

ATTENTION MICROFICHE USER,

The original document from which this microfiche was made was found to contain some imperfections that reduce full comprehension or some of the text despite the good technical quality of the microfiche itself. The failures may be:

- missing or illegible pages/figures;
- wrong pagination;
- poor overall printing quality, etc...

We normally refuse to microfiche such a document and request a replacement document (or page) from the national INIS Centre concerned. However, our experience shows that many months pass before such documents are replaced. Sometimes the Centre is not able to supply a better copy or, in some cases, the pages that were supposed to be missing correspond to a wrong pagination only. We feel that it is better to proceed with distributing the microfiche made of these documents than to withhold them till the imperfections are removed. If the removals are subsequently made then replacement microfiche can be issued. In line with this approach then, our specific practice for microfiching such documents is as follows:

1. A microfiche of an imperfect document will be marked with a special symbol (black circle) on the left of the title. This symbol will appear on all masters and copies of the document (1st fiche and trailer fiches) even if the imperfection is on one fiche of the report only.
2. If the incorrectnesses are not too general the reason will be specified on a sheet such as this, in the space below.
3. The microfiche will be considered as temporary, but sold at the normal price. Replacements, if they can be issued, will be available for purchase at the regular price.
4. A new document will be requested from the supplying Centre.
5. If the Centre can supply the necessary pages/document a new master fiche will be made to permit production of any replacement microfiche that may be required.

The original document from which this microfiche has been prepared has these imperfections:

- missing pages/figures-numbered:
- wrong pagination
- poor overall printing quality
- combinations of the above
- other

Page Number : 99 ; 122 ; 129 ;
139 ; 140 ;

INIS Clearinghouse
I.A.E.A.
P.O. Box 100
A-1400, VIENNA
AUSTRIA

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

CORRELAÇÃO ANGULAR GAMA-GAMA PARA TRANSIÇÕES NOS NÚCLEOS DE
 ^{101}Tc E ^{76}Se

CIBELE BUGNO ZAMBONI

TESE APRESENTADA COMO PARTE DOS
REQUISITOS PARA OBTENÇÃO DO GRAU
DE "DOUTOR EM TECNOLOGIA NUCLEAR".

ORIENTADOR: PROF. DR. RAJENDRA N. SAXENA

SÃO PAULO
1988

Ao Mõnko,

Tide, Ni e Ellã.

AGRADECIMENTOS

Desejo agradecer:

Prof. Saxena , pela orientação segura e apoio constante durante a realização deste trabalho;

André e
Willy , pela eficiente ajuda na solução de problemas computacionais e pelo auxílio na coleta de dados nas várias noites de trabalho;

Prof. Rao , do laboratório Pelletron do IFUSP, pelo fornecimento de amostras de Molibdênio;

Dr. Fulfaro e
Dr. Laércio , pelo apoio administrativo;

Dra. Marina , pela colaboração com as irradiações das amostras junto ao Laboratório de Radioquímica;

Tufic e
Marina , pelos equipamentos emprestados, sem os quais grande parte deste trabalho não teria sido realizada;

Maristela , pelas várias discussões, principalmente no início deste trabalho;

Tiago , pela ajuda junto ao computador do Acelerador Linear do IFUSP;

Lourdes e

Ineide , pela colaboração com a organização dos
"microscritos";

e, em particular,

Leo

, pelo incentivo e amizade, como tam-
bém pela leitura criteriosa do texto

CORRELAÇÃO ANGULAR GAMA-GAMA PARA TRANSIÇÕES NOS NÚCLEOS DE
 ^{101}Tc E ^{76}Se

CIBELE S. ZAMBONI

R E S U M O

A técnica de correlação angular direcional γ - γ foi utilizada para investigar o decaimento β^- do ^{101}Mo ($T_{1/2} = 14,6$ min) para os níveis do ^{101}Tc e do ^{76}As ($T_{1/2} = 26,3$ h) para os níveis do ^{76}Se .

A correlação angular das transições gama coincidentes, nos dois núcleos, foram medidas usando os espectrômetros gama HPGe-HPGe e HPGe-NaI(Tl).

Foram realizadas medidas para quinze cascatas-gama no ^{101}Tc e para vinte e quatro cascatas no ^{76}Se , resultando na determinação de razões de mistura multipolar, $\delta(E2/M1)$, para quatorze transições no ^{101}Tc e dezesseis transições no ^{76}Se . Para o ^{101}Tc estas medidas foram realizadas pela primeira vez e para o ^{76}Se os presentes resultados confirmam alguns dos valores da razão de mistura multipolar obtidos anteriormente através de estudos por orientação nuclear e correlação angular. Os spins e as paridades da maioria dos níveis envolvidos no estudo, para ambos os núcleos, ou foram estabelecidos ou confirmaram os dados de estudos anteriores.

Finalmente, os resultados experimentais foram discutidos em termos de modelos nucleares, além de uma

comparaçãõ sistemática de algumas propriedades nucleares do
Técneçio com número de massa ímpar, $A = 95-103$ e do Selênio
com número de massa par, $A = 76-82$.

AGRADECIMENTOS

Desejo agradecer:

Prof. Saxena , pela orientação segura e apoio constante durante a realização deste trabalho;

André e
Willy , pela eficiente ajuda na solução de problemas computacionais e pelo auxílio na coleta de dados nas várias noites de trabalho;

Prof. Rao , do laboratório Pelletron do IFUSP, pelo fornecimento de amostras de Molibdênio;

Dr. Fulfaro e
Dr. Laércio , pelo apoio administrativo;

Dra. Marina , pela colaboração com as irradiações das amostras junto ao Laboratório de Radioquímica;

Tufic e
Marina , pelos equipamentos emprestados, sem os quais grande parte deste trabalho não teria sido realizada;

Maristela , pelas várias discussões, principalmente no início deste trabalho;

Tiago , pela ajuda junto ao computador do Acelerador Linear do IFUSP;

ANGULAR CORRELATION GAMMA-GAMMA FOR GAMMA TRANSITIONS IN

^{103}Tc AND ^{76}Se

CIBELE B. ZAMBONI

A B S T R A C T

The technique of directional γ - γ angular correlation has been used to investigate the β^- decay of ^{103}Mo ($T_{1/2} = 14,6$ min) to levels in ^{103}Tc and ^{76}As ($T_{1/2} = 26,3$ h) to levels in ^{76}Se .

The angular correlation of coincident γ -transitions, in both nuclei, have been measured using HPGe-HPGe and HPGe-NaI(Tl) spectrometers.

Measurements have been carried out for fifteen gamma-cascades in ^{103}Tc and twenty four cascades in ^{76}Se resulting in the determination of multipole mixing ratios $\delta(E2/M1)$, for fourteen γ -transitions in ^{103}Tc and sixteen γ -transitions in ^{76}Se . In the case of ^{103}Tc these measurements were realized for the first time and in the case of ^{76}Se the present results confirmed some of the mixing ratios determined in the earlier studies of nuclear orientation and angular correlation.

Present results together with the results of earlier studies also permitted definite assignments of spins to the majority of levels in ^{103}Tc and ^{76}Se involved in the present study.

The experimental results are discussed in terms of nuclear models and a comparison of some of the properties of the Technetium odd mass nuclei with $A = 95-103$ and Selenium even mass nuclei with $A = 76-82$ has been made in order to illustrate the systematic variation of these properties with mass number.

INDICE

	Página
INTRODUÇÃO.....	1

CAPITULO I

PRINCÍPIOS GERAIS DE CORRELAÇÃO ANGULAR

1.1 - Introdução.....	4
1.2 - Correção Angular Direcional γ - γ	5
1.3 - Função Correção Angular γ - γ	8
1.4 - Correção Angular Tripla.....	10
1.5 - Probabilidade de Transição Gama.....	13

CAPITULO II

INSTRUMENTAÇÃO E ANÁLISE DE DADOS

11.1 - Instrumentação.....	17
11.1.1 - Detectores.....	17
11.1.2 - Espectrômetros de Correção Angular.....	18
11.1.3 - Sistema Eletrônico.....	21
11.2 - Análise de Dados.....	24
11.2.1 - Espectros de Coincidências.....	24

	Página
11.2.2 - Cálculo dos Coeficientes $A_{\lambda\mu}$	26
11.2.3 - Cálculo da Razão de Mistura Multipolar.....	28
11.2.4 - teste do arranjo experimental.....	31

CAPÍTULO III

CORRELAÇÕES ANGULARES NO NÚCLEO DE ^{101}Tc

III.1 - Introdução.....	33
III.2 - Técnica Experimental.....	35
III.2.1 - Preparação da fonte radioativa de ^{101}Mo ($T_{1/2} = 14,6$ min).....	35
III.2.1 - Medidas de correlação angular direcional γ - γ	36
III.3 - Resultados Experimentais.....	39

CAPÍTULO IV

DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

IV.1 - Introdução.....	61
IV.2 - Análise em Termos de Modelos Nucleares.....	62
IV.2.1 - Sistemática de Resultados Experi- mentais nos núcleos de Tc com A ímpar.....	67

CAPITULO V

CORRELAÇÕES ANGULARES NO NÚCLEO DE ^{74}Se

V.1 - Introdução.....	74
V.2 - Técnica Experimental.....	76
V.2.1 - Preparação da fonte radioativa de $^{74}\text{As}(T_{1/2} = 26,3 \text{ h})$	76
V.2.2 - Medidas de Correlação Angular di- recional γ - γ	77
V.3 - Resultados Experimentais.....	81

CAPITULO VI

DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

VI.1 - Introdução.....	111
VI.2 - Modelos Nucleares.....	111
VI.2.1 - Modelos Coletivos.....	112
VI.2.2 - IBM e DDM.....	117
VI.3 - Sistemática de resultados experimentais nos núcleos de Se com A par.....	122

CAPITULO VII

CONCLUSÃO.....	130
REFERÊNCIAS.....	132

LISTA DAS FIGURAS

Figura	Título	Página
1.1	Esquema típico de níveis de uma cascata γ - γ	7
1.2	Esquema simplificado do arranjo experimental.....	7
1.3	Esquema típico de níveis de uma cascata-gama tripla.....	11
II.1	Esquema indicativo do espectrômetro de correlação angular.....	19
II.2	Sistema eletrônico.....	22
III.1	Espectro direto de raios γ do decaimento do ^{101}Mo , do detector de NaI(Tl).....	40
III.2	Espectro direto de raios γ do decaimento do ^{101}Mo , do detector de HPGe.....	41
III.3	Espectro de coincidências γ - γ para a janela centrada em 590 keV.....	42
III.4	Espectro de coincidências γ - γ para a janela centrada em 696 keV.....	43
III.5	Espectro de coincidências γ - γ para a janela centrada em (1012,1160) keV.....	44
III.6	Espectro de coincidências γ - γ para a janela centrada em 1532 keV.....	45
III.7	Função correlação angular ajustada (I.1) e os pontos experimentais da fun-	

	ção para as diversas cascatas- γ no ^{101}Tc	47
III.8	Esquema de decaimento parcial do ^{101}Mo para os níveis do ^{101}Tc consistentes com os presentes resultados.....	52
IV.1	Sistemática entre resultados experimentais e teóricos obtidos pelo modelo IBFA.....	68
IV.2	Sistemática dos estados de baixa energia nos núcleos de Tc com $A = 95, 97, 99, 101$ e 103	70
IV.3	Comparação do primeiro estado excitado 2^+ do núcleo com o centro de gravidade dos estados $3/2^-$ e $5/2^-$ dos isótopos do Tc com A ímpar.....	71
V.1	Espectro direto de raios γ do decaimento do ^{74}As , do detector de HPGe (115cm^3)..	82
V.2	Espectro de coincidências γ - γ para a janela centrada em $(1212+1216+1228)$ keV...	83
V.3	Espectro de coincidências γ - γ para a janela centrada em $(559+563+571+575)$ keV..	84
V.4	Função correlação angular ajustada (1.1) e os pontos experimentais da função para as diversas cascatas- γ no ^{74}Se	89
V.5	Curvas paramétricas dos valores de $A_{k\lambda}$	95
V.6	Esquema de decaimento parcial do ^{74}As para os níveis do ^{74}Se consistente com	

	os presentes resultados.....	99
VI.1	Esquema característico do triângulo de simetria no IBM-1.....	119
VI.2	Sistemática dos estados de baixa energia nos núcleos de Selênio com $A = 76, 78, 80$ e 82	125

LISTA DAS TABELAS

Tabela	Título	Página
I.1	Regras de seleção para transições-gama..	15
II.1	Valores de A_{kk} para a cascata-gama de (1173-1332) keV do ^{60}Ni	32
III.1	Cascatas γ - γ medidas para cada posição da janela selecionada no monocanal (^{101}Tc).....	37
III.2	Valores de A_{kk} para cascatas-gama do ^{101}Tc	46
III.3	Valores das razões de mistura multipolar para as transições-gama misturadas no ^{101}Tc	50
V.1	Cascatas γ - γ medidas para cada posição da janela selecionada no monocanal (^{74}Se).....	79
V.2	Valores de A_{kk} para cascatas-gama do ^{74}Se	86
V.3	Valores das razões de mistura multipolar para as transições-gama misturadas no ^{74}Se	96

INTRODUÇÃO

A realização de um estudo espectroscópico nuclear está diretamente ligada a informações que levem ao conhecimento da força atuante no núcleo, a qual é responsável pela interação núcleon-núcleon. Como se sabe, a origem desta força é ainda desconhecida gerando assim um problema fundamental a ser resolvido na física que estuda o núcleo. Para contornar este problema os estudos referentes a compreensão da estrutura nuclear baseiam-se em modelos nucleares. Na verdade, o que se faz é explicar através de uma formulação teórica os fenômenos nucleares observados experimentalmente. Desta forma, a determinação de parâmetros nucleares tais como: energia, spin, paridade, momentos nucleares e meia vida de níveis nucleares, bem como a determinação da razão de mistura multipolar de transições-gama têm contribuído muito para um melhor entendimento da estrutura nuclear. Portanto, a física nuclear experimental se ocupa em medir parâmetros que servem para testar os modelos e conseqüentemente elucidar as características da estrutura de núcleos.

A determinação experimental de alguns desses parâmetros nucleares pode ser feita através de diversas técnicas de espectroscopia nuclear. Em particular, a técnica de correlação angular γ - γ utilizada neste trabalho ocupa uma posição relevante neste campo, devido principalmente ao emprego de detectores cada vez mais eficientes e de melhor

resolução. Trata-se de uma técnica fundamentada em medidas de coincidência entre radiações gama sucessivas e que permite a determinação de spins e momentos magnéticos nucleares dos níveis envolvidos, bem como a determinação da razão de mistura multipolar $\delta(E2/M1)$ das diversas transições gama.

No presente trabalho foram feitas medidas de correlação angular γ - γ nos núcleos de ^{102}Tc e ^{76}Se , a partir do decaimento β^- de ^{102}Mo e ^{76}As , respectivamente, utilizando o espectrômetro gama com diferentes combinações de detectores (HPGe e NaI(Tl)).

O objetivo do trabalho foi o estudo experimental dos núcleos de ^{102}Tc e ^{76}Se visando preencher lacunas no núcleo de ^{102}Tc e obter informações adicionais para o núcleo de ^{76}Se , pois até a realização deste trabalho medidas de correlação angular não haviam sido feitas no caso do ^{102}Tc e apenas algumas cascatas, as mais intensas, haviam sido medidas no ^{76}Se . Para a obtenção de todos os dados foi utilizada a técnica de correlação angular direcional γ - γ . Posteriormente estes dados bem como os de outros trabalhos, quando existentes, foram analisados em termos de modelos nucleares aplicáveis às respectivas regiões de massa.

A apresentação dessas medidas é abordada no texto em sete capítulos. No capítulo I são apresentados, com alguns detalhes, os princípios gerais de correlação angular através de uma descrição sucinta da teoria envolvida. No capítulo II são descritas as condições experimentais em que

foram efetuadas as medidas bem como a descrição dos métodos de análise para tratamento dos dados obtidos. No capítulo III é apresentada a descrição da experiência realizada com o núcleo de ^{99}Tc e em seguida, no capítulo IV, a discussão dos resultados obtidos. Da mesma forma, os capítulos V e VI referem-se ao núcleo de ^{75}Se . Finalmente, no capítulo VII são apresentadas as conclusões do presente trabalho.

As referências bibliográficas são numeradas independentemente dos capítulos, sendo dadas de acordo com a ordem alfabética e estão listadas após o sétimo capítulo. Já, as expressões matemáticas, as tabelas e também as figuras são numeradas para cada capítulo com o número do capítulo em romano, precedendo o número de ordem.

C H P 1 7 U L U 1

PRINCÍPIOS GERAIS DA CORRELAÇÃO ANGULAR

1.1 - Introdução

A formulação teórica do fenómeno das correlações angulares, entre as direcções de emissão de radiações nucleares sucessivas, foi primeiramente sugerida por Dunworth⁽³²⁾ em 1940. Neste mesmo ano, foi desenvolvido por Hamilton⁽⁴³⁾ estudos teóricos destas correlações. Em 1946, Goertzel⁽⁴⁰⁾ ampliou estes estudos ao considerar perturbações por campos extranucleares sobre a correlação angular. Após estes trabalhos, várias foram as tentativas de sua observação experimental, mas isto só foi possível ao se utilizar detectores mais eficientes que contadores Geiger-Muller como, por exemplo, detectores de cintilação. Assim, em 1947, foi obtido por Brady e Deutsch⁽³¹⁾ a primeira evidência experimental da existência de correlação angular. Em 1951, a teoria de correlação angular recebeu o tratamento da álgebra de Racah⁽³⁶⁾, sendo até hoje este tratamento o usual.

A técnica de correlação angular gama-gama tem por base princípios gerais de simetria que levam em consideração a conservação do momento angular e da paridade. Esta técnica permite a determinação de parâmetros nucleares, tais como

spins dos níveis, multipolaridades das transições gama e momentos magnéticos de estados excitados. A técnica de correlação angular gama-gama é hoje empregada em diversas áreas da física, sendo bem estabelecida teoricamente como mostram os artigos de Rose e Brink⁽¹⁵⁾, Frauenfelder e Steffen⁽¹⁶⁾, Biedenharn e Rose⁽¹⁷⁾ e Steffen e Alder⁽¹⁸⁾. Quanto a detalhes sobre técnicas experimentais são relevantes os trabalhos desenvolvidos por Hamilton⁽¹⁹⁾ e Iwin⁽²⁰⁾.

1.2 - Correlação Angular Direcional γ - γ

Para dar uma idéia do processo que caracteriza a correlação angular direcional tomemos, como exemplo, um núcleo excitado que decai por emissão sucessiva de dois raios gama.

Quando um núcleo emite uma radiação gama, há uma dependência angular entre a direção de emissão e o spin nuclear. Entretanto, esta dependência não é observada em condições normais, pois a distribuição ao acaso da orientação desses spins, na amostra radioativa, provoca isotropia angular. É, portanto, necessário que esses spins sejam alinhados ou, então, que se selecione núcleos orientados em uma determinada direção criando o padrão anisotrópico.

Uma das maneiras de observarem-se possíveis anisotropias e que será usada no presente trabalho, consiste

em fixar um detector na direção de emissão do fóton γ_1 . Tal procedimento permite a seleção de um conjunto de estados nucleares intermediários com spins alinhados em relação à direção de emissão do fóton γ_2 . Desta forma, a segunda radiação, γ_2 , será seguramente emitida de um estado alinhado. Este método de medida é chamado de correlação angular direcional.

A correlação angular direcional entre dois raios gama, emitidos em cascata, pode ser afetada se a orientação do spin do estado intermediário sofrer alteração durante o período que o núcleo permanece neste estado. Neste caso teremos a chamada correlação angular perturbada. No entanto, essas perturbações podem ser insignificantes se a vida média do nível intermediário for menor que $\sim 10^{-10}$ segundos. Além disso, é conveniente o uso de fontes líquidas, diluídas ou de material com rede cristalina cúbica, que evitam perturbações na forma física da amostra. Tais condições caracterizam a correlação angular direcional γ - γ não perturbada, que permite a obtenção de dados que fornecem informações sobre spins dos níveis nucleares e multipolaridades das radiações gama emitidas.

A figura 1.1 mostra um esquema de níveis nucleares onde os parâmetros relevantes estão em destaque. Cada um dos níveis nucleares, o inicial, o intermediário e o final da cascata, é caracterizado pela sua energia (E), pelo seu spin (I), pela sua paridade (π) e por τ que é a vida média do estado intermediário. As transições gama, por sua vez, são

Figura I . 1

Esquema típico de níveis de uma cascata γ - γ

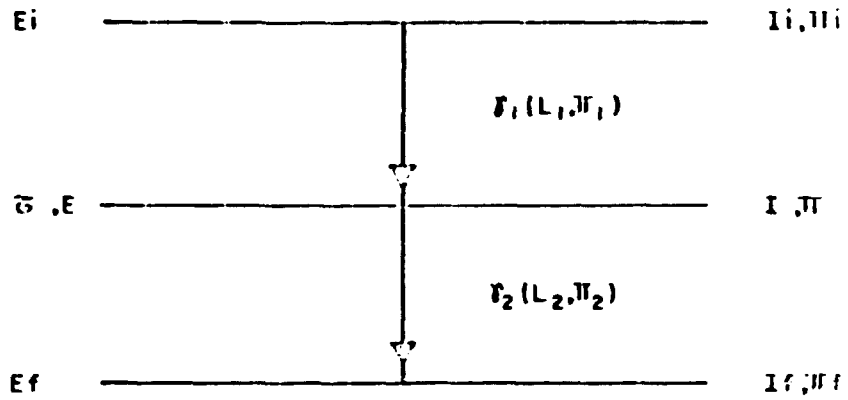
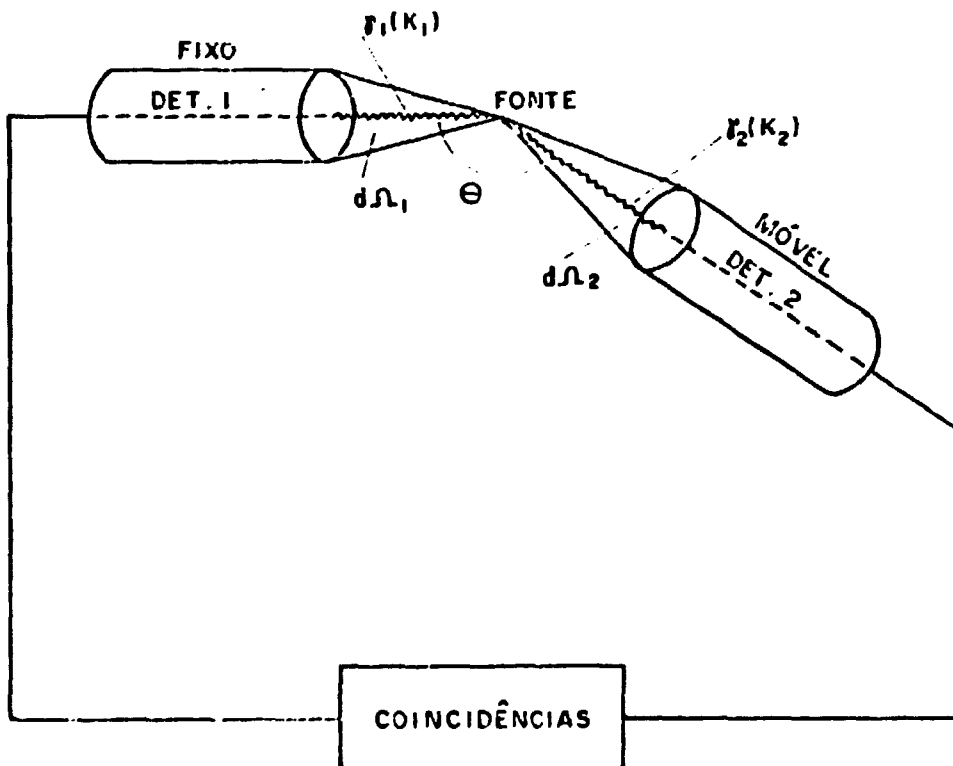


Figura I . 2

Esquema simplificado do arranjo experimental



caracterizadas pelo número quântico momento angular (L_n), que é a sua multipolaridade de mais baixa ordem e por π_n que é sua paridade, a qual identifica o caráter elétrico ou magnético da transição γ , onde $n = 1, 2$.

A figura 1.2 mostra um esquema simplificado da geometria típica utilizada para medidas de correlação angular γ - γ . Cada transição γ_n da cascata, que está associada a uma direção \vec{k}_n , é detectada dentro do ângulo sólido $d\Omega_n$, com $n = 1, 2$, onde θ é o ângulo formado pelas direções \vec{k}_1 e \vec{k}_2 associada à cada transição gama.

Mantendo-se um dos detectores fixo, por exemplo o detector de γ_1 , pode-se obter as coincidências entre os raios gama, γ_1 e γ_2 , variando-se a posição angular do outro detector, o de γ_2 , móvel.

1.3 - Função Correlação Angular γ - γ

A partir do esquema apresentado na figura 1.1, é possível definir uma função que descreve a dependência angular das coincidências gama-gama. Esta função é dada por:

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

onde:

A_{kk} são os coeficientes de correlação angular.

$P_k(\cos\theta)$ é o polinômio de Legendre de ordem k , onde só os termos pares aparecem devido à conservação da paridade na interação eletromagnética.

$W(\theta)$ é, portanto, expressa por uma série finita de polinômios pares de Legendre do ângulo θ .

O valor máximo de k é determinado pela regra $k_{\max} = \min(2I_2, 2L_1, 2L_2)$. Normalmente, $k_{\max} = 4$, pois as multipolaridades das transições gama (L_1 e L_2) são, na maioria das vezes, do tipo dipolar ou quadrupolar.

Na prática, usa-se a função correlação angular $W(\theta)$ normalizada em relação a A_{00} , ou seja:

$$W(\theta) = 1 + A_{22} P_2(\cos\theta) + A_{44} P_4(\cos\theta) \quad (1.2)$$

Os coeficientes da correlação angular, A_{kk} , dependem dos spins dos níveis e das multipolaridades das transições gama. Podem ser escritos como o produto de dois fatores, em que cada um depende, somente, de uma das transições:

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

onde:

$$A_k(\gamma_1) = \frac{F_k(I I_1 L_1 L_1) + (-)^{L_1-L'_1} 2\delta_1 F_k(I I_1 L_1 L'_1) + \delta_1^2 F_k(I I_1 L'_1 L'_1)}{1 + \delta_1^2} \quad (1.4)$$

e

$$A_k(\gamma_2) = \frac{F_k(I I_2 L_2 L_2) + 2\delta_2 F_k(I I_2 L_2 L'_2) + \delta_2^2 F_k(I I_2 L'_2 L'_2)}{1 + \delta_2^2} \quad (1.5)$$

Os coeficientes F_k dependem dos spins dos níveis e das multipolaridades das transições gama e podem ser calculados, explicitamente, da teoria. Estes coeficientes foram tabelados por Ferentz e Rosenzweig⁽³⁵⁾.

Os δ_n ($n = 1,2$) são as razões de mistura multipolar para cada transição gama. Como, em geral, somente as componentes multipolares L e $L'n = Ln + 1$, com $n = 1,2$ são predominantes, a interpretação física da razão de mistura multipolar é expressa por:

$$\delta^2 = \frac{\text{intensidade da transição com multipolaridade } L'n}{\text{intensidade da transição com multipolaridade } Ln} \quad (1.6)$$

1.4 - Correlação Angular Tripla^{(32) e (40)}

Quando há emissão de três raios gama em sucessão, formando uma cascata tripla, é possível obter-se uma expressão para a função correlação angular entre a primeira e a terceira transição, sem a observação da segunda transição da cascata. A figura 1.3 ilustra uma cascata tripla com os parâmetros que as caracterizam em destaque.

Teoricamente obtém-se a função correlação angular $\gamma_1\gamma_3$, sem observação de γ_2 , introduzindo-se na equação (1.1) um fator multiplicativo $U_k(I_2, I_3)$, que é denominado coeficiente de distribuição angular da transição não observada, γ_2 . Este fator é dado por:

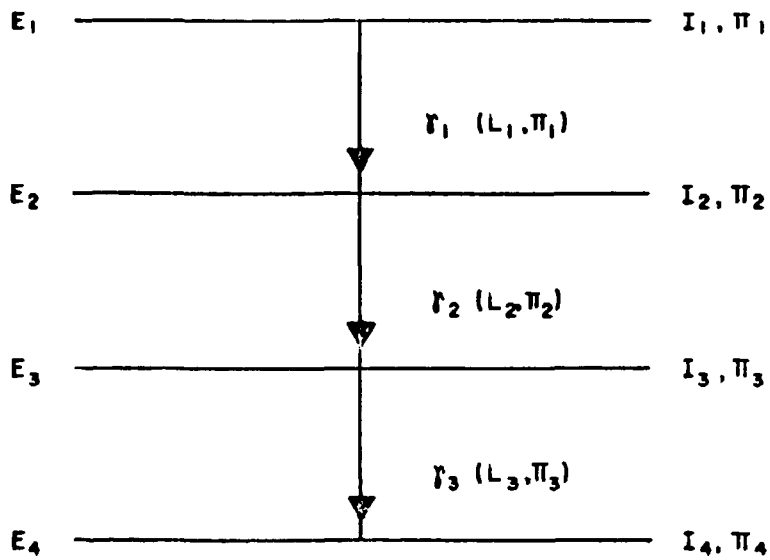


FIG. I. 3

Esquema típico de níveis de uma cascata - gama tripla

$$U_k(I_2, I_3) = \frac{U_k(L_2 I_2 I_3) + \delta_2^2 U_k(L'_2 I_2 I_3)}{1 + \delta_2^2} \quad (1.7)$$

onde:

L_2 e L'_2 representam as menores ordens multipolares e δ_2 a mistura multipolar da transição gama não observada (γ_2).

Os coeficientes de distribuição angular, $U_k(L_2 I_2 I_3)$ e $U_k(L'_2 I_2 I_3)$ estão tabelados no artigo de Rose e Brink⁽¹⁰⁾.

Desta forma, a função $W(\theta)$ dada pela equação (1.1) pode ser escrita como:

$$W(\theta)_{\gamma_1, \gamma_3} = \sum_{k \text{ par}} A_k(\gamma_1) U_k(I_2, I_3) A_k(\gamma_3) P_k(\cos \theta) \quad (1.8)$$

onde $A_k(\gamma_n)$ é definido pela equação (1.4) e δ_2 pela equação (1.10).

Como $U_0(L_2 I_2 I_3) = 1$ e $U_k(L_2 I_2 I_3) = U_k(L_2 I_3 I_2)$ tem-se $U_k(I_2, I_3) = 1$ para $k = 0$. Logo a função correlação angular dada por (1.8), quando normalizada passa a ser apresentada por:

$$W(\theta)_{\gamma_1, \gamma_3} = 1 + \sum_{k=2,4} A_k(\gamma_1) U_k(I_2, I_3) A_k(\gamma_3) P_k(\cos \theta) \quad (1.9)$$

Esta expressão pode ser generalizada para o caso de i-ésimo raio gama não observado de uma cascata n-upla,

introduzindo-se os coeficientes $U_k(l_i, l_{i+1})$ na equação (1.9), para cada raio gama não observado na cascata.

1.5 - Probabilidade de Transição Gama

A probabilidade de transição é um dos parâmetros mais sensíveis aos detalhes das funções de onda nucleares. O seu cálculo teórico por meio de modelos nucleares, quando comparado a resultados experimentais, é ferramenta extremamente confiável para a aceitação ou não do modelo proposto, pois quaisquer modificações nas funções de onda levam a alterações apreciáveis na probabilidade de transição.

A probabilidade de transição total pode ser expressa pela soma de termos de diferentes multipolaridades sendo que, para cada transição gama as regras de seleção, conservação de spin e paridade, restringem os multipolos permitidos. A grande maioria dos resultados experimentais mostra que a probabilidade de transição diminui rapidamente com o aumento da ordem multipolar, sendo, portanto, consideradas apenas as duas ordens multipolares mais baixas apesar de serem permitidas componentes multipolares de ordem mais alta.

