata gama 761 - 966 keV. Determinamos o valor da mistura multipolar δ para 966 keV: $\delta(966) = - 5.93$ ou 0.12 . Analisamos, então, a cascata gama 876-966 keV com estes valores de $\delta(966)$, para a sequência $7/2(1,2) 5/2(1,2) 3/2$. Os valores encontrados para $\delta(876)$ estão na tabela IV-3.

Lembramos que, ao nível de 1843 keV, de onde parte a transição de 876 keV, foram atribuídos spin e parida-

de $7/2^+$ com base na análise da cascata gama 1030-813 keV, conforme discutido anteriormente.

Nível de 1220 keV:

Este nível não foi observado nas reações
 $^{52,66}_{(d,p)}$, $^{52}_{(d,t)}$ e $^{75}_{(t,d)}$.

A partir dos valores de $\log ft$ 24,69 e das características do decaimento γ deste nível, as possibilidades de spin para este nível ficam limitadas aos valores $7/2^+$ ou $9/2^+$.

Este nível é o inicial da cascata gama 684-545 keV e o intermediário das cascatas gama 523 - 684 keV, 500 - 684 keV e 405 - 684 keV. Os resultados destas três cascatas foram, igualmente, consistentes para o spin de $7/2^+$ e de $9/2^+$ para o nível de 1220 keV. Por outro lado, a análise da cascata gama mais intensa 684 - 545 keV apresentou um ajuste muito melhor para a sequência de spins $7/2^+ - 5/2^+ - 3/2^+$. Pudemos, com isso, descartar a possibilidade $9/2^+$. Foi esta análise que forneceu os valores de $\delta(684)$ a serem usados na análise das outras cascatas gama menos intensas, que têm esta transição de 684 keV em comum (405 - 684 keV, 500 - 684 keV e 523 - 684 keV).

Nível de 1318 keV

Este nível foi observado por Calway e Sharma ²⁴ e Ohya e outros ⁶⁹, no decaimento β^- do ^{129}Sb , com valor de $\log ft \approx 7,2$. As possibilidades de spin do nível de

1318 keV são desta maneira, limitadas aos valores $5/2^+$, $7/2^+$ e $9/2^+$. Porém, este nível não decai para nenhum dos níveis de paridade negativa 760 keV ($7/2^-$), 465 keV ($9/2^-$) e 106 keV ($11/2^-$) e, provavelmente, tem a paridade positiva. Além disso, o nível de 1318 keV decai para níveis com spin e paridade de $3/2^+$ (nível fundamental e de 634 keV), através das transições γ de 1318 keV e de 684 keV, respectivamente, com suficiente intensidade. Exclui-se, desta maneira, $9/2^+$, restando as possibilidades $5/2^+$ e $7/2^+$.

Este nível é o inicial de três das cascatas gama estudadas: 773 - 545 keV, 684 - 634 keV e 684 - 453 keV. As três foram analisadas para as duas possibilidades de spin ($5/2^+$ e $7/2^+$) para o nível de 1318 keV e, através do ajuste, não foi possível escolher entre um e outro valor.

No caso da possibilidade $7/2^+$, 684 keV seria uma transição E2 pura e encontramos os valores:

$\delta(634) = 0.13 \pm 0.05$ ou 2.52 ± 0.36 e
 $\delta(453) = -5.40 \begin{pmatrix} -16.40 \\ +2.37 \end{pmatrix}$ ou 0.35 ± 0.15 . No caso da possibilidade $5/2^+$, a cascata gama mais intensa 684 - 634 keV foi usada para fornecer os valores de $\delta(684)$ a serem usados na análise da outra cascata gama 684 - 453 keV. Os valores encontrados para $\delta(453)$, para os dois valores de $\delta(684)$ usados, concordaram muito bem com os encontrados para a possibilidade de $7/2^+$ para o nível de 1318 keV, como era de se esperar.

Gostaríamos de lembrar que a transição gama de 684 keV, aqui referida, não é a mesma envolvida na discussão do nível de 1228 keV.

Com relação à análise da cascata gama 773-

-545 keV, devemos mencionar que apresentou um ajuste ligeiramente melhor, para o spin de $7/2^+$ do nível de 1318 keV. Nesta análise, foram usados os valores de $\delta(545)$ determinados através da análise da cascata gama 684-545 keV. Convém mencionar que, para a possibilidade de spin $5/2^+$ (do nível de 1318 keV), o ajuste para o caso de $\delta(545) = -7.14$ foi bastante pior do que para $\delta(545) = -1.10$.

Nível de 1634 keV:

Este nível foi observado nos estudos de decaimento 24,69 , não tendo sido observado em estudos de reação $(d,p)^{52,66}$, $(d,t)^{52}$ e $(t,d)^{75}$.

Com base no valor de $\log ft^{24,69}$ e nas características do decaimento γ , as possibilidades para spin se limitam aos valores $5/2$, $7/2$ e $9/2$, sem definição de paridade.

Este nível faz parte de uma das cascatas gama estudadas: 405-684 keV. A análise desta cascata gama para as possibilidades $5/2$, $7/2$ e $9/2$ para o nível de 1634 keV não favoreceu nenhuma delas. Na análise desta cascata gama usamos os valores $\delta(684)$: 5.50 e 1.10...

Nível de 1727 keV

Este nível não foi observado em reações $(d,p)^{52,66}$, $(d,t)^{52}$ e $(t,d)^{75}$.

Este nível possui $\log ft = 5.5^{24,69}$, o que lhe dá um caráter permitido. Ele se desexcita para os níveis de 966 keV ($5/2^+$), 813 keV ($7/2^+$), 465 keV ($9/2^-$) e 106 keV ($11/2^-$)

e não decai para o estado fundamental. Por isto, Ohya e outros⁶⁹ atribuíram a este nível spin $9/2^+$. Calway e Sharma²⁴ atribuíram, além de $9/2^+$, a possibilidade de $7/2^+$.

Este nível é o inicial de três das cascatas gama estudadas: 761-966 keV, 500-684 keV e 915-813 keV. Os resultados das duas primeiras foram consistentes tanto com o spin de $7/2^+$ para o nível de 1727 keV como com o spin de $9/2^+$. A cascata gama 915-813 keV é a mais intensa delas e, através da sua análise para as duas possibilidades ($7/2^+$ e $9/2^+$) para o nível de 1727 keV, foi possível descartar $7/2^+$ pois $9/2^+$ apresentou um ajuste muito melhor. Foram encontrados dois valores para $\delta(915)$: $5,5 \pm 0,6$ e $0,08 \pm 0,02$. O menor valor de $\delta(915) = 0,08$ apresentou um ajuste melhor.

Nível de 1752 keV:

Em seus estudos de reação (d,p) , Jolly não observou este nível, mas observou um nível com energia de 1.76 MeV com reação (d,t) ⁵². Moore e outros⁶⁶, observaram um nível com 1753 keV com reações (d,p) . Shahabuddin e outros⁷⁵ também o observaram com reações (t,d) , atribuindo-lhe spin e paridade $3/2^+$ ou $5/2^+$.

No esquema de decaimento gama, este nível decai para os níveis de 1228 keV ($7/2^+$), 813 keV ($7/2^+$) e 545 keV ($5/2^+$). Como é um nível que não decai para os níveis com paridade negativa e como o valor de $\log ft$ do decaimento β para este nível ($\log ft = 6,3$) lhe dá um caráter de permitido, provavelmente, sua paridade seja positiva. Além disso, Calway observou uma transição fraca deste nível para o nível

fundamental, $3/2^+$, o que, talvez, descartasse a possibilidade de spin $9/2^+$. Com isto, as possibilidades de spin ficaram limitadas a $5/2^+$ e $7/2^+$.

Este nível faz parte de uma cascata gama estudada: 523-684 keV. Foi feita a análise da mesma para as três possibilidades de spin ($5/2^+$, $7/2^+$ e $9/2^+$) para o nível de 1752 keV, não tendo sido possível escolher entre nenhuma delas. Na análise, foram usados os dois valores de $\delta(684)$ de 5,50 e -1,10. Para todas as seqüências obtivemos dois valores para $\delta(523)$ tanto para $\delta(684) = 5,50$ como para $\delta(684) = -1,10$ e pudemos escolher apenas um, conforme pode ser visto na tabela IV-3.

Nível de 1843 keV;

Este nível se desexcita para os níveis de 813 keV ($7/2^+$) e 966 keV ($5/2^+$) e não decai para estados com $3/2^+$. Possui $\log ft = 5,4^{69}$. Ohya e outros⁶⁹ atribuíram a este nível as possibilidades de spin $7/2^+$ ou $9/2^+$. Calway e Sharma²⁴ fizeram o mesmo.

Este nível é o inicial de duas das cascatas gama estudadas: 876-966 keV e 1030-813 keV. Os resultados de correlação angular para a cascata gama 876-966 keV foram consistentes com o spin $7/2^+$ e $9/2^+$ para o nível de 1843 keV. A análise da cascata gama 1030-813 keV (que era a mais intensa) favoreceu a escolha de $7/2^+$ para o nível de 1843 keV, por apresentar um ajuste muito melhor do que para $9/2^+$. Além do valor de $\delta(1030) = 0,62 \pm 0,02$; a análise forneceu

$\delta(1030) = -5,9 \pm 2,0$, que apresentou um pior ajuste do que o outro valor escolhido.

CAPÍTULO V

DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

Apresentaremos na primeira parte deste capítulo valores calculados de δ que serão comparados com os resultados experimentais obtidos no presente trabalho. Na segunda parte procuraremos fazer uma comparação sistemática de resultados experimentais com alguns núcleos vizinhos de Te com A ím-par.

V-1. Cálculos teóricos comparados com os resultados experimentais

Vamos agora fazer a comparação dos resultados experimentais de $\delta(E2/M1)$ obtidos no presente trabalho com cálculos teóricos. O objetivo desta comparação é procurar entender a estrutura dos núcleos de ^{127}Te e ^{129}Te , através de um modelo nuclear aplicável à região de massa onde esses núcleos se situam. Vamos dar um breve resumo do modelo utilizado nos cálculos, salientando os pontos essenciais nele envolvidos.

V-1.1- Modelo do acoplamento de um vibrador a uma quase-partícula

Neste modelo o núcleo par-ímpar de massa A é tratado como consistindo de um caroço (que se constitui do isótopo vizinho par-par) ao qual é acoplado o nucleon desempare

lhado. O caroço realiza vibrações coletivas e o nucleon extra possui vários níveis de partícula simples disponíveis para ocupação. O formalismo de quase-partícula é aplicado à ocupação parcial das camadas de partícula simples.

V-1.1-a) Hamiltoniano:..

O hamiltoniano total H do sistema é dado por:

$$H = H_{vib} + H_{QP} + H_{int} \quad (V.1)$$

onde:

H_{vib} é o hamiltoniano associado com o caroço;

H_{QP} é o hamiltoniano associado com o nucleon extra;

H_{int} representa a energia de interação entre o caroço e o nucleon extra.

Cada um destes componentes será descrito adiante.

1) H_{vib} :

Suporemos que o núcleo possui forma esférica (raio R_0) na situação de equilíbrio. A sua superfície oscila em torno desta posição de equilíbrio. Deste fato, pode-se mostrar^{4,18} que a hamiltoniana que descreve esse movimento pode ser escrita como:

$$H_{vib} = \frac{1}{2} \sum_{\lambda\mu} B_{\lambda} |\dot{\alpha}_{\lambda\mu}|^2 + \frac{1}{2} \sum_{\lambda\mu} C_{\lambda} |\alpha_{\lambda\mu}|^2 \quad (V.2)$$

onde:

$\alpha_{\lambda\mu}$ e $\dot{\alpha}_{\lambda\mu}$ são as variáveis dinâmicas da deformação (coordenadas e momentos coletivos);

B_λ é o parâmetro de inércia dependente da densidade do núcleo;

C_λ está relacionado com a deformabilidade do núcleo;

λ é a ordem multipolar da vibração, com projeção μ .

Um modo de vibração, ou fonon, do tipo λ , possui momento angular λ , de modo que a sua paridade é determinada por $(-1)^\lambda$. Em nossos cálculos vamos tomar somente oscilações quadrupolares $\lambda = 2$.

Dessa forma H_{vib} descreve as vibrações quadrupolares do caroço em termos dos parâmetros $\alpha_{2\mu}$ e de suas derivadas temporais $\dot{\alpha}_{2\mu}$.

Para se quantizar a Hamiltoniana é suficiente interpretar os parâmetros $\alpha_{2\mu}$ e $\dot{\alpha}_{2\mu}$ como operadores, que no formalismo de segunda quantização, introduzindo-se os operadores de criação (b^+) e aniquilação (b) de fonons, suprimindo-se o índice $\lambda = 2$, ficam definidos por :

$$\alpha_\mu = \left(\frac{\hbar w}{2C}\right)^{1/2} [b_\mu^+ + b_{-\mu}] \quad (V.3)$$

$$\dot{\alpha}_\mu = i \left(\frac{\hbar w}{2B}\right)^{1/2} [b_\mu^+ - b_{-\mu}] \quad (V.4)$$

onde $w = \sqrt{C/B}$ (V.5)

é a frequência de oscilação;
e pelas relações de comutação:

$$[b_\mu, b_{\mu'}^+] = \delta_{\mu\mu'} \quad (V.6)$$

$$[b_{\mu}, b_{\mu'}] = [b_{\mu}^{\dagger}, b_{\mu'}^{\dagger}] = 0 \quad (\text{V.6'})$$

Nesta representação a hamiltoniana H_{vib} da expressão V.2 pode ser escrita na forma:

$$H_{\text{vib}} = \sum_{\mu} \hbar\omega (b_{\mu}^{\dagger} b_{\mu} + \frac{1}{2}) \quad (\text{V.7})$$

Definindo o operador número de fonons (\hat{n}_{μ}) por :

$$\hat{n}_{\mu} = b_{\mu}^{\dagger} b_{\mu} \quad (\text{V.8})$$

a expressão V.7 se torna:

$$H_{\text{vib}} = \sum_{\mu} \hbar\omega (\hat{n}_{\mu} + \frac{1}{2}) = \hbar\omega (\hat{N} + \frac{5}{2}) \quad (\text{V.9})$$

com $\hat{N} = \sum_{\mu} \hat{n}_{\mu}$

Vemos então que os auto-valores da hamiltoniana H_{vib} serão:

$$E_N = \hbar\omega (N + \frac{5}{2}) \quad N = 0, 1, 2, \dots \quad (\text{V.10})$$

Portanto, os auto-valores de H_{vib} são as energias de um oscilador harmônico de 5 dimensões.

ii) H_{QP} :

A hamiltoniana associada ao nucleon extra, no espaço de quase-partículas, já diagonalizada, é dada por:

$$H_{QP} = \sum_{\alpha} E_{\alpha} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\alpha} \quad (V.11)$$

onde: E_{α} são as energias de quase-partículas, dadas por:

$$E_j = [(\epsilon_j - \lambda)^2 + \Delta^2]^{1/2} \quad (V.12)$$

onde: ϵ_j é a energia da partícula no estado de momento angular orbital j ;

λ é o potencial químico (não é momento angular do fonon, que fizemos $\lambda = 2$);

Δ é o parâmetro de "gap"

a_{α}^{\dagger} , a_{α} são operadores de quase-partículas que estão relacionados com os operadores de criação e aniquilação de partículas de valência c_{α}^{\dagger} e c_{α} através de:

$$a_{jm}^{\dagger} = U_j c_{jm}^{\dagger} + (-1)^{j+m} V_j c_{j-m} \quad (V.13)$$

$$a_{jm} = U_j c_{jm} + (-1)^{j+m} V_j c_{j-m}^{\dagger} \quad (V.13')$$

onde U_j e V_j são números reais que representam a amplitude de não ocupação e ocupação, respectivamente, do estado $|j, m\rangle$, de tal forma que:

$$U_j^2 + V_j^2 = 1 \quad (V.14)$$

$$e \sum_j V_j^2 = n \quad (V.14')$$

onde n é o número de nucleons nas camadas de valência.

Os coeficientes U_j e V_j são determinados da se-

guinte forma:

Tem-se as seguintes equações:

$$\frac{G}{4} \sum_j \frac{2j+1}{E_j} = 1 \quad (V.15)$$

$$\sum_j (j + \frac{1}{2}) \left[1 - \frac{E_j - \lambda}{E_j} \right] = n \quad (V.16)$$

onde G é a constante de emparelhamento.

Dadas as energias ϵ_j e G (ou Δ), podem ser calculadas as quantidades E_j , λ e Δ (ou G), através das equações (V.15) e (V.16). Os coeficientes U_j e V_j são então obtidos através das relações:

$$U_j^2 = \frac{1}{2} [1 + (\epsilon_j - \lambda)/E_j] \quad (V.17)$$

$$V_j^2 = \frac{1}{2} [1 - (\epsilon_j - \lambda)/E_j] \quad (V.17')$$

iii) H_{int} :

A hamiltoniana que descreve a interação das partículas de valência com o vibrador, na representação de uma quase-partícula, é dada por:

$$H_{int} = - \frac{\beta_2}{\sqrt{5}} K \sum_{\mu\alpha\beta} (b_{2\mu} + (-1)^\mu b_{2-\mu}^+) \langle \alpha | Y_{2\mu}(\theta, \phi) | \beta \rangle a_\alpha^+ a_\beta (U_\alpha U_\beta - V_\alpha V_\beta) \quad (V.18)$$

onde: $Y_{2\mu}(\theta, \phi)$ são os harmônicos esféricos de ordem 2μ ;

θ, ϕ são as coordenadas angulares da partícula;

$\beta_2 = \left(\frac{5\hbar\omega}{2C}\right)^{1/2}$ é uma constante denominada amplitude de vibração de ponto zero, C é C_2 da equação V.2;

K é um parâmetro que mede a dependência radial da interação da partícula de valência com o campo vibracional e é dado por:

$$K = \langle n'l' | K(r) | nl \rangle = \langle n'l' | R_0 \frac{\partial V}{\partial r} | nl \rangle \quad (V.19)$$

onde V é o potencial nuclear na ausência da deformação.

Muito embora no modelo de Kisslinger-Sorensen⁵⁵, o ponto de partida seja diferente, os dois modelos se equivalem se for feita a seguinte correspondência:

$$\bar{X} \langle j_1 | r^2 | j_2 \rangle = G_0 \langle j_1 | K(r) | j_2 \rangle \quad (V.20)$$

onde \bar{X} é a constante do acoplamento efetiva introduzida no modelo de Kisslinger-Sorensen⁵⁵.

V-1.1-b) Autofunções, autovalores e diagonalização:

O problema agora é a escolha da base a ser tomada para encontrar os auto-valores da hamiltoniana da expressão (V.1).

Tomaremos como sistema não perturbado o descrito por $H_{vib} + H_{QP}$. Dessa forma, a base será:

$$|j, NR; IM\rangle = \sum_{m_j, m_R} \langle j, m_j, R, M_R | IM \rangle |N, R, M_R\rangle |j, m_j\rangle \quad (V.21)$$

onde N é o número de fonons do caroço com momento angular total R e projeção M_R ao longo do eixo z acoplado a um

estado de quase-partícula $|j m_j\rangle$ dando um momento angular total I e projeção M ao longo do eixo z .

Com esta base basta agora diagonalizar a hamiltoniana (Equação V.1) que nos fornece os auto-valores e auto-vetores $|E; IM\rangle \equiv |I_n M\rangle$, sendo E a energia do $n^{\text{ésimo}}$ estado do sistema acoplado. Estas auto-funções se expressam em termos das auto-funções não perturbadas da seguinte maneira:

$$|I_n M\rangle = \sum_{jNR} C_{jNR}^{I_n} |j, NR; IM\rangle \quad (V.22)$$

onde $C_{jNR}^{I_n}$ são constantes obtidas no processo de diagonalização da matriz de energia.

V-1.2- Propriedades eletromagnéticas:

As propriedades eletromagnéticas do núcleo são obtidas calculando-se os valores esperados dos operadores eletromagnéticos com as funções de onda definidas pela expressão V.22.

Para o presente sistema de acoplamento de uma quase-partícula a um vibrador, os operadores multipolares elétrico e magnético são constituídos de duas partes, uma de partícula e uma coletiva, associada ao vibrador. É possível então escrever as expressões dos operadores de quadrupolo elétrico $M(E2)$ e de dipolo magnético $M(M1)$ da seguinte forma:

[]

$$M(E2, \mu) = e_n^{ef} \sum_{i=1}^p r_i^2 Y_{2\mu}(\phi_i, \theta_i) + \frac{3R_0^2}{4\pi} e_v^{ef} [b_{\mu}^{+} + (-1)^{\mu} b_{-\mu}^{-}] \quad (V.23)$$

$$M(M1, \mu) = \frac{e\hbar}{2Mc} \sqrt{\frac{3}{4\pi}} [g_R I_{\mu} + (g_L - g_S) J_{\mu} + (g_R - g_L) S_{\mu}] \quad (V.24)$$

onde:

e_n^{ef} é a carga efetiva do neutron

e_v^{ef} é a carga efetiva do vibrador dada por $e_v^{ef} = z e \alpha_0$, z é o número atômico.

r_i, θ_i, ϕ_i são as coordenadas esféricas do i ésimo neutron;

$\frac{e\hbar}{2Mc}$ é o magneton nuclear μ_N ;

g_R, g_L, g_S são as razões giromagnéticas coletiva, orbital e de spin, respectivamente;

$I_{\mu}, J_{\mu}, S_{\mu}$ são os operadores de spin total, de momento angular de acoplamento das partículas e de spin do estado, respectivamente.

Conhecendo-se os elementos reduzidos de matriz dos operadores $M(E2)$ e $M(M1)$, calcula-se o valor da razão de mistura multipolar $\delta(E2/M1)$ através da relação^{57,59}:

$$\delta(E2/M1) = 0,833 E_{\gamma} \frac{\langle I' || M(E2) || I \rangle}{\langle I' || M(M1) || I \rangle} \quad (V.25)$$

com as unidades de:

E_{γ} (energia da transição γ) em MeV;

elemento de matriz reduzido de $E2$ em eb ;
elemento de matriz reduzido de $M1$ em magneton nuclear.

Esta razão de mistura $\delta(E2/M1)$ é relacionada com a de Rose e Brink⁷² (δ_{RB}), usada para os valores experimentais, pela relação: $\delta = -\delta_{RB}$.

V-1.3- Comparação entre os valores experimentais e os cálculos teóricos:

Descreveremos nesse item a aplicação do modelo de acoplamento vibrador - quase-partícula na tentativa de interpretar os resultados experimentais obtidos no presente trabalho.

V-1.3-a) Parâmetros:

Nos cálculos a serem feitos são necessários dois conjuntos distintos de parâmetros. Um deles é necessário para a obtenção das energias e funções de onda e o outro é necessário para o cálculo das propriedades eletromagnéticas.

No primeiro conjunto estão:

i) a energia do fonon quadrupolar $\hbar\omega$ que tomamos exatamente igual à energia experimental do primeiro estado 2^+ do núcleo de Te par-par A-1 vizinho.

ii) O parâmetro de deformabilidade do caroço β_2 , que tomamos igual ao valor medido experimentalmente¹².

iii) a constante de acoplamento a definida como⁴ :

$$a = K\beta_2/\sqrt{20\pi}$$

onde:

a constante K foi considerada igual a 35 MeV, valor apropriado para esta região de massa⁴⁷, o que foi confirmado através de cálculos numéricos⁸⁷ com funções de onda Woods-Saxon.

iv) a intensidade de emparelhamento G ou então a energia do "gap" Δ . Em nossos cálculos preferimos utilizar Δ , que pode ser extraído de resultados experimentais através da relação:

$$\Delta_n = \frac{1}{2} [S_n(Z, A+1) - S_n(Z, A)] \quad (V.27)$$

onde S_n é a energia de separação do neutron.

Os valores de energia de separação necessários aos cálculos de Δ_n foram extraídos de Mapstra e Gove⁹¹.

v) Temos ainda nesse primeiro conjunto, as energias de partícula independente. Admitimos que as partículas independentes estão distribuídas nos estados de valência:

$1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, $3s_{1/2}$, $3d_{3/2}$ e $1h_{11/2}$, correspondentes às orbitas da camada $50 < N < 82$, uma vez que o ^{127}Te (^{129}Te) possui 25(27) neutrons fora da camada fechada $N = 50$.

Os valores que utilizamos foram os adotados por Dias³². O critério utilizado na escolha dos mesmos foi com base na seguinte sistemática:

Tomou-se como núcleo do extremo superior, o ^{133}Te . Através do presente modelo, encontrou-se o conjunto de ener

gias de partícula independente que melhor reproduzisse o espectro experimental do $^{133}\text{Te}^5$.

Para o extremo inferior, ^{121}Te , foram adotadas as energias de partícula independente extraídas de estudos experimentais da região de massa $A = 120^{27}$.

Entre os dois extremos foi admitido um comportamento linear para as energias de partícula independente em função do número de massa A .