Desta forma, a equação (1.6) pode ser expressa da seguinte maneira:

$$a = \frac{\langle I_f || T_{L'}^{<\pi'>} || I_i \rangle / (2L' + 1)^{1/2}}{\langle I_f || T_L^{<\pi>} || I_i \rangle / (2L+1)^{1/2}} \quad (1.10)$$

onde:

$T_L^{<\pi>}$ são os operadores de interação multipolar definidos no apêndice da referência 85, sendo que $<\pi> = E$ representa a interação elétrica e $<\pi> = M$ representa a interação magnética.

$\langle I_f || T_L^{<\pi>} || I_i \rangle$ são os elementos de matriz reduzida, para transições gama, de um estado inicial I_i para outro I_f , final.

$L, L' = L_n + 1$ e $<\pi>, <\pi'>$ caracterizam a transição elétrica ou magnética ($<E>$ ou $<M>$) de multipolaridades L e L' .

Na tabela I.1 são apresentadas as regras de seleção para as transições gama entre os estados I_i e I_f , onde: a conservação da paridade, $\pi_i \pi_f = \pi_L$, dá o caráter elétrico ($\pi_L = (-)^L$) ou magnético ($\pi_L = (-)^{L+1}$) da transição gama e a conservação do momento angular que restringe o número de multipolos possíveis para cada transição, ou seja, $|I_i - I_f| < L < I_i + I_f$.

Uma estimativa da ordem de grandeza das probabilidades de transição foi obtida por Blatt e Weisskopf⁽¹²⁾, utilizando o modelo de camadas com um núcleon desemparelhado e supondo as funções de onda radiais, R_i e R_f , dos estados

Tabela I . 1

Regras de seleção para transições gama entre os níveis I_i e I_f

$\langle \nu \rangle L$	τ_L	(ΔI) $(I_i \text{ e } I_f \neq 0)$
E1	-	1,0
M2	-	2,1,0
M1	+	1,0
E2	+	2,1,0
M3	+	3,2,1,0
E4	+	4,3,2,1,0
E3	-	3,2,1,0
M4	-	4,3,2,1,0

inicial e final ($|i\rangle$ e $|f\rangle$) constantes através do núcleo e iguais a zero para distâncias maiores que o raio nuclear.

Estas estimativas, assim elaboradas, são dadas pelas seguintes equações:

$$T(ML) = \frac{2(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \times 10 \left(\frac{3}{L+2}\right)^2 \frac{e^2}{hc} \left(\frac{\hbar}{mc}\right)^2 \left(\frac{wR}{e}\right)^{2L} w \quad (1.11)$$

$$T(EL) = \frac{2(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 \frac{e^2}{hc} \left(\frac{wR}{e}\right)^{2L} w. \quad (1.12)$$

É usual comparar-se a probabilidade de transição com estas estimativas de Weisskopf.

C A P Í T U L O 11

INSTRUMENTAÇÃO E ANÁLISE DE DADOS

Em uma experiência típica de correlação angular as quantidades medidas experimentalmente são o ângulo, θ , entre os detectores (figura 1.2) e a taxa de coincidências, $W(\theta)$, entre os raios gama emitidos em cascata. Neste capítulo é apresentado o arranjo experimental para obtenção desses dados e o procedimento de sua análise.

11.1 - Instrumentação

11.1.1 - Detectores

Para a realização destas medidas foram utilizados dois tipos de detectores: o detector por cintilação de cristais de NaI(Tl) e o detector semicondutor HPGe.

Levando-se em conta as vantagens de cada tipo de detector, ou seja, a alta resolução do HPGe e a alta eficiência do NaI(Tl), as medidas foram feitas com diferentes combinações de detectores: HPGe(115 cm²) - HPGe(89 cm²) e HPGe(89 cm²) - NaI(Tl) de cristal 3" x 3", que constituem os espectrômetros de correlação angular manual e automático, respectivamente.

No espectrômetro manual, o detector de HPGe de maior volume foi utilizado para medir os espectros de coincidências, com a região de energia selecionada eletronicamente no detector de HPGe de menor volume, enquanto que, no espectrômetro automático este mesmo detector foi utilizado para medir as coincidências com região de energia selecionada pelo detector de NaI(Tl).

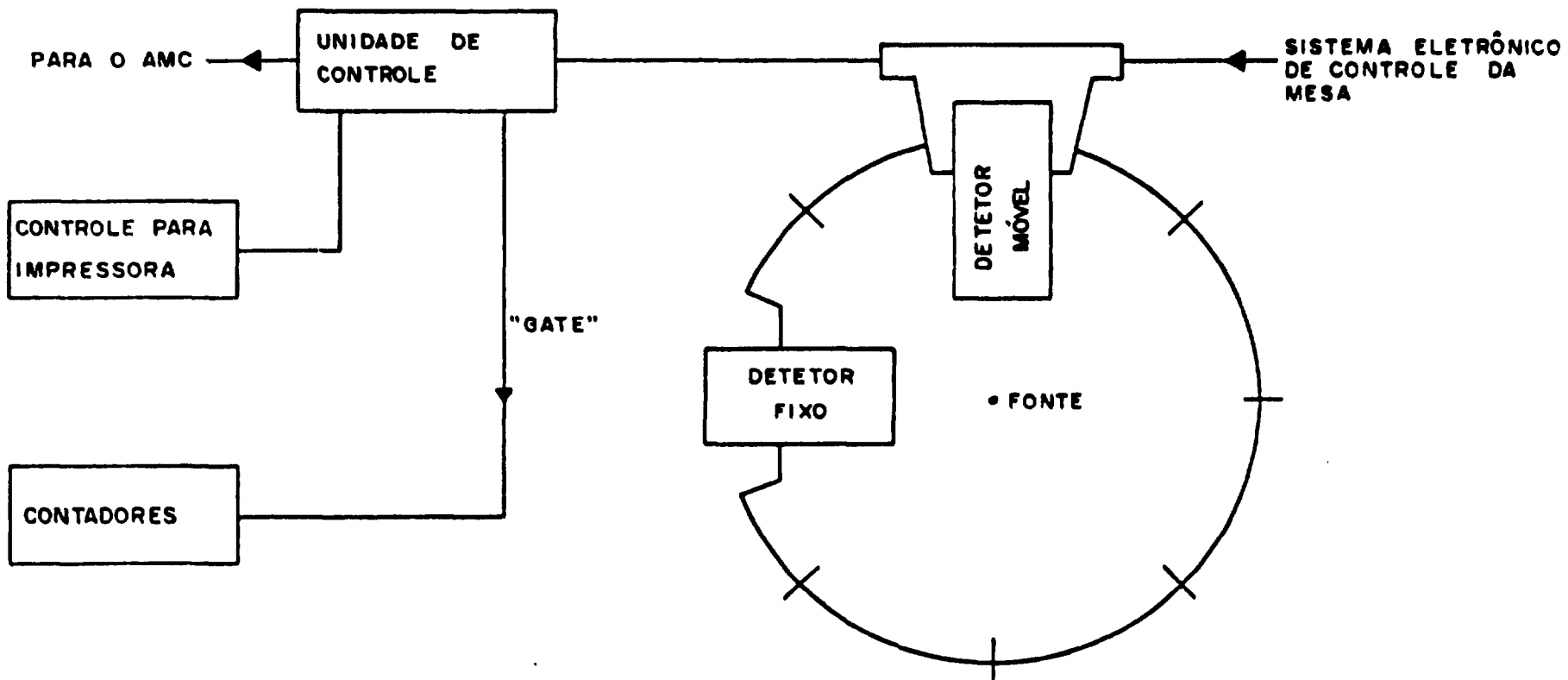
Nos dois arranjos experimentais, os detectores foram circundados por colimadores cônicos de chumbo para diminuir a detecção de fótons espalhados. Além disso, na face de cada um dos detectores foram colocados absorvedores de alumínio, de várias espessuras, para evitar coincidências β - γ .

A resolução do detector HPGe (115 cm³) foi de 1,98 keV enquanto que para o detector HPGe (89 cm³) foi de 2.5 keV, na energia de 1332 keV do ⁶⁰Co. A resolução alcançada pelo detector de NaI(Tl) foi de aproximadamente 6,5%.

11.1.2 - Espectrômetros de Correlação Angular

Basicamente são constituídos de um par de detectores, uma mesa circular de aço e uma unidade de controle, como mostra a figura 11.1. Os detectores são montados sobre a mesa de aço, onde um permanece fixo e o outro em movimento. No centro geométrico da mesa é encaixado um pino de metal que sustenta um porta-amostra de lucite, onde é colocada a fonte radioativa. Esse pino é o eixo de um

Figura II . 1 Esquema indicativo do espectrômetro de correlação angular



pequeno motor, que gira a 4 rpm, utilizado para minimizar qualquer anisotropia na forma física da amostra. Sua altura é ajustável para que a amostra fique no cruzamento dos eixos centrais dos dois detectores.

Em medidas com o espectrômetro automático, o par de detectores é composto por um detector de germânio hiperpuro (HPGe) de 89 cm³ de volume, mantido fixo e um detector de NaI(Tl) de cristal 3" x 3", móvel.

O espectrômetro manual é constituído por dois detectores semicondutores, HPGe com 115 cm³ de volume e HPGe com 89 cm³ de volume, sendo o detector de maior volume, fixo.

A movimentação dos detectores, nos dois espectrômetros, permite que estes ocupem qualquer posição angular entre 90° e 270°, em relação ao detector fixo. A movimentação do detector de NaI(Tl) é feita automaticamente por meio de um dispositivo com motor e trava elétricos, para posições pré-determinadas por chaves de parada, que acionam micro-chaves do sistema freando o conjunto. Isso ocorre a cada intervalo de tempo, também pré-fixado por um marcador eletrônico de tempo. Para o detector de HPGe de 89 cm³ de volume a movimentação, em relação ao detector fixo, é feita manualmente. Em todas as medidas, os ângulos selecionados foram de 90°, 120°, 150° e 180° e, o tempo de medida em cada ângulo, fixado de acordo com a medida a ser realizada. Esses detalhes são dados nos capítulos III e V do texto.

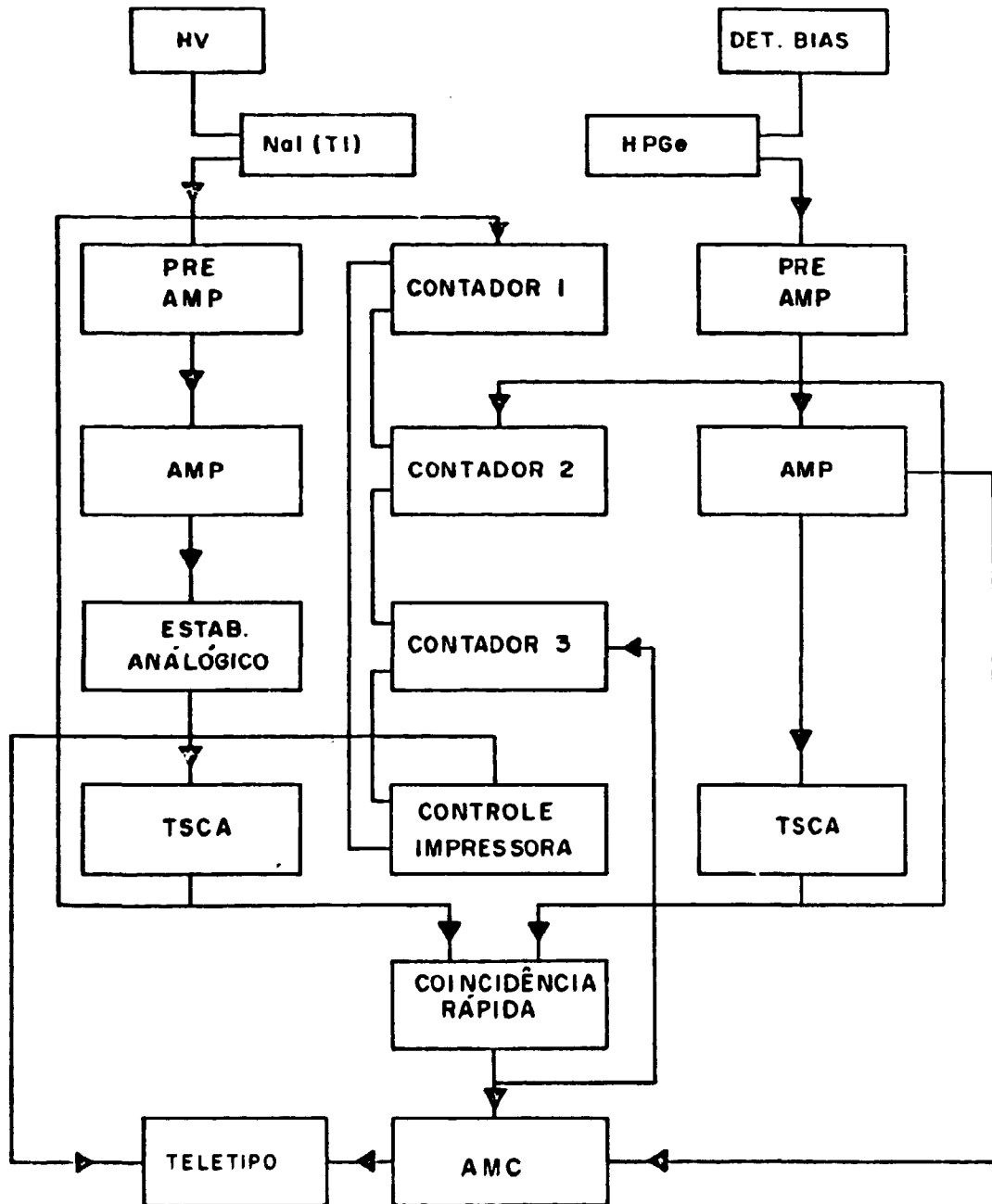
Os detectores de germânio foram posicionados a 7 cm da fonte e o detector de NaI(Tl) a 10 cm.

A escolha adequada de cada espectrômetro leva em conta a complexidade do espectro de raios gama. Em regiões do espectro de energia onde há alta densidade de picos é necessário o emprego do espectrômetro manual e em casos onde se necessita maior estatística de contagem utiliza-se o espectrômetro automático.

11.1.3 - Sistema Eletrônico

Para obtenção das medidas de coincidências γ - γ utiliza-se o sistema eletrônico descrito na figura 11.2. Por meio deste sistema é possível obter as informações dos pulsos produzidos nos detectores. Inicialmente, estes pulsos são pré-amplificados adquirindo uma melhor definição, com amplitude limitada entre 0 e 10 V, para em seguida entrarem nos amplificadores, ORTEC-572, sem que suas características sejam alteradas. A estes amplificadores cabe a formação de pulsos com boa característica em tempo. Possuem saídas unipolares e bipolares para os pulsos, sendo a saída bipolar do amplificador fornecida diretamente ao analisador monocanal em tempo, ORTEC-420, no caso dos detectores de germânio e, para um estabilizador analógico antes de entrarem no analisador monocanal em tempo (TSCA), no caso do detector de NaI(Tl). A função deste estabilizador analógico é de compensar eventuais variações de ganho do amplificador.

Figura 11 . 2
Sistema Eletrônico



Os pulsos ao chegarem no TSCA podem ser selecionados em intervalos de energia (janelas), por meio da discriminação diferencial. Esta função rejeita pulsos que não pertençam a região de energia especificada. Além disso, este analisador permite a saída de pulsos lógicos com base de tempo no cruzamento do zero do pulso bipolar.

Os pulsos provenientes dos analisadores monocanais são enviados à uma unidade de coincidência rápida, ORTEC-414A, que aceita pares de pulsos coincidentes, dentro de uma faixa de tempo de resolução ajustável. No presente trabalho esse tempo foi ajustado em 100 ns.

O pulso lógico proveniente da unidade de coincidência é enviado como "gate" ao analisador multicanal (AMC) ORTEC-6240B, enquanto a saída unipolar e atrasada do amplificador do detector de germânio hiperpuro é utilizada para análise no AMC.

O AMC possui 4096 canais que podem ser divididos em quatro memórias de 1024 canais cada uma ou, em duas memórias de 2048 canais, onde os espectros de coincidências são armazenados. Cada parte da memória registra o espectro correspondente a um ângulo θ diferente entre os detectores.

Tanto as coincidências, como as contagens simples de cada detector são registradas, separadamente, em três contadores (ORTEC-430) e impressas pela teletipo (33 T2) para cada ângulo θ medido.

II.2 - Análise de Dados

II.2.1 - Espectros de coincidência

As medidas de correlação angular gama-gama foram feitas utilizando-se os espectrômetros descritos em II.1.2. Várias foram as regiões do espectro gama selecionadas nos detectores móveis e medidas as respectivas coincidências com os raios gama detectados no HPGe(115 cm³) ou HPGe(89 cm³).

O número total de coincidências verdadeiras para cada fotopico no espectro de coincidência em cada região de energia selecionada, isto é, para cada janela, foi determinado calculando-se a área do fotopico correspondente e, corrigindo-se para as coincidências acidentais e contribuição devido ao espalhamento Compton. Estas contribuições foram determinadas separadamente para cada janela. Um atraso de 1 μ s nos pulsos de um dos detectores, antes de chegar à unidade de coincidências, forneceu o espectro de coincidências acidentais. A contribuição Compton de raios gama coincidentes de energias mais altas, que são incluídas nas janelas dos fotopicos, foi determinada a partir do espectro de coincidências de janelas adjacentes. Obtidos os três espectros de coincidências, determinou-se as áreas dos fotopicos de interesse, manualmente, somando-se os números de contagens para cada canal do fotopico e subtraindo-se dos mesmos as contagens de fundo.

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

$$W^V(\theta) = W^c(\theta) - W^{ac} - W^{Co}(\theta) \quad (II.1)$$

onde:

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

W^{ac} é a área do fotopico do espectro de coincidências acidentais.

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

Como é necessário um número razoável de coincidências para os diversos fotopicos, a fim de se obter uma melhor estatística, foram feitas várias medidas em cada ângulo. Assim, as coincidências verdadeiras são na realidade expressas por:

$$W_T^V(\theta) = \sum_{i=1}^n W_i^V(\theta) \quad (II.2)$$

onde n é o número de medidas.

O número de coincidências para cada ângulo deve ser normalizado. Esta normalização foi feita considerando-se as contagens simples, $C^S(\theta)$, de uma janela de energia auxi-

liar, isto é, uma janela colocada em um fotopico isolado e livre de interferência de raios gama próximos. É procedimento usual normalizar-se em relação ao ângulo de 90°, assim as coincidências verdadeiras passam a ser dadas pela relação:

$$W_{\text{exp}}(\theta) = W_T^V(\theta) \times \frac{C^S(\theta)}{C^S(90^\circ)} \quad (11.3)$$

com

$$C^S(\theta) = \sum_{i=1}^n C_i^S(\theta) \quad (11.4)$$

onde:

$W_{\text{exp}}(\theta)$ representa as contagens de coincidências experimentais finais normalizadas para o ângulo θ do fotopico de energia E.

11.2.2 - Cálculo dos coeficientes A_{kk}

A razão $W_{\text{exp}}(\theta)/W_{\text{exp}}(90^\circ)$ permite o cálculo dos coeficientes A_{kk} por ajuste de mínimos quadrados da função de $W(\theta)$, dada pela equação (1.2). Este ajuste é feito com o auxílio de um programa de computador. Os erros, $\sigma(\theta)$, nos valores de $W_{\text{exp}}(\theta)$ são erros estatísticos calculados com base em propagação de erros e dados por:

$$\sigma(\theta) = (W^e(\theta) + W^c(\theta) + W^{AC} + W^{AC} + W^{Co}(\theta) + W^{Co}(\theta))^{1/2} \bar{F} \quad (11.5)$$

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

Os resultados de A_{hh} , assim obtidos, não podem ser comparados com os valores teóricos sem que sejam feitas as correções devido aos efeitos de geometria finita dos detectores e da fonte. Entretanto, sendo a dimensão da fonte pequena, a correção quanto ao tamanho finito da mesma é desprezível. Então,

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

com

$$Q_h = Q_h(\gamma_1) Q_h(\gamma_2) \quad (11.7)$$

onde os fatores Q_{hh} são funções da geometria dos detectores, do ângulo sólido entre o detector e a fonte e das energias dos raios gama da cascata em questão. Assim $Q_h(\gamma_1)$ e $Q_h(\gamma_2)$ expressam esta correção para os detectores individuais de γ_1 e γ_2 , conforme mostra a figura 1.2. Os valores de Q_h

estão tabelados na referência (101) para o detector de NaI(1'). Para os detectores de HPGe foram feitos cálculos com o auxílio de um programa de computador detalhado na referência (55).

11.2.3 - Cálculo da Razão de Mistura Multipolar

Os valores de A_{kk} são os únicos dados experimentais obtidos e, de acordo com as equações (1.4) e (1.5), dependem em geral, de sete parâmetros: I_i , I , I_f , δ_1 , δ_2 , L_1 e L_2 , os quais não podem ser obtidos simultaneamente. Desta forma, é necessário o uso de outros tipos de informações, seja teórica ou experimental, sobre os níveis e as transições gama envolvidas na cascata em estudo. Nos casos em que já existem informações sobre spins de dois níveis e sobre a mistura multipolar de uma das duas transições, para uma cascata simples, como a descrita na figura 1.1, é possível determinar o spin do terceiro nível e o valor da mistura multipolar da outra transição gama pelo método da correlação angular.

O procedimento para esta determinação é o seguinte: com base em informações referentes ao decaimento beta e transições gama, supõe-se um ou mais valores apropriados ao spin desconhecido. Esta suposição possibilita que os coeficientes $F_k^{(3\beta)}$, dados nas expressões (1.4) e (1.5), sejam estabelecidos. Consequentemente, chega-se ao valor da mistura multipolar com o auxílio de um programa de

computador, descrito no apêndice I da referência (91). Em resumo, este programa fornece o melhor ajuste entre a sequência de spins apropriada e a razão de mistura multipolar procurada por meio do valor mínimo de χ^2 , o qual é definido por:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^m \left| \frac{W_{TEO}(\theta_i) - W_{EXP}(\theta_i)}{\sigma(\theta_i)} \right|^2 \quad (11.8)$$

onde:

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

$W_{TEO}(\theta_i)$ é o valor teórico da função correlação angular calculado conforme a equação (1.2), para a sequência de spins escolhida.

$W_{EXP}(\theta_i)$ é o valor experimental obtido para a função correlação angular.

$\sigma(\theta_i)$ é o desvio padrão dado na equação (11.5).

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 multipolar, por exemplo $\delta(M1, E2)$ são dados por:

$$\% M1 = \left[\frac{1}{1+\delta} \right] \times 100, \text{ para } M1$$

e

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

Esta análise é possível sempre que uma das razões de mistura multipolar é conhecida. Entretanto, pode acontecer casos em que os dois valores de δ sejam desconhecidos. Nesta situação a análise é semelhante a do caso anterior. Primeiramente escolhe-se um dos δ , por exemplo δ_1 , e a este atribui-se um valor inicial. A seguir utilizando-se o programa do caso anterior chega-se ao valor de δ_2 . O programa ao fazer esta análise atribui a δ_1 , 75 valores entre -10^{+0} e 10^{+0} , em intervalos que diminuem com o módulo de δ_1 . Em cada passo são calculados os valores da função correlação angular teórica e χ^2 . No final de toda variação de δ_1 é feita uma inspeção nos valores de χ^2 e seu mínimo irá então fornecer o valor de δ_2 . O inverso deste procedimento, onde a variação em passos é feita para δ_2 , por sua vez fornece o melhor ajuste de χ^2 para um certo valor ou par de valores de δ_1 . Os resultados finais de ambos os procedimentos são comparados e normalmente é possível a escolha de um valor, ou par de valores, para δ_1 e δ_2 , que correspondem ao valor mínimo de χ^2 .

Em particular, para núcleos par-par esta análise é simplificada. Isto devido ao fato de que o estado fundamental e o primeiro estado excitado são sempre 0^+ e 2^+ .

respectivamente, o que dá a transição $2^+ \rightarrow 0^+$ um caráter E2 ($\lambda_2 = 0$). Portanto em casos onde as cascatas-gama têm a transição $2^+ \rightarrow 0^+$ como final, isto é, $1_1(L_1, L'_1)2(2)0$, os únicos parâmetros desconhecidos são o spin do estado inicial e a razão de mistura multipolar da primeira transição (γ_1). Nesta situação estes parâmetros são determinados unicamente pela medida de correlação angular. É possível também, neste caso, obter as curvas paramétricas (figura V.5) dos valores teóricos de A_{22} e A_{44} como uma função da razão de mistura multipolar para as sequências de spins. Assim, os valores experimentais de A_{22} e A_{44} , dados pelos pontos (A_{22}, A_{44}) , são colocados na curva com os erros mostrados em barras. Em muitos casos uma única possibilidade de spin é viável, contudo, pode acontecer do erro associado ao ponto (A_{22}, A_{44}) interceptar mais de uma curva, não sendo possível a escolha de uma única sequência de spins.

II.2.4 - Teste do arranjo experimental

A verificação do bom funcionamento do sistema eletrônico e dos espectrômetros de correlação angular, foi feita medindo-se a correlação angular da cascata gama (1173-1332) keV do núcleo de ^{60}Ni , a partir do decaimento β^- do ^{60}Co . Esta escolha deve-se ao fato de tratar-se de uma cascata bem estabelecida, com sequência de spins $4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$, sendo os valores teóricos de $A_{\mu\mu}$ dados por $A_{22} = 0.102$ e $A_{44} = 0.009$.

Os resultados, obtidos neste trabalho, apresentados na tabela II.1 estão em boa concordância com os valores teóricos.

TABELA II.1 - Valores de A_{kk} para a cascata-gama de (1173 - 1332) keV do ^{60}Ni .

A_{22}	A_{44}	Espectrômetro	Conjunto de detectores
0.102 ± 0.005	0.007 ± 0.007	Manual	HPGe (115cm ³) - HPGe (89cm ³)
0.104 ± 0.006	0.008 ± 0.009	Automático	HPGe (89cm ³) - NaI (Tl)

CAPÍTULO III

CORRELAÇÕES ANGULARES GAMA-GAMA NO NÚCLEO DE ^{99}Tc

III.1 - Introdução

Durante os últimos anos núcleos com muitos nêutrons próximos de $A = 100$ foram extensivamente estudados, principalmente no que diz respeito a aproximação de deformação ao redor de $N = 60$. Experimentalmente esse comportamento transicional dos núcleos, de esférico para deformado, foi investigado por meio do decaimento β e γ e por reações de transferência de partículas. Ao mesmo tempo, também estudos teóricos foram realizados para interpretação dos resultados experimentais. Entretanto, nota-se que estas investigações resultaram em uma grande quantidade de informações para núcleos par-par, desde o Sr até Ru, sendo os núcleos com Z -ímpar, nesta região de massa, pouco explorados.

Os isótopos do Tecnécio com número de massa ímpar, $A = 93$ a 103 , pertencem a esta região transicional com $Z = 43$. Eles estão situados entre a camada semicompleta de $Z = 40$ e a fechada de $Z = 50$ e o número de nêutrons varia de $N = 50$ a $N = 60$. Nos isótopos de Tc é observado que a coletividade aumenta com a distância da camada fechada de $N = 50$. Isto foi evidenciado pela deformação quadrupolar

observada nos núcleos de $N = 58$ e 60 , no trabalho de De Gelder e outros⁽²⁰⁾.

Para o núcleo de ^{99}Tc , os níveis de energia foram estudados com grande interesse nos últimos anos através do decaimento Beta-Gama, inicialmente com o uso de detectores de cintilação⁽⁴⁻²⁷⁻⁶⁶⁻⁶⁸⁻⁶⁹⁾ e posteriormente com detectores semicondutores⁽²⁰⁻¹⁰⁰⁾. Recentemente, também com o emprego de detectores de Ge(Li), este núcleo foi estudado pela reação nuclear ($^3\text{He}, d$)⁽²⁴⁾.

Um dos primeiros estudos relevantes do ^{99}Tc , referente ao decaimento β^- do ^{99}Mo , foi realizado por Martin e outros⁽⁴⁰⁾ fornecendo um esquema de decaimento simplificado, com 22 raios gama distribuídos em níveis de energia de até 2200 keV. Já, no trabalho de Cook e Johns⁽²⁴⁾, com o emprego dos detectores de Ge(Li), que possuem melhor resolução em energia, 152 raios gama foram incorporados ao esquema de decaimento, agora distribuídos em 45 níveis de energia. Pouco tempo depois, Wright e outros⁽¹⁰⁰⁾ realizaram medidas extensivas de coincidências γ - γ , também com detectores de Ge(Li) e mais dezoito raios gama foram adicionados até a energia de 2695 keV. Existem certas diferenças entre os esquemas de níveis resultantes dos dois trabalhos.

Até o momento, não existem spins e paridades definitivos para todos os níveis do ^{99}Tc . Não existe também medidas de correlação angular, nem resultados experimentais para misturas multipolares das diversas transições envol-

vidas no seu decaimento, exceto para algumas transições de baixa energia⁽²²⁾ (até 200 keV).

Com base nisto, o objetivo deste trabalho foi de preencher essas lacunas, visando o entendimento da estrutura nuclear do ^{99}Tc . Para tanto, foram feitas medidas de correlação angular γ - γ direcional para quinze cascatas-gama selecionadas, a maioria envolvendo transições de intensidade forte e intermediária e com elas foi obtido a definição de spins da maior parte dos níveis envolvidos nas cascatas e foram determinadas também as misturas multipolares para quatorze transições gama envolvidas no estudo.

III.2 - Técnica Experimental

III.2.1 - Preparação da Fonte Radioativa do ^{99}Mo

Para o estudo dos níveis excitados do ^{99}Tc utilizou-se fontes radioativas de ^{99}Mo obtidas pela reação $^{98}\text{Mo}(n, \gamma)^{99}\text{Mo}$.

O procedimento consistiu em irradiar ^{98}Mo , enriquecido em 97%, com nêutrons térmicos do reator IEA-R1 num fluxo de 5×10^{12} n/cm²s. O posterior decaimento β^- do ^{99}Mo , com $T_{1/2} = 14,6$ min⁽²²⁾, popula os estados excitados do ^{99}Tc .

As irradiações das amostras de Molibdênio (aproximadamente 1,5mg de ^{98}Mo) foram feitas por um período de 10 minutos. Cada uma das amostras foi selada em um tubo

cilíndrico de sílica, de diâmetro interno de 2mm. Após a irradiação o Molibdênio radioativo era transferido para um porta amostra de lucite adaptado ao espectrômetro de correlação angular, onde foram realizadas as medidas. Devido à meia-vida pequena foram irradiados, em média quatro amostras diferentes por dia, num total de - 700 fontes para a realização deste trabalho. As fontes eram suficientemente ativas (- 20 μ Ci) para as medidas de correlação angular.

O espectro de raios gama das fontes assim obtidas, observado nos detectores de NaI(Tl) e HPGe (89cm³) se encontram nas figuras III.1 e III.2, respectivamente.

III.2.2 - Medidas de Correlação Angular direcional

γ - γ

As medidas de correlação angular direcional γ - γ foram realizadas com os espectrômetros descritos em II.1.2. Os ângulos de medida foram 90°, 120°, 150° e 180°, com um tempo de contagem de 5 minutos para cada ângulo, num total de 40 minutos de medida com cada fonte.

A tabela III.1 apresenta as cascatas-gama que foram medidas em cada posição da janela (590 keV; 696 keV; (1012 + 1160) keV e 1532 keV).

As janelas selecionadas a energias mais altas, (1012 + 1160) keV e 1532 keV, estão localizadas no espectro direto, (figuras III.1 e III.2), numa região livre de interferências. Neste caso, o emprego do espectrômetro

Tabela III . I

Cascatas γ - γ medidas para cada posição da janela selecionada

janela (keV)	cascata γ - γ (keV)
590	642 - (712) - 590
	712 - 590
	1198 - 590
	1356 - 590
696	642 - (608) - 696
	608 - 696
	1186 - 696
1012 + 1160	1251 - 696
	1012 - 778
	1012 - 934
	1160 - 871
1532	1160 - 877
	510 - 1532
	1532 - 505
	1532 - 499

automático, HPGe - NaI(Tl), é extremamente eficiente, tendo sido utilizado. Entretanto, observa-se para a região de 500 a 700 keV um espectro gama complexo, devido a proximidade de várias transições gama as quais, por sua vez, poderiam interferir nas medidas de coincidências γ - γ , para as cascatas-gama selecionadas nesta região. Por isso, as medidas envolvendo as janelas colocadas nos fotopicos de 590 keV e 696 keV foram feitas utilizando-se o espectrômetro manual com dois detectores de HPGe.