A tabela V-1 apresenta os valores usados para os parâmetros mencionados, bem como para as energias de partícula independente.

No segundo conjunto de parâmetros, necessários para o cálculo das propriedades eletromagnéticas, encontram-se:

i) a carga efetiva dos neutros e_n^{ef} , para a qual utilizamos o valor $0,5e$

ii) a carga efetiva do vibrador e_v^{ef} , para a qual utilizamos o valor $3,28e$

iii) os fatores giromagnéticos dos nucleons de valência orbital e de spin g_L e g_S , para os quais usamos respectivamente o $-1,91$, este correspondendo a $0,7 g_S$ (livre).

iv) o fator giromagnético coletivo g_R , que pelo modelo hidrodinâmico é dado por $g_R = Z/A$, no nosso caso, $0,4$.

V-1.3-b) Espectros e funções de onda;

As figuras V-1 e V-2 apresentam os espectros de energia experimental e calculado, para os núcleos de ^{127}Te e

TABELA V-1 Parâmetros utilizados nos cálculos (em MeV, com exceção de β_2 , que é adimensional)

	^{127}Te	^{129}Te
$\hbar\omega = E(2^+_{(T)})$	0.660	0.743
β_2	0.141	0.126
Δ	1.238	1.163
G	0.208	0.212
$E(g_{7/2})$	-0.500	-0.700
$E(d_{5/2})$	0.000	0.000
$E(s_{1/2})$	1.560	1.500
$E(h_{11/2})$	1.760	1.660
$E(d_{3/2})$	2.100	2.000

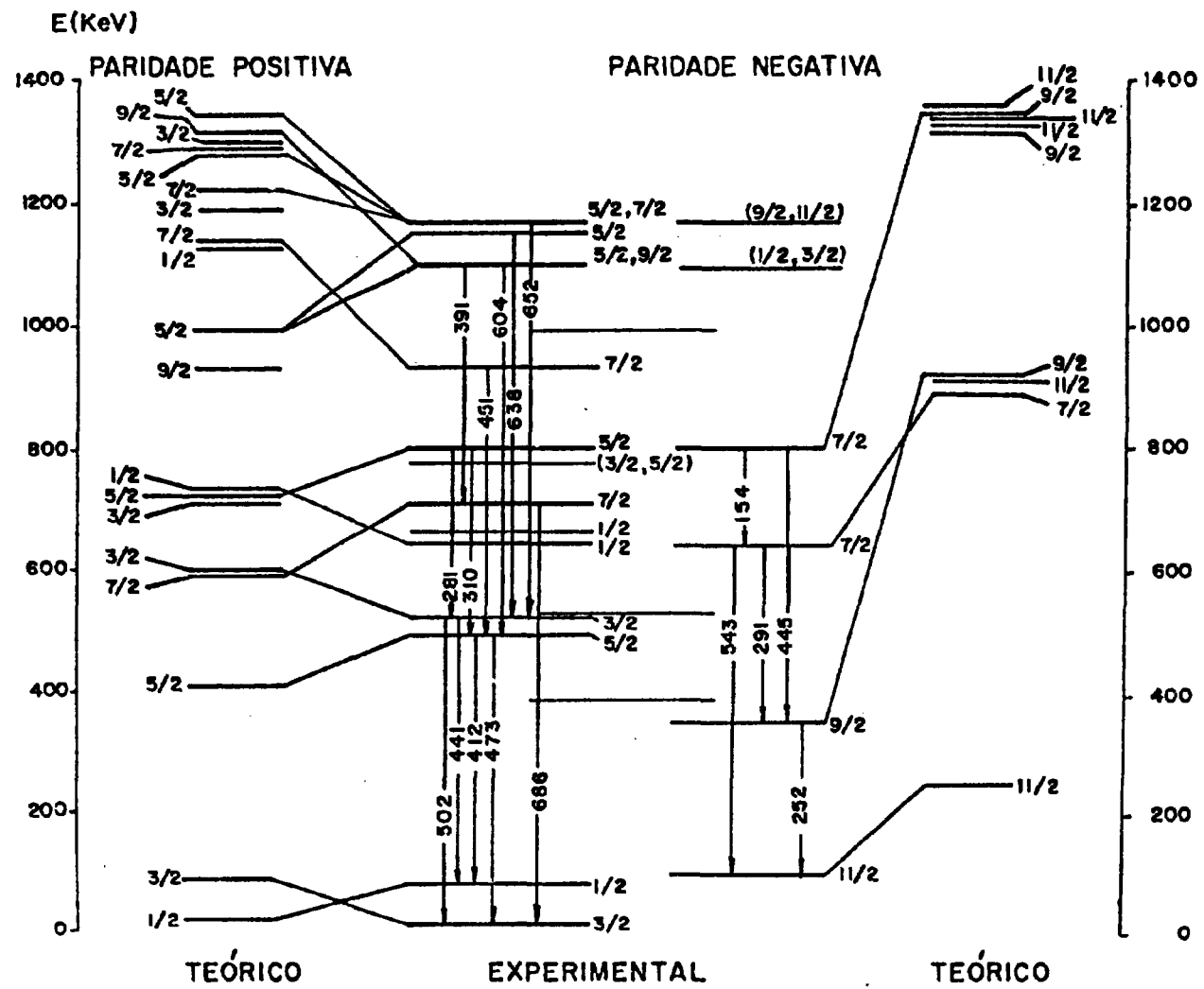


FIGURA V-1

Níveis de energia experimentais e calculados relativos aos núcleos de ^{127}Te .

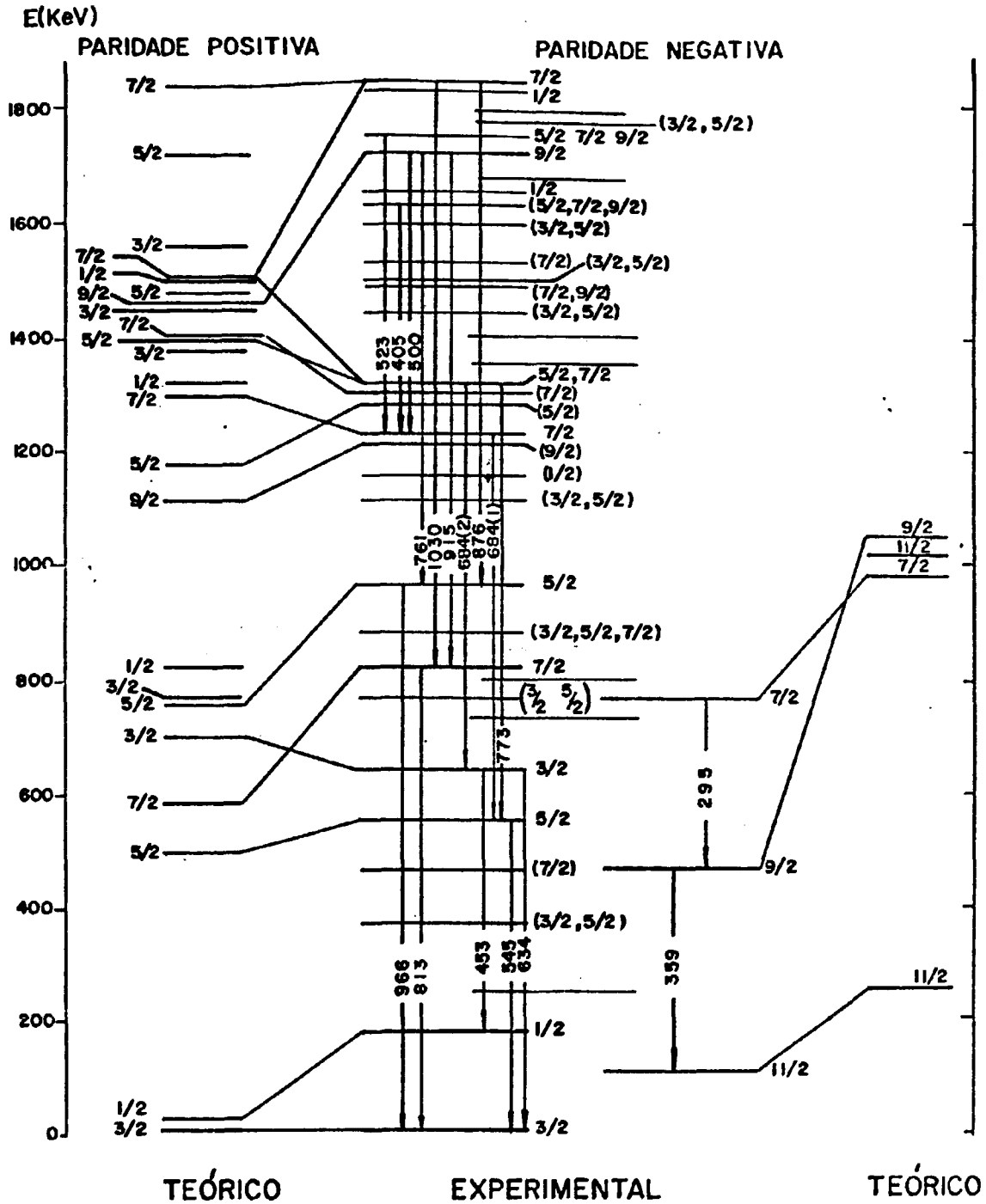


FIGURA V-2

Níveis de energia experimentais e calculados relativos aos núcleo de ^{129}Te .

TABELA V-2 - Níveis de paridade negativa

Componente	^{127}Te	^{129}Te
	Amplitude	
Estado $11/2_{(1)}$		
$ 11/2, 00\rangle$	0.968	0.935
$ 11/2, 12\rangle$	0.249	0.344
Estado $9/2_{(1)}$		
$ 11/2, 12\rangle$	0.984	0.966
$ 11/2, 24\rangle$	-	0.254
Estado $7/2_{(1)}$		
$ 11/2, 12\rangle$	0.965	0.931
$ 11/2, 22\rangle$	0.237	0.325
Estado $7/2_{(2)}$		
$ 11/2, 24\rangle$	0.742	
$ 11/2, 22\rangle$	0.556	
$ 11/2, 12\rangle$	0.228	

TABELA V-3 - Níveis de paridade positiva

Componente	^{127}Te	^{129}Te
	Amplitude	
Estado $1/2_{(1)}$		
$ 1/2, 00\rangle$	0.871	0.836
$ 5/2, 12\rangle$	-0.371	-0.321
$ 3/2, 12\rangle$	-0.238	-0.386
Estado $3/2_{(1)}$		
$ 3/2, 00\rangle$	0.930	0.909
$ 3/2, 12\rangle$	-	0.256
$ 7/2, 12\rangle$	-0.227	-0.203
$ 1/2, 12\rangle$	0.212	-
Estado $3/2_{(2)}$		
$ 3/2, 00\rangle$	-0.236	-0.275
$ 3/2, 12\rangle$	0.445	0.820
$ 1/2, 12\rangle$	0.715	0.226
$ 5/2, 24\rangle$	-0.351	-
$ 1/2, 22\rangle$	-	0.268
Estado $5/2_{(1)}$		
$ 5/2, 00\rangle$	0.459	0.416
$ 1/2, 12\rangle$	-0.693	-0.674
$ 5/2, 12\rangle$	0.275	0.216
$ 3/2, 12\rangle$	0.221	0.329

continua

TABELA V-3 (continuação)

Componente	Amplitude	
Estado $5/2_{(2)}$		
$ 3/2, 12\rangle$	0.864	0.844
$ 1/2, 12\rangle$	0.325	0.372
Estado $5/2_{(3)}$		
$ 1/2, 22\rangle$	-0.586	-0.568
$ 5/2, 12\rangle$	-0.481	0.474
$ 1/2, 12\rangle$	-0.349	0.256
$ 3/2, 12\rangle$	0.316	-0.230
$ 5/2, 22\rangle$	0.251	-0.203
$ 5/2, 00\rangle$	-	0.279
$ 3/2, 24\rangle$	-	-0.261
Estado $7/2_{(1)}$		
$ 3/2, 12\rangle$	-0.849	0.859
$ 7/2, 00\rangle$	0.315	-0.249
$ 1/2, 24\rangle$	-0.229	0.281
Estado $7/2_{(2)}$		
$ 3/2, 22\rangle$	-0.654	-0.810
$ 5/2, 12\rangle$	0.347	0.252
$ 3/2, 12\rangle$	0.332	0.211
$ 7/2, 12\rangle$	0.319	0.292
Estado $9/2_{(2)}$		
$ 3/2, 24\rangle$	-0.843	-0.852
$ 1/2, 24\rangle$	-0.271	-0.348
$ 7/2, 12\rangle$	0.281	+0.205

(continua)

TABELA V-3 - Níveis de paridade positiva (continuação)

^{129}Te		^{127}Te	
Componente	Amplitude	Componente	Amplitude
Estado $7/2_{(4)}$		Estado $5/2_{(4)}$	
$ 3/2, 24\rangle$	0.361	$ 3/2, 22\rangle$	0.822
$ 3/2, 12\rangle$	-0.304	$ 1/2, 22\rangle$	0.287
$ 1/2, 24\rangle$	0.732	$ 7/2, 12\rangle$	-0.252
$ 5/2, 36\rangle$	-0.315	$ 3/2, 24\rangle$	-0.221
Estado $7/2_{(5)}$		Estado $5/2_{(5)}$	
$ 7/2, 00\rangle$	-0.200	$ 3/2, 24\rangle$	0.821
$ 5/2, 12\rangle$	-0.496	$ 5/2, 00\rangle$	-0.311
$ 5/2, 22\rangle$	0.388	$ 3/2, 22\rangle$	0.296
$ 5/2, 24\rangle$	-0.323	$ 7/2, 36\rangle$	-0.247
$ 5/2, 34\rangle$	0.203	Estado $9/2_{(1)}$	
$ 1/2, 24\rangle$	-0.274	$ 3/2, 24\rangle$	+0.214
$ 1/2, 33\rangle$	-0.301	$ 1/2, 24\rangle$	-0.682
$ 3/2, 22\rangle$	-0.262	$ 5/2, 24\rangle$	0.262
$ 3/2, 24\rangle$	0.331	$ 5/2, 12\rangle$	0.534

mos observar que a diferença entre a energia não excede cerca de 200 keV para a grande maioria dos níveis de paridade positiva. O mesmo acontece para os níveis de paridade negativa $11/2^-_{(1)}$ e $7/2^-_{(1)}$.