É importante notar que, no esquema de decaimento β^- do ^{101}Mo , figura III.8, existem duas transições com a mesma energia, de aproximadamente 590 keV, colocadas entre diferentes níveis. Na transição de 590 keV, proveniente do nível a 606 keV, foi centralizada a janela que permitiu o estudo das cascatas de: 642-(712)-590 keV, 712-590 keV, 1198-590 keV e 1356-590 keV. A outra transição de ~ 590 keV, proveniente do nível 1618 keV, forma a cascata de 590-1012 keV, a qual não pode ser medida a partir da janela de (1012 + 1160) keV pois, o nível a 1618 keV também se desexcita por um raio gama de 1011 keV para o nível a 606 keV, que por sua vez decai para o nível a 16 keV formando a cascata-gama (1011 - 590) keV. Consequentemente não é possível a separação das cascatas de (1011 - 590) keV e (590 - 1012) keV, tornando estas medidas impraticáveis.

III.3 - Resultados Experimentais

O espectro direto de raios gama do decaimento β^- do ^{101}Mo observado nos detectores de NaI(Tl) e HPGe (89 cm³) são apresentados nas figuras III.1 e III.2, respectivamente.

Os espectros de coincidências γ - γ observados para cada janela, com o detector de HPGe (89 cm³), são apresentados nas figuras III.3, III.4, III.5 e III.6.

Os coeficientes de correlação angular A_{22} e A_{44} , obtidos conforme descrito em II.2.2, são apresentados na tabela III.2. A figura III.7 apresenta as curvas de correlação angular ajustada para o polinômio $W(\theta)$, equação I.2, para cada uma das cascatas-gama estudadas.

As razões de mistura multipolar, $\delta(E2/M1)$, das transições gama, obtidas conforme descrito em II.2.3, com as sequências de spin mais consistentes com os resultados da correlação angular direcional, e outros resultados obtidos anteriormente (24-27-100) são dados na tabela III.3.

O esquema parcial de decaimento β^- do ^{101}Mo , contendo apenas as transições e os níveis de interesse para o presente trabalho, é apresentado na figura III.8. Os spins apresentados, na maioria dos casos, são também consistentes com os resultados de outros trabalhos (24-100).

A atribuição de spin e paridade para cada um dos níveis estudados, bem como os resultados de correlação angular são discutidos a seguir.

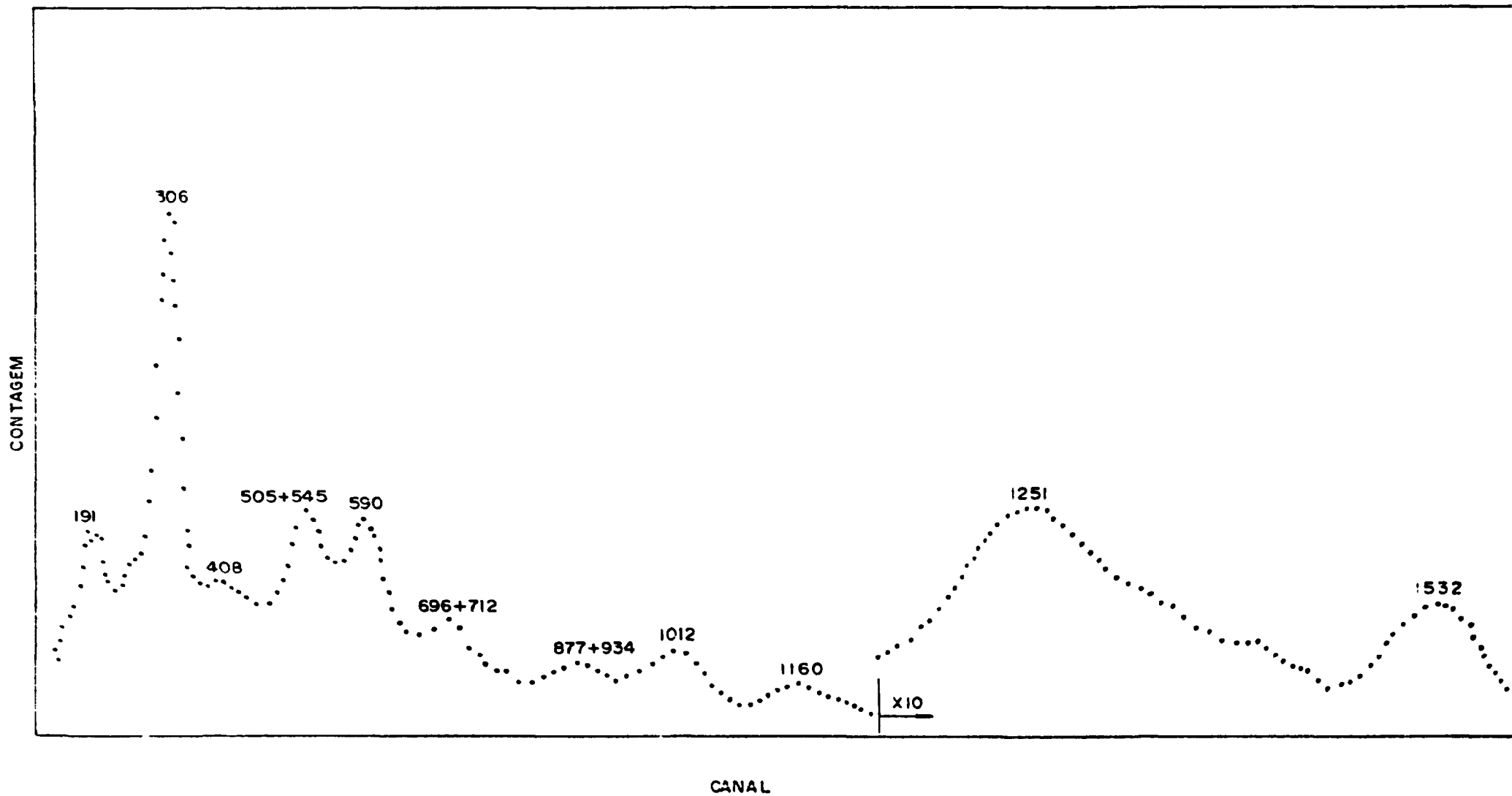


Figura III . 1 Espectro direto de raios γ do decaimento do ^{101}Mo , do detetor de NaI(Tl)

CONTIENS

1.22.23

1.22.23

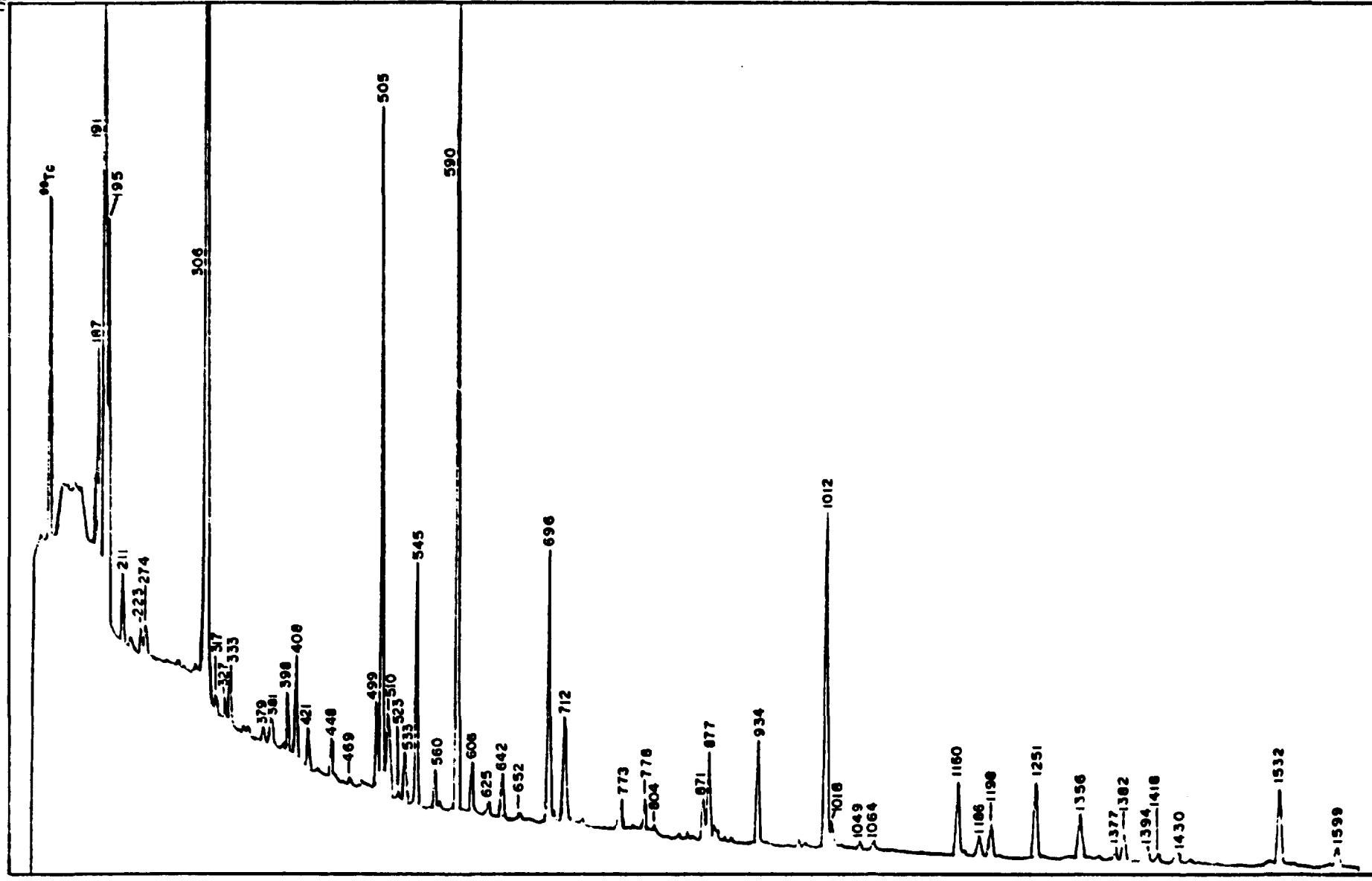


Figura III . 2 Espectro direto de raios γ y do decaimento do ^{101}Mo , do detetor HPGe

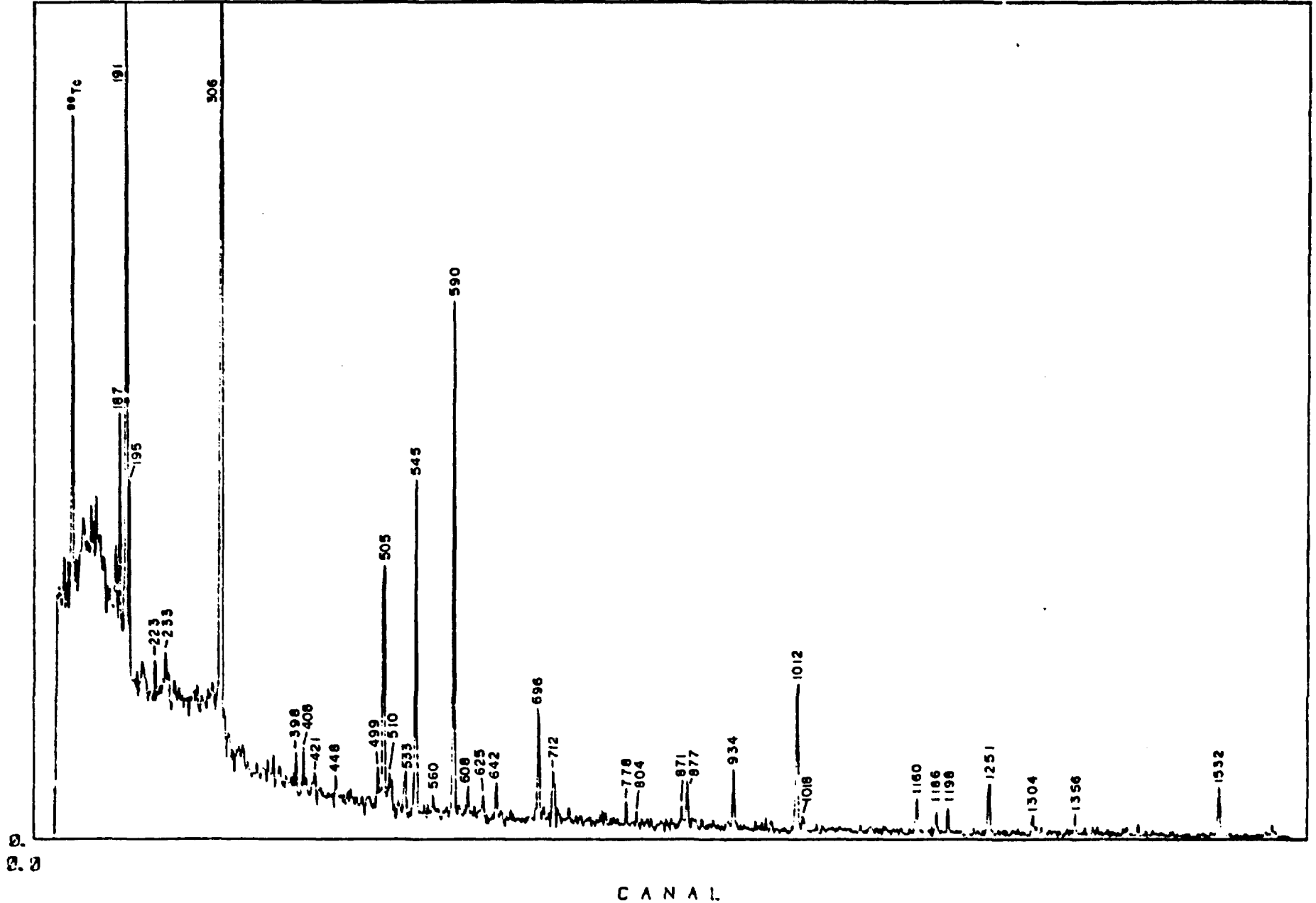
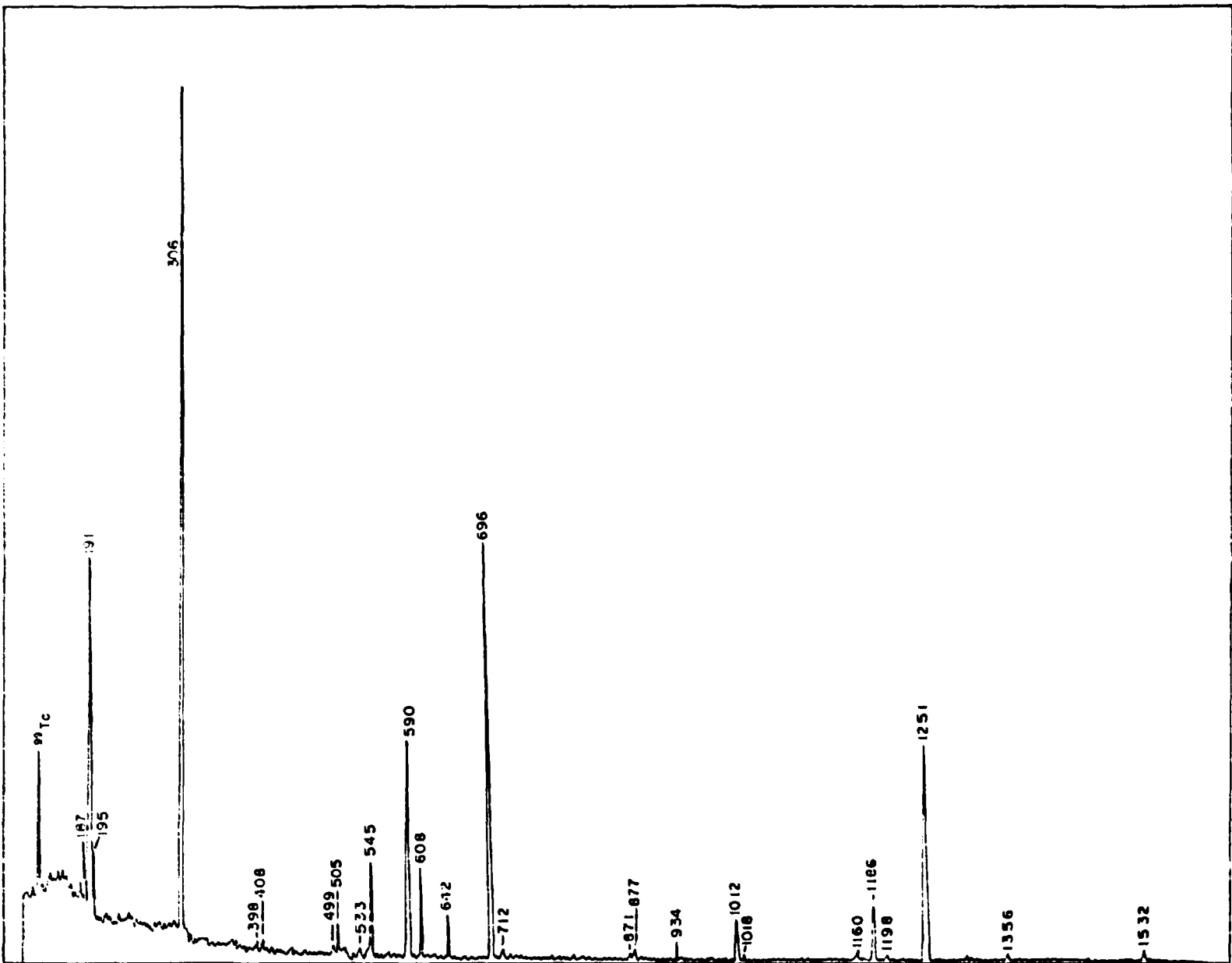


Figura III . 3 Espectro de coincidências γ - γ para a janela centrada em 590 keV

CONTAINS



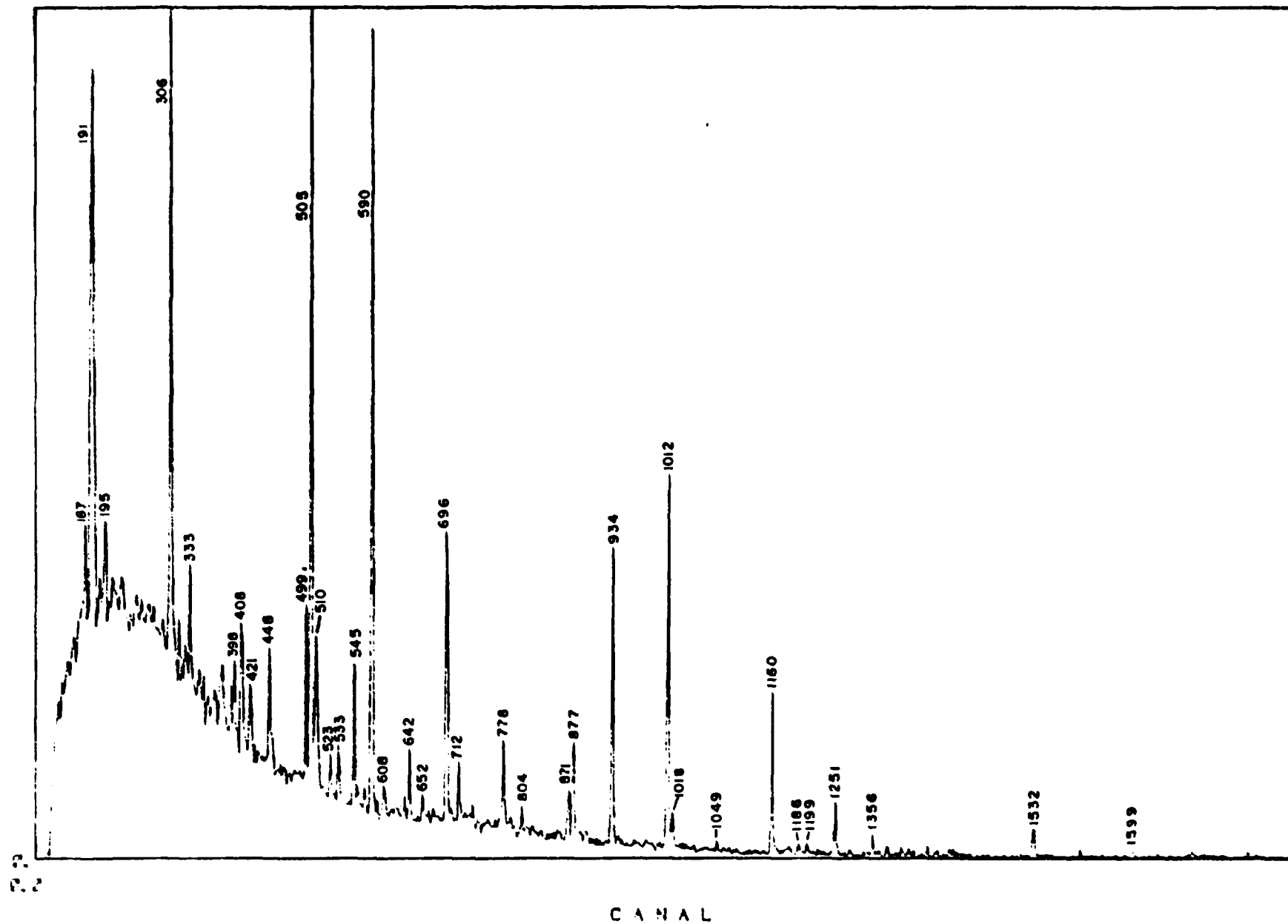


Figura III . 5 Espectro de coincidências γ - γ para a janela centrada em (1012 + 1160) keV

0 100 200 300 400 500 600 700 800 900 1000

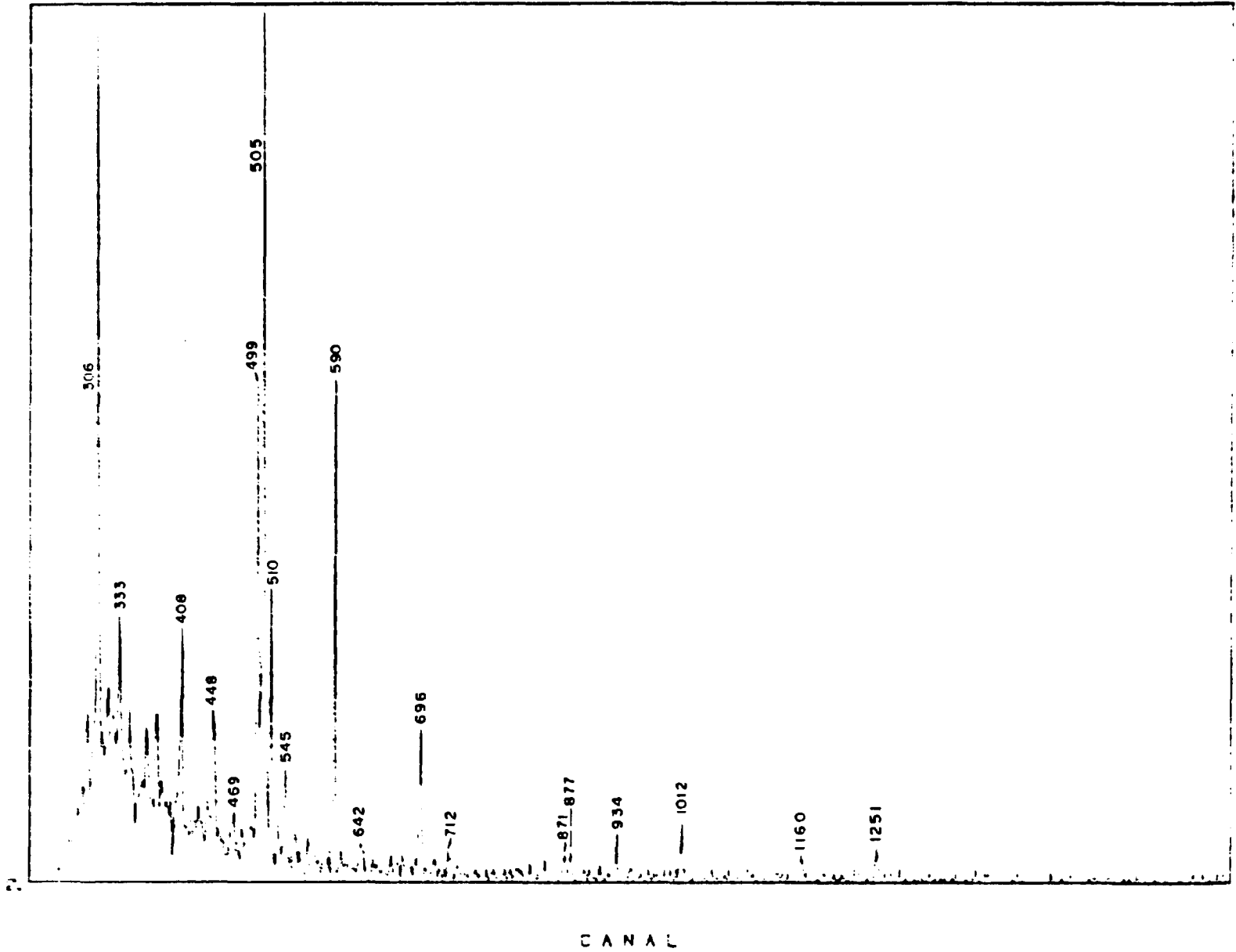


Figura III . 6 Espectro de coincidências γ - γ para a janela centrada em 1532 keV

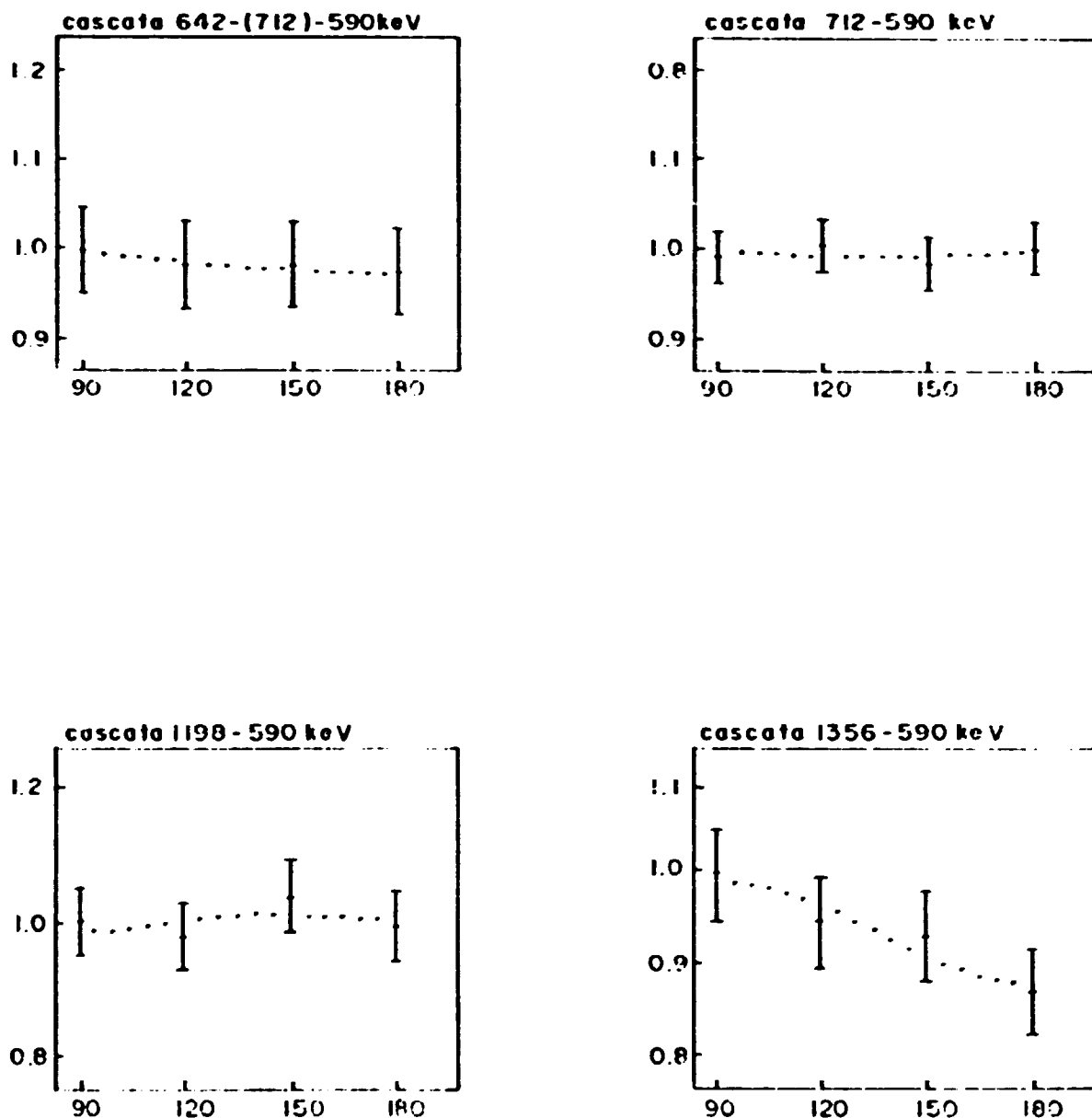
TABLA III . 2

Valores de Λ_{22} e Λ_{44} para as cascadas - gama no ^{101}Tc

cascata γ - γ (keV)	janela (keV)	Λ_{22}	Λ_{44}	conjunto de detetores
1532 - 499	1532	-0.23 (3)	-0.02 (6)	HPGe - NaI (TL)
1532 - 505	1532	0.27 (1)	-0.07 (2)	HPGe - NaI (TL)
510 - 1532	1532	-0.02 (4)	0.04 (8)	HPGe - NaI (TL)
1012 - 778	1012 + 1160	0.10 (5)	0.01 (10)	HPGe - NaI (TL)
1012 - 934	1012 + 1160	-0.02 (2)	0.07 (5)	HPGe - NaI (TL)
1160 - 871	1012 + 1160	0.09 (4)	0.02 (7)	HPGe - NaI (TL)
1160 - 877	1012 + 1160	0.07 (3)	0.04 (5)	HPGe - NaI (TL)
1356 - 590	590	-0.08 (6)	-0.01 (8)	HPGe - HPGe
712 - 590	590	0.00 (3)	0.01 (5)	HPGe - HPGe
1198 - 590	590	0.02 (6)	-0.02 (8)	HPGe - HPGe
642 - (712) - 590	590	-0.01 (7)	0.01 (10)	HPGe - HPGe
1251 - 696	696	-0.21 (4)	-0.03 (6)	HPGe - HPGe
1186 - 696	696	0.14 (8)	0.09 (13)	HPGe - HPGe
608 - 696	696	0.00 (6)	0.00 (10)	HPGe - HPGe
642 - (608) - 696	699	-0.20 (10)	0.02 (14)	HPGe - HPGe

Função correlação angular ajustada (I.1) e os pontos experimentais da função para as diversas cascatas- γ do Tc^{101} .