Cálculos anteriores de Kisslinger e Sorensen⁵⁵ levaram a uma concordância entre os espectros teórico e experimental do ^{127}Te , também, em geral, dentro de 200 keV. Podemos observar que, ao contrário de Kisslinger e Sorensen, obtivemos um posicionamento mais adequado para o nível de $1/2^+_{(2)}$ teórico, bem mais próximo do nível experimental⁷¹. Não deve haver diferenças significativas entre os seus resultados e os nossos, para a maioria dos níveis.

No entanto, para o nível $9/2^-_{(1)}$ no ^{127}Te e no ^{129}Te e para o nível $7/2^-_{(2)}$ no ^{127}Te , a diferença em energia é de cerca de 600 keV. Pelas funções de onda obtidas no presente modelo, o nível $9/2^-_{(1)}$ resulta do acoplamento do $11/2^-$ principalmente com o primeiro fonon de momento angular 2^+ , com energia aproximada de 600 a 700 keV. Por sua vez, o nível $7/2^-_{(2)}$ resulta do acoplamento do $11/2^-$ principalmente com o segundo fonon de momento angular 2^+ e 4^+ , que possui cerca de 600 a 700 keV a mais do que o primeiro fonon. Tais acoplamentos não reproduzem os níveis experimentais. Dessa forma, estes níveis não são previstos corretamente no presente modelo e não serão incluídos em nossa discussão.

V-1.3-c) Nível $9/2^-_{(1)}$

Para o nível $9/2^-_{(1)}$, essa discrepância foi explicada por Kisslinger⁵⁴, sugerindo que tais níveis sejam re-

sultantes do acoplamento de três quase-partículas no estado de $11/2^-$. Espera-se que este seja um fenômeno geral, acontecendo sempre que um nível com spin alto j e com paridade oposta à dos níveis vizinhos de spin menor, estiver parcialmente cheio, dando origem aos estados de três quase-partículas do tipo $(j)_{j-1}^3$. As propriedades consequentes do modelo para estes estados são:

- a) O fator-g do estado $(j)_{j-1}^3$ ($9/2^-$, no caso) é igual ao do estado com spin j ($11/2^-$ no caso).
- b) A probabilidade de transição $M1$ entre estes estados ($9/2^-$ e $11/2^-$) é nula, se eles são puros de partículas porque o elemento de matriz de $M1$ entre estados com diferença de duas partículas deve ser nulo.

Posteriormente, foi dada uma outra interpretação para estes estados de acoplamento anômalo por Kuriyama e outros⁶¹. Essencialmente, os autores incorporam o princípio de Pauli à teoria convencional de acoplamento fonon-quase-partícula que usamos. Na teoria convencional, o efeito deste princípio é ignorado nas correlações entre a quase-partícula ímpar e as quase-partículas que compõem o fonon e em consequência, os modos de excitação elementar dos núcleos esféricos de massa ímpar são modos de uma quase-partícula, modos de um fonon, de dois fonons, etc. Ao contrário, na teoria de Kuriyama e outros⁶¹, os modos de excitação elementar são considerados como modos de uma quase-partícula, de

três quase-partículas "dressed", de cinco quase-partículas "dressed", etc. Propõem então que a principal componente dos estados de acoplamento anômalo está relacionada com os modos de três quase-partículas "dressed".

V-1.3-d) Razões de Mistura Multipolar δ :

Apresentamos nas tabelas V-4 e V-5 os resultados obtidos dos cálculos para δ das diversas transições envolvidas no presente trabalho, com exceção daquelas que envolvem níveis de paridade negativa. Tomou-se o cuidado de adotar o mesmo sinal adotado na experiência. A tabela V-4 apresenta também resultados de δ que foram calculados incluindo-se a narmonicidade nas vibrações do caroço⁷⁴.

Para os nossos resultados, simplesmente comparando-se, nas funções de onda obtidas, as contribuições relativas das partes coletiva e de partícula única, não se consegue uma visão clara de uma correlação dos valores teóricos de δ , em módulo, com estas contribuições. Para se chegar a esta correlação, é necessário analisar as contribuições relativas das partes coletiva e de partícula única, nos dois elementos de matriz envolvidos no cálculo de δ . Pode-se observar que, de modo geral, à medida que a contribuição coletiva relativa (e absoluta) aumenta nos elementos de matriz, tanto elétrico como magnético, o valor absoluto teórico de δ aumenta.

Vamos passar agora à discussão quantitativa dos nossos resultados de δ .

TABELA V-4 Resultados teóricos para $\delta(E2/M1)$ do núcleo de ^{127}Te

E(keV)	VALORES EXPERIMENTAIS DE $\delta(E2/M1)$	$I_f \rightarrow I_i$	VALORES TEÓRICOS DE $\delta(E2/M1)$	VALORES TEÓ- RICOS ABSO- LUTOS DE $\delta(E2/M1)$
473	-2.51 \pm 0.18 ou -0.09 \pm 0.03	$5^{+}/2_{(2)} \rightarrow 3^{+}/2_{(1)}$	- 0.06	0.16
502	0.34 $+0.89$ -0.24 ou 1.81 $+0.69$ -0.58	$3^{+}/2_{(2)} \rightarrow 3^{+}/2_{(1)}$	-2.51	0.79
441	0.51 $+0.38$ -0.22 ou -18.3 $+14.3$ - ∞	$3^{+}/2_{(2)} \rightarrow 1^{+}/2_{(1)}$	-22.2	15.7
281	7.80 $+1.00$ -0.85 ou 0.09 \pm 0.03	$5^{+}/2_{(2)} \rightarrow 3^{+}/2_{(2)}$	-0.09	0.27
310	-2.14 \pm 0.50 ou 0.10 \pm 0.03	$5^{+}/2_{(2)} \rightarrow 5^{+}/2_{(1)}$	-3.09	0.06
451	0.65 $+0.78$ -0.13	$7^{+}/2_{(2)} \rightarrow 5^{+}/2_{(1)}$	2.29	
Se o nível de 1077 keV é $9^{+}/2_{(1)}$				
391	-0.31 \pm 0.002	$9^{+}/2_{(1)} \rightarrow 7^{+}/2_{(1)}$	-0.04	
		$9^{+}/2_{(2)} \rightarrow 7^{+}/2_{(1)}$	1.58	

(continua)

TABELA V-4 (continuação)

E (keV)	VALORES EXPERIMENTAIS		VALORES TEÓRICOS DE $\delta(E2/M1)$	VALORES TEÓRICOS ABSOLUTOS DE $\delta(E2/M1)$
	DE $\delta(E2/M1)$	$I_f \rightarrow I_i$		
638	-5.50 ± 0.84 ou -0.42 ± 0.03	$5^{+}/2_{(3)} \rightarrow 3^{+}/2_{(2)}$	1.12	0.12
652	0.24 ± 0.07 ou 2.08 ± 0.26 -0.43	$5^{+}/2_{(4)} \rightarrow 3^{+}/2_{(2)}$	-0.70	
391	0.15 ± 0.02	$5^{+}/2_{(3)} \rightarrow 7^{+}/2_{(1)}$ $(5^{+}/2_{(5)} \rightarrow 7^{+}/2_{(1)})$	0.63 (0.50)	
638	-5.50 ± 1.46 -1.61 ou -0.42 ± 0.06	$5^{+}/2_{(4)} \rightarrow 3^{+}/2_{(2)}$	-0.68	
652	0.24 ± 0.10 -0.05 ou 2.08 ± 0.26 -0.43	$5^{+}/2_{(5)} \rightarrow 3^{+}/2_{(2)}$	-0.32	
604	0.14 ± 0.08	$5^{+}/2_{(3)} \rightarrow 5^{+}/2_{(1)}$ $(5^{+}/2_{(5)} \rightarrow 5^{+}/2_{(1)})$	1.49 (-0.28)	0.57

TABELA V-5 - Resultados teóricos para $\delta(E2/M1)$ do núcleo de ^{129}Te

E (keV)	VALORES EXPERIMENTAIS DE $\delta(E2/M1)$	$I_f \rightarrow I_i$	VALORES TEÓRICOS DE $\delta(E2/M1)$
545	-7.14 ± 0.01 ou -1.16 ± 0.01	$5/2^+_{(1)} \rightarrow 3/2^+_{(1)}$ $(5/2^+_{(2)} \rightarrow 3/2^+_{(1)})$	-0.13 (+1.58)
634	0.14 ± 0.07 ou 2.50 ± 0.34	$3/2^+_{(2)} \rightarrow 3/2^+_{(1)}$	-1.48
453	$-5.4^{+2.3}_{-16.4}$ ou 0.35 ± 0.15	$3/2^+_{(2)} \rightarrow 1/2^+_{(1)}$	-0.54
966	$-5.93^{+1.30}_{-2.17}$ ou 0.12 ± 0.04	$5/2^+_{(2)} \rightarrow 3/2^+_{(1)}$	2.80
684(1)	$-1.10^{+0.11}_{-0.20}$ ou 5.50 ± 0.05	$7/2^+_{(2)} \rightarrow 5/2^+_{(1)}$	-3.65
Se o nível de 1318 keV é $5/2^+_{(3)}$			
684(2)	0.22 ± 0.05 ou 2.19 ± 0.09	$5/2^+_{(3)} \rightarrow 3/2^+_{(2)}$	0.20
773	0.50 ± 0.02 ou $0.73^{+0.74}_{-0.45}$	$5/2^+_{(3)} \rightarrow 5/2^+_{(1)}$	0.87
1030	0.62 ± 0.02	$7/2^+_{(4)} \rightarrow 7/2^+_{(1)}$	-0.007
876	$-40.0^{+32.3}_{-\infty}$ ou -0.17 ± 0.10	$7/2^+_{(4)} \rightarrow 5/2^+_{(2)}$	2.17
Se o nível de 1318 keV é $7/2^+_{(4)}$			
773	6.44 ± 0.38 ou 0.02 ± 0.01 ou 1.13 $^{+0.43}_{-0.79}$	$7/2^+_{(4)} \rightarrow 5/2^+_{(1)}$	-1.93
1030	0.62 ± 0.02	$7/2^+_{(5)} \rightarrow 7/2^+_{(1)}$	0.49
876	$-40.0^{+32.3}_{-\infty}$ ou -0.17 ± 0.10	$7/2^+_{(5)} \rightarrow 5/2^+_{(2)}$	0.17

(continua)

TABELA V-5 (continuação)

E (keV)	VALORES EXPERIMENTAIS DE δ (E2/M1)	$I_f \rightarrow I_i$	VALORES TEÓ- RICOS DE δ (E2/M1)
915	0.08 ± 0.02	$9/2^+_{(2)} \rightarrow 7/2^+_{(1)}$	0.98
500	-0.004 ± 0.010 ou	$9/2^+_{(2)} \rightarrow 7/2^+_{(2)}$	-0.57
	$10.76^{+1.7}_{-1.3}$ ou		
	0.52 ± 0.10 ou 1.57 ± 0.23		

Núcleo de ^{127}Te :

Uma análise em termos de sinal dos δ calculados no presente trabalho, nos mostra que, de treze casos, cinco não estão com o sinal obtido na experiência.