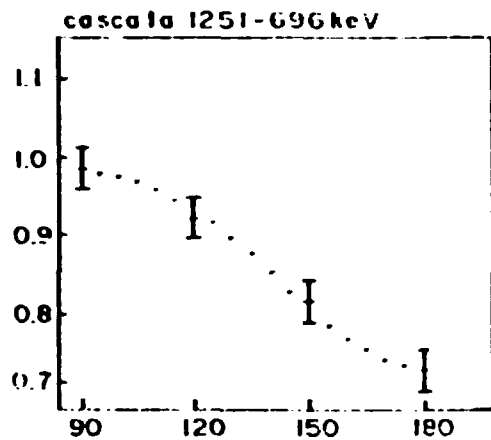
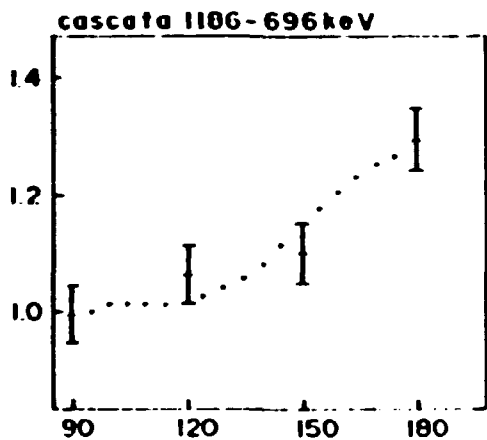
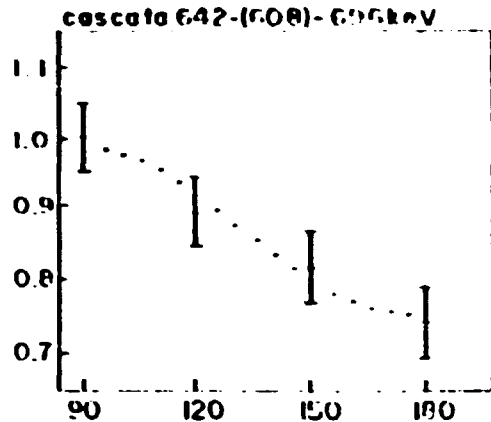
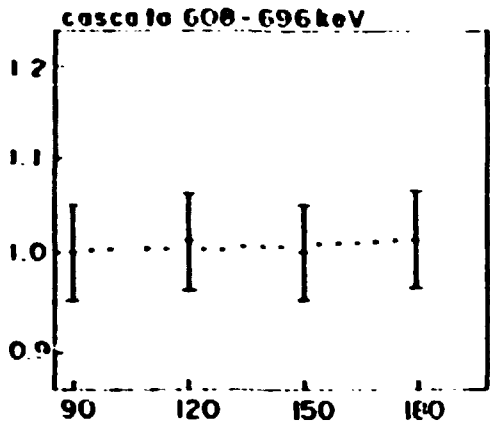
I - janela: 590 keV



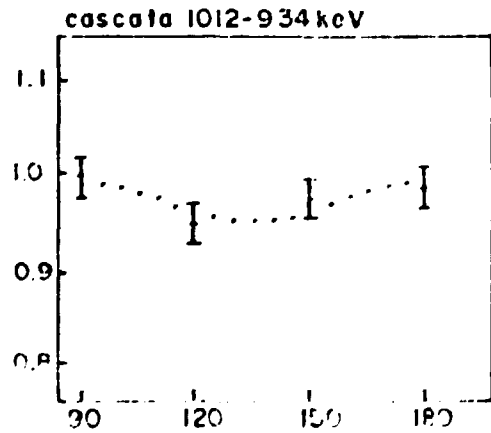
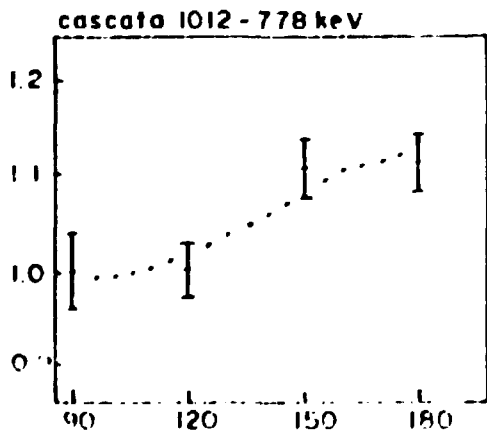
Para cada figura, tem-se no eixo y as coincidências normalizadas em função do ângulo de 90° , ou seja, $w(\theta)/w(90^\circ)$ e no eixo x, o ângulo θ (em graus) referentes aos pontos experimentais.

As energias são dadas em keV.

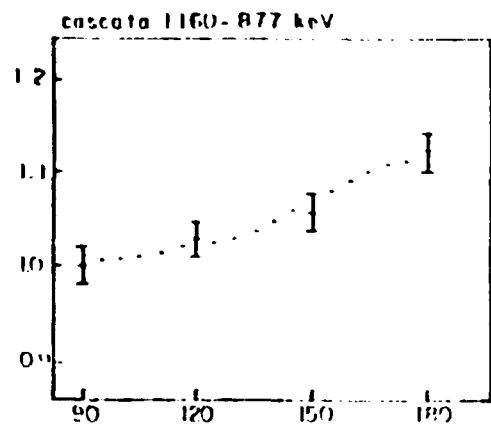
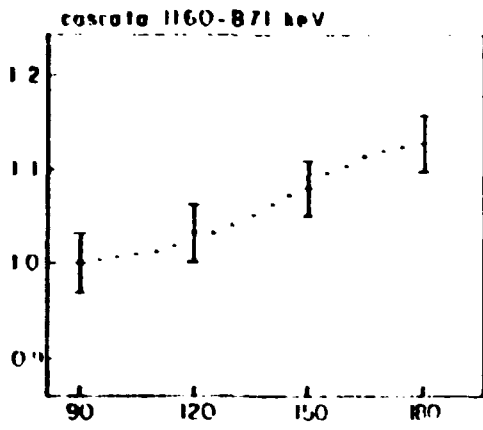
II - janela: 600 keV



III - janela: 1012 + 1160 keV



III- Janela (1162, 1160) keV



IV- Janela 1532 keV

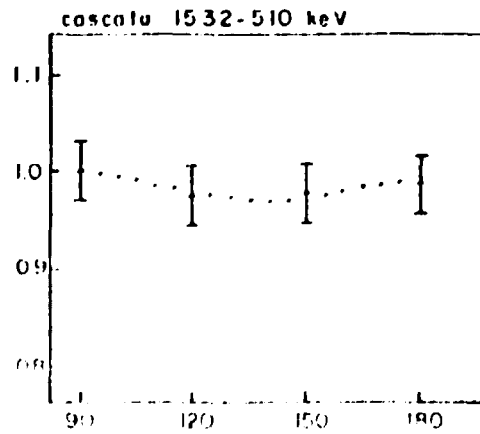
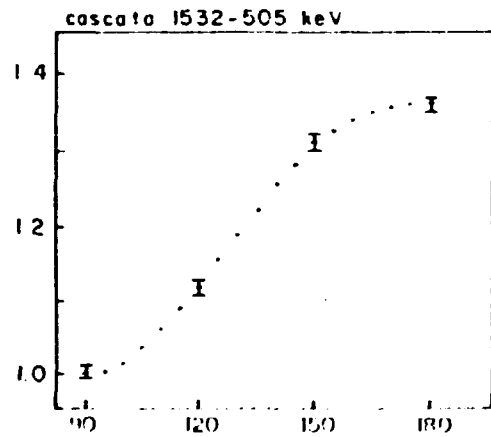
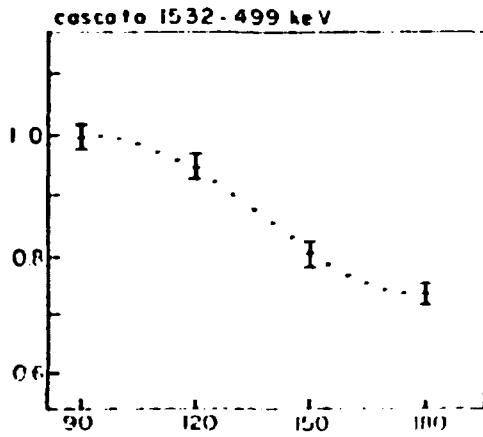


TABELA III . 3

Valores das razões de mistura multipolar para as transições gama misturadas no ^{101}Tc

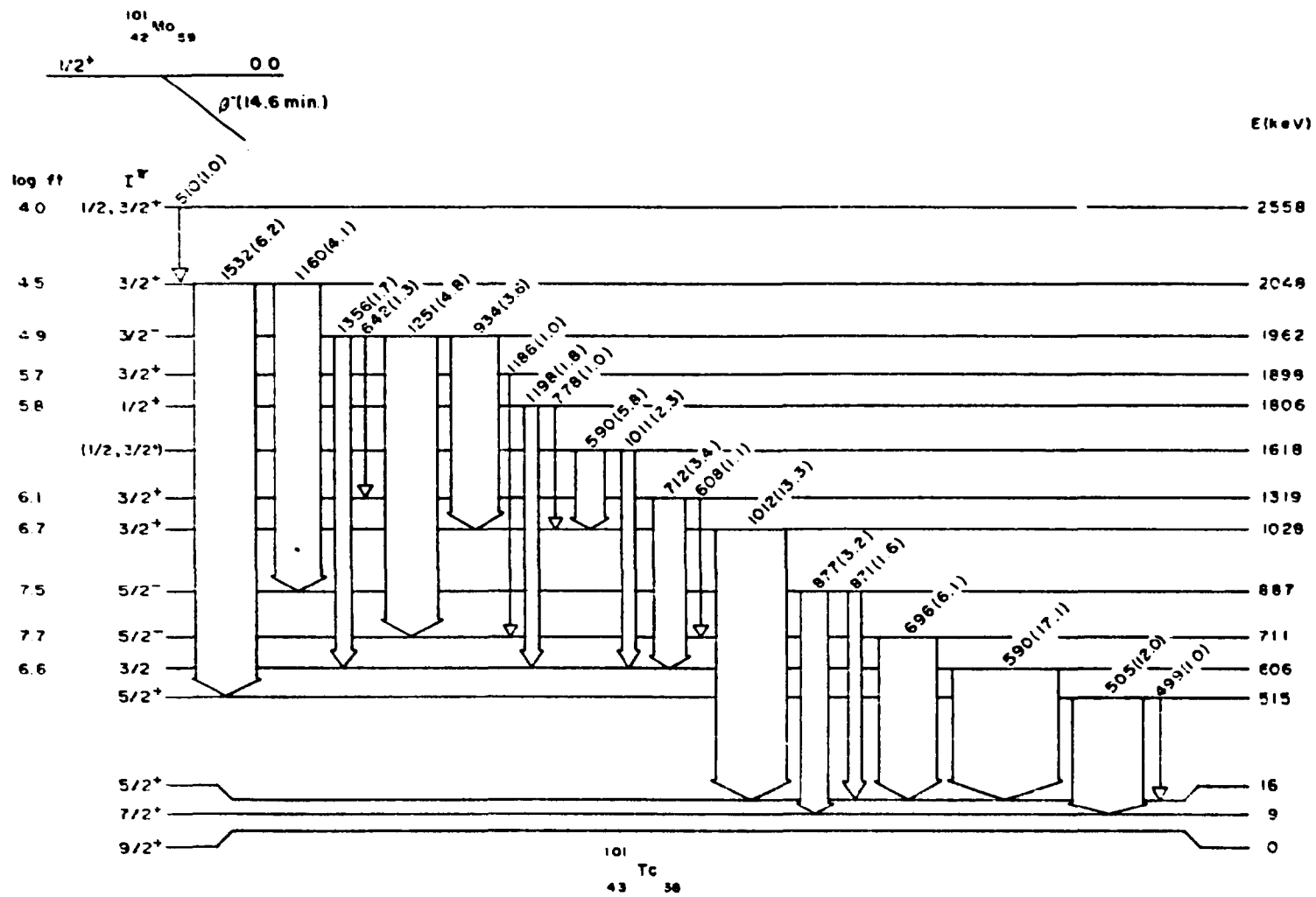
Cascata (γ - γ) (keV)	Janela (keV)	Sequência de SPIN	Transição Misturada (keV)	$\epsilon(E2/M1)$
1532 - 499	1532	$3/2^+ (1,2)5/2^+ (1,2)5/2^+$	1532	0.35 ± 0.02 ou
				3.60 ± 0.04
			499	2.47 ± 0.03 ou
1532 - 505	1532	$3/2^+ (1,2)5/2^+ (1,2)7/2^+$	505	0.35 ± 0.08
				0.12 ± 0.01
510 - 1532	1532	$1/2 (1,2)3/2^+ (1,2)5/2^+$	510	-0.28 ± 0.02 ou
				3.93 ± 0.08
			510	1.98 ± 0.04
778-- 1012	1012 + 1160	$1/2^+ (1,2)3/2^+ (1,2)5/2^+$	778	$0.40 + 0.54$ ou $- 0.16$
				$0.78 + 0.27$ $- 0.53$
934 - 1012	1012 + 1160	$3/2^- (1,2)3/2^+ (1,2)5/2^+$	1012	$-3.75 + 0.45$ ou $- 0.56$
				-0.05 ± 0.03

(continua)

TABELA III . 3 (continuação)

Cascata (γ - γ) (keV)	Janela (keV)	Sequência de SPIN	Transição Misturada (keV)	$\delta(E2/M1)$
1251 - 696	696	$3/2^- (1,2)5/2^- (1,2)5/2^+$	1251	3.60 ± 0.08
			*696	0.25 ± 0.03
			*1160	0.0 ± 0.0
1160 - 877	1012 + 1160	$3/2^+ (1)5/2^- (1,2)7/2^+$		0.02 ± 0.01
			*877	ou
				0.06 ± 0.01
1160 - 871	1012 + 1160	$3/2^+ (1)5/2^- (1,2)5/2^+$	*871	-0.70 ± 0.01
1186 - 696	696	$3/2^- (1,2)5/2^- (1,2)5/2^+$	*1186	-0.34 ± 0.03
608 - 696	696	$3/2^+ (1,2)5/2^- (1,2)5/2^+$	*608	-0.20 ± 0.03
642-(608)-696	696	$3/2^- (1,2)3/2^+ (1,2)5/2^- (1,2)5/2^+$	*642	-0.04 ± 0.02

* caráter -- E1



. 52 .

Figura III . 8 Esquema de decaimento parcial do ^{101}Mo para os níveis do ^{101}Tc consistentes com os presentes resultados.

No estado fundamental do ^{101}Mo foram atribuídos spin e paridade $1/2^{+}$ (45) com base em medidas realizadas com reação $^{100}\text{Mo}(d,p)^{101}\text{Mo}$. Isto leva à hipótese de baixos spins, $1/2$ e $3/2$, e paridade positiva para os estados excitados do ^{101}Tc , alimentados pelo decaimento β^{-} do ^{101}Mo com valores de $\log ft$ característico de transições permitidas e, em poucos casos, de primeira proibida. Contudo a alta energia de decaimento ($Q_{\beta} = 2,8 \text{ MeV}$) (43) também possibilita a população de níveis excitados no ^{101}Tc com spins mais altos através do decaimento em cascata.

Spin e paridade do estado fundamental, de 9 keV e 16 keV foram definitivamente estabelecidos a partir de medidas de conversão interna de elétrons (27), no decaimento β^{-} do ^{101}Mo . Este estudo levou à descoberta de transições gama de baixa energia (6 keV, 9 keV e 16 keV), que estabelecem os estados de 9 keV e 16 keV. A determinação de multipolaridades juntamente com considerações referentes ao decaimento beta fornecem valores l^{π} de $9/2^{+}$, $7/2^{+}$ e $5/2^{+}$ para o estado fundamental, de 9 keV e 16 keV respectivamente. Quanto aos níveis de 207 keV, 288 keV e 395 keV, o spin e paridade de $1/2^{-}$, $3/2^{-}$ e $5/2^{-}$, respectivamente, são bem estabelecidos por estudos anteriores de decaimento β^{-} (26, 100) e por medidas com a reação $(^3\text{He}, d)$ (24).

Nível a 515 keV

Este nível não é alimentado pelo decaimento beta. Se desexcita por meio de dois raios gama, 505 keV e 499 keV, para os níveis de 9 keV ($7/2^+$) e 16 keV ($5/2^+$), respectivamente.

As possibilidades de spin e paridade, atribuídas inicialmente por Cook e John⁽²⁴⁾, com base em seus estudos de decaimento beta e gama, são: $5/2^+$, $7/2^+$. Posteriormente, estudos realizados por Wright e outros⁽²⁰⁰⁾, também referentes ao decaimento, propõe I^π de $3/2^+$, $5/2^+$.

Recentemente, este estado foi observado na reação ($^3\text{He}, d$)⁽²⁴⁾, com distribuição angular consistente com $\ell = 2$, sugerindo as possibilidades I^π de $3/2^+$, $5/2^+$. Contudo, essa informação ($\ell = 2$) associada a outras referentes a estudos sistemáticos⁽²⁷⁾ mostra maior coerência com $I^\pi = 5/2^+$.

Neste trabalho, as medidas de correlação angular das cascatas-gama (1532 - 499) keV e (1532 - 505) keV, que possuem o nível a 515 keV como intermediário, confirmam a escolha de $I^\pi = 5/2^+$. Estas medidas permitem também calcular os valores de $\delta(E2/M1)$ para as três transições gama envolvidas. Os valores são apresentados na tabela III.3.

Nível a 606 keV

Este nível é fortemente alimentado pelo decaimento beta, com $\log ft = 6.6$ ⁽⁴³⁾ indicando como possíveis spin e

paridade $1/2^-$ ou $3/2^{(2+)}$. O nível de 606 keV envolve quatro cascatas-gama estudadas neste trabalho: 642 - (712) - 590 keV, (712-590) keV, (1198-590) keV e (1356-590) keV, onde a transição de 590 keV é uma das mais intensas com que este nível se desexcita. A análise dessas cascatas apresentaram um ajuste de χ^2 muito melhor com o spin $3/2$ para o nível a 606 keV.

Nível a 711 keV

Cook e outros⁽²⁷⁾ sugeriram baseados nos estudos de decaimento beta e gama, spin e paridade $3/2^-$ ou $5/2^-$. Estas mesmas possibilidades foram confirmadas posteriormente por Wright e outros⁽¹⁰⁰⁾.

O nível 711 keV é intermediário de quatro cascatas-gama estudadas: 608-696 keV, 642-(608)-696 keV, 1186-696 keV e 1251-696 keV.

A análise da cascata 1251-696 keV, a mais intensa, apresentou um ajuste muito melhor com o spin $5/2$ para o nível a 711 keV. Esta análise permitiu também a escolha de spin e paridade $3/2^-$ para o nível a 1962 keV, a qual se desexcita através do raio gama de 1251 keV. Com estes resultados foi possível calcular a razão de mistura multipolar para a transição gama de 1251 keV, $\delta(E2/M1) = 3.60 \pm 0.08$ e para 696 keV, um caráter de dipolo elétrico, ($\sim 95\%$ E1).

As demais medidas de correlação angular com as cascatas γ já mencionadas, confirmam a preferência por $I^\pi = 5/2^-$ para o nível a 711 keV. Além disso tais medidas fornecem um caráter predominante de dipolo elétrico (E1) para todas as transições gama envolvidas, como mostram os resultados apresentados na tabela III.3.

Nível a 887 keV

Este nível é fracamente alimentado pelo decaimento beta, com $\log ft = 7.5^{(43)}$, e populado por raios gama provenientes de estados de mais alta energia de spin baixo (1/2 ou 3/2).

Cook e outros⁽²⁷⁾, a partir de seus estudos de decaimento beta e gama, atribuem ao nível de 887 keV spin 5/2 ou 7/2. O mesmo estudo elaborado posteriormente por Wright e outros⁽¹⁰⁰⁾ restringe o spin e a paridade a 5/2-.

Este nível é intermediário de duas cascatas-gama estudadas: 1160-871 keV e 1160-877 keV. Considerando 5/2- para o nível a 887 keV, as transições são predominantemente E1.

Nível a 1028 keV

Cook e outros⁽²⁷⁾ e Wright e outros⁽¹⁰⁰⁾, a partir do valor de $\log ft$ do decaimento beta que alimenta este

nível e características de transições gama atribuíram-lhe spin e paridade $3/2^-$.

Este nível é intermediário de duas cascatas-gama estudadas: 778-1012 keV e 934-1012 keV.

As medidas de correlação angular para as cascatas-gama permitiram a escolha da melhor sequência de spin, nos dois casos, fornecendo assim condições para o cálculo da razão de mistura multipolar das transições gama. Para $\delta(934)$ o caráter é predominantemente de dipolo elétrico (E1). Para os raios gama de 778 keV e 1012 keV, a análise forneceu um par de valores para $\delta(E2/M1)$ que são apresentados na tabela III.3.

Nível a 1319 keV

Este nível foi observado na reação $(^3\text{He}, d)^{24}\text{Mg}$, com $\ell = 2$, sendo-lhe atribuído $I^\pi = 5/2^+$ ou $3/2^+$.

A partir do valor de $\log ft^{(43)}$ e das características do decaimento gama⁽⁷⁹⁾ deste nível, a possibilidade de spin é dada por $1/2$ ou $3/2^+$.

Este nível é o inicial de duas cascatas-gama, 608-696 keV e 712-590 keV e intermediário da cascata-gama 642-(712)-590 keV. Os resultados destas três cascatas foram, igualmente, consistente com o spin $3/2$ para o nível a 1319 keV.

Nível a 1806 keV

Este nível é alimentado pelo decaimento beta com valor de $\log ft = 5.8^{(100)}$. As possibilidades de spin do nível de 1806 keV são, desta maneira, limitadas aos valores $1/2^+$, $3/2^+$.

Este nível é o inicial de duas cascatas-gama medidas: 778-1012 keV e 1198-590 keV.

A análise das cascatas-gama para a possibilidade I^π igual a $1/2^+$ mostrou um melhor ajuste.

Nível de 1898 keV

Estudos de decaimento beta e gama limitam o spin e paridade para o nível a 1898 keV a $1/2^+$ ou $3/2^+(??)$. A escolha de $1/2^+$ foi eliminada, por Wright e outros⁽¹⁰⁰⁾, com base na observação de uma transição gama a 1888 keV a qual se desexcita por este nível para o estado $7/2^+$ a 9 keV.

Este nível é o inicial de uma das cascatas gama estudadas: 1186-696 keV.

A partir da análise da cascata-gama 1251-696 keV, temos $\delta(696) = 0.25 \pm 0.03$. Com este valor e usando o programa que calcula a razão de mistura multipolar descrito em 11.2.3, foi possível obter a razão de mistura multipolar da transição gama de 1186 keV. O ajuste fornece $\delta(1186) = -0.34 \pm 0.03$. Como há mudança de paridade, trata-se de transição com caráter de dipolo elétrico.

Nível a 1962 keV

Este nível foi observado nos estudos de decaimento beta⁽²⁴⁻¹⁰⁰⁾ e possui $\log ft = 4.9^{(43)}$, o que lhe dá um caráter permitido. Não foi observado no estudo da reação $(^3\text{He}, d)^{(24)}$. As possibilidades de spin são: 1/2 e 3/2.

Este nível se desexcita por vários raios-gama e é o inicial de quatro cascatas gama estudadas: 642-(712)-590 keV, 934-1012 keV, 1251-696 keV e 1356-590 keV. As medidas foram analisadas levando-se em consideração as duas possibilidades de spin, 1/2 ou 3/2, sendo os resultados mais favoráveis ao spin 3/2. Entretanto a cascata mais intensa, 1251-696 keV, leva a hipótese da paridade negativa, pois o valor de $I^\pi = 5/2^-$ estabelecido para o nível de 711 keV junto com $(1251) = 3.60 \pm 0.08$, restringem a paridade do nível a 1962 keV como negativa, portanto $I^\pi = 3/2^-$.

Nível de 2048 keV

Este nível foi estabelecido por meio de estudos de decaimento beta e gama⁽²⁴⁻¹⁰⁰⁾. É fortemente alimentado pelo decaimento beta com $\log ft = 4.5^{(43)}$, sendo atribuído spin 3/2⁺ ou 1/2⁺ por Cook e outros⁽²⁷⁾. Entretanto a observação da transição a 2038 keV para o nível 7/2⁺ a 9 keV por Wright e outros⁽¹⁰⁰⁾ elimina a possibilidade $I^\pi = 1/2^+$.

Este nível é o inicial de duas cascatas-gama 1160-871 keV e 1160-877 keV e o intermediário da cascata 510-1532 keV.

A análise do ajuste de χ^2 das três cascatas estudadas mostra que o spin e a paridade são consistentes com $3/2^+$ para o nível a 2048 keV.

Nível de 2558 keV

Este é um nível alimentado pelo decaimento β^- do estado fundamental do ^{102}Mo ($I^\pi = 1/2^+$)⁽⁴⁰⁾, com valor de $\log ft = 4.0^{+0.05}$, que indica $I^\pi = 1/2$ ou $3/2$ para o nível. É o inicial de uma das cascatas-gama estudadas, 510-1532 keV, cuja análise foi consistente tanto com o spin $1/2$ como com o de $3/2^+$.

Para a sequência $1/2(1,2)3/2^+(1,2)5/2^+$, o ajuste forneceu um par de valores para a razão de mistura multipolar da transição gama a 510 keV, onde $\delta(1532) = 0.35 \pm 0.02$ ou 3.65 ± 0.04 e $\delta(510) = -0.28 \pm 0.02$ ou 3.83 ± 0.08 .

Para a sequência $3/2^+(1,2)3/2^+(1,2)5/2^+$, o ajuste forneceu para a razão de mistura multipolar um único valor, $\delta(510) = 1.98 \pm 0.04$.

C A P Í T U L O IV

DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

IV.1 - Introdução

A interpretação da estrutura nuclear é basicamente fundamentada em modelos nucleares.

Em geral, os modelos existentes se propõem a explicar, de forma satisfatória, determinadas regiões da tabela periódica correspondente a núcleos esféricos ou deformados. Estes núcleos mostram, em geral, um comportamento quantitativo previsível, pois as propriedades nucleares são melhor estabelecidas. Os núcleos esféricos são bem descritos em termos de modelos de camadas⁽²⁴⁻²⁶⁾ e em termos de vibrações coletivas⁽²⁷⁾, enquanto os núcleos deformados são normalmente tratados em termos do modelo de Nilsson⁽²⁸⁾ e movimentos coletivos, este último discutido com alguns detalhes no capítulo VI do texto.

Contudo, para $A \sim 100$, região considerada transicional, uma análise em termos de modelos é bem mais complexa. Usualmente são feitas combinações como tentativa de explicar as propriedades nucleares desses núcleos.

Com o objetivo de tornar a discussão sobre estrutura dos níveis excitados do ^{101}Tc mais completa foi feito neste capítulo um sumário dos resultados experimentais

obtidos, incluindo os de outros trabalhos⁽¹⁷⁾ e uma apresentação das tentativas teóricas propostas e possíveis concordâncias das propriedades nucleares nos isótopos vizinhos.

IV.2 - Análise em termos de modelos nucleares

A interpretação dos resultados experimentais, do núcleo de ^{99}Tc , obtidos anteriormente, foi feita em termos de alguns modelos nucleares bem estabelecidos como: de camadas⁽¹⁸⁻²⁰⁾, de partícula-simples⁽²¹⁻²³⁾, de quase-partícula⁽²⁴⁻²⁷⁾, de emparelhamento mais quadrupolo⁽²⁸⁾, de Alaga⁽²⁹⁾, de excitação de caroço de De-Shalit⁽³⁰⁾ e mais recentemente pela aproximação do modelo de bósons-férmions interagentes⁽³¹⁻³⁴⁻³⁷⁾.

As propriedades dos estados de paridade positiva a baixas energias $9/2^+$ (0 keV), $7/2^+$ (9 keV) e $5/2^+$ (16 keV), foram discutidas no trabalho de Cooks e outros⁽³²⁾. De acordo com esse estudo, os raios gama que se desexcitam por esses níveis, 6 keV e 9 keV apresentam caráter M1, quase puro, enquanto a transição de 16 keV é predominantemente quadrupolo elétrico, E2. Entretanto, uma explicação satisfatória para o comportamento desses níveis não foi dada ainda pela teoria e dentre os modelos considerados na análise, temos:

a) modelo de camadas^(24.70)

Neste estudo, desenvolvido por Wright⁽²⁴⁾, é assumido um potencial dependente do spin, para que haja variação da energia de emparelhamento. São levados em conta somente as seguintes configurações de próton: $(p_{1/2})^1(g_{7/2})^4$; $(p_{1/2})^2(g_{7/2})^3$; $(p_{1/2})^0(g_{7/2})^5$. Entretanto, os cálculos não se mostraram satisfatórios quando comparado com os resultados experimentais, indicando uma possível aproximação de estrutura coletiva desses níveis, influenciada, provavelmente, pelos nêutrons.

b) modelo de partícula única^(23.23)

Neste caso, para núcleo com A ímpar, as propriedades nucleares são atribuídas ao núcleon desemparelhado, pois o núcleo é considerado um caroço inerte, onde os níveis de prótons e nêutrons são preenchidos aos pares e independentemente. Assim, os primeiros estados nucleares são explicados em termos de excitações de partícula desemparelhada, onde os spins e paridade são dados por esta partícula. No caso do ^{99}Tc com 43 prótons teremos o spin do seu estado fundamental, $I = 9/2$, dado pelo próton desemparelhado na camada $g_{7/2}$. Desta forma, de acordo com a configuração de camadas, os próximos estados excitados, $7/2$ e $5/2$, posicionam-se na camada superior, $g_{7/2}$ e $d_{5/2}$ respectivamente, o

que significa uma separação grande em energia em relação ao estado fundamental, contrariando os fatos experimentais.

c) Modelo de Kisslinger e Sorensen⁽²⁴⁾

Neste modelo, os estados do núcleo são descritos em termos de acoplamento de quase-partícula-fônon (QPC). A determinação das propriedades nucleares, por sua vez, leva em conta efeitos de interação adicional de curto alcance. Esta determinação é feita por meio da aplicação da teoria de perturbações às funções de onda de emparelhamento mais quadrupolo. O modelo inclui também efeitos coletivos nos núcleos esféricos.

Para a camada $g_{7/2}$, o modelo prevê níveis de paridade positiva com spins $1, 1+1, 1+2$ para uma excitação de um fônon de energia $h\nu$. Os cálculos realizados para os isótopos de Tc⁽²⁷⁾ mostraram que a energia de excitação dos estados $9/2^+$ aumenta rapidamente com o aumento de número de nêutrons (pares de nêutrons), de modo que o estado $1/2^-$ torna-se o estado fundamental para $A > 95$. Entretanto esta previsão não concorda com os dados experimentais. O modelo também falha na previsão dos estados $7/2^+$ e $5/2^+$.

d) Modelo de Sherwood e Goswami⁽²⁸⁾

Outras tentativas foram feitas com base no modelo QPC, só que usando a teoria de acoplamento estendido a

quase-partícula-fônon (EQPC), de Sherwood e Goswami. Este modelo inclui no tratamento teórico, os efeitos de correlação entre os estados do núcleo que compõem o caroço, reduzindo a energia de separação entre os níveis de fônon e quase-partícula. O cálculo da energia dos níveis para os estados $9/2^+$, bem como o espaçamento em energia do estado $1/2^-$, nos isótopos mais leves do Tc estão em bom acordo com os dados experimentais, entretanto, a previsão teórica de $I^\pi = 1/2^-$ para o estado fundamental no ^{103}Tc , não. Para os níveis de $5/2^+$ e $7/2^+$ e outros de spins mais altos, os cálculos mostraram uma degenerescência em energia.

Posteriormente, utilizando o mesmo modelo, Goswami e Nalcioglu⁽⁴¹⁾ fizeram novas previsões para as energias dos níveis em alguns isótopos do Tc. Levaram em conta, em seus cálculos, interações quadrupolares estimadas de medidas de momento de quadrupolo dos núcleos vizinhos, ^{104}Ru e ^{102}Pd . Os resultados removeram a degenerescência do fônon.

e) Modelo de três-quase-partículas⁽⁵³⁾

Dos vários modelos mencionados, a teoria elaborada por Kisslinger para três-quase-partícula, apresenta a melhor concordância com os resultados experimentais. O desenvolvimento teórico do modelo, que leva em conta a diagonalização da Hamiltoniana de emparelhamento mais quadrupolo para o estado de três-quase-partícula, $(g_{7/2})^3$, mostra que os níveis a $9/2^+$ (0 keV) e $7/2^+$ (9 keV) são particularmente

sensíveis à intensidade da interação de emparelhamento mais quadrupolo, assim, a possibilidade do estado $7/2^+$ existir a baixa energia é viável. Entretanto esta previsão teórica não explica a baixa energia do nível $5/2^+$ (16 keV).

Recentemente, outros modelos foram utilizados na interpretação da estrutura dos isótopos de ^{138}La . É o caso do modelo de Alaga⁽²⁾ o qual envolve o acoplamento de três-quase-partícula com um caroço vibrador e tanto os efeitos dinâmicos (acoplamento quase-partícula-vibrador) quanto os efeitos cinemáticos (consideração explícita do princípio de Pauli entre as partículas de valência) são incluídos. Os cálculos realizados por Abecasis e outros⁽³⁾, referentes a energia dos níveis e propriedades de decaimento, são consistente com a tendência geral observada experimentalmente nos isótopos do ^{138}La com $H = 95, 97, 99$ e 101 , embora nenhuma previsão teórica seja feita para um dos isótopos especificadamente.

Os estados de paridade positiva ($9/2^+$, $7/2^+$ e $5/2^+$), para os vários isótopos do ^{138}La , também foram estudados pela aproximação do modelo de bósons-férmions interagentes (IBFM)⁽⁴⁾. Este modelo é uma extensão do modelo de bósons interagentes (IBM), descrito com detalhes no capítulo VI do texto. De acordo com esta aproximação (IBFM) o núcleo com H ímpar é descrito em termos de férmions acoplados ao caroço par-par, o qual consiste de interações de bósons s e d . Então, a Hamiltoniana inclui o operador de bósons para o caroço, um simples operador de partícula para os férmions

(núcleon desemparelhado) e o operador de troca entre bósons e férmions.

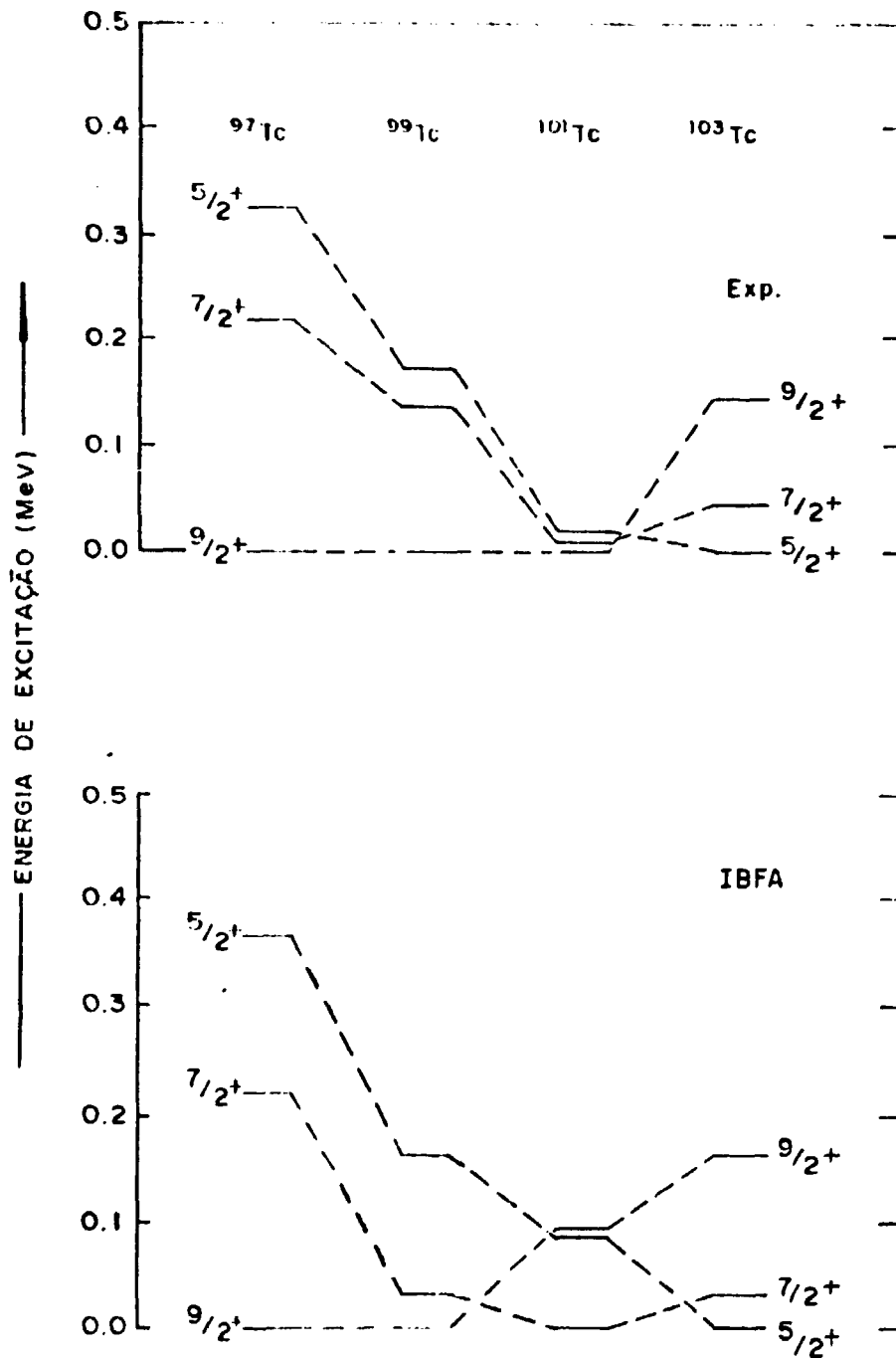
O recente trabalho realizado por De Gelder e outros⁽²⁰⁾ fornece informações experimentais do núcleo de ^{103}Tc , até então muito pouco estudado⁽²²⁾. Nesse trabalho este núcleo é estudado por meio da reação $^{104}\text{Ru}(d,^3\text{He})^{103}\text{Tc}$. A partir dessas informações realizaram cálculos, por meio do modelo IBFM, os quais foram estendidos aos núcleos ímpar de Tc , de $A = 97, 99$ e 101 . Utilizaram como caroço o núcleo par-par de Ru e a camada fechada de $Z = 50$ para o número de bósons prótons. Estas considerações foram feitas com base em outros estudos de núcleos com A ímpar, caso do $\text{Xe}^{(21)}$, $\text{Eu}^{(24)}$, $\text{Pt}^{(24)}$ e $\text{Au}^{(20)}$ e também com núcleos na região de $A \approx 100$ por Kaup e outros⁽²³⁾. Entretanto, os resultados que evidenciam proximidades de deformação para $N = 58$ e 60 , só não são favoráveis ao núcleo de ^{103}Tc .

A comparação sistemática entre os resultados experimentais e os obtidos pelo modelo IBFM, no trabalho realizado por De Gelder e outros⁽²⁰⁾, são apresentados na figura IV.1.

IV.2.1 - Sistemática de Resultados Experimentais nos núcleos de Tc com A ímpar

As principais características dos isótopos de Tc com número de prótons ímpar, são: presença de spin e paridade $9/2^+$ no estado fundamental; estados de baixa

Figura IV . 1 Sistemática entre resultados experimentais e teóricos do Tc com A-ímpar, obtidos pelo modelo IBFA.



energia com spins e paridades $5/2^+$ e $1/2^+$ e um estado isomérico $1/2^-$.

Uma comparação da estrutura dos níveis de baixa energia nos isótopos de $^{95-103}\text{Ic}$ com H -ímpar (95-103) é mostrada na figura IV.2. De uma forma geral nota-se um decréscimo sistemático nas energias de excitação dos níveis quando pares de nêutrons são adicionados sucessivamente no ^{95}Ic . A única exceção dessa sistemática deve-se ao estado $1/2^-$ onde a energia de excitação aumenta à medida que o número de nêutrons também aumenta. Desta forma é admissível considerar o estado $1/2^-$ como um estado predominantemente de partícula (próton $p_{1/2}$) enquanto os outros níveis exibem um comportamento coletivo.

Uma comparação entre a localização do primeiro estado excitado 2^+ dos isótopos adjacentes do Molibdênio e o centro de gravidade⁽⁴¹⁾ dos níveis de baixa energia a $3/2^-$ e $5/2^-$ dos isótopos do $^{95-101}\text{Ic}$ para $H = 95$ a 101 , mostrada na figura IV.3, foi feita por Wright e outros⁽¹⁰⁰⁾. Com base nos fatos apresentados nesta figura, as tendências observadas no comportamento energético desses níveis, supostamente formados pelo acoplamento de um próton no estado $p_{1/2}$ com o primeiro estado 2^+ dos isótopos pares do Mo , são possivelmente associados a transições de estrutura coletiva. Entretanto, esta característica não é inteiramente estabelecida pois estudos realizados por Cook e Johns⁽²⁶⁾, em termos do modelo de De-Shalit⁽²¹⁾, mostram que estes

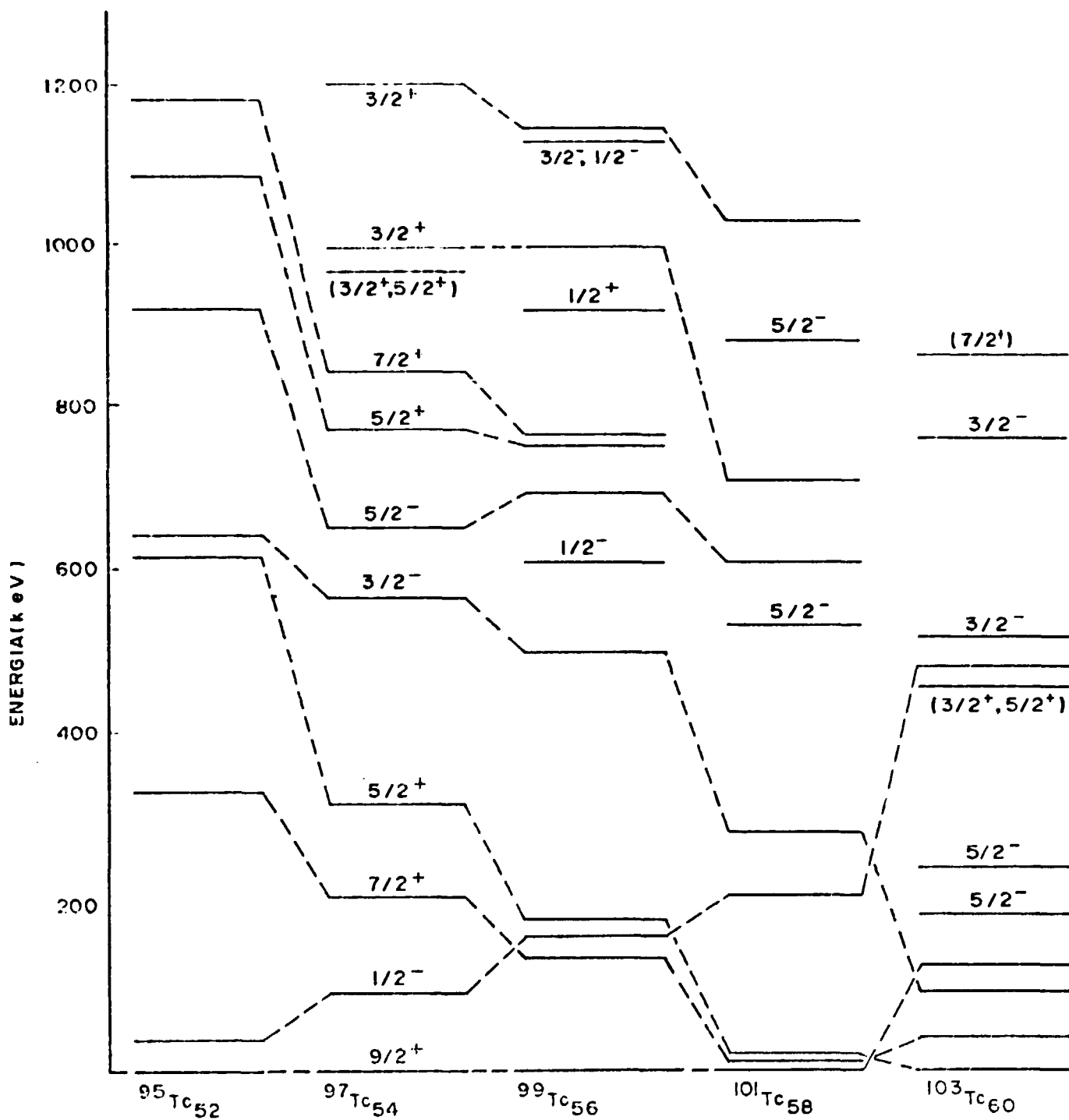


FIG. IV . 2

Sistemática dos estados de baixa energia nos núcleos de Tc com A-ímpar.

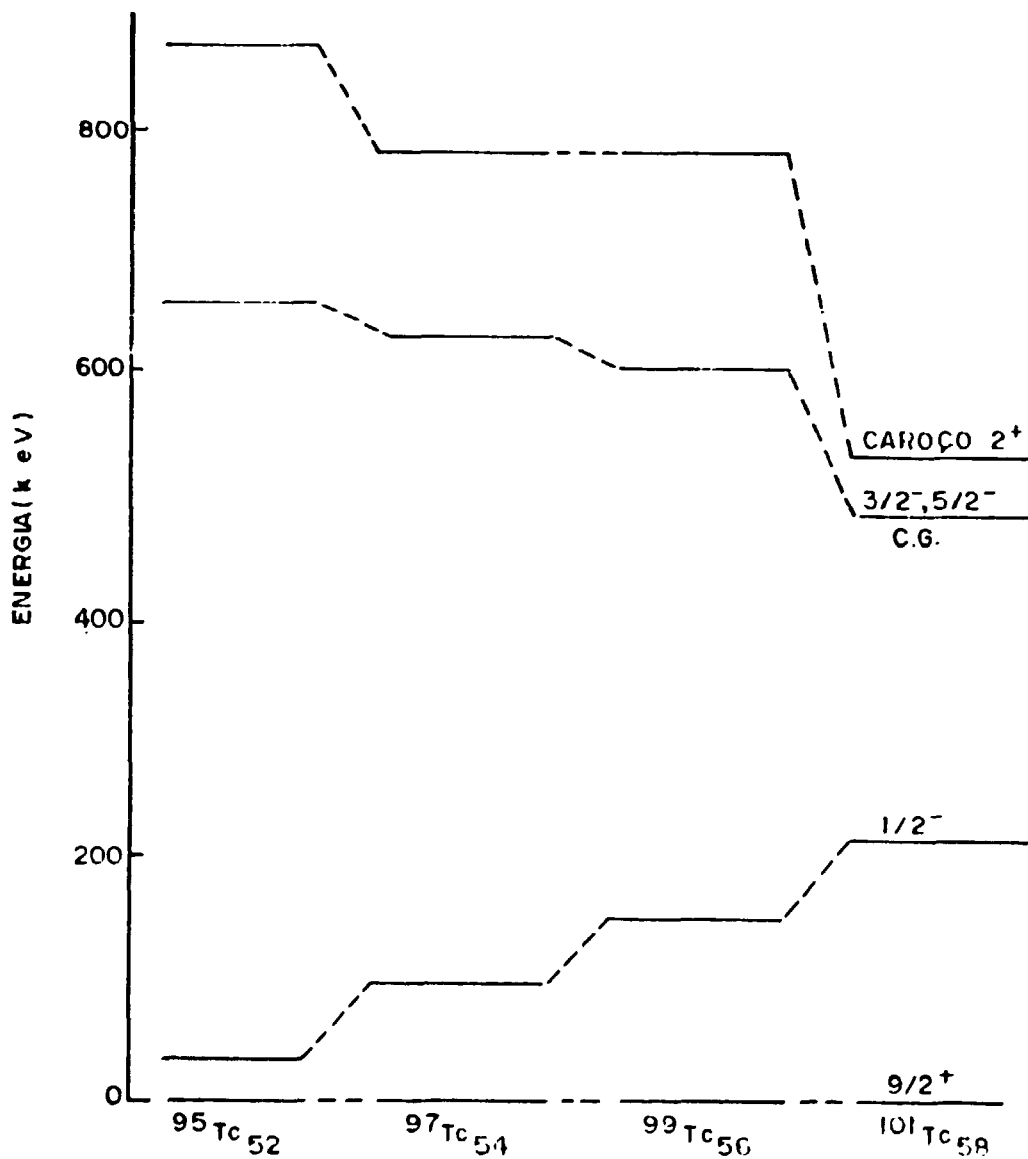


Figura IV . 3

Comparação do primeiro estado excitado 2^+ do núcleo com o centro de gravidade dos estados $\frac{3}{2}^-$ e $\frac{5}{2}^-$ dos isótopos do Tc com A -ímpar.

estados devem conter também as misturas de partícula simples dos estados de buraco $2p_{1/2}$ e $1f_{7/2}$.

Este estudo sistemático pode ser feito para os estados de baixa energia onde algumas propriedades já estão bem estabelecidas, entretanto, para níveis acima de 500 keV, as informações experimentais são poucas, sendo difícil qualquer tipo de descrição em termos de modelos nucleares.

As medidas experimentais mais recentes, até a realização deste trabalho, foram obtidas por Cheung e outros⁽²⁴⁾. Nesse trabalho os núcleos de Tc com A ímpar, são estudados por meio das reações: $^{94}_{42}\text{Mo}(\alpha, d)^{95}_{43}\text{Tc}$ e $^{96}_{42}\text{Mo}(\alpha, d)^{97}_{43}\text{Tc}$. De acordo com os resultados obtidos verifica-se uma variação sistemática e gradual das várias componentes da configuração de prótons com o número de nêutrons, que poderiam levar a idéia de estrutura rotacional para esses níveis, a baixa energia. No entanto, a ausência de transição $L = 4$, forte, para os estados excitados do $^{97}_{43}\text{Tc}$ faz com que também a proposição de estrutura rotacional, para estes estados seja mau definida.

A discussão apresentada mostra o complexo problema que é descrever a estrutura de níveis do $^{97}_{43}\text{Tc}$ até o presente momento, embora alguns dos estados possam ser qualitativamente descritos em termos de alguns modelos fenomenológicos.

Para uma interpretação mais consistente da estrutura nuclear do $^{97}_{43}\text{Tc}$ torna-se necessário cálculos mais refinados utilizando-se parâmetros experimentais, o que

extrapola o objetivo do presente trabalho. Assim, espera-se que os resultados obtidos neste trabalho sejam instrumentos para futuros cálculos.

C A P Í T U L O V

CORRELAÇÕES ANGULARES GAMA-GAMA NO NÚCLEO DE ^{76}Se

V.1 - Introdução

Os isótopos par-par do Selênio ($Z = 34$ e $N = 34$ a 48) são afastados das camadas fechadas de 28 e 50 tanto para prótons como para nêutrons. Desta forma podem ser considerados como núcleos quase-esféricos e portanto descritos em termos do modelo vibracional puro⁽⁶³⁾. Qualitativamente isto pode parecer viável pois todos os isótopos possuem um tripleto de estados com spin e paridade 0^+ , 2^+ e 4^+ , cuja energia é aproximadamente o dobro da energia do primeiro estado excitado 2^+ . Entretanto não é o que se observa, pois muitas das propriedades individuais destes núcleos mostram incompatibilidade com as previsões do modelo vibracional puro, sugerindo que a estrutura desses níveis seja bem mais complexa.

Um grande número de investigações envolvendo decaimento β^- do ^{76}As e β^+/EC do ^{76}Br , relacionados no Nuclear Data Sheets⁽⁷⁰⁾, foram realizadas para uma melhor compreensão da estrutura nuclear do ^{76}Se . Os primeiros estudos foram realizados com o uso de detectores de $\text{NaI}(\text{Tl})$ ^(38,39,42), enquanto os estudos mais recentes utilizaram os detectores de $\text{Ge}(\text{Li})$ ^(10,58,65,72) para espectros

simples e uma combinação de NaI(I ℓ) com Ge(Li)^(52,73,75) para medidas de coincidências gama-gama. Todas estas investigações levaram a um esquema de níveis bem estabelecido para ^{76}Se , com vários estados excitados definidos em relação a seu spin e sua paridade.

Recentemente, informações adicionais sobre as propriedades coletivas dos níveis do ^{76}Se , foram obtidas através de estudos por meio de reações nucleares, tais como: $^{76}\text{Se}(n,n')$ ⁽⁵⁹⁾; $^{76}\text{Se}(p,p')$ ⁽³⁰⁾; $^{76}\text{Ge}(\alpha,2n\gamma)$ ⁽⁶⁹⁾ e $^{71}\text{Ga}(^7\text{Li}, 2n\gamma)$ ⁽⁷⁷⁾.

O estudo de correlação angular gama-gama, anterior a este trabalho, foi realizado por Kaur e outros⁽⁵²⁾ onde sete cascatas-gama relativamente fortes foram medidas, além da determinação da mistura multipolar, $\delta(E2/M1)$, para cinco transições gama. Assim, o presente trabalho foi realizado com o propósito de medir correlações angulares gama-gama para um grande número de transições incluindo as de intensidades intermediárias para melhor elucidar a estrutura dos níveis do ^{76}Se . Foi utilizado um espectrômetro constituído por dois detectores de Germânio hiperpuro para uma melhor definição dos spins de alguns níveis, além da obtenção de mistura multipolar para tantas transições gama quanto possível. Os níveis e as transições no ^{76}Se foram estudados através de medidas de 24 cascatas-gama, populadas pelo decaimento β^- do ^{76}As .

Os resultados de um recente estudo de orientação nuclear do ^{76}As e decaimento β^- , foram publicados quando os

resultados deste trabalho estavam sendo analisados. Nesse estudo, realizado por Subber e outros⁽²³⁾, a mistura multipolar de diversas transições gama no ^{76}Se foram determinadas por meio dos coeficientes de distribuição angular que, em muitos casos, apresentam grandes erros estatísticos. De qualquer forma, esses dados foram bastante úteis para fins de comparação com os resultados obtidos neste trabalho.

V.2 - Técnica Experimental

V.2.1 - Preparação da fonte radioativa de ^{76}As

Para a realização das medidas de correlação angular das cascatas γ - γ do núcleo de ^{76}Se , utilizou-se fontes radioativas de ^{76}As obtidas pela reação $^{75}\text{As}(n, \gamma)^{76}\text{As}$. Assim, o decaimento β^- do ^{76}As ($T_{1/2} = 26,3$ horas)⁽²⁴⁾ popula os vários níveis de energia do ^{76}Se , possibilitando o estudo das cascatas-gama neste núcleo. Para obtenção de cada amostra, aproximadamente 10mg de Arsênio metálico (99,99% de pureza), foi irradiado em um fluxo de nêutrons térmicos de 10^{13} n/cm²s, no Reator IEA-R1, por um período de 3 horas. O ^{76}As assim obtido, foi dissolvido em algumas gotas de ácido nítrico resultando numa fonte líquida. Parte desta amostra era transferida para um porta amostra de lucite (5mm x 3mm de diâmetro) e colocada no centro geométrico da mesa de correlação angular, onde eram efetuadas as medidas.

Foram utilizadas fontes líquidas para minimizar qualquer efeito de atenuação nas correlações angulares que pudessem ser causadas por campos extranucleares e também, para facilitar o controle da atividade inicial de cada amostra. Este controle era feito por meio do acréscimo de gotas da solução ativa sendo estabelecida uma atividade inicial de aproximadamente 30 μ Ci para cada amostra.

Cada amostra foi utilizada por um período de 16 horas antes do acréscimo de atividade para o valor inicial. Em média, cada irradiação rendia cerca de cinco fontes. No total foram feitas cerca de 100 fontes de ^{214}As .

O espectro direto de raios gama das fontes, assim obtidas, observado no detector de HPGe de 115 cm 3 de volume, é apresentado na figura V.1.

V.2.2 - Medida de correlação angular direcional γ - γ

Para a realização das medidas de correlação angular utilizou-se o espectrômetro manual, HPGe (115 cm 3)-HPGe(89 cm 3), descrito em II.1.2. Todas as medidas foram realizadas em quatro ângulos: 90°, 120°, 150° e 180°, com um tempo de contagem de 4 horas para cada ângulo, num total de 16 horas de medida com cada fonte.

A tabela V.1 apresenta as cascatas-gama que foram medidas em cada posição da janela: $J_1 = (1212 + 1216 + 1228)$ keV, $J_2 = (559 + 563 + 571 + 575)$ keV e $J_3 = (559 + 563)$ keV.

Tabela V . 1: Cascatas-gama medidas para cada posição da janela selecionada no monocanal (^{76}Se).

janela (keV)	cascata γ - γ (keV - keV)
$J_1 = 1212 \text{ a } 1228$	571 - 1216
	575 - 1228
	665 - 1216
	867 - 1228
	882 - 1228
	1212 - 657
	1212 - 1216
	1439 - 1216
	1453 - 1216
	657 - 559 (*)
$J_2 = 559 \text{ a } 575$	772 - 559
	1130 - 559
	1228 - 559 (*)
	1870 - 559
	2096 - 559 (*)
	2111 - 559 (*)
	665 - 563 - 559 (*)
	740 - 1130 - 559
	867 - 1228 - 559
	882 - 1228 - 559
$J_3 = 559 \text{ a } 563$	1212 - 657 - 559 (*)
	1439 - 657 - 559 (*)
	1453 - 657 - 559 (*)
	559 - 563

(*) cascatas gama medidas também com a janela de (559 + 563) keV

coincidências acidentais, uma vez que a cascata estudada está na região do espectro de baixa energia e é formada pelo raio gama de 559 keV, o qual é muito intenso. Além disso, o gama de 559 keV é coincidente com um grande número de outros raios gama, conforme mostra a figura V.6, sendo alguns deles também intensos e de energia mais alta, o que contribui fortemente para uma elevada taxa de Compton. Portanto, nesta medida tomou-se cuidado de utilizar fontes menos intensas, da ordem de, no máximo, 10¹¹Ci.

De acordo com a tabela V.1, além da cascata-gama de 559-563 keV, a janela de (559 + 563) keV possibilitou a medida de 8 cascatas já estudadas com a janela de (559 + 563 + 571 + 575) keV. Em particular, para estas cascatas, os resultados da correlação angular obtidos pelas duas janelas foram consistentes, o que permitiu a soma dos dados para o cálculo dos coeficientes A_{kk} , apresentado na tabela V.2. Na figura V.4 a função correlação angular, ajustada à expressão $W(\theta) = \sum_k A_{kk} P_k \cos^k$ e os pontos experimentais, para cada cascata e para cada janela, é apresentada possibilitando a comparação desses resultados.

Observando o esquema de decaimento, figura V.6, nota-se que apesar da transição gama de 571 keV ser coincidente com as transições de 575 keV e 657 keV, gerando as cascatas de: (575 - 571 - 657 - 559) keV, (571 - 657 - 559) keV e (575 - 571) keV, estas medidas não foram possíveis. Isto, devido alta taxa de Compton, que os

próprios raios gama das janelas ocasionam a qual é de difícil correção tanto com J_1 como com J_2 .

Ainda em relação ao esquema de decaimento é importante ressaltar que existem transições-gama de aproximadamente mesma energia situadas em diferentes níveis de energia. É o caso da transição de 665 keV proveniente do nível a 1787 keV, cuja a intensidade $(0.90 \pm 0.07)^{74\text{As}}$ é maior do que a outra $(0.08 \pm 0.08)^{74\text{As}}$, de mesma energia, proveniente do nível a 1880 keV. Portanto a transição de 665 keV da cascata-gama de 665 - (563) - 559 keV é diferente da transição que faz parte da cascata-gama de 665 - 1212 keV. O mesmo ocorre com a transição de 1130 keV, ou seja, este gama proveniente do nível a 1689 keV, que faz parte da cascata 1130 - 559 keV, medida neste trabalho, tem intensidade maior $(0.32 \pm 0.02)^{74\text{As}}$ do que aquela proveniente do nível a 2347 keV que compõe a cascata tripla, 1130 - (657) - 559 keV que, devido a fraca intensidade $(0,04 \pm 0.03)^{74\text{As}}$, não foi medida.

V.3 - Resultados experimentais

O espectro direto de raios gama do decaimento do ^{74}As observado com o detector de HPGe (115 cm²) é apresentado na figura V.1.

Os espectros de coincidência γ - γ observados para cada janela, com o detector de HPGe (115 cm²), são apresentados nas figuras V.2 e V.3.

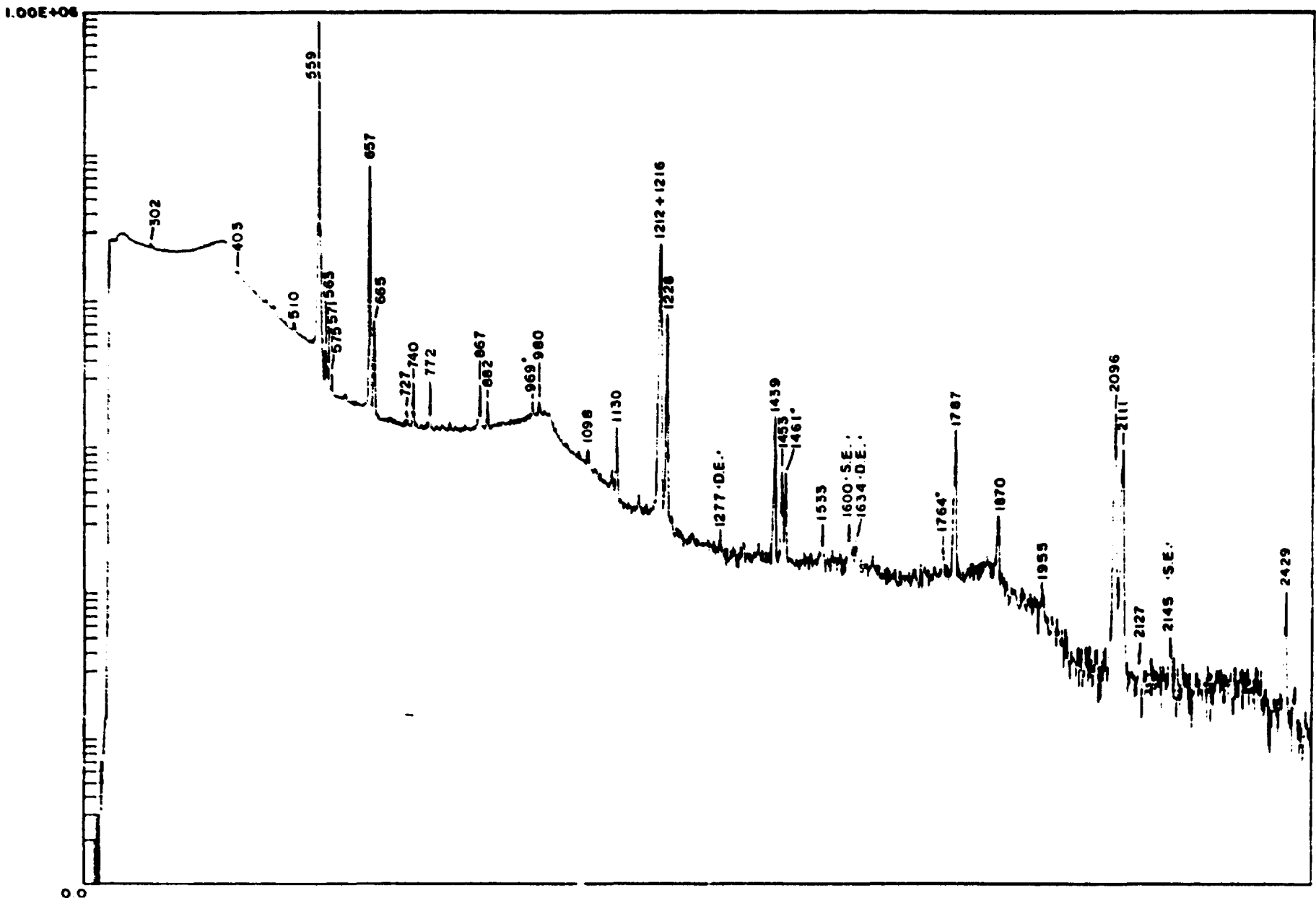
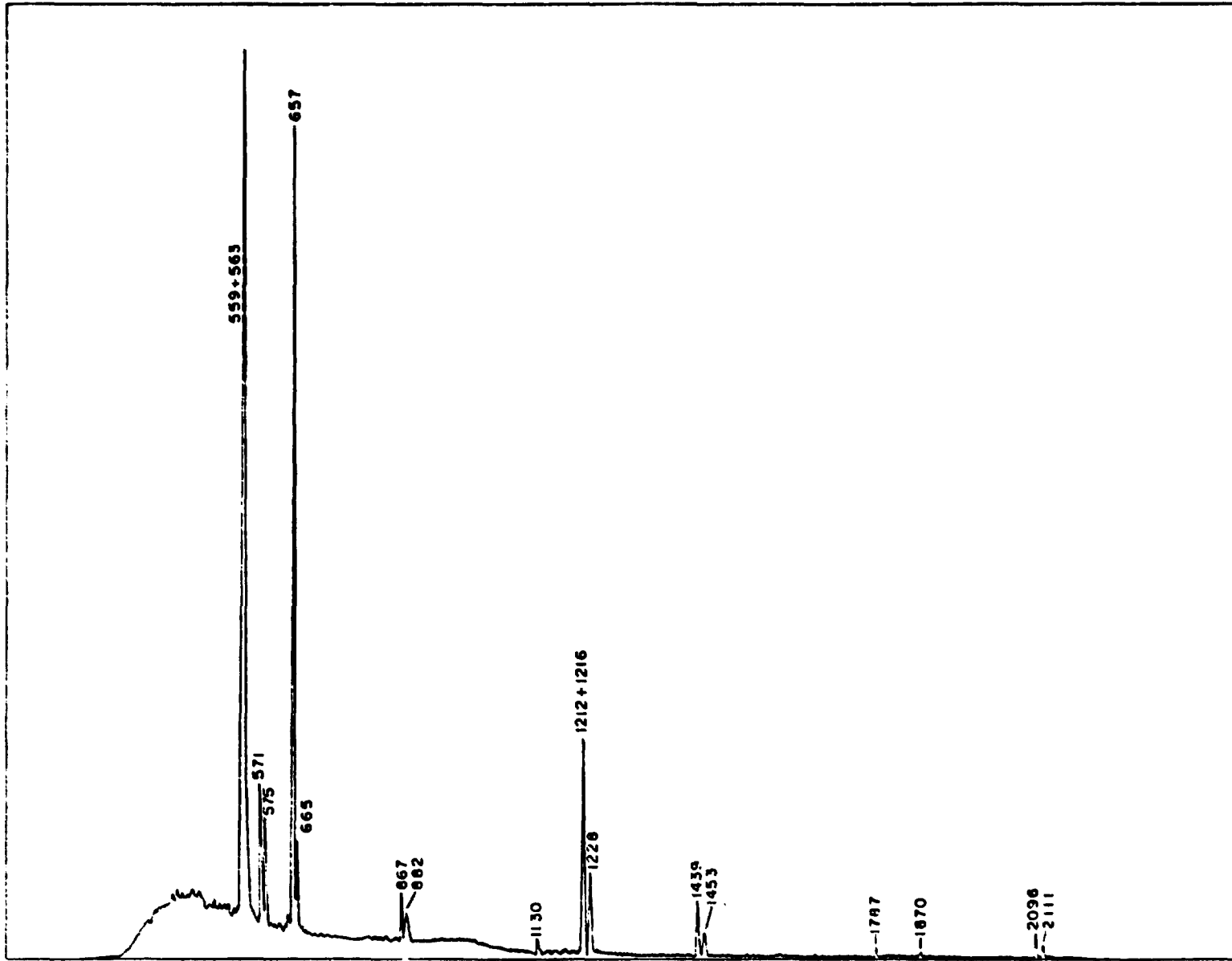


Figura V . 1 Espectro direto de raios γ do decaimento do ^{76}As , do detector de HPGc para energias mais baixa, onde: 'BG' simples escape e 'D.E.' duplo escape.