Com relação aos módulos dos valores de δ , pode-se notar o seguinte: Para as transições gama de 473, 502, 441, 281 e 310 keV, houve uma boa concordância entre o cálculo e a experiência, dentro da barra de erro experimental. Isto pode indicar que os níveis envolvidos nestas transições que são $5/2^+_{(1)}$, $3/2^+_{(1)}$, $3/2^+_{(2)}$, $1/2^+_{(1)}$ e $5/2^+_{(2)}$ estariam com as amplitudes das diferentes componentes das funções de onda razoavelmente bem estimadas. Se a correspondência do nível de 1155 keV com $5/2^+_{(5)}$ estiver correta, a concordância dos valores teórico e experimental de δ (652 keV) é um indício de que o mesmo deve acontecer com este nível $5/2^+_{(5)}$.

Podemos observar que para os outros casos, sistematicamente, para a correspondência que fizemos, temos um valor superestimado no cálculo de δ . Com base nisso, as funções de onda dos níveis envolvidos, que são $5/2^+_{(3)}$, $7/2^+_{(1)}$, $7/2^+_{(2)}$, $5/2^+_{(4)}$ e $9/2^+_{(2)}$ estariam todas, ou em parte, com amplitudes tais que a contribuição coletiva estaria superestimada.

Cabe notar que se o nível de 1077 keV possui spin e paridade $5/2^+$, tem-se uma concordância melhor entre os valores experimentais e os calculados para 391, 638 e 652 keV. No entanto, para a transição de 603 keV, ocorre uma discrepância de um fator 10, que cai para um fator de apenas 2

($\delta = -0.28$), quando se corresponde o nível de 1077 keV ao $5/2^+_{(5)}$. Nesta correspondência, para a transição de 391 keV, o valor de δ praticamente não se altera. Então é possível que, neste caso, a função de onda do nível de 1077 keV se aproxime mais da do nível de spin $5/2^+_{(5)}$ do que $5/2^+_{(3)}$. Cabe também dizer que em se fazendo a correspondência do nível de 1077 keV com $9/2^+_{(1)}$ em vez de $9/2^+_{(2)}$, o valor obtido para δ teórico para 391 keV é de -0.04 , o que se constituiria na única exceção, em oito casos, em que ocorreria $|\delta_{\text{exp}}| > |\delta_{\text{teórico}}|$.

Com relação aos resultados obtidos por Sen⁷⁴, pode-se dizer o seguinte:

a) Com respeito ao seu espectro de níveis de energia, a densidade obtida foi bem menor do que a obtida por nós.

b) Este autor apresenta apenas os valores absolutos de δ .

Com respeito aos valores apresentados na tabela V-4, analisemos inicialmente os cinco casos em que nossos resultados foram considerados bons:

I) para as transições de 473 e 441 keV, seus resultados também estão próximos dos valores que foram usados em nossas comparações

II) para as transições de 502 e 310 keV, seus resultados concordam com os outros valores experimentais, que não foram utilizados nas nossas comparações.

iii) para a transição de 281 keV, seu valor está superestimado de um fator 3.

Para os outros dois casos, 638 e 603 keV, seus valores estão subestimados de um fator 3,5 e superestimado de um fator 4,0 respectivamente, ao passo que os nossos foram superestimados de 2,7 e 10,6.

De modo geral, parece-nos que seus resultados se ajustaram praticamente da mesma forma que os nossos, aos resultados experimentais. Isto poderia ser um indício de que efeitos de anarmonicidade podem não ser muito importantes para esses parâmetros, na região de baixa energia, em que estão os cálculos.

Núcleo de ^{129}Te :

Neste núcleo, para a grande maioria dos casos, temos dois valores de δ experimental. Vamos, para efeito de análise, comparar os valores mais próximos em módulo. Temos, neste caso, que metade dos valores calculados para δ não têm o mesmo sinal do valor experimental. Vamos, assim, novamente, limitar nossa comparação aos valores absolutos.

Analiseemos, primeiro, as transições gama que estão abaixo do nível de 1318 keV, onde há ambiguidade de spin 5/2 ou 7/2. Temos as transições gama de energia de 545, 634, 966, 453 e 684(1) keV. Com exceção de 545 keV, para as outras, há uma concordância dentro de um fator de, no máximo, 2, sendo que, dos quatro casos, três estão com o valor δ teó-

rico subestimado. Para a energia de 545 keV, vemos que há uma discordância de um fator aproximado de 8,5, o δ teórico subestimado. Comparando com a transição correspondente do ^{127}Te , observamos que o valor calculado para ambos os casos está concordando dentro de um fator 2. O que aconteceu neste caso particular, foi que o menor valor (entre os dois possíveis) de δ experimental para o ^{129}Te , está com um valor bem mais alto do que para o ^{127}Te . Se, ao invés de se fazer a correspondência do nível de 545 keV com $5/2^+_{(1)}$, se fizer com $5/2^+_{(2)}$, o valor teórico de $\delta(545)$ será +1.58, superestimado de um valor 1,4. Com esta correspondência ter-se-ia uma contribuição predominantemente coletiva para a sua função de onda.

A correspondência do nível de 1318 keV com $5/2^+_{(3)}$, conduziu a boas estimativas teóricas para $\delta(684(2))$ e $\delta(773)$, ambos com este nível envolvido. O valor estimado de $\delta(773)$ para a correspondência deste mesmo nível com $7/2^+_{(4)}$ também foi bom.

Para as transições gama de 1030 e 876 keV, o mesmo não aconteceu. Fazendo-se corresponder o nível de 1843 keV com o $7/2^+_{(4)}$, houve uma discordância de um fator de 88 e 18, respectivamente, na subestimação do valor de δ teórico. Porém, quando se correspondeu $7/2^+_{(5)}$ ao nível de 1843 keV, a concordância entre os valores calculados e experimentais de $\delta(1030)$ e $\delta(843)$ foi boa. Parece-nos que esta correspondência deve ser mais adequada.

Observando os valores experimental e teórico de $\delta(915)$, notamos uma discrepância do valor experimental com o

teórico de um fator aproximado de 12, neste caso o valor teórico superestimado. Parece-nos que a correspondência do nível de 1727 keV com o $9/2^+_{(2)}$ teórico é que não deve estar adequada.

Para concluir, com exceção da transição de 545 keV e das correspondências inadequadas, para os outros nove casos analisados, há uma concordância entre o valor teórico e o experimental, dentro de um fator de no máximo 2, na grande maioria, para oito dos casos, com o valor teórico subestimado. Torna-se mais difícil neste caso localizar os níveis cujas funções de onda teriam amplitudes razoavelmente bem estimadas, como pôde ser feito no ^{127}Te .

De uma maneira geral, é possível se afirmar que as amplitudes deveriam ser tais que aumentassem as contribuições coletivas.

V-2. Sistemática de resultados experimentais nos núcleos de Te com A ímpar:

Observando os resultados de estudos de decaimento beta e gama nos núcleos de Te com A ímpar, em particular no ^{125}Te , ^{127}Te , ^{129}Te e ^{131}Te , podemos notar algumas semelhanças entre alguns dos diferentes aspectos envolvidos. Na figura V-3 apresentamos os níveis de energia dos quatro isótopos, entre os quais foi possível, essencialmente, fazer uma correspondência nível a nível de seis dos níveis de baixa energia. Estão assinaladas, nesta figura, as posições das ener

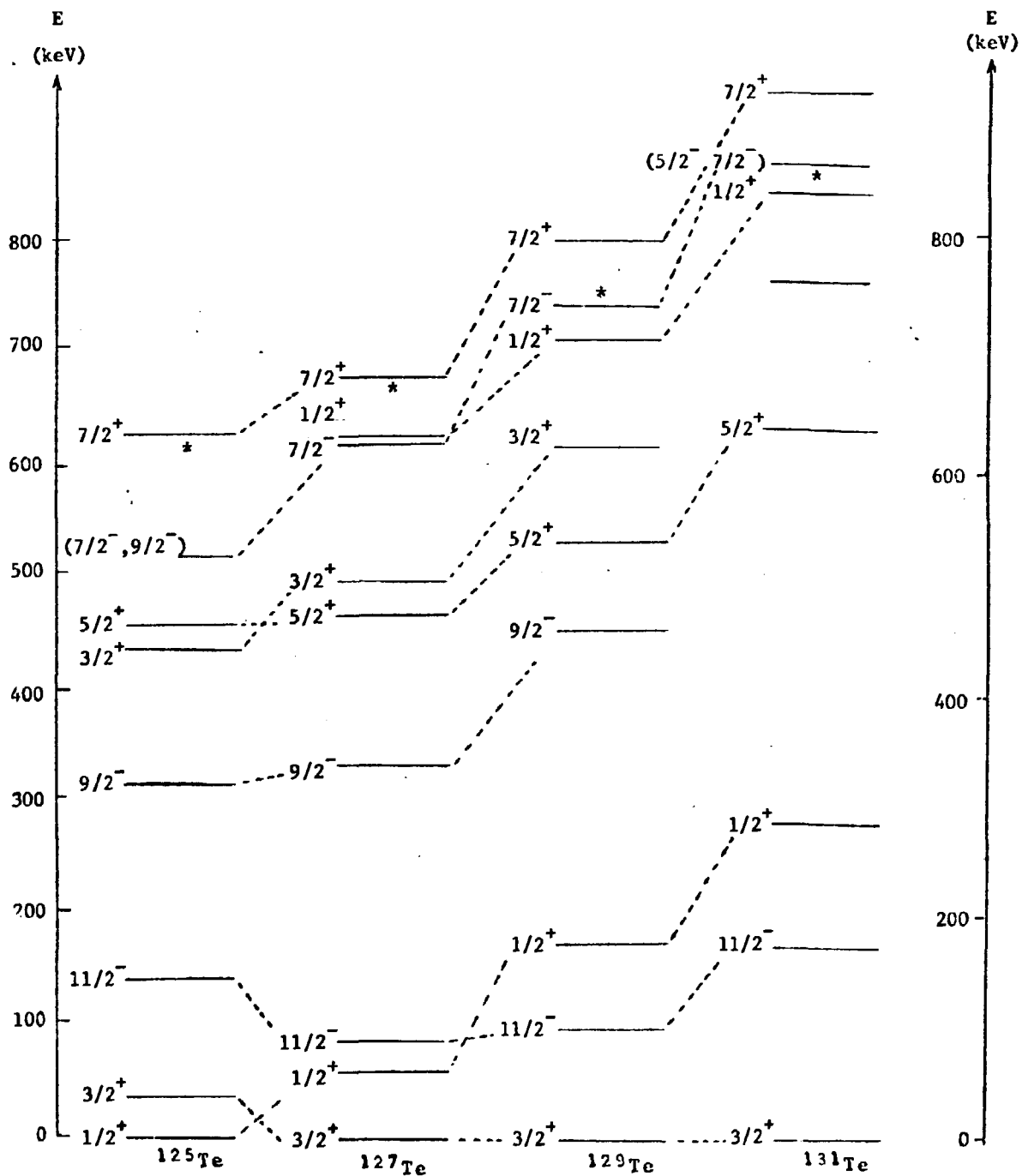


FIGURA V-3

Sistemática dos estados de baixa energia nos núcleos de $^{125-131}\text{Te}$.

gias do primeiro fonon do isótopos $^{124-130}\text{Te}$.

Algumas características podem ser notadas:

- 1) Um crescimento sistemático na energia de praticamente todos os níveis correspondentes, com o aumento de A. Isso pode ser explicado com base no modelo de acoplamento quase-partícula-fonon que foi usado em V-1, uma vez que a energia do primeiro (ou segundo) fonon (do núcleo vizinho) aumenta com o aumento de A.
 - 2) Pode acontecer uma alteração na seqüência dos níveis, como por exemplo o nível de spin $1/2^+$, que passa de nível fundamental no ^{125}Te para segundo excitado no ^{129}Te e ^{131}Te .
 - 3) Os estados de energia mais baixa com spin e paridade $3/2^+$, $1/2^+$ e $11/2^-$ são interpretados como estados predominantes de nêutron $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$ e $1h_{11/2}$.
- Gostaríamos de lembrar que os resultados dos cálculos do presente trabalho apresentados no item V-1, para ^{127}Te e ^{129}Te , estão coerentes com esta interpretação. A grande maioria dos estados, de baixa energia, acima destes três, são, de modo geral, fracamente ou não são populados em reações de transferência de partícula como $(d,p)^{28,43,52,66}$ e $(d,t)^{52}$ e a razão disto é possuírem caráter predominantemente coletivo. Os nossos resultados também estão, de uma maneira geral, de acordo com este fato.
- 4) Observa-se que o nível de spin e paridade de $9/2^-$, que ocorre à baixa energia, nos isótopos de ^{125}Te , ^{127}Te e ^{129}Te , não ocorre no ^{131}Te . Graeffe e Walters⁴² notaram uma e

levação abrupta na energia do primeiro $9/2^-$ no núcleo de Xenônio com A ímpar, para o mesmo número, 79, de neutrons.