CONTAGENS



CANAL

Figura V . 2 Espectro de coincidências γ - γ para janela centrada em (1212 + 1216 + 1228) keV

CONTAGENS

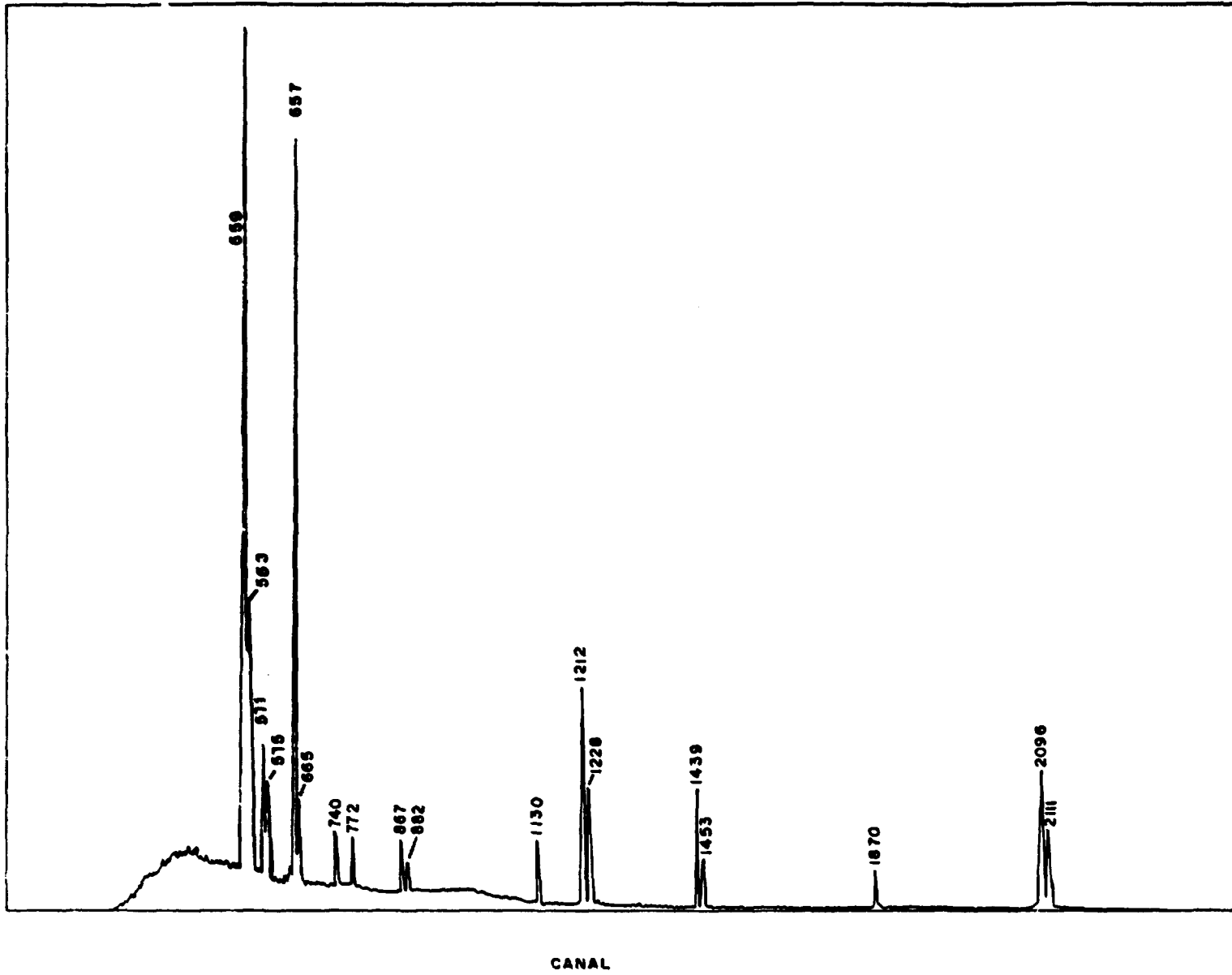


Figura V . 3 Espectro de coincidências γ - γ para a janela centrada em (559 + 563 + 571 + 575) keV

Os coeficientes de correlação angular A_{22} e A_{44} , obtidos conforme descrito em 11.2.2, são apresentados na tabela V.2. A figura V.4 apresenta as curvas de correlação angular ajustada para o polinômio $W(\theta) = 1 + A_{22} P_2 \cos^2 \theta + A_{44} P_4 \cos^4 \theta$, para cada uma das cascatas estudadas. Na figura V.5 temos as curvas paramétricas de A_{22} e A_{44} em função da mistura multipolar de algumas transições para as sequências de spins escolhidas, onde estão assinalados os valores experimentais dos coeficientes A_{kk} (numerados na tabela V.2) com os seus respectivos erros.

As razões de mistura multipolar, $\delta(E2/M1)$, das transições gama obtidas conforme descrito em 11.2.3, 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 apresentados na tabela V.3. Nesta tabela os resultados de outros trabalhos foram incluídos para comparação.

A figura V.6 mostra o esquema parcial do decaimento β^- do ^{214}As , onde apenas as transições gama e os níveis de energia de interesse deste trabalho são mostrados. Tanto o spin como a paridade, apresentados no esquema, na maioria dos casos, são consistentes com nossos resultados e também com os de outros trabalhos (12, 52, 67, 75, 93, 97).

A atribuição de spin e paridade para cada um dos níveis e os resultados das medidas de correlação angular direcional são discutidos a seguir.

TABELA V . 2 Valores de A_{22} e A_{44} para as cascatas gama no Se^{76}

Nível (keV)	Cascata γ - γ (keV-keV)	Janela (keV)	Neste trabalho	ref. (52)	ref. (75)	ref. (78)	ref. (42)
			A_{22} A_{44}	A_{22} A_{44}	A_{22} A_{44}	A_{22} A_{44}	A_{22} A_{44}
1122	a) 563 - 559	559	0.234 ± 0.036	0.257 ± 0.092	0.25 ± 0.05		
			1.108 ± 0.078	1.148 ± 0.145	1.09 ± 0.09		
1216	b) 657 - 559	559	-0.225 ± 0.025	-0.220 ± 0.007	-0.185 ± 0.012	-0.188 ± 0.012	-0.195 ± 0.01
			0.309 ± 0.038	0.275 ± 0.010	0.305 ± 0.02	0.211 ± 0.014	0.304 ± 0.011
1330	c) 772 - 559	559	0.105 ± 0.019				
			-0.014 ± 0.030				
1629	d) 1130 - 559	559	0.240 ± 0.019	0.255 ± 0.054	-0.1 ± 0.1		
			-0.057 ± 0.032	0.036 ± 0.078	0.1 ± 0.1		
	e) 571 - 1216	1216	0.145 ± 0.022				
			0.048 ± 0.035				
1787	f) 665 - (563) - 559	559	-0.013 ± 0.006				
			0.046 ± 0.010				
	g) 1228 - 559	559	0.471 ± 0.007	0.463 ± 0.006	0.462 ± 0.016	0.265 ± 0.016	0.206 ± 0.011
			0.097 ± 0.011	0.102 ± 0.009	0.150 ± 0.029	0.077 ± 0.020	0.024 ± 0.036
1860	h) 665 - 1216	1216	-0.096 ± 0.042				
			0.021 ± 0.065				

(continua)

TABELA V . 2 (continuação)

Nível (keV)	Cascata γ - γ (keV-keV)	Janeia (keV)	Neste trabalho A_{22} A_{44}	ref. (52) A_{22} A_{44}	ref. (75) A_{22} A_{44}	ref. (78) A_{22} A_{44}	ref. (42) A_{22} A_{44}
2363	i) 575 - 1228	1228	0.352 ± 0.031				
			0.009 ± 0.052				
	j) 740 -(1130) - 559	559	0.143 ± 0.020 -0.033 ± 0.030				
2429	k) 1212 - 657	1212	-0.011 ± 0.008				
			$+0.020 \pm 0.013$				
	l) 1212 -(657) - 559	559	-0.051 ± 0.008				
			0.081 ± 0.012				
	m) 1212 - 1216	1216	-0.058 ± 0.008 0.013 ± 0.013				
n) 1870 - 559	559	0.050 ± 0.040					
		0.008 ± 0.064					
2655	o) 867 - 1228	1228	0.133 ± 0.023				
			-0.003 ± 0.038				
	p) 867 -(1228) - 559	559	-0.095 ± 0.018 -0.016 ± 0.028				

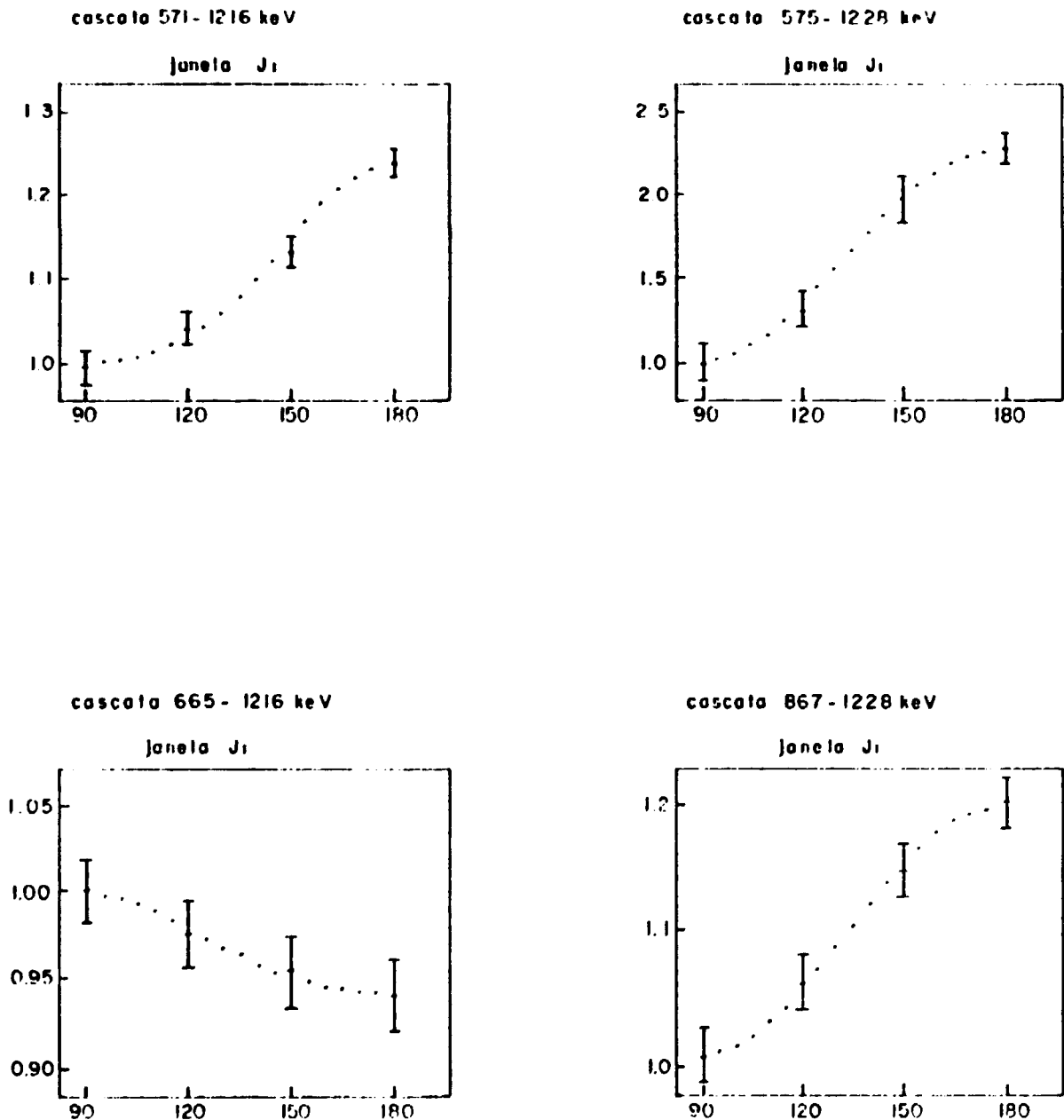
(continua)

TABELA V . 2 (continuação)

Nível (keV)	Cascata γ - γ (keV-keV)	Janela (keV)	Neste trabalho	ref. (52)	ref. (75)	ref. (76)	ref. (42)
			$\begin{matrix} A_{22} \\ A_{44} \end{matrix}$	$\begin{matrix} A_{22} \\ A_{44} \end{matrix}$	$\begin{matrix} A_{22} \\ A_{44} \end{matrix}$	$\begin{matrix} A_{22} \\ A_{44} \end{matrix}$	$\begin{matrix} A_{22} \\ A_{44} \end{matrix}$
2655	q) 1439 -(657) - 559	559	-0.028 ± 0.019 0.010 ± 0.031				
	r) 1439 - 1216	1216	-0.273 ± 0.039 0.012 ± 0.063	-0.377 ± 0.075 0.057 ± 0.106			
	s) 2096 - 559	559	-0.258 ± 0.012 -0.034 ± 0.019	-0.200 ± 0.009 -0.040 ± 0.013			
2670	t) 882 - 1228	1228	0.004 ± 0.034 0.002 ± 0.055				
	u) 882 -(1228) - 559	559	0.010 ± 0.025 -0.080 ± 0.040				
	v) 1453 -(657) - 559	559	-0.046 ± 0.035 -0.048 ± 0.053				
	x) 1453 - 1216	1216	0.223 ± 0.041 -0.040 ± 0.067				
	z) 2111 - 559	559	0.320 ± 0.016 -0.047 ± 0.026	0.259 ± 0.008 0.067 ± 0.013			

Figura V . 4

Função correlação angular ajustada (I-1) e os pontos experimentais da função para as cascatas-gama estudadas no decaimento do As^{76} .

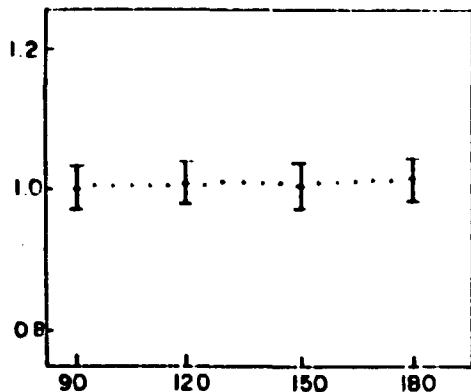


Em cada item da figura temos as coincidências $w(\theta)$, normalizadas em $w(90^\circ)$, no eixo Y e o ângulo θ , em graus, no eixo X.

As energias são dadas em keV.

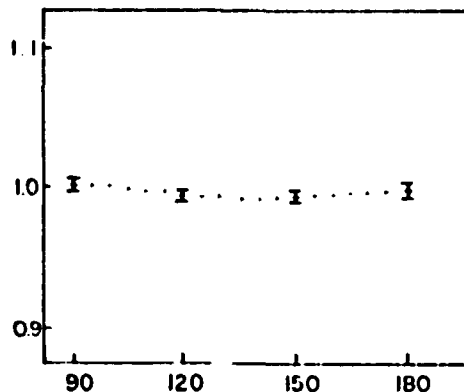
cascata 082-1228 keV

janela J₁



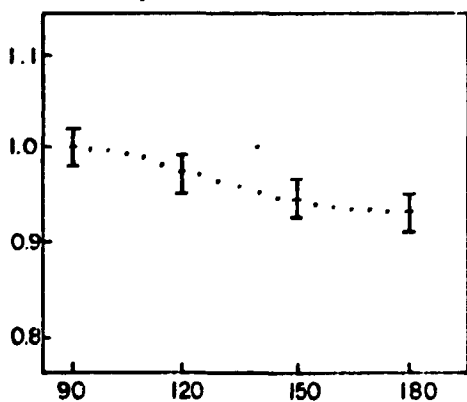
cascata 1212-657 keV

janela J₁



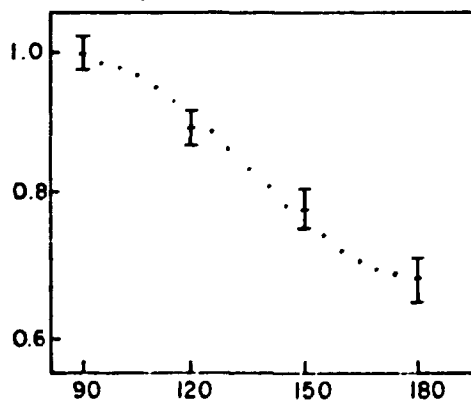
cascata 1212-1216 keV

janela J₁



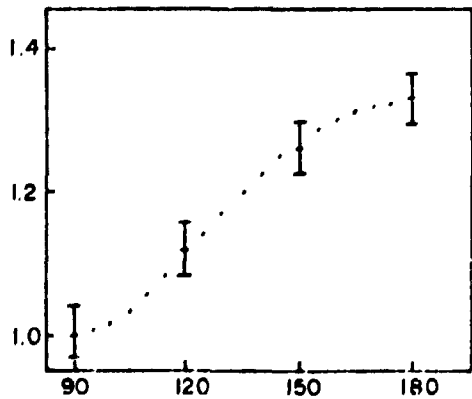
cascata 1439-1216 keV

janela J₁



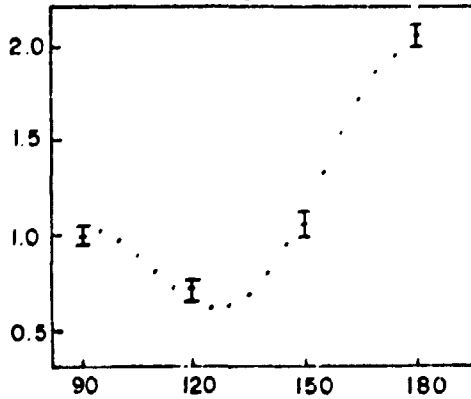
cascata 1453-1216 keV

janela J₁

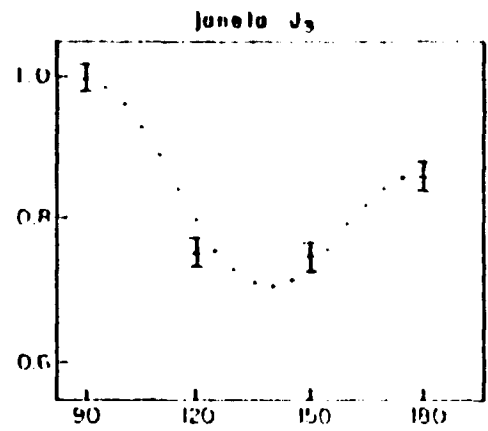
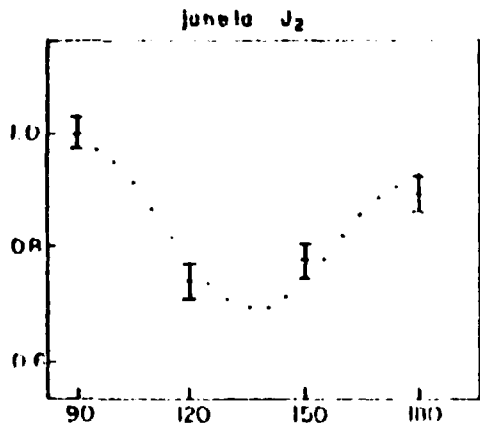


cascata 559-563 keV

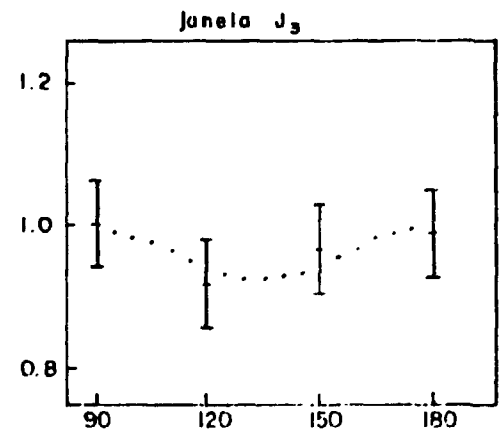
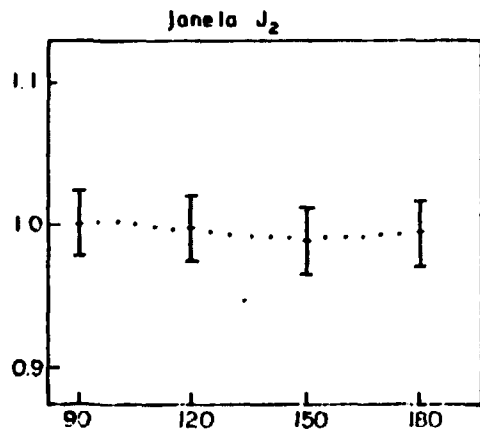
janela J₃



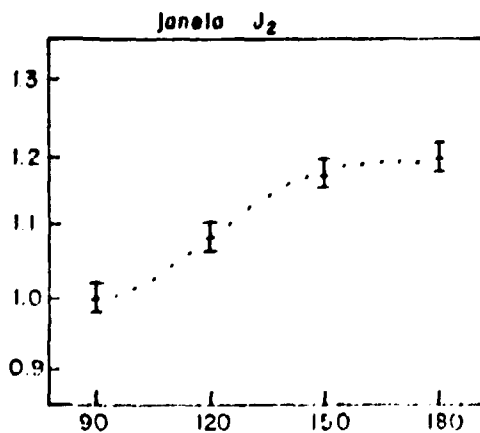
casaca 657-559keV



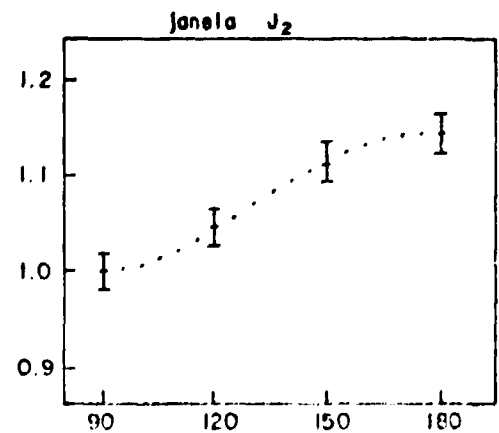
casaca 665-(563)-559 keV



casaca 740-(1130)-559 keV

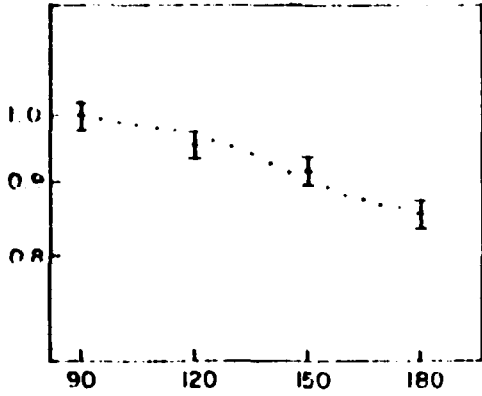


casaca 772-559keV



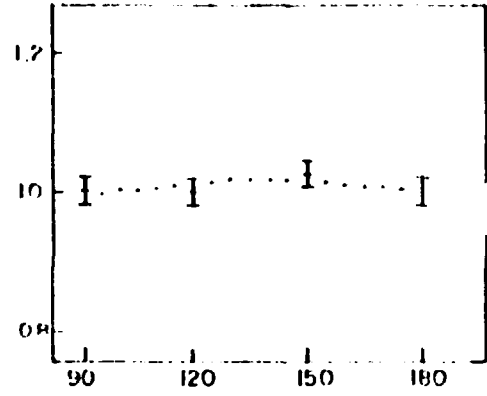
cascafa 867-(1228)-559keV

janela J₂



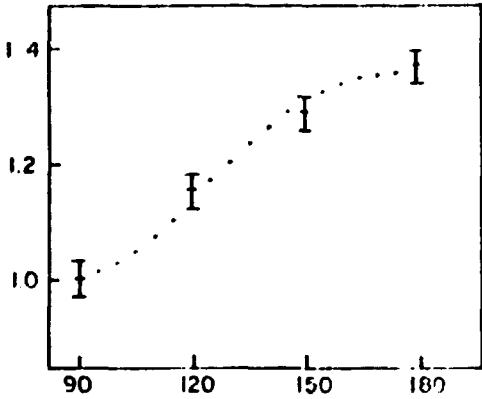
cascafa 882-(1220)-559keV

janela J₂



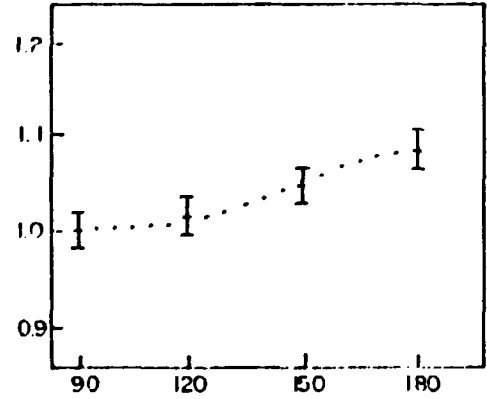
cascafa 1130-559 keV

janela J₂



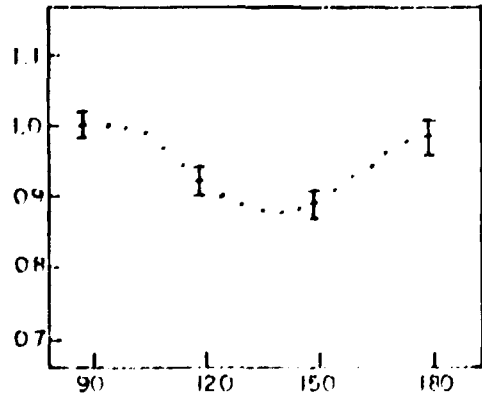
cascafa 1870-559 keV

janela J₂

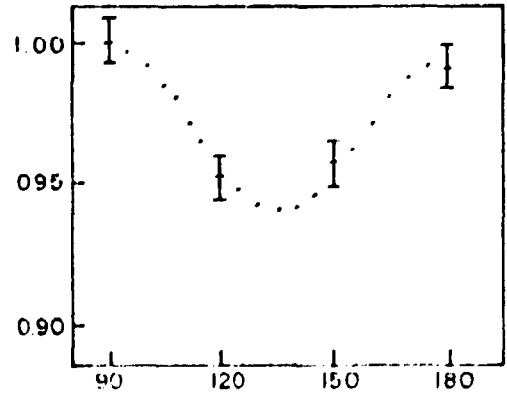


cascafa 1212-(657)-559 keV

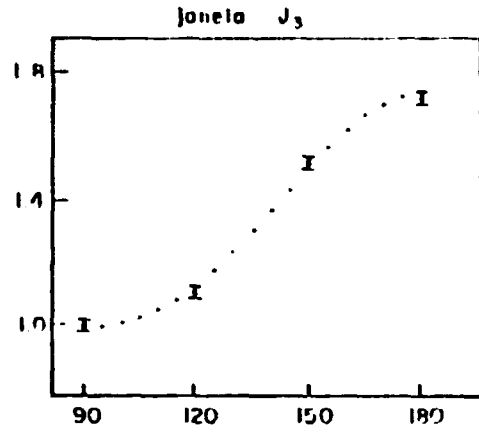
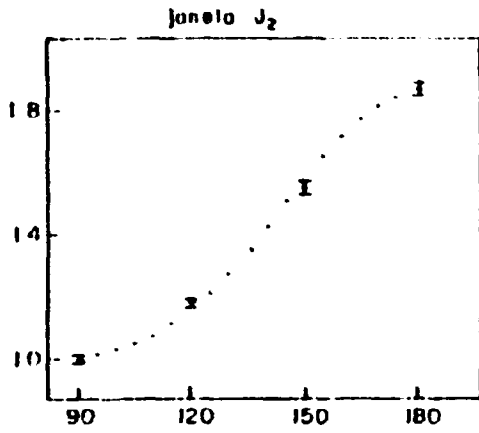
janela J₂



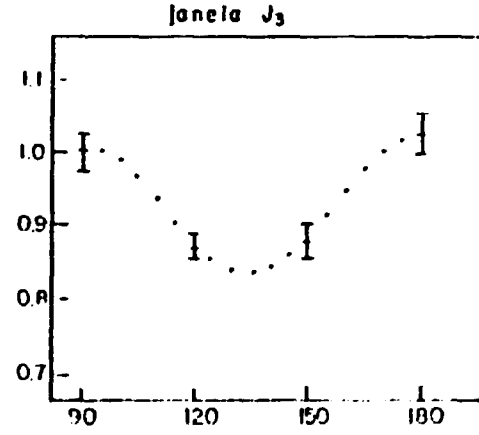
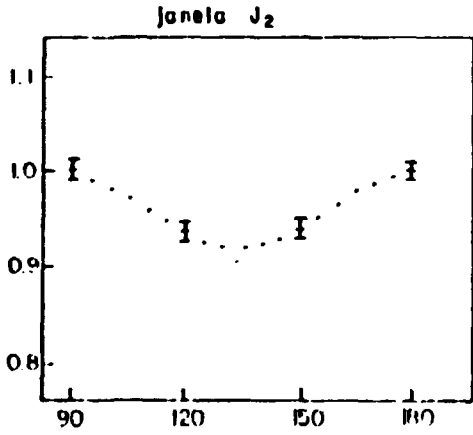
janela J₃



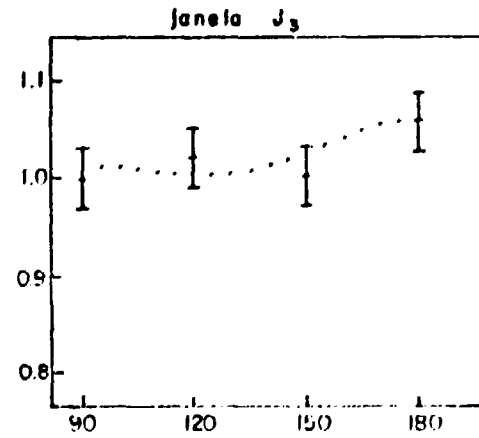
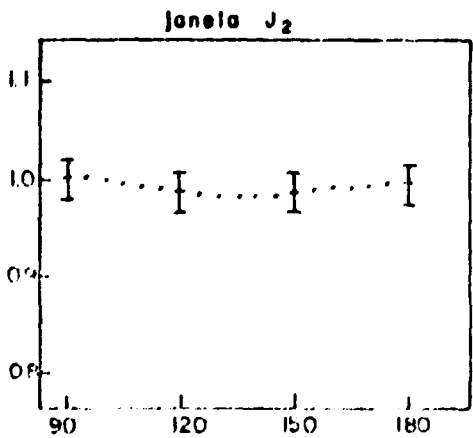
cascola 122A-559 keV



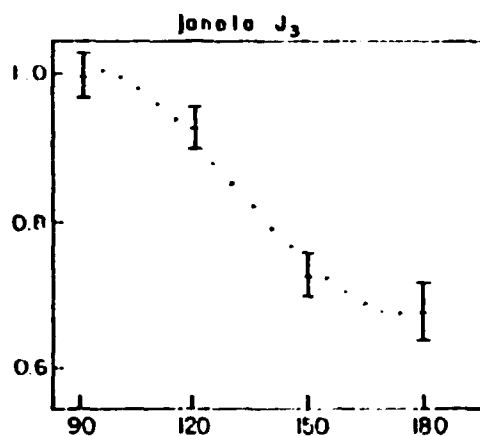
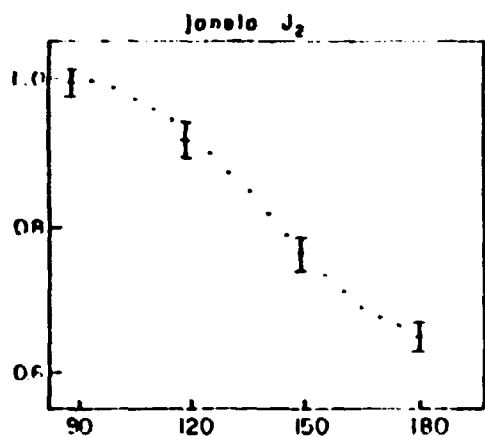
cascola 1439-(657)-559 keV



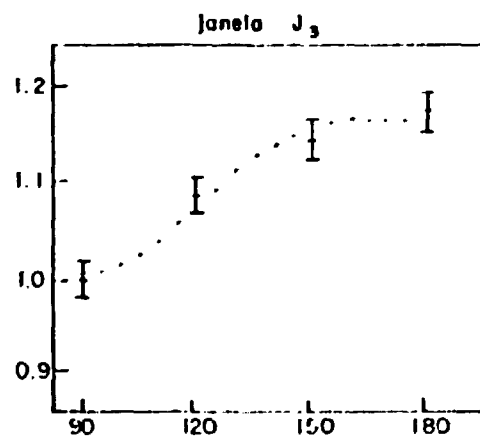
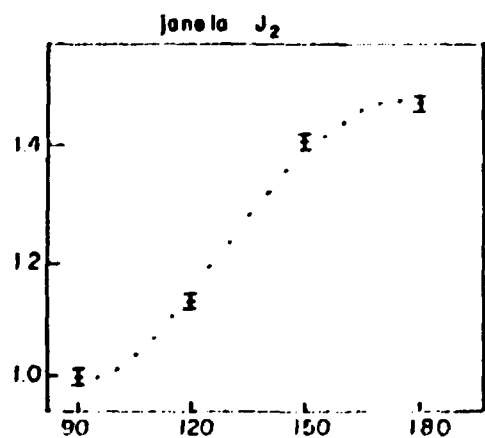
cascola 1453-(657)-559 keV



casca 2096-559 keV



casca 2111-559 keV



Observação: J₁ = (1212 + 1216 + 1228) keV

J₂ = (559 + 563 + 571 + 575) keV

J₃ = (559 + 563) keV

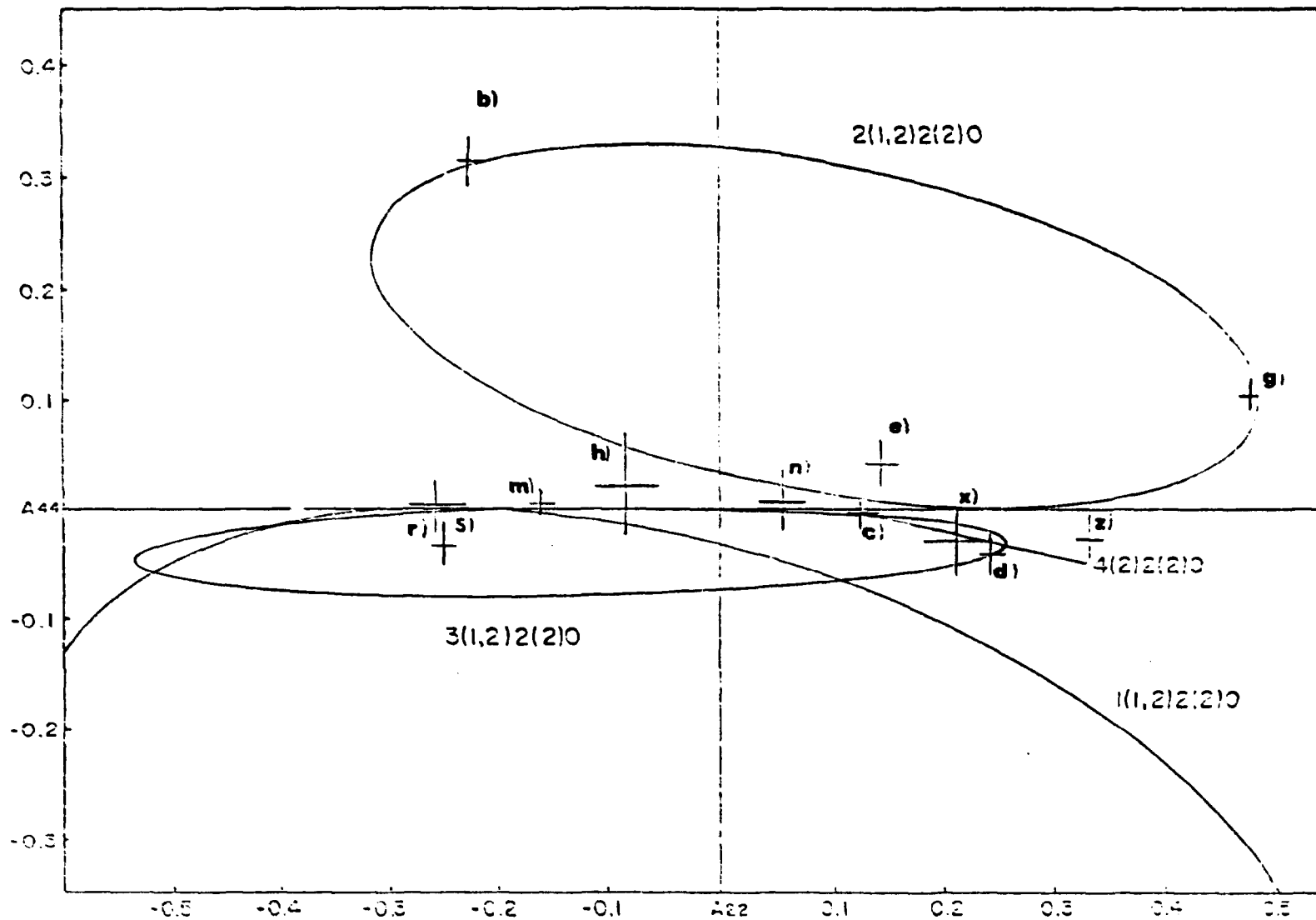


Figura V . 5 Curvas paramétricas dos valores de A_{kk}

TABELA V . 3 Valores das razões de mistura multipolar para as transições gama no ^{76}Se .

Nível (keV)	Transição (keV)	$I_i^{\#} - I_f^{\#}$	Janela (keV)	Razão Mistura (δ) neste trabalho	Razão Mistura (δ) outros autores
					$4.15 \pm 0.20^{(93)}$
					$-4.7 \pm 1.1^{(9)}$ 2.0
1216	657	$2_2^+ - 2_1^+$	559	5.26 ± 0.67 0.56	$0.32 < \delta < 0.48^{(97)}$ $5.2 \pm 0.2^{(12)}$
1330	772	$4^+ - 2_1^+$	559	0.01 ± 0.01	E2 ⁽⁶⁹⁾
1689	1130	$3^+ - 2_1^+$	559	1.08 ± 0.10	$0.57 < \delta < 3.55^{(93)}$ $0.5 < \delta < 1.8^{(52)}$
	571	$2_3^+ - 2_2^+$	1212	0.13 ± 0.12	$\delta > 1.37$ ou ⁽⁹³⁾ $\delta = -0.13 \pm 0.34$
1787	1228	$2_3^+ - 2_1^+$	559	-0.54 ± 0.12 0.08	$-0.53 \pm 0.08^{(93)}$ $-0.49 \pm 0.05^{(14)}$
	665	$2_3^+ - 0_2^+$	559	E2	E2 ⁽⁹³⁾

Continua

TABELA V . 3 (Continuação)

Nível (keV)	Transição (keV)	$I_i^W - I_f^W$	Janela (keV)	Razão Mistura (δ) neste trabalho	Razão Mistura (δ) outros autores
1880	665	$1^+ - 2_2^+$	1216	-0.13 ± 0.09	
		$2_4^+ - 2_2^+$		0.49 ± 0.06	
2367	575	$3_2^+ - 2_3^+$	1212	-1.18 ± 0.28 0.39	0.07 ± 0.10 ou ⁽⁹³⁾ $-13.8 < \delta < -3.7$
		$3^- - 3_1^+$		559	-0.21 ± 0.12
2429	1212	$3^- - 3_1^+$	559	0.03 ± 0.02	0.11 ± 0.10 ⁽⁹³⁾
			1216	0.02 ± 0.02	$-5.7 < \delta < 0.12$ ⁽⁹⁷⁾
	1870	$3^- - 2_1^+$	559	0.17 ± 0.03	0.002 ± 0.076 ⁽⁹³⁾
2655	867	$1^- - 2_3^+$	559	0.14 ± 0.12	0.38 ± 0.57 ⁽⁹³⁾ 0.28
			1228	-0.02 ± 0.03	
	1439	$1^- - 2_2^+$	1216	0.01 ± 0.03	-0.02 ± 0.10 ⁽⁹³⁾ 0.015 ± 0.02 ⁽⁵²⁾ 0.015
	2096	$1^- - 2_1^+$	559	0.02 ± 0.06	0.002 ± 0.081 ⁽⁹³⁾

Continua

TABELA V . 3 (Continuação)

Nível (keV)	Transição (keV)	$I_i^{\#} - I_f^{\#}$	Janela (keV)	Razão Mistura (δ) neste trabalho	Razão Mistura (δ) outros autores
	982	$2^- - 2_3^+$	559	0.21 ± 0.06	$-0.24 < \delta < 5.3^{(93)}$
			1228	0.34 ± 0.24	
2670	1453	$2^- - 2_2^+$	1216	0.05 ± 0.02	$-0.11 \pm 0.12^{(93)}$
	2111	$2^- - 2_1^+$	559	-0.09 ± 0.02	$-0.02 \pm 0.16^{(93)}$ $0.0025 \pm 0.0025^{(52)}$

Ao estado fundamental do ^{74}As foram atribuídos spin e paridade 2^- com base nos estudos realizados por Lemming e outros⁽⁴⁴⁾ e ao estado fundamental do ^{74}Se (núcleo par-par), $I^\pi = 0^+$. Este valor foi confirmado experimentalmente através de medidas de absorção de microondas⁽⁷⁰⁾.

nível a 559 keV

Este nível é alimentado pelo decaimento β^- do ^{74}As com valor de $\log ft$ de $8.1^{(43)}$. Se desexcita por um único raio gama, portanto de 559 keV, cuja intensidade relativa é assumida 100%. Este nível tem sido estudado por diferentes tipos de reações: (γ, γ') ⁽⁴⁴⁾, (d, d') ⁽⁴⁶⁾, (α, α') ⁽¹⁴⁾, $(p, p' \gamma)$ ⁽⁷⁴⁾, $(^3\text{He}, d)$ ⁽⁶⁾, $(^1\text{O}, ^1\text{O})$ ⁽²⁵⁾, (p, t) ⁽²⁰⁾, (n, p) ⁽³⁾, (n, γ) ⁽⁹⁵⁾, (p, p') ⁽³⁰⁾, (n, n') ⁽⁵⁹⁾ e excitação coulombiana⁽¹³⁾ bem como por decaimento β^- do ^{74}As ^(52, 75), por decaimento β^+ do ^{74}Br ⁽⁴⁰⁾ e também por orientação nuclear^(12, 93). Esses resultados confirmam seu spin e paridade 2^+ , portanto a transição a 559 keV é E2.

nível a 1122 keV

Este nível é fracamente alimentado pelo decaimento β^- do ^{74}As , com $\log ft = 10.3^{(43)}$. É também observado no decaimento por captura eletrônica do ^{74}Br ($I^\pi = 1^-$)⁽⁷⁰⁾ e nas reações: (d, d') ⁽⁴⁶⁾, $(p, p' \gamma)$ ⁽⁷⁴⁾, $(^3\text{He}, d)$ ⁽⁶⁾, (p, t) ⁽²⁰⁾,

(n, γ)⁽¹⁹⁵⁾ e (p,p')⁽¹⁹⁶⁾. Em função desses estudos, trata-se de um nível bem estabelecido com spin e paridade 0⁺.

A medida de correlação angular realizada neste trabalho, 563-559 keV, que envolve este nível a 1122 keV como inicial está de acordo com J^π = 0⁺, confirmando o caráter E2 para as duas transições γ que compõem a cascata.

nível a 1216 keV

Este nível é observado na maioria dos estudos que envolvem reações nucleares⁽²⁴⁾.

O spin e paridade 2⁺ para este nível foram estabelecidos em medidas de excitação coulombiana⁽²¹⁾.

Estudos realizados a partir do decaimento β^- por Nagahara⁽²⁵⁾ mostram, através de medidas de coincidências, que este nível se desexcita por meio de dois raios gama, 657 keV e 1216 keV, para os níveis de 559 keV (2⁺) e o fundamental (0⁺), respectivamente. No presente trabalho, foi medida a cascata gama de 657-559 keV. O resultado $M_{\mu\mu}$ para esta medida é apresentado na tabela V.2.

Sendo a transição gama de 559 keV pura (E2), as medidas de correlação angular possibilitaram a determinação da razão de mistura multipolar da transição γ de 657 keV, com o valor de $\delta(657) = 5.26 \pm \begin{matrix} 0.67 \\ 0.56 \end{matrix}$ em bom acordo com o resultado obtido de outros trabalhos^(12,49,53).

nível a 1330 keV

Este nível é baseado na observação do raio gama de 772 keV em coincidência com o raio gama de 559 keV. Desde que este nível é alimentado pelo decaimento β^- do ^{74}As , com valor de $\log ft$ de $11,1^{(43)}$, e decai somente para o nível 2^+ (559 keV), as possibilidades de spin e paridade restringem-se a 0^+ , 3^+ e 4^+ . Foi assumido, a partir de medidas de excitação coulombiana⁽⁴³⁾, como sendo $I^\pi = 4^+$. Posteriormente, estudos relacionados ao decaimento β^- do ^{74}As ⁽⁵²⁻⁷⁵⁾ e, mais recentemente, estudos com a reação $(\alpha, 2n\gamma)^{(47)}$ sustentam esta proposição.

Este nível faz parte de uma das cascatas-gama estudadas, 772-559 keV, como inicial, medida pela primeira vez. O resultado da correlação angular obtido é bastante consistente com a sequência $4^+ - 2^+ - 0^+$, o que faz de 772 keV uma transição praticamente pura de caráter de quadrupolo elétrico.

nível a 1689 keV

Este nível é observado em algumas reações^(30,74-75) e no trabalho de excitação coulombiana⁽⁴³⁾. Foi estudado por Nagahara⁽⁷⁵⁾, por meio do decaimento β^- do ^{74}As fornecendo, através de medidas $\gamma\gamma(\theta)$ da cascata 1130-559 keV, $I^\pi = 3^+$. Da mesma forma, medidas de $\gamma(\theta)$

realizadas com a reação $^{76}\text{Ge}(\alpha, 2n\gamma)$, por Matsugaki e Taketani⁽⁴⁴⁾, confirmam esse resultado.

Neste trabalho, o nível de 1689 keV foi estudado por meio da cascata gama de 1130-559 keV. O resultado obtido para os coeficientes $H_{k\lambda}$ concordam com os valores obtidos por Kaur e outros⁽⁵²⁾, no entanto, nosso resultado apresenta erros experimentais menores.

Com os valores obtidos de $H_{k\lambda}$ tentou-se definir entre as duas possibilidades de seqüências de spins: $2^+ - 2^+ - 0^+$ e $3^+ - 2^+ - 0^+$ assumidas por Kaur e outros⁽⁵²⁾. A análise de nosso resultado tornou possível a escolha de $J^\pi = 3^+$.

Determinou-se a razão de mistura multipolar para a transição de 1130 keV, obtendo-se $\delta(1130) = 1.08 \pm_{0.11}^{0.90}$. Este resultado está de acordo com os valores obtidos por Subber e outros⁽⁴⁴⁾ ($0,57 < \delta < 3,55$) e Kaur e outros⁽⁵²⁾ ($0,5 < |\delta| < 1,8$).

nível a 1787 keV

Este nível é baseado na observação da transição de 1787 keV para o estado fundamental. É estabelecido pelos raios gama de 571 keV, 665 keV e 1228 keV, que são coincidentes com o raio gama de 559 keV. Neste trabalho foi medida a correlação angular direcional das cascatas gama de 571 - 1216 keV, 665 - (563) - 559 keV e 1228 - 559 keV, sendo os resultados consistentes com as respectivas

sequências de spin: $2^+ - 2^+ - 0^+$, $2^+ - 0^+ - 2^+ - 0^+$ e $2^+ - 2^+ - 0^+$. Também a razão de mistura multipolar foi calculada para todas as transições envolvidas e os resultados são consistentes com os de outros trabalhos de orientação nuclear⁽¹²⁻¹⁴⁾.

Para a cascata-gama de 571 - 1216 keV, medida pela primeira vez, a razão de mistura da transição de 571 keV é dada por $\delta = 0.13 \pm 0.12$, em acordo com o resultado obtido por Subber e outros⁽¹⁵⁾ ($\delta > 1.37$ ou $\delta = -0.13 \pm 0.34$).

Para a transição de 1228 keV, já estudada também nos trabalhos de orientação nuclear⁽¹²⁻¹⁴⁾, o valor de δ mostra substancial mistura de quadrupolo, $\delta = -0.53 \pm 0.08$ e $\delta = -0.49 \pm 0.05$ respectivamente. O resultado obtido neste trabalho, $\delta = -0.54 \pm 0.12$, está em bom acordo com esses estudos.

nível a 1880 keV

Este nível não foi observado em nenhum estudo feito com reações nucleares. Foi proposto no esquema de decaimento por Kaur e outros⁽¹⁶⁾ através de medidas de coincidências $\gamma\gamma(0)$ e estabelecido pelos raios gama de 1880 keV e 665 keV. Esses raios gama decaem para os níveis 0^+ (fundamental) e 2^+ (1216 keV), limitando seus valores de spin a 1^- e 2^- .

A medida de correlação angular direcional neste trabalho, envolvendo este nível, é a da cascata gama 665 -

1216 keV. Com os valores obtidos de A_{2^+} e A_{4^+} tentou-se definir entre as duas possibilidades de seqüências de spins: $1^+ - 2^+ - 0^+$ e $2^+ - 2^+ - 0^+$. Entretanto, a análise não discrimina a melhor possibilidade não sendo possível portanto, a escolha de um único spin. Isto se deve principalmente a fraca intensidade do raio gama de 665 keV, da ordem de $0.08 \pm 0.08^{(22)}$, o que ocasiona um erro significativo nas medidas de A_{4^+} , como mostra a figura V.5, e conseqüentemente dificultam a melhor avaliação de δ . O resultado obtido para a mistura multipolar para as seqüências de spins $1^+ - 2^+ - 0^+$ e $2^+ - 2^+ - 0^+$, é dada por: -0.13 ± 0.09 e 0.49 ± 0.06 respectivamente.

nível a 2363 keV

Este nível foi proposto nos estudos de decaimento β^- realizados por Iizawa e outros⁽⁴⁴⁾ e Nagahara⁽²⁵⁾, principalmente devido às coincidências da transição de 575 keV com o raio gama de 1228 keV. Deve corresponder a um nível de 2334 ± 25 keV na reação (p,t)⁽²⁰⁾ e, apesar de fracamente populado, este nível é observado com energia de 2363 keV na reação (n, γ)⁽⁴⁵⁾.

Ele se desexcita praticamente pelo raio gama de 575 keV (96%) e, em menor probabilidade, pelas transições de 1030 keV (2%) e 1805 keV (2%) para os níveis com spin 2^+ (1787 keV), 4^+ (1330 keV) e 2^+ (559 keV) respectivamente. O

valor de $\log ft$ que lhe é atribuído é de $8,6^{+0,3}$, limitando as possibilidades de spin a 2, 3 e 4 e paridade positiva.

De acordo com a análise feita por Tokunaga e outros⁽⁹²⁾, o spin mais alto é favorecido pois nenhuma transição para os estados 0^+ é observada. Entretanto, medidas recentes referentes a orientação nuclear, realizadas por Subber e outros⁽⁹³⁾, limitaram a possibilidade de spins a 2^+ ou 3^+ . Eles observaram que a combinação dos valores obtidos para os coeficientes de orientação e distribuição (U_2, A_2), para a transição a 575 keV, são inconsistentes com o valor experimental se $I^\pi = 4^+$.

Neste trabalho a cascata-gama (575 - 1228) keV, que envolve este nível como inicial foi medida pela primeira vez. Os valores de H_{kk} obtidos, juntamente com o valor de $\delta(1228)$ já mencionado, foram utilizados para o cálculo de $\delta(575)$. Isto foi feito para as três sequências de spin: $2^+ - 2^+ - 2^+$, $3^+ - 2^+ - 2^+$ e $4^+ - 2^+ - 2^+$ e o ajuste de δ , em função de χ^2 , foi favorável a sequência $3^+ - 2^+ - 2^+$, fornecendo $\delta(575) = -1,18 \pm 0,28$
 $0,39$

nível a 2429 keV

A existência deste nível é baseada principalmente na observação da transição de mesma energia para o estado fundamental.

O spin e paridade 3^- para este nível foi primeiramente proposto por Lin⁽⁹⁴⁾, através do estudo com a

reação (d,d') e confirmados posteriormente por meio de outros estudos⁽²⁰⁾.

Neste trabalho, este nível foi estudado por meio de cinco cascatas: 740-(1130)-559 keV, 1212-657 keV, 1212-(657)-559 keV, 1212-1216 keV e 1870-559 keV, todas medidas pela primeira vez. Os resultados referentes aos coeficientes de correlação angular, apresentados na tabela V-2, são consistentes com $I^\pi = 3^-$. Também a razão de mistura de todas as transições envolvidas foi calculada. Sabendo-se que as transições de 740 keV, 1212 keV e 1870 keV populam os estados de paridade positiva 3^+ , 2^+ e 2^+ respectivamente, é esperado um caráter E1 predominante para as transições. Os resultados de δ são dados na tabela V.3 e concordam com o caráter de dipolo elétrico.

nível a 2655 keV

Este nível é significativamente populado pelo decaimento β^- do ^{74}As ⁽²²⁾ e pelo decaimento β^+ do ^{74}Br ⁽²⁰⁾. É observado nas reações (p,p' γ)⁽²⁴⁾, (p,p')⁽³⁰⁾, (n, γ)⁽⁴⁵⁾ e (p,t)⁽²⁰⁾. É estabelecido com spin e paridade 1^- com base no modo de decaimento β e γ ⁽⁴⁷⁾.

Foram cinco as cascatas-gama estudadas envolvendo este nível como inicial: 867-1228 keV, 867-(1228)-559 keV, 1439-(657)-559 keV, 1439-1216 keV e 2096-559 keV, sendo as três primeiras cascatas estudadas pela primeira vez. As cascatas estudadas anteriormente por Kaur e outros⁽²²⁾

mostram-se em bom acordo com os resultados obtidos neste trabalho.

Uma melhor avaliação de δ foi obtida para as transições gama de 867 keV, 1439 keV e 2096 keV. A tabela V.3 apresenta esses resultados e o que se verifica é um bom acordo com os resultados obtidos por orientação nuclear⁽⁵¹⁾ e, em particular, para a transição de 1439 keV também com a medida de coincidências $\gamma\gamma(\theta)$ realizada por Kaur e outros⁽⁵²⁾.

A determinação da razão de mistura multipolar da transição γ de 867 keV foi feita em conjunto com as duas cascatas que envolvem esta transição: 867-1228 keV e 867-(1228)-559 keV. Os resultados conduziram a uma região de intersecção para $\delta(867)$. A partir do valor de $\delta(1228)$, calculado por meio dos coeficientes H_{kk} da cascata 1228-559 keV, determinou-se $\delta(867) = -0.02 \pm 0.03$ o que significa tratar-se de uma transição de caráter E1. A medida da correlação angular da cascata tripla, sem observação do segundo gama, confirmou o caráter de dipolo elétrico da transição 867 keV, onde $\delta(867) = 0.14 \pm 0.12$, em boa concordância com o resultado obtido por Subber e outros⁽⁵³⁾, isto é, $\delta(867) = 0.38 \pm \begin{matrix} 0.57 \\ 0.28 \end{matrix}$.

nível a 2670 keV

Este nível é observado em algumas reações nucleares^(44, 74, 98), no decaimento β^- ⁽⁵²⁾ e em estudos de

captura eletrônica⁽⁷⁸⁾. Se desexcita para os níveis de 559 keV, 1216 keV e 1787 keV, todos com spin e paridade 2^- e também decai para o estado fundamental, 0^- . Seu spin e sua paridade são estabelecidos por $I^\pi = 2^-$, com base no modo de decaimento γ e β^- ⁽⁷⁸⁾ e em estudos com a reação $(^3\text{He},d)$ ⁽⁸⁰⁾.

Este nível é o inicial de cinco cascatas-gama estudadas: 882-1228 keV, 882-(1228)-559 keV, 1453-(657)-559 keV, 1453-1216 keV medidas pela primeira vez e 2111-559 keV. Os resultados da medida de correlação angular para todas as cascatas são apresentadas na tabela V.2, bem como os valores de A_{kk} , obtidos por Kaur e outros⁽⁸²⁾ para a cascata de 2111-559 keV, onde os resultados são um pouco diferentes. De qualquer forma, os coeficientes A_{kk} obtidos nos dois trabalhos levam à mesma estimativa da razão de mistura multipolar para a transição de 2111 keV, como é apresentado na tabela V.3.

A determinação da razão de mistura multipolar também foi possível para todas as transições envolvidas nestas cascatas e os resultados são apresentados na tabela V.3, juntamente com aqueles obtidos por orientação nuclear⁽⁸³⁾, para comparação. De um modo geral, o que se observa é uma boa concordância. Em particular para a transição de 882 keV, como no caso anterior (isto é, cálculo do $\delta(867)$), determinou-se $\delta(882)$ por meio das duas cascatas. Ao utilizar-se $\delta(1228)$ para estimar a razão de mistura multipolar da transição 882 keV, obteve-se $\delta(882) = 0.21 \pm 0.06$ e, ao utilizar-se os coeficientes A_{kk} obtidos para a cascata

tripla, obteve-se $\delta(882) = 0.34 \pm 0.24$. Portanto, o caráter de dipolo elétrico, da transição em questão, é evidente e compatível com a estimativa obtida nas medidas de orientação nuclear ($-0.24 < \delta < 5.3$)⁽¹³⁾.

C A P Í T U L O VI

DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

VI.1 - Introdução

Com o objetivo de tornar mais completa a interpretação das propriedades observadas no núcleo de ^{76}Se , será apresentada na primeira parte deste capítulo um resumo referente aos modelos nucleares relevantes na discussão e, na segunda parte, um sumário dos dados experimentais mais significantes, com os quais será feita uma comparação sistemática com alguns núcleos vizinhos do Selênio com A -par.

VI.2 - Modelos Nucleares

Com base na literatura consultada os artigos referentes ao núcleo de ^{76}Se não trazem uma discussão conclusiva sobre um modelo nuclear que melhor possa explicá-lo. Entretanto, alguns desses modelos: Modelo Vibracional⁽¹⁾, Modelo Rotacional⁽²⁾, Modelo de Bósons Intera- tuantes⁽³⁾ e Modelo de Deformação Dinâmica⁽⁴⁾, que são modelos adequados à esta região de massa, tentam explicar com relativo sucesso, como veremos, algumas de suas pro- priedades.

é intuitiva a idéia de que, a medida que o numero de núcleons aumenta além da configuração de uma camada fechada, caso do ${}_{34}^{76}\text{Se}_{42}$ afastado com 8 buracos da camada de 50 neutrons ($1g_{7/2}$) e com 6 particulas da camada de 28 prótons ($1f_{7/2}$), as forças de longo alcance entre os núcleons em órbitas tendem a alterar a forma esférica do caroço. De acordo com a tabela de Segré, a região de massa referente a $A > 35$ até 150, onde o número de pelo menos um dos dois tipos de núcleons, próton e nêutron, aproxima-se do número necessário para tornar uma camada fechada, deve receber um tratamento de nucleos considerados quase-esféricos. Na maioria dos casos a forma do nucleo, assim descrito, é assumida como esferoidal.

Com base nestas considerações, uma breve discussão a respeito desses modelos é de interesse pois, são modelos aplicáveis às observações colocadas. Primeiramente será abordado o modelo coletivo pois serve de base para os demais modelos considerados na análise. A seguir, é feita uma breve discussão do IBM (Interating Boson Model) e finalmente alguns comentários sobre o DDM (Dynamic Deformation Model).

VI.1.1 - Modelo Coletivo

No contrário do modelo de camadas ('34-70'), onde o potencial nuclear é considerado esfericamente simétrico, o modelo coletivo é tratado com um potencial esferoidal que depende do grau de deformação do nucleo. O potencial nuclear

assumido neste modelo é na verdade uma expansão do potencial esférico, aplicado ao modelo de camadas, onde o termo de quadrupolo, que representa as forças quadrupolares que atuam a longa distância, é incluído. Isto significa que, para um núcleo aproximadamente esférico, as forças quadrupolares podem gerar oscilações na superfície nuclear, que tendem a se acentuar com a adição de núcleons fora da camada fechada. O tratamento dado a essas oscilações é feito considerando o movimento do núcleo como um todo, isto é, considerando-se movimentos coletivos que podem ser devido a rotações e vibrações nucleares. Como consequência, nesses núcleos, tanto as vibrações como as rotações podem ocorrer produzindo bandas vibracionais e rotacionais no espectro de estados excitados.

Os estados excitados vibracionais originam-se das vibrações da nuvem de núcleons em torno de sua forma esférica de equilíbrio. Essas vibrações, que são consideradas como compostas de ondas estacionárias que se formam na superfície do núcleo, são quantizadas em pacotes de energia $h\nu_\lambda$ onde:

ν é a frequência associada ao modo de vibração λ .

$\lambda = 0, 1, 2$ e 3 , valores referentes aos modos fundamentais de vibração, é a ordem do multipolo.

Vibrações com $\lambda = 0$ e $\lambda = 1$, descrevem oscilações de densidade e centro de massa, respectivamente e $\lambda = 2$ e $\lambda = 3$ descrevem vibrações devido a atuação das forças quadrupolares e octopolares na nuvem esférica.

Assim, para núcleos próximos das camadas fechadas, as vibrações coletivas são esperadas para os mais baixos níveis e desde que essas oscilações, sobre a superfície nuclear, sejam harmônicas e de pequena amplitude, o espectro de energia pode ser assumido como o descrito no oscilador harmônico⁽¹²⁾.

$$E = \sum_{\lambda} (n_{\lambda} + 1/2) \hbar \omega_{\lambda} \quad (VI.1)$$

onde n é o número de fônons de ordem λ , no estado de energia E ; cada fónon carrega consigo momento angular igual a duas unidades e tem paridade dada por $(-1)^{\lambda}$.