Como já discutido em V-1, Kisslinger⁵⁴ interpretou estes níveis que ocorrem à baixa energia como resultantes do acoplamento anômalo de três quase-partículas no estado de $11/2^-$; em consequência apresentando as propriedades já citadas em V-1. Apesar dos fatores g medidos dos estados de $11/2^-$ e $9/2^-$ no ^{125}Te ^{29,56,62,73,78} e no ^{127}Te ^{79,80} estarem em concordância razoável com as previsões deste modelo, a componente $E2$ nas transições $9/2^- \rightarrow 11/2^-$ não parecem dominar tão fortemente quanto se esperaria neste modelo, em que a probabilidade de transição $M1$ seria nula. Probabilidades de transição $M1$ diferentes de zero podem ser explicadas por uma mistura de fonon no estado $11/2^-$, bem como por uma mistura de partícula simples no estado $9/2^-$ ⁷⁶. No entanto, espera-se que tais misturas sejam pequenas e as transições $M1$ continuariam com uma intensidade bastante reduzida comparada com as estimativas de partícula simples. Os fatores de retardação, para as transições $M1$, são de 250 e 2300, respectivamente para as transições gama de 177 e 252 keV, nos núcleos respectivos de ^{125}Te e ^{127}Te . Os resultados dos fatores g e das razões de mistura $\delta(E2/M1)$ para a transição $9/2^- \rightarrow 11/2^-$ reforçam, dessa forma, a interpretação dos estados $9/2^-$ no ^{125}Te e no ^{127}Te como estados de três quase-partículas.

Com respeito à outra interpretação, dada por Kuriyama e outros⁶¹, para estes estados de acoplamento anômalo, os resultados obtidos, através dela, para o fator g do estado

$9/2^-$ estão em excelente concordância com os valores experimentais.

A tabela V-6 apresenta estes valores.

TABELA V-6 Fatores g do estado $9/2^-$ nos núcleos de $^{125}, ^{127}\text{Te}$ comparados com as predições de Kuriyama e outros⁶¹

NÚCLEO	VALOR EXPERIMENTAL DE $g(9/2^-)$	VALOR TEÓRICO DE $g(9/2^-)$ ⁶¹
^{125}Te	-0.202 ± 0.016 ⁵⁶	-0.21
	-0.204 ± 0.007 ²⁹	
	-0.200 ± 0.025 ⁶²	
	-0.15 ± 0.02 ⁷³	
^{127}Te	-0.218 ± 0.033 ⁽¹⁾	-0.22
	-0.214 ± 0.014 ⁸⁰	

(1) Este trabalho

5) Devemos notar que nos decaimentos β^- do estado $7/2^+$ do ^{125}Sb , ^{127}Sb , os valores de $\log ft$ para transições de caráter permitido para níveis de spin $5/2^+$ e $7/2^+$ parecem anormalmente altos, a maioria no intervalo de 7 a 8. Walters e outros⁸⁹ e Ragaini e outros⁷¹ sugeriram que uma transição permitida é inibida quando o estado final contém uma contribuição coletiva predominante e uma componente pequena de partícula única. Este parece ser um fenômeno geral e tem sido observado no decaimento de núcleos na região do Sn^{9,13,41,42}.

6) Algumas características semelhantes, no modo de desexcitação de alguns níveis, podem ser notadas, como por exemplo:

- a) O nível $5/2^+_{(1)}$ se desexcita para o nível de $3/2^+_{(1)}$ em todos os núcleos, sendo que a intensidade da transição diminui à medida que A cresce. Isso deve acontecer porque a amplitude, na sua função de onda, da componente devida ao acoplamento do primeiro fonon com o estado $d_{3/2}$ deve diminuir à medida que A cresce, portanto, do 127 para o 129. Acontece um outro fato: Este nível $5/2^+_{(1)}$ se desexcita para o nível $1/2^+_{(1)}$, com uma intensidade que também diminui com o aumento de A, não tendo sido observada esta transição para o ^{129}Te e ^{131}Te . Assim, neste nível, a componente devida ao acoplamento do primeiro fonon com o estado $s_{1/2}$ deve ser muito pequena nestes dois núcleos. Observando as funções de onda do estado $5/2^+_{(1)}$, das tabelas V-2 e V-3, do presente trabalho, vemos que nem a amplitude de componente $|3/2, 12\rangle$ e nem a da componente $|1/2, 12\rangle$ para o ^{129}Te diminuíram em relação ao ^{127}Te .

Estas podem ser as razões da discrepância entre os valores teórico e experimental do $\delta(545)$, quando se correspondeu $5/2^+_{(1)}$ ao estado de 545 keV, no ^{129}Te . Observamos ainda que quando foi feita a correspondência deste nível com o $5/2^+_{(2)}$, cuja função de onda possui uma amplitude bem mais alta para $|3/2, 12\rangle$ do que para $|1/2, 12\rangle$, ao contrário do $5/2^+_{(1)}$, a concordância entre os valores de $\delta(545)$ teórico e experimental foi

bem melhor.

- b) O nível $7/2^+_{(1)}$ se desexcita para o nível de $3/2^+_{(1)}$, em todos os núcleos, sendo que esta transição é a mais intensa do espectro de raios γ para ^{127}Te , ^{129}Te e ^{131}Te . Isto deve significar que o nível $7/2^+_{(1)}$ deve possuir uma amplitude alta para o acoplamento do $d_{3/2}$ com um fonon. Neste aspecto, as funções de onda do nível $7/2^+_{(1)}$ do ^{127}Te e do ^{129}Te , que estão nas tabelas V-2 e V-3, que possuem uma contribuição maior deste acoplamento, devem estar provavelmente corretas.

7) Vamos procurar fazer uma comparação entre valores experimentais de δ que existem para transições correspondentes, nos núcleos de ^{125}Te , ^{127}Te e ^{129}Te . Para isso, observemos os valores encontrados na tabela V-7.

- a) Para a transição $9/2^-_{(1)} \rightarrow 11/2^-_{(1)}$ há duas possibilidades de sistemática: valor de δ crescente ou decrescente, em módulo, com A crescente. Se o sentido de δ crescente for o correto, a consequência disto seria uma predominância maior dos elementos de matriz de E2 sobre os de M1. Isto estaria bastante consistente com o caráter anômalo do estado $9/2^-$ no núcleo de ^{129}Te .
- b) Para a transição $7/2^-_{(1)} \rightarrow 9/2^-_{(1)}$, torna-se difícil estabelecer uma sistemática, podendo apenas serem escolhidos os valores positivos para δ . Neste caso não há um crescimento ou decrescimento sistemático com o crescimento de A.

TABELA V-7

Valores experimentais de $\delta(E2/M1)$ nos núcleos de $^{125}_{68}\text{Te}$ $^{127}_{*}\text{Te}$ $^{129}_{*}\text{Te}$

$I_f \rightarrow I_i$	$^{125}_{68}\text{Te}$		$^{127}_{*}\text{Te}$		$^{129}_{*}\text{Te}$	
	E(keV)	$\delta(E2/M1)$	E(keV)	$\delta(E2/M1)$	E(keV)	$\delta(E2/M1)$
$9/2^-_{(1)} \rightarrow 11/2^-_{(1)}$	176	$-0,60 \pm 0,05$	252	$-0,31 \pm 0,03$ ou $-2,56 \pm 0,20$	359	$-0,20 \pm 2,30$ $0,80$ ou $-9,0 \pm 6,7$ $23,0$
$7/2^-_{(1)} \rightarrow 9/2^-_{(1)}$	204	$1,6 \pm 0,2$	291	$0,40 \pm 0,06$	296	$-0,30 \pm 0,45$ $3,00$ ou $8,0 \pm 2,0$ $8,5$
$5/2^+_{(1)} \rightarrow 3/2^+_{(1)}$	428	$-0,54 \pm 0,01$	473	$-0,10 \pm 0,01$ ou $-2,50 \pm 0,08$	545	$-7,14 \pm 0,01$ ou $-1,10 \pm 0,01$
$5/2^+_{(2)} \rightarrow 3/2^+_{(1)}$	636	$0,332 \pm 0,003$	784**	$0,21 \pm 0,01$	966	$-5,93 \pm 1,30$ $2,17$ ou $0,12 \pm 0,04$
$3/2^+_{(2)} \rightarrow 3/2^+_{(1)}$	408	$1,50 \pm 0,07$	502	$0,34 \pm 0,89$ $0,24$ ou $1,81 \pm 0,38$ $0,89$	634	$0,14 \pm 0,07$ ou $2,51 \pm 0,40$
$3/2^+_{(2)} \rightarrow 1/2^+_{(1)}$	444	$-2,3 \pm 0,1$	441	$-18,30 \pm 14,30$ ou $0,51 \pm 0,38$ $0,22$	453	$-5,50 \pm 2,57$ $26,80$ ou $0,35$

* Presente trabalho.

** Krane e Steyert.⁶⁰

Queremos, no entanto, salientar que o outro valor de $\delta(291) = 1.42 \pm 0.50$, no ^{127}Te , que, conforme discussão no texto (página 76), foi descartado, é mais favorecido pela sistemática do que o escolhido por nós (0.40 ± 0.06). Gostaríamos de lembrar, também, que tanto os resultados de Krane e Steyer⁶⁰ como os de Soares e outros⁸⁰ concordam com o valor $\delta(291) = 1.42 \pm 0.50$.

- c) Para a transição $5/2^+_{(1)} \rightarrow 3/2^+_{(1)}$, a sistemática favorece de $\delta(473) = -2.50$ e $\delta(545) = -7.14$.
- d) Para a transição $5/2^+_{(2)} \rightarrow 3/2^+_{(1)}$, a sistemática favorece $\delta(966) = 0.12$.
- e) Para a transição $3/2^+_{(2)} \rightarrow 3/2^+_{(1)}$, a sistemática mais favorecida seria para $\delta(502) = 1.81$ e $\delta(634) = 2.50$.
- f) Para a transição $3/2^+_{(2)} \rightarrow 1/2^+_{(1)}$, a sistemática favoreceria $\delta(441) = -18.3$ e $\delta(453) = -5.4$.

Como resultado destas escolhas, de modo geral, parece haver uma tendência no sentido de aumento do valor absoluto de δ , com o aumento de A. Isto se explicaria com um aumento do caráter coletivo, na estrutura destes núcleos, com o aumento de A, o que se constitui num fato inesperado, uma vez que com o aumento de A há uma aproximação da camada fechada em (A-Z) e dessa forma, o caráter coletivo deve diminuir.

- 8) Para os núcleos de ^{129}Sb e ^{131}Sb acontece uma particularidade ^{15, 48, 67}. Quase metade do decaimento β^- popula dois níveis, de 1876 e 2067 keV no ^{131}Te e de 1727 e 1843 keV

no ^{129}Te , o que se constitui em um fato de interesse. (Nos isótopos de Te com $A < 127$ tais níveis não são excitados no decaimento ($Q_{\beta^-} \leq 1500$ keV)). Estes níveis podem ser populados do estado fundamental do ^{129}Sb e ^{131}Sb p ($g_{7/2}$) via transição β^- permitida ($\log ft < 6,0$) e na região de energia em que se encontram, há duas configurações possíveis:

- i) o estado de buraco de partícula simples $n(g_{7/2})^{-1}$.
- ii) a configuração de três partículas

$$|p(g_{7/2}, d_{5/2}) n d_{3/2} | 5/2, 7/2, 9/2^+ .$$

Como níveis $7/2^+$ não são excitados em ^{129}Te pela reação $(d,t)^{67}$ até 2350 keV, a presença da componente $g_{7/2}^-$ nos níveis em discussão parecem menos prováveis. Desse forma, provavelmente, a transição β^- permitida procede das diferentes componentes de estados de três partículas $p(g_{7/2}, d_{5/2}) n d_{3/2}$. A estimativa das energias de excitação do estado de três quase partículas são em torno das energias de excitação média dos níveis em discussão.

Existe ainda uma semelhança digna de menção: Para os dois núcleos, as energias dos dois níveis ocorrem próximas às energias dos estados de dois fonons 4^+ nos núcleos vizinhos $A-1$. A semelhança das propriedades destes níveis com as propriedades dos estados de dois fonons nos isótopos de Te par-par conduz à conclusão de que eles devem ser formados principalmente pelo acoplamento do nêutron do estado $d_{3/2}$ com o segundo fonon de 4^+ . Kerck e outros⁵³ observaram no ^{125}Te um estado $11/2^+$ a 1192 keV que

decai predominantemente para o estado $7/2^+$ a 636 keV e de acordo com estes autores, ele se origina do acoplamento do estado de partícula simples $n d_{3/2}$ com o segundo fonon de 4^+ .

CAPÍTULO VI

CONCLUSÃO

Foram realizadas, no presente trabalho, medidas de Correlação Angular γ - γ para várias cascatas gama nos núcleos de ^{127}Te e ^{129}Te . As únicas medidas anteriores que havia, usando esta técnica, eram para o núcleo de ^{127}Te , para duas das cascatas mais fortes. Além disso, havia ainda, para este núcleo, medidas de Orientação Nuclear, também para transições gama mais fortes. Para o núcleo de ^{129}Te , a técnica de Correlação Angular foi usada pela primeira vez. No presente trabalho, foram estudadas não apenas as cascatas fortes, mas também as de Intensidade média e fraca, para os dois núcleos, o que tornou o trabalho demorado, devido ao longo tempo necessário às medidas para a obtenção de dados com boa precisão estatística. -

Através dos presentes resultados, juntamente com outros anteriores, foi possível favorecer a definição de spins da maioria dos níveis dos dois núcleos de energia até 1155 keV no ^{127}Te e 1843 keV no ^{129}Te .

Além disso, foi possível a confirmação (em alguns casos) ou a determinação de razões de mistura multipolar $\delta(E2/M1)$ para praticamente todas as transições gama existentes entre os níveis até às energias citadas. Isto se constituiu num resultado importante quando se querem testar cálculos teóricos. Foram feitos tais cálculos, através do modelo de acoplamento fonon-quase partícula, adequado para a região de massa em que os núcleos se encontram. Como resultado da

comparação entre estes cálculos e as medidas, obtivemos uma concordância razoável, não muito boa, particularmente quanto à concordância dos valores de δ .

Mediu-se o fator g do estado $9/2^-$ de 340 keV, do núcleo de ^{127}Te , e através do resultado pudemos confirmar o resultado obtido por Soares e outros⁸⁰. Esta confirmação foi muito importante pois através dela, aliada ao resultado de $\delta(9/2^- \rightarrow 11/2^-)$ obtido por nós, pudemos reforçar a interpretação anterior de estado de acoplamento anômalo para este estado de spin $9/2^-$.

Podemos dizer ainda que, na maioria dos casos, foram obtidos dois valores de δ . Medidas adicionais de coeficientes de conversão eletrônica que pudessem resolver a escolha entre os dois valores seriam muito valiosas, apesar da dificuldade de tais medidas.

Pudemos concluir também pela necessidade de um estudo mais detalhado, incluindo detectores de alta resolução, que estabeleça definitivamente o esquema de níveis de energia do ^{129}Te , visto que há diferenças significativas entre os dois esquemas até agora propostos, por Calway e Sharma²⁴ e Ohya e outros⁶⁹. Também seriam importantes para este núcleo, medidas de Orientação Nuclear, além de medidas da meia-vida e do fator g do estado $9/2^-$, afim de se entender se este estado também é resultante de acoplamento anômalo, como vem sendo interpretado para os núcleos de ^{125}Te e ^{127}Te .

APÊNDICE 1

PROGRAMA DE ESCOLHA DA MISTURA MULTIPOLAR

Neste programa, a função χ^2 (definida na equação (11.8) é calculada para 75 valores de δ entre -10^{20} a 10^{10} , em intervalos que diminuem com o módulo de δ . São localizados os δ 's, entre os 75 fornecidos, que correspondem aos mínimos relativos de χ^2 . Encontrando apenas um mínimo, é realizada uma inspeção do δ no infinito positivo e negativo. É feita então uma melhor localização do mínimo, através de subdivisões menores, em torno do δ encontrado.

Encontrando dois mínimos, a procura de mínimos no infinito não é realizada e, em torno de cada um dos dois, são feitas subdivisões menores para uma melhor localização do χ^2 mínimo.

O erro na mistura multipolar é tomado como o valor de δ correspondente a 30% do nível de probabilidade.

As porcentagens de cada componente da mistura no caso de $\delta(M1, E2)$ são dadas por:

$$\% M1 = \frac{1}{1+\delta^2} \times 100, \text{ para } M1$$

$$\text{e } \% E2 = \left[1 - \frac{1}{1+\delta^2}\right] \times 100 \text{ para } E2$$

REFERÊNCIAS

- 1 - ABECASSIS, S.M. Fast separation of Antimony from irradiated Tellurium. *Radiochim.Acta*, 2:103-4, 1964.
- 2 - ABRAGAM, A. & POUND, R.V. Influence of electric and magnetic fields on angular correlations. *Phys. Rev.*, 92:943-62, 1953.
- 3 - AEPPLI, H.; ALBERS-SCHÖNBERG, H.; BISHOP, A.S.; FRAUENFELDER, H.; HEER, E. The determination of the magnetic moment of an excited nuclear level (Cd^{111} , 247 keV). *Phys.Rev.* 84:370-1, 1951.
- 4 - ALAGA, G. Proceedings of the *International School of Physics "Enrico Fermi"*, Course XL, 1979.
- 5 - ALAGA, G.; PAAR, V.; SIPS, L. *Problems of Vibrational Nuclei*. North-Holland:147, 1975.
- 6 - ALDER, K. Angular correlation in magnetic fields. *Phys. Rev.*, 84:369-70, 1951.
- 7 - ALDER, K. Beiträge zur Theorie der Richtungskorrelation. *Helv.Phys.Acta*, 25:235- 58, 1952.
- 8 - ALDER, K.; ALBERS-SCHÖNBERG, H.; HEER, E.; NOVEY, T.B. The measurement of nuclear moments of excited states by angular correlation methods. *Helv.Phys.Acta*, 26:761-84, 1953.
- 9 - AUBLE, R.L. & KELLY, W.H. A study of the excited states of ^{127}I populated in the decay of ^{127}Te and ^{127m}Te . *Nucl.Phys.*, 73:25-32, 1965.
- 10 - BĂDICĂ, T.; CIORTEA, C.; DIMA, S.; GELBERG, A.; POPESCU, I.; VĂTĂ, I. Magnetic moment measurement in ^{125}Te by IPAC. *Z.Physik*, 255:390-3, 1972.
- 11 - BĂDICĂ, T.; DIMA, S.; GELBERG, A.; POPESCU, I. Gamma-gamma angular correlations in ^{125}Te . *Z.Physik*, 249: 321-6, 1972.
- 12 - BARRETE, J.; BARRETE, M.; HAROUTUNIAN, R.; LAMOUREX, G.; MONARO, S. Investigation of the reorientation effect on ^{122}Te , ^{124}Te , ^{126}Te , ^{128}Te and ^{130}Te . *Phys.Rev.*, C10:1166-71, 1974.

- 13 - BERZINS, G. Decay schemes of 70 min ^{129}gTe and 33d $^{129\text{m}}\text{Te}$. *Nucl. Phys.*, A93:456-80, 1967.
- 14 - BIEDENHARN, L.C. & ROSE, M.E. Theory of angular correlation of nuclear radiations. *Rev.Mod.Phys.* 25:729-77, 1953.
- 15 - BLACHOT, J.; ERTEN, H.N.; CORYELL, C.D.; MACIAS, E.S.; WALTERS, W.B. Radioactive decay of 23-min ^{131}Sb to levels of ^{131}Te . *Phys.Rev.*, C4:214-20, 1971.
- 16 - BLACK, J.L. & GRUHLE, W. Calculation of angular correlation attenuation factors and efficiencies for lithium drifted germanium detectors. *Nucl.Instrum.Meth.*, 46:213-22, 1969.
- 17 - BODENSTEDT, E. Magnetic moments of excited atomic nuclei. *Fortschr.Physik*, 10:321-88, 1962.
- 18 - BOHR, A. The coupling of nuclear surface oscillations to the motion of individual nucleons. *Dan.Mat.Fys.Medd.*, 26:nº 14, 1952.
- 19 - BOHR, A. & MOTTELSON, B. Collective and individual-particle aspects of Nuclear Structure. *Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk.*, 27:nº 16, 1953.
- 20 - BRADY, E.L. & DEUTSCH, M. Angular correlation of successive gamma-ray quanta. *Phys.Rev.*, 72:870-1, 1947.
- 21 - BRADY, E.L. & DEUTSCH, M. Angular correlation of successive gamma-rays. *Phys.Rev.*, 78:558-66, 1950.
- 22 - BROWN, E.; DAIRIKI, J.M.; DOEBLER, R.E. *Table of Isotopes*, 7ª edição. LEDERER, C.M. & SHIRLEY, V.S., editores. Wiley, New York, 1978.
- 23 - BURDE, J.; ENGLER, G.; GINSBERS, A.; JAFFE, A.A.; MARINOV, A.; BIRSTEIN, L. Study of elastic and inelastic scattering of protons from ^{128}Te and ^{130}Te at isobaric analogue resonances. *Nucl.Phys.*, A141:375-99, 1970.
- 24 - CALWAY, P.G. & SHARMA, H.D. The excited states of ^{129}Te populated in the β^- decay of ^{129}Sb . *Nucl.Phys.*, A156:338-52, 1970.
- 25 - CAMP, D.C. & VAN LEHN, A.L. Finite solid-angle correction for Ge(Li) detectors. *Nucl.Instrum.Meth.*, 78:192-240, 1969.

- 26 - COESTER, F. Influence of extranuclear fields on angular correlations. *Phys.Rev.*, 93:1304-10, 1954.
- 27 - COHEN, B.L. Similarity between neutron and proton single particle states at the same mass number. *Phys. Lett.*, 27B:271-3, 1968.
- 28 - COHEN, B.L.; FINK, C.L.; HINDS, S. Nuclear structure in ^{127}Te from the $^{126}\text{Te}(d,p)$ reaction. *Phys.Rev.*, 157:1144-8, 1967.
- 29 - CRUSE, D.W.; JOHANSSON, K.; KARLSSON, E. Magnetic moment of a suggested three-quasiparticle state in ^{125}Te . *Nucl.Phys.*, A154:369-84, 1970.
- 30 - DAY, M.C. & VOIGT, A.F. Decay of ^{127}Sb and ^{129}Sb . *Phys. Rev.*, 101:1784-6, 1956.
- 31 - DE PINHO, A.G. & JERONYMO, J.M.F. Low-lying levels in the odd-mass isotopes of Antimony. *Nucl.Phys.*, A116:408-32, 1968.
- 32 - DIAS, H. *Estrutura Nuclear do $^{127,129}\text{Te}$ por intermédio de reações ($^3\text{He},\alpha$)*. São Paulo, 1977 (Tese de mestrado. Universidade de São Paulo, Instituto de Física).
- 33 - DUNWORTH, J.W. The application of the coincidence counting to experiments in nuclear physics. *Nucl.Instrum.Meth.*, 11:167-80, 1940.
- 34 - FERENTZ, M. & ROSENSWEIG, N. Table of angular correlation coefficients. In: SIEGBAHN, K., ed. *Alpha, beta and gamma-ray spectroscopy*. Amsterdam, North-Holland, 1965. p. 1687-90.
- 35 - FERNANDES, M.A.G. & RAO, M.N. Neutron pick-up reactions on $^{122,124,126}\text{Te}$. *J.Phys.G.: Nucl.Phys.*, 3:1397-413, 1977.
- 36 - FRANKEL, R.B.; HUNTZICKER, J.J.; SHIRLEY, D.A.; STONE, N. J. Magnetic hyperfine structure in ^{125}Te . *Phys.Lett.*, 26A:452-3, 1968.
- 37 - FRAUENFELDER, H. & STEFFEN, R.M. Angular correlations. In: SIEGBAHN, K., editor. *Alpha, beta and gamma-ray spectroscopy*, V.2. Amsterdam, North-Holland, 1965. p. 997-1198.