No caso de núcleo esferoidal par-par as oscilações são predominantemente do tipo quadrupolar, o que significa que o primeiro estado excitado desses núcleos corresponde a $\lambda = 2$, portanto $n_{\lambda} = 1$ e $I^{\pi} = 2^{+}$. O estado com dois fônons, $n_{\lambda} = 2$, ainda para $\lambda = 2$, tem um tripleto degenerado, com $I^{\pi} = 0^{+}, 2^{+}$ e 4^{+} , mas não necessariamente nesta ordem, cuja a energia é cerca de duas vezes a energia de excitação do primeiro estado excitado e o de um fónon para $\lambda = 3$ (oscilações octupolares), $I^{\pi} = 3^{-}$, tem energia da mesma ordem, então o segundo nível excitado dos núcleos vibracionais pode ser qualquer um dos dois.

Outro aspecto a ser considerado, na análise de núcleos quase-esféricos, diz respeito ao movimento coletivo rotacional. Diz-se que os níveis de mesma estrutura intrínseca que diferem apenas pela energia com que giram em

torno do seu centro de massa pertencem a uma banda rotacional. A projeção do spin nuclear (I) no eixo de simetria do núcleo (K) fornece o número quântico K o qual é associado a essa estrutura rotacional. Assim, para cada valor de K tem-se uma banda rotacional, cujos spins são dados por, $K, K+1, K+2, \dots$ exceto para $K = 0$ (núcleo par-par) onde $I^\pi = 0^+, 2^+, 4^+, \dots$ sendo este grupo denominado por banda rotacional do estado fundamental. Portanto na ausência de vibrações, os estados excitados dos núcleos esferoidais podem ser descritos unicamente por bandas rotacionais cuja energia é dada por:

$$E = \frac{\hbar^2}{2\theta} [I(I+1) - K^2] \quad (VI.2)$$

onde $K = I$ corresponde ao estado de mais baixa energia e θ ao momento de inércia.

Como em geral o núcleo pode ser considerado como um "objeto meio mole", ocorre que quando excitado sua velocidade angular (sua rotação) aumenta, esticando-o devido à ação da força centrípeta, portanto deformando-o e assim o momento de inércia também aumenta. Isto faz com que as energias de excitação dos estados mais altos fiquem abaixo da estimativa teórica, dada pela equação (VI.2). Surge então uma limitação do modelo.

Finalmente é preciso conciliar nesta análise, em particular para os núcleos par-par, o movimento coletivo que combina os aspectos vibracionais e rotacionais, que permitem

associar a estrutura nuclear a idéia de que a cada vibração corresponde uma banda de estados rotacionais. As vibrações de $\lambda = 2$, de tais núcleos, são basicamente de dois tipos: as que aumentam e diminuem a deformação, mantendo a simetria primitiva (vibrações $-\beta$), e as que de alguma forma tendem a destruir essa simetria (vibrações $-\gamma$).

Então, no caso de vibração $-\beta$, que corresponde a $k = 0$, as bandas rotacionais sobrepostas a esse tipo de vibração são dadas por:

$$I = 0^+, 2^+, 4^+, \dots$$

e

$$E = \frac{\hbar^2}{2\theta} [I(I+1)] \quad (\text{VI.3})$$

e no caso de vibrações $-\gamma$, que corresponde a $k = 2$, as bandas rotacionais sobrepostas, são dadas por:

$$I^\pi = 2^+, 3^+, 4^+, \dots$$

e

$$E = \frac{\hbar^2}{2\theta} [I(I+1) - K^2] \quad (\text{VI.4})$$

Pode ocorrer também, com menor probabilidade, que os núcleos par-par descrevam vibrações do tipo octopolar, isto é, $\lambda = 3$.

As bandas rotacionais que derivam desta vibração fornecem:

$$I^{\pi} = 1^{-}, 3^{-}, 5^{-}$$

e

$$E = \frac{\hbar^2}{26} |I(I+1) - K^2|, \text{ onde } K = 1 \quad (\text{VI.5})$$

VI.1.2 - IBM e DDM

O IBM (Interacting Boson Model)⁽⁷⁻²³⁻²⁹⁾ propõe uma descrição unificada dos movimentos nucleares coletivos em termos de um sistema de bósons interagentes. O estudo de suas propriedades faz uso da teoria de grupos a qual permite refinamentos ao modelo possibilitando o estudo de núcleos par-par e par-ímpar. Em particular vamos tratar de núcleos par-par, onde duas versões são bem utilizadas: o IBM-1⁽³⁰⁾ que não faz distinção entre bósons prótons e bósons nêutrons e o IBM-2⁽³¹⁾ que os distingue.

O modelo em sua forma mais simples (IBM-1) assume que a estrutura dos níveis de baixa energia do núcleo é dominada pelas excitações de partículas de valência, isto é,

de partículas que estão fora das camadas fechadas de 2, 8, 20, 28, 50, 82 e 126 núcleons. Isto significa que o núcleo consiste de um caroço inerte de dupla camada fechada com algumas partículas de valência. A partir destas considerações é possível descrever as excitações coletivas do núcleo pela configuração de pares de partículas idênticas com momento angular total $L = 0$ e $L = 2$. Esses pares, por sua vez, são tratados como bósons sendo os bósons prótons (nêutrons) com $\ell = 0$ designados por s_{π} (s_{ν}) enquanto que esses bósons com $\ell = 2$ são designados por d_{π} (d_{ν}). O número total de bósons, N , é dado pela soma do número de bósons prótons (N_{π}) e o número de bósons nêutrons (N_{ν}). Por exemplo no caso do ${}^{76}_{34}\text{Se}_{42}$, o caroço inerte é composto por 28 prótons e 50 nêutrons, e o número de bósons prótons e nêutrons são $N_{\pi} = 3$ e $N_{\nu} = 4$, respectivamente. Portanto, $N = 7$ bósons são considerados no sistema nuclear do ${}^{76}\text{Se}$.

A partir da Hamiltoniana proposta pelo modelo é possível o estudo das energias dos níveis. No IBM-1 ela é formada por produtos escalares que envolvem operadores de criação (s^+ , d^+) e aniquilação (s , \bar{d}), conforme é apresentado pela equação:

$$H = \epsilon n_{\alpha} + k Q.Q + k' L.L + k'' T.T \quad (VI.6)$$

onde

ϵ é a energia do bóson

n_{α} é o operador número de bósons

K , K' e K'' representam a magnitude de interação (O.O, L.L e T.T) entre os bósons, isto é, a interação quadrupolar, de spin e emparelhamento, respectivamente onde os operadores O, L e T são expressos por:

$$O = (s^+ \tilde{d} + d^+ s)^{(2)} + (d^+, \tilde{d})^{(2)} \quad (VI.7)$$

$$L = \sqrt{10} (d^+ \tilde{d})^{(2)} \quad (VI.8)$$

$$T = (d^+ \tilde{d})^{(3)} \quad (VI.9)$$

Na verdade, estas interações são consideradas pelo modelo na tentativa de uma descrição adequada que pode ser associada a estrutura nuclear.

A figura VI.1 ilustra por meio de um triângulo simétrico os três esquemas de acoplamento propostos pelo modelo com os respectivos limites de simetria. As características de cada simetria: SU(5), SU(3) e O(6), são bem discutidas no trabalho de Arima e Iachello^(*).

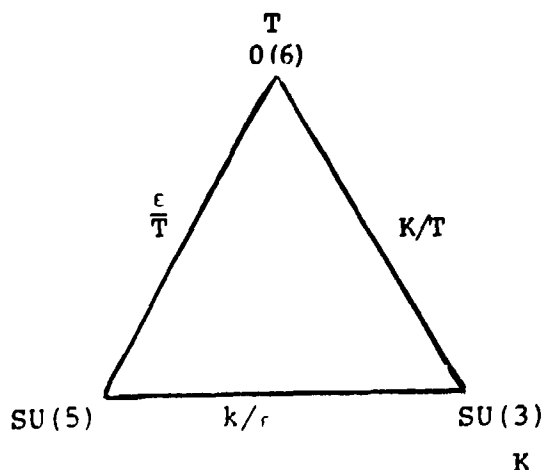


Figura VI.1

Lada um desses limites surge da dominação de um dado tipo de interação entre os bósons:

c para o limite SU(5) que descreve o núcleo que vibra anarmonicamente;

U.U para o limite SU(3) que descreve o rotor simétrico, portanto as bandas β do núcleo;

T.T para o limite U(6) que descreve um γ -instável, isto é bandas que caracterizam núcleos deformados.

As relações k/ϵ , k/l e ϵ/l , também mencionadas na figura VI.1, são utilizadas na análise de núcleos que necessitam de combinações de simetria, isto é, para tratamento de núcleos na região transicional. Apesar da simplicidade do modelo, outras estruturas mais complexas podem ser tratadas por meio de outras combinações que envolvem os parâmetros que descrevem a Hamiltoniana dada em VI.6.

A simetria entre bósons prótons (N_{π}) e bósons nêutrons (N_{ν}) é quebrada quando prótons são tomados como partículas e nêutrons como buraco ou vice-versa. Esta distinção caracteriza o IBM-2, conseqüentemente uma versão mais refinada do modelo. A Hamiltoniana pode então ser expressa por (6.1.62):

$$H = \epsilon(n_{\pi} + n_{\nu}) + k(U_{\pi} \cdot U_{\nu}) + aM \quad (VI.70)$$

onde a é a constante de acoplamento da força de troca do tipo Majorana, a qual é dada por:

$$M = 2 \left(\left[d_{\pi}^{\dagger} \times d_{\nu}^{\dagger} \right]^{(2)} \cdot \left[d_{\pi} \times d_{\nu} \right]^{(2)} \right) \quad (VI.11)$$

U que se observa é que a interação quadrupolar entre os bósons prótons e nêutrons é dominante. Consequentemente a Hamiltoniana que caracteriza o IBM-2 necessita de menos parâmetros na sua descrição.

U modelo em ambas as versões permite a estimativa de $B(E2)$ por meio do operador de quadrupolo U apresentado nas Hamiltonianas (equações VI.6 e VI.10).

U operador $E2$ usado é dado por⁽²⁵⁾:

$$T(E2) = \begin{cases} e Q^{(2)}, & \text{no IBM-1} \\ e_{\pi} Q_{\pi}^{(2)} + e_{\nu} Q_{\nu}^{(2)}, & \text{no IBM-2} \end{cases}$$

onde e é a carga efetiva do bóson que é discriminação para prótons (e_{π}) e nêutrons (e_{ν}) no IBM-2.

Finalmente, é interessante comentar alguns aspectos inerentes ao modelo de deformação dinâmica.

Com base no modelo de emparelhamento mais quadrupolo (MEMU), Kumar⁽²⁷⁾ formulou a teoria da deformação dinâmica a qual tem sido empregada, com relativo sucesso, na análise de núcleos par-par na região transicional. Como no MEMU, o modelo de deformação dinâmica trata a deformação

mais baixa, tem resistido à interpretação de modelos fenomenológicos e macroscópicos e somente algum sucesso tem sido obtido com o emprego do modelo de bósons interagentes (IBM)⁽⁷⁾ e o modelo de deformação dinâmica (DDM)⁽⁸⁾.

O IBM tem sido empregado com relativo sucesso para descrever os estados coletivos à baixa energia na região de núcleos com $A = 70-90$ ⁽⁴⁷⁾. Kaup e Gelberg⁽⁵⁰⁾ aplicaram o IBM-2⁽⁴²⁾ aos isótopos par-par do Kr, para $A = 74$ a 82 , mostrando que o modelo reproduz com sucesso a estrutura coletiva desses níveis, bem como os valores de $B(E2)$ das transições gama do ^{78}Kr ⁽³⁰⁻⁴⁹⁾. Também os isótopos de Selênio, que estão numa região de massa similar aos isótopos do Criptônio, foram analisados com o IBM. Em particular, foi mostrado por Matsuzaki e Taketani⁽⁴⁷⁾, com relativo sucesso, a reprodução da estrutura das bandas de paridade positiva e negativa bem como os valores de $B(E2)$ dos núcleos de ^{74}Se e ^{76}Se . Da mesma forma, Tokunaga e outros⁽⁴⁵⁾ obtiveram o esquema de níveis parcial do ^{74}Se com o IBM-2. Recentemente, Subber e outros⁽⁴³⁾ reproduziram com o modelo os níveis de energia e alguns valores de $B(E2)$ para os núcleos de Se com $A = 72$ a 82 . Em todos os estudos bom acordo foi obtido com o modelo.

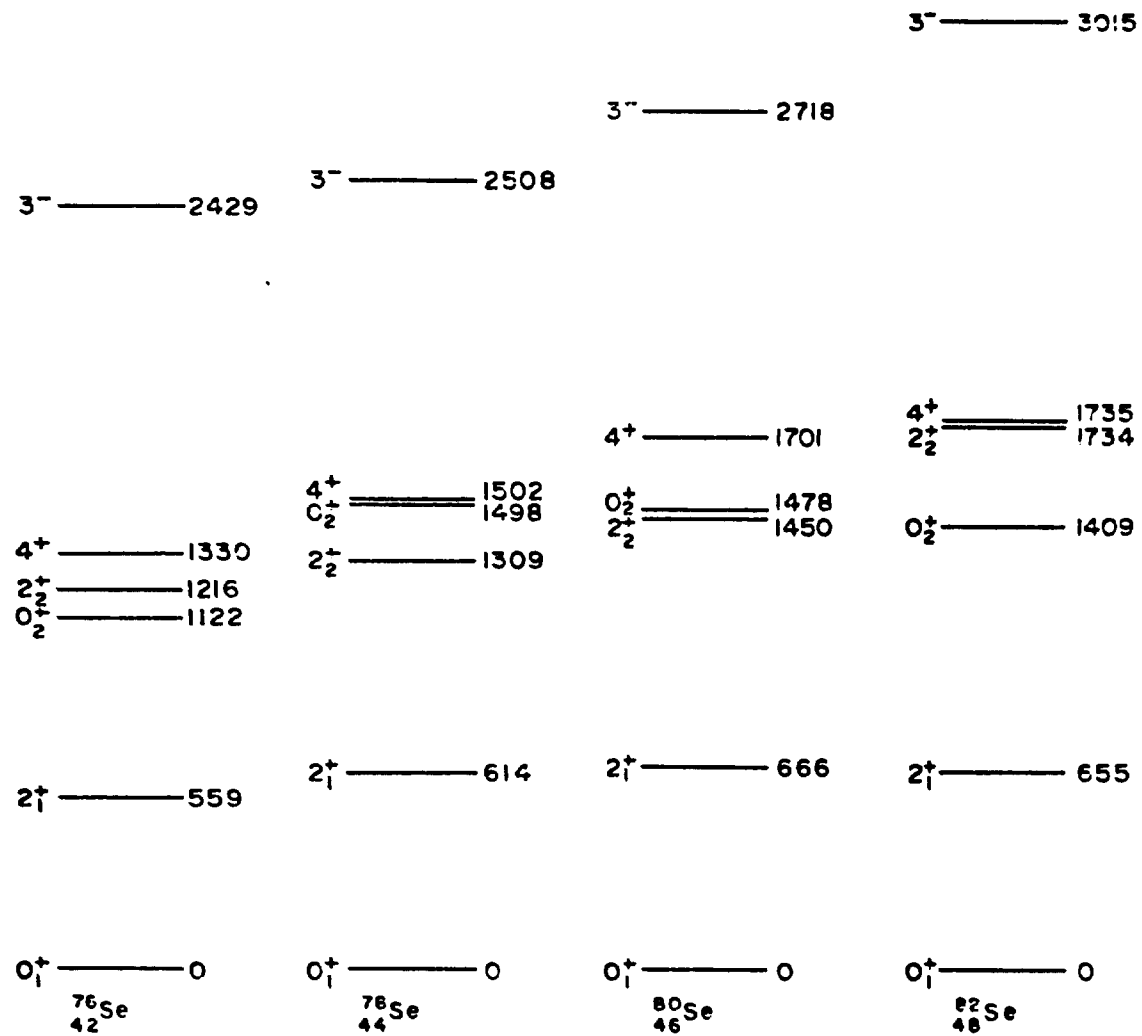
O modelo de deformação dinâmica aplicado aos isótopos de Ge⁽⁵⁴⁾ foi também empregado na interpretação da estrutura nuclear dos isótopos par-par do Se ($A = 72-82$) por Subber e outros⁽⁴³⁾. Calcularam os valores de $B(E2)$,

$A(E2/M1)$, $X(E0/E2)$ e $Q(2^+)$ e a comparação com os dados experimentais¹³⁻¹⁷ mostrou-se consistente exceto nas previsões de $Q(2^+)$. Em resumo, a aplicação do modelo na análise desses núcleos sustenta a idéia de coexistência de forma nesta região de massa.

A partir dos resultados de estudos de decaimento β e γ nos núcleos de Selênio com A par ($76 < A < 82$), podemos notar semelhanças entre algumas de suas propriedades nucleares. A figura V1.2 mostra o esquema parcial dos níveis de energia de quatro isótopos, entre os quais foi possível fazer uma correspondência nível a nível de seis dos níveis de baixa energia. Estão assinaladas nesta figura as posições das energias bem como o spin e paridade de cada nível. Assim, para os níveis citados, temos a ressaltar algumas características comuns, conforme as observações que se seguem.

Como se sabe, para núcleos par-par, são esperados spin e paridade 0^+ no estado fundamental. Para cada isótopo, o primeiro estado excitado foi encontrado como sendo 2^+_1 . A existência de um tripleto de dois fônons 0^+_2 , 2^+_2 e 4^+_1 , não necessariamente nesta ordem, também é observada com energia da ordem de duas vezes a energia de excitação do estado 2^+_1 e a presença de um nível 3^- , localizado na região de energia acima do tripleto, correspondente provavelmente ao estado vibracional de um fônon octupolar. Consequentemente, uma análise apenas dos níveis de energia, dos spins e paridades destes isótopos, indicam que estes núcleos possuem estrutura

Figura VI . 2 Sistemática dos estados de baixa energia nos núcleos de Se com A-par



de níveis esperada para núcleos vibracionais par-par. Realmente, este comportamento foi percebido em medidas de excitação coulombiana⁽²²⁻²³⁾ bem como no estudo de espalhamento inelástico de deuteron⁽²⁴⁾. Entretanto, considerando-se outros estudos mais recentes, mencionados a seguir, ocorrem várias dificuldades na interpretação desses núcleos.

No trabalho de Barrette e outros⁽²⁵⁾, vários isótopos de Selênio (A = 74 a 82) foram estudados por excitação coulombiana e, de acordo com esses resultados, a comparação da razão B(E2) para as transições do estado 2_2^+ mostraram-se consideravelmente menores do que as estimativas previstas pelo modelo vibracional.

Considerando-se as medidas de momento de quadrupolo do estado 2_1^+ , realizadas por Lecomte e outros⁽²²⁾ para os isótopos de Selênio mencionados: $Q^{76}(2_1^+) = -0.34 \pm 0.07$ e.b., $Q^{78}(2_1^+) = -0.26 \pm 0.09$ e.b., $Q^{80}(2_1^+) = -0.32 \pm 0.07$ e.b. e $Q^{82}(2_1^+) = -0.22 \pm 0.09$ e.b., observa-se para esses núcleos deformação do tipo oblate. Esta previsão é consistente com cálculos teóricos realizados por Tanaka e Tomoda⁽²⁶⁾, portanto incompatível com o comportamento vibracional aparentemente admissível.

De acordo com o trabalho de Kumar⁽²⁴⁾, onde os núcleos de Ge são estudados pela teoria dinâmica de deformação, a descrição dos estados 0_2^+ foram desfavoráveis ao modelo coletivo, sugerindo que estes estados devam ser tratados levando-se em conta mistura de graus de liberdade de coletividade e não coletividade. Com base nisto e

considerando as similaridades entre esses núcleos (Ge e Se), Tokunaga e outros⁽⁴³⁾ utilizam o modelo de bósons interatuantes, na tentativa de descrever os níveis coletivos à baixa energia no ^{76}Se . Fizeram cálculos utilizando as duas versões do modelo (IBM-1⁽⁴⁴⁾ e IBM-2⁽⁴⁵⁾) e observaram que somente com o IBM-1 o nível 0_2^+ é reproduzido enquanto que os demais níveis são melhor descritos pelo IBM-2. A partir disto parece justificável admitir que o estado (0_2^+) não seja tratado simplesmente como um estado coletivo.

A existência de bandas rotacionais nesses núcleos também é assumida. De acordo com o trabalho de Matsuzaki e Taketani⁽⁴⁶⁾, onde os isótopos de $^{74-76}\text{Se}$ são estudados por meio das reações $^{74-76}\text{Ge}(\alpha, 2n\gamma)$, foram identificados quatro bandas: banda fundamental onde o estado 4_1^+ do tripleto faz parte; banda γ -vibracional ($\Delta J=1$) de paridade positiva, construída a partir do segundo estado excitado 2_2^+ , também membro do tripleto; uma banda vibracional octupolar ($\Delta J=2$) de paridade negativa e uma outra com $\Delta J = 2$, de paridade indeterminada, ambas localizadas na região de energias mais altas. Um estudo sistemático dos membros da banda fundamental, de acordo com os autores, sugerem um comportamento mais complexo do que a estrutura de um simples rotor, principalmente para $N = 42$ e 44 . Quanto à banda de paridade positiva ($\Delta J=1$), normalmente observada em núcleos deformados, a análise feita pelos autores mostra que as transições são quase todas transições crossover E2, indicando

portanto um forte aumento de E2 sobre M1, fato que sugere o caráter coletivo desta banda nesses núcleos.

Delaroche e outros⁽³⁰⁾ discutem a interpretação dos níveis excitados dos isótopos de Selênio em termos do modelo vibracional (VM), vibracional-rotacional (MVR) e rotacional de assimetria (MRA) e observam que nenhum desses modelos descrevem simultaneamente todos os dados. Entretanto, obtiveram razoável sucesso na descrição dos estados de paridade positiva com o MRA. Neste trabalho foram feitos também cálculos de momento de quadrupolo para o estado $I^\pi = 3^-$, para os isótopos do Selênio, e que forneceram: $Q^{74} = 0.76$ e.b., $Q^{76} = 0.26$ e.b., $Q^{80} = 0.39$ e.b. e $Q^{82} = 0.00$ e.b., mostrando que a possibilidade de deformação é significativa exceto para $A = 82$, o que é esperado pois $N = 48$ está mais próximo da camada fechada de 50 nêutrons. A partir desses cálculos é possível descartar para o nível 3^- desses isótopos, a previsão de um simples estado vibracional.

Toda a sistemática estabelecida para os núcleos em questão (figura VI.2) mostra de modo geral, que não é possível admitir que um dos modelos empregados na análise seja adequado para descrever simultaneamente todas as propriedades nucleares observadas. Em particular, para ^{74}Se , o que se verifica é que todos os estudos mencionados destinam-se a distinguir a aparente coexistência de estrutura dos níveis de energias mais baixa e a estabelecer uma tendência para a deformação nuclear observada, provavelmente

C A P Í T U L O VII

CONCLUSÃO

No presente trabalho foram realizadas medidas de correlação angular γ - γ para várias cascatas- γ nos núcleos de ^{99}Tc e ^{76}Se . Para o núcleo de ^{99}Tc , a técnica de correlação angular foi utilizada pela primeira vez e para o núcleo de ^{76}Se , foram feitas medidas para 24 cascatas, sendo que apenas algumas (as mais intensas) haviam sido medidas. Devido a alta densidade dos raios gama nos espectros de energia dos dois núcleos estudados, todos os esforços foram feitos para assegurar que interferências devido a outras cascatas-gama não fossem introduzidas. Para isso as medidas dos coeficientes A_{kk} foram feitas utilizando-se espectrômetros de correlação angular de alta resolução em energia, isto é, detectores de germânio hiperpuro, e quando possível detectores de NaI(Tl) .

Através dos resultados obtidos neste trabalho, juntamente com outros relacionados a outras técnicas: orientação nuclear e excitação coulombiana, foi possível a definição e confirmação de spins de um grande número de níveis para os dois núcleos.

Além disso, para praticamente todas as transições gama envolvidas no estudo foi possível a determinação de

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

01. ABECASIS, S.M.; CIVITARESE, O.; KRMPOTIC, F. Analysis of oddmass technetium isotopes with Alaga model. Z. Phys., A, 278:309-15, 1976.
02. ALAGA, G. apud JEAN, M., ed. Cargese lectures in physics. New York, Gordon and Breach, 1969. v.3, p. 579.
03. ANDERSSON, G.; ASGHAR, M.; EMSALLEN, A.; HAGBERG, E.; JOHNSON, B.; TIDEMAND-PERTERSSON, P. Study of the reaction $^{76}\text{Br} (n,p) ^{76}\text{Se}$. Phys. Scr., 18:165-6, 1978.
04. ARAS, K.N.; FETTWEIS, P.; CHILOSI, G.; O'KELLY, G.D. Level in ^{101}Ru populated by the decay of ^{101}Tc . Nucl. Phys., A, 159:209-24, 1971.
05. ARDESSON, G.; MARSOL, C.; RAHMOUNT, O.; AGUER, P. Etude du schema de desintegration de ^{76}As . Nucl. Phys., A, 79:545-53, 1972.
06. ARDWIN, D.; TAMISIER, R.; VERGNES, M.; ROTBARD, G.; KALIFA, J.; BERRIER, G.; GRAMMATICOS, B. Systematics of the proton stripping reaction on $^{69,71}\text{Ga}$, ^{75}As , $^{79,81}\text{Br}$ isotopes and nuclear structure of the Ge-Se isotopes. Phys. Rev., C, 12:1745-61, 1975.
07. ARIMA, A. & IACHELLO, F. The interacting boson model. Adv. Nucl. Phys., 13:139-200, 1984.
08. ARIMA, A. & IACHELLO, F. Two-nucleon transfer reaction in the SU(6) boson model. Phys. Rev., C, 16:2085-9, 1977.
09. ARIMA, A.; OTSUKA, T.; IACHELLO, F.; TALMI, I. Collective nuclear states as symmetric couplings of proton and neutron excitations. Phys. Lett., B, 66:205-8, 1977.
10. BACKSTROM, G. & MARKLUND, I. The decay of As^{76} to Se^{76} . Ark. Fys., 17:393-409, 1960.

11. BARCI, V.; GIZON, J.; GIZON, A.; CRAWFORD, J.; GENEVEY, J.; PLOCHOCKI, A.; CUNNINGHAM, H.A. Level structures of $^{119,121}\text{Xe}$ excited in ($^{12}\text{C}, 3n\gamma$) reactions and analysis of the $h11/2$ bands in the IBF model. Nucl. Phys., A, 383:309-32, 1982.
12. BARCLAY, J.A.; ROSENBLUM, S.S.; STEYERT, W.A.; KRANE, K.S. Nuclear orientation of ^{76}As . Phys. Rev., C, 13:1991-5, 1976.
13. BARRETTE, J.; BARRETTE, M.; LAMOUREUX, G.; MONARO, S.; MARKIZA, S. Coulomb excitation of the even-mass selenium nuclei. Nucl. Phys., A, 235:154-70, 1971.
14. BERCAW, R.W. & VINCENT, J.S. Inelastic γ -particle scattering studies of even-even Se isotopes. Bull. Am. Phys. Soc., 10(4): 540, 1965.
15. BIEDENHARN, L.C. & ROSE, H.E. Theory of angular correlation of nuclear radiations. Rev. Mod. Phys., 25:729-77, 1953.
16. BIJKER, R. & DIEPERINK, A.E.L. Description of odd-A nuclei in the Pt region in the interacting boson-fermion model. Nucl. Phys., A, 379:221-38, 1982.
17. BLATT, J.M. & WEISSKOPF, V.F. Theoretical nuclear physics. New York, Wiley, 1954.
18. BOHR, A. & MOTTELSON, B.R. Nuclear structure I. Amsterdam, W.A. Benjamin, 1969.
19. BOHR, A. & MOTTELSON, B.R. Nuclear structure II. Amsterdam, W.A. Benjamin, 1969.
20. BORSARU, M.; GEBBIE, D.W.; NURZYNSKI, J.; HOLLAS, C.L.; BARBOPOULOS, L.O.; QUINTON, A.R. A study of the $^{78,76}(\text{p,t})^{76,74}\text{Se}$ radiations at E=33 Mev. Nucl. Phys., A, 284:379-98, 1977.
21. BRADY, E.L. & DEUTSCH, M. Angular correlation of successive gamma-ray quanta. Phys. Rev., 72:870-1, 1947.

22. BYGRAVE, W.; ECCLESHALL, D.; YATES, J.L. The coulomb excitation of Se^{76} and Se^{78} using oxygen ions. Nucl. Phys., 53:385-96, 1964.
23. CASTEN, R.F. Status of experimental tests of the IBA. In: IACHELLO, F., ed. Interacting Bose-fermi systems in nuclei: proceedings of the 2nd specialized seminar on..., held in Erice, Sicily, June 12-19, 1980. New York, Plenum, 1981. p. 3-20. (Ettore Majorana international science series. Physical sciences, 10).
24. CHEUNG, H.C.; KITCHING, J.; LEE, P.J.K.; MARK, S.K. Proton stripping reactions populating levels in $^{95,97,101}\text{Tc}$. J. Phys., G (London). Nucl. Phys., 7(1):737-49, 1975.
25. COBERN, M.E.; LEMAIRE, H.C.; LOW, K.S.; MERMAZ, M.C.; SZTARK, H.; UDAGAWA, T.; TAMURA, T. Multistep processes in transfer reaction induced by 56 MeV ^{16}O beam on $^{72,74,76}\text{Ge}$ isotopes. Phys. Rev., C, 13:1200-10, 1976.
26. COOK, W.B. & JOHNS, M.W. Decay of Mo^{101} and Tc^{101} . Can. J. Phys., 50:1957-77, 1972.
27. COOK, W.B.; JOHNS, M.W.; GEIGER, J.S.; GRAHAM, R.L. Low-lying positive-parity states in ^{101}Tc . Can. J. Phys., 50:1151-7, 1972.
28. DE GELDER, P.; DE FRENNE, D.; HEYDE, K.; KAFFRELL, N.; VAN DEN BERG, A.M.; OLASI, N.; HARAKELL, M.N.; STEVENBURG, W.A. Study of ^{103}Tc and the onset of deformation around $N=60$. Nucl. Phys., A, 401:397-414, 1983.
29. DEHESA, J.S.; GOMES, J.M.G.; POS, J., eds. Interacting bosons in nuclei: proceedings of the 4th topical school, held in Granada, Spain, Sept. 20- Oct. 3, 1981. Berlin, Springer-Verlag, 1982. (Lectures notes in physics, 161).

30. DELAROCHE, J.P.; VARNER, R.C.; CLEGG, T.B.; ANDERSON, R.E.; BURKS, B.L.; LUDWIG, E.J.; WILKERSON, J.F. Structure of low-lying states of $^{76,78,80,82}\text{Se}$ deduced from (p (pol), p') scattering at 16 MeV. Nucl. Phys., A, 414:113-40, 1984.
31. DE-SHALIT, A. Core excitations in nondeformed, odd - A, nuclei. Phys. Rev., 122:1530-6, 1961.
32. DUMWORTH, J.W. The application of the coincidence counting to experiments in nuclear physics. Nucl. Instrum. Methods, 11:167-80, 1940.
33. EISENBERG, J.M. & GREINER, H. Nuclear model. Amsterdam, North-Holland, 1970. v.1.
34. FERENBERG, E. & HAMACK, K.C. Nuclear shell structure. Phys. Rev., 75(12):1877-93, 1949.
35. FERENTZ, H. & ROSENSWEIG, N. Table of angular correlation coefficients. In: SIEGBAHN, K., ed. Alpha, beta and gamma-ray spectroscopy. Amsterdam, North-Holland, 1965. p.1687-90.
36. FERGUSON, A.J. Angular correlation methods in gamma-ray spectroscopy. Amsterdam, North-Holland, 1965.
37. FRAUENFELDER, H. & STEFFEN, P.M. Angular correlations. In: SIEGBAHN, K., ed. Alpha, beta and gamma-ray spectroscopy. Amsterdam, North-Holland, 