- 38 - GALÈS, S.; CRAWLEY, G.M.; WEBER, D.; ZWIEGLINSKI, B. Neutron-hole strength distributions in heavy nuclei (I). The reactions $^{124,130}\text{Te}(^3\text{He},\alpha)^{123,129}\text{Te}$ and $^{122,124,130}\text{Te}(p,d)^{121,123,129}\text{Te}$. *Nucl. Phys.*, A381: 173-94, 1982.
- 39 - GILL, R.D. *Gamma-Ray Angular-Correlations*. Londres, Academic Press, 1975.
- 40 - GOERTZEL, G. Angular correlation of gamma-ray. *Phys. Rev.* 70: 897-909, 1946.
- 41 - GRAEFFE, G.; HOFFMAN, E.J.; SARANTITES, D.G. Decay schemes of the ^{119}Te isomers. *Phys. Rev.* 158: 1183-93, 1967.
- 42 - GRAEFFE, G. & WALTERS, W.B. Decay of ^{129}Cs and ^{131}I to the levels in ^{129}Xe and ^{131}Xe . *Phys. Rev.* 153: 1321-30, 1967.
- 43 - GRAUE, A.; HVIDSTEN, E.; LIEN, J.R.; SANDVIK, G.; MOORE, W.H. Nuclear Structure studies in the tellurium isotopes: The $^{126}\text{Te}(d,p)^{127}\text{Te}$ reaction. *Nucl. Phys.* A120: 493-512, 1968.
- 44 - GRAUE, A.; LIEN, J.R.; ROYRVIK, S.; ARROY, O.J.; MOORE, W.H. Nuclear structure studies in the tellurium isotopes: The $^{124}\text{Te}(d,p)^{125}\text{Te}$ reaction. *Nucl. Phys.* A136: 513-31, 1969.
- 45 - HAMILTON, D.R. On directional correlation of successive quanta. *Phys. Rev.* 58: 122-31, 1940.
- 46 - HAMILTON, W.D. Gamma-ray angular distribution and correlation measurements (I). Experimental methods using radioactive sources. In: HAMILTON, W.D.; editor. *The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy*. Amsterdam, North-Holland, 1975. p. 645-700.
- 47 - HEYDE, K. & BRUSSAARD, P.J. Unified-model calculations in intermediate coupling with $2d_{5/2}$, $1g_{7/2}$ and $2f_{7/2}$ single-particle orbits. *Nucl. Phys.* A104: 81-110, 1967.
- 48 - HNATOWICZ, V.; KRÍŠŤAK, J.; FÍSER, M.; VENOS, D.; JURSIK, J. The decay of the 23 min ^{131}Sb . *Czech. J. Phys.* B25: 1-9, 1975.

- 49 - HOFFMAN, D.C. & BARNES, J.W. Antimony: *Los Alamos Scientific Laboratory Report*, n° LA1721, 1962.
- 50 - INAMURA, T. Beta and gamma spectroscopy studies of ^{125}Sb . *J. Phys. Soc. Japan* 24: 1-16, 1968.
- 51 - INAMURA, T.; IWASHITA, T.; IKEMOTO, Y.; KAGEYAMA, S. Gamma-gamma angular correlations in ^{125}Sb . *J. Phys. Soc. Japan* 19: 239, 1964.
- 52 - JOLLY, R.K. Nuclear structure studies in Tellurium isotopes with (d,p) and (d,t) reactions. *Phys. Rev.* B136: 683-94, 1964.
- 53 - KEREK, A.; KOWNACKI, J.; MARELIUS, S.A.; RIHL, J. Evidence for particle-core coupling in the ^{125}Te nucleus. *Nucl. Phys.* A194: 64-80, 1972.
- 54 - KISSLINGER, L.S. A note on coupling schemes in odd-mass nuclei. *Nucl. Phys.* 78: 341-52, 1966.
- 55 - KISSLINGER, L.S. & SORENSEN, R.A. Spherical nuclei with simple residual forces. *Rev. Mod. Phys.* 35: 853-915, 1963.
- 56 - KNAPEC, E.; SIMON, R.; RAGHAVAN, R.S.; KÖRNER, H.J. *Phys. Lett.* 29B: 581-2, 1969.
- 57 - KRANE, K.S. E2/M1 multipole mixing ratios of $2^+ \rightarrow 2^-$ gamma transitions in even-even spherical nuclei. *Phys. Rev.* C10: 1197-210, 1974.
- 58 - KRANE, K.S.; SITES, J.R.; SMITH, H.A.; STEYERT, W.A. Measurement of the M3/E2 mixing ratio of the 1173 keV γ -transition in ^{60}Ni . *Nucl. Instrum. Meth.* 169: 573-6, 1980.
- 59 - KRANE, K.S. & STEFFEN, R.M. Determination of the E2/M1 multipole mixing ratios of the gamma transitions in ^{110}Cd . *Phys. Rev.* C2: 724-34, 1970.
- 60 - KRANE, K.S. & STEYERT, W.A. Nuclear orientation study of the decays of $^{126}, ^{127}, ^{128}\text{Sb}$. *Phys. Rev.* C4: 2268-75, 1972.
- 61 - KURIYAMA, A.; MARUMORI, T.; MATSUYANAGI, K. Magnetic moments and electromagnetic transition rates of the anomalous coupling states with spin $I = j-1$. *J. Phys. Soc. Japan Suppl.* 34: 407-14, 1973.
- 62 - LANGE, J. & HÜBEL, H. *Inst. Strahlen-u. Kernphys. Univ. Bonn, Annual report: 1969-70*, p. 135.

- 63 - LAWSON, J.S. & FRAUENFELDER, H. The correction for finite angular resolution in sectional correlation measurements. *Phys. Rev.* 91: 649-51, 1953.
- 64 - MATHIAS, E.; SCHNEIDER, W.; STEFFEN, R.M. Influence of a combined magnetic dipole and electric quadrupole interaction on Angular Correlations. *Phys. Rev.* 129: 1199-213, 1963.
- 65 - MAZETS, F. & SERGEENKOV, Yu.V. *Izv. Akad. Nauk, SSSR (ser. fiz.)* 30: 1185, 1966 apud SINGH, V.; TANDON, P.N.; DEVARAJAN, S.H.; DEVARE, H.G. g-factors of the 321 and 463 keV levels in ^{125}Te . *Nucl. Phys.* A131: 92-8, 1969.
- 66 - MOORE, W.H.; SCHLEGEL, G.K.; O'DELL, S.; GRAUE, C.A.; LIEN, J.R. The $^{128}\text{Te}(d,p)^{129}\text{Te}$ reaction at 7.5 MeV bombarding energy. *Nucl. Phys.* A104: 327-39, 1967.
- 67 - *Nuclear Data Sheets*, 8, n^o 2, 1972.
- 68 - *Nuclear Data Sheets*, 32, n^o 4, 1981.
- 69 - OHYA, S.; TAMURA, T.; KAGEYAMA, S. Decay of ^{129}Sb . *J. Phys. Soc. Japan.* 29: 1435-45, 1970.
- 70 - PRASAD, R. Levels and transitions in ^{125}Te . *Czechoslov. J. Phys.* B29: 1737-43, 1979.
- 71 - RAGAINI, R.C.; GORDON, G.E.; WALTERS, W.B. Decay scheme of $3,9d$ ^{127}Sb . *Nucl. Phys.* A99: 547-76, 1967.
- 72 - ROSE, H.J. & BRINK, D.M. Angular distributions of gamma rays in terms of phase-defined reduced matrix elements. *Rev. Mod. Phys.* 39(2): 306-47, apr. 1967.
- 73 - ROTS, M.; SILVERANS, R.E.; COUSSEMENT, R. Magnetic moments and mixing ratios in the γ -decay of ^{125}Te . *Nucl. Phys.* A170: 240-52, 1971.
- 74 - SEN, S. Quasiparticle-phonon coupling in the odd-A Te isotopes. *J. Phys. G: Nucl. Phys.* 1: 286-302, 1975.
- 75 - SHANABUDDIN, M.A.M.; KUEHNER, J.A.; PILT, A.A. (t,d) reaction on ^{124}Te , ^{126}Te , ^{128}Te and ^{130}Te nuclei. *Phys. Rev. C* 23: 64-78, 1981.
- 76 - SHERWOOD, A.I. & GOSWAMI, A. Extended quasi-particle-phonon coupling theory for odd-mass spherical nuclei. *Nucl. Phys.* 89: 465-80, 1966.

- 77 - SHIRLEY, V.S. *Hyperfine Interactions in Excited nuclei*.
GOLDRING, G. & KALISH, R.; editores. Gordon and Breach,
New York, 1971. p. 1255.
- 78 - SILVERANS, R.E.; COUSSEMENT, R.; DUMONT, G.; PATTYN, H.;
VANNESTE, L. Magnetic moments of the $11/2^-$ isomer of
 ^{125}Te . *Nucl. Phys. A193*: 367-71, 1972.
- 79 - SILVERANS, R.E.; COUSSEMENT, R.; SCHOETERS, E.; VANNESTE,
L. Study of the magnetic dipole moments of the odd-mass
Tellurium isomers by Nuclear Orientation. *Nucl. Phys.*
A210: 307-16, 1973.
- 80 - SOARES, J.C.; HERZOG, P.; HÜBEL, H. Lifetime and magnetic
moment of the $9/2^-$ anomalous coupling state in ^{127}Te .
Nucl. Phys. A224: 358-66, 1974.
- 81 - STEFFEN, R.M. & ALDER, K. Angular distribution and correla-
tion of gamma rays. In: HAMILTON, W.D., editor. *The e-
lectromagnetic interaction in nuclear spectroscopy*. Am-
sterdam, North-Holland, 1975. p. 505-82.
- 82 - STEFFEN, R.M. & FRAUENFELDER, H. The influence of extra-
nuclear fields on angular correlations. In: KARLSSON, E.;
MATHIAS, E.; SIEGBAHN, K., editores. *Perturbed angular
correlations*. Amsterdam; North-Holland, 1964. p. 1-89.
- 83 - STONE, N.J.; FRANKEL, R.B.; SHIRLEY, D.A. Three-quasipar-
ticle intruder state in ^{125}Te and the magnetic moment of
 ^{125}Sb . *Phys. Rev.* 172: 1243-52, 1968.
- 84 - TAGISHI, Y.; IWASHITA, T.; KAGEYAMA, S. The energy levels
of ^{129}Te . *J. Phys. Soc. Japan* 21: 2439-44, 1966.
- 85 - TWIN, P.J. Gamma-ray angular distribution and correlation
measurement (II) Experimental methods following nuclear
reactions. In: Hamilton, W.D. editor. *The electromagnetic
interaction in nuclear spectroscopy*. Amsterdam, North-Hol-
land, 1975.
- 86 - UHLER, J.; NEUMANN, G.H., MELIN, O.; ALVAGER, T. Mass num-
ber assignments and γ -ray spectra of some neutron rich Sn
and Sb isotopes. *Ark. Fys.* 21: 35-48, 1961.
- 87 - VANDEN BERGHE, H. & HEYDE, K. Structure and electromag-
netic properties of the odd-A antimony isotopes in a uni-

- fied-model calculation. *Nucl. Phys.* A163: 478-512, 1970.
- 88 - VOORDE, VAN DE, H., Comunicação privada em *Nucl. Phys.* A224: 358-66, 1974.
- 89 - WALTERS, W.B.; BEMIS JR., C.E.; GORDON, G.E. Decay scheme of 25-minute ^{131g}Te. *Phys. Rev.* B140: 268-76, 1965.
- 90 - WALTERS, W.B. & MEYER, R.A. Levels of ¹²³Te and ¹²⁵Te and the decay of 13,3h ¹²³I and 2,7y ¹²⁵Sb. *Phys. Rev.* C14: 1925-34, 1976.
- 91 - WAPSTRA, A.H. & GOVE, N.B. *Nucl. Data Tables* n^{OS} 4-5, 1971.
- 92 - WYLY, L.D.; SALZBERG, J.B.; PATRONIS, E.T.; KENDRICK, N. S.; BRADEN, C.H. γ - γ Directional Correlations in the decay of ¹²⁵Sb. *Phys. Rev.* C1: 2062-5, 1970.
- 93 - WYLY, L.D.; SALZBERG, J.B.; PATRONIS, E.T.; KENDRICK, N. S.; BRADEN, C.H. γ - γ Directional Correlation in the decay of ¹²⁵Sb II. *Phys. Rev.* C3: 2442-6, 1971.
- 94 - YATES, M.J.L. Finite solid angle corrections. In: KARLSSON, E.; MATTHIAS, E.; SIEGBAHN, K. editores. *Perturbed angular correlations: proceedings on...*, Uppsala, May, 27-30, 1963. Amsterdam, North-Holland, 1964: p. 453-66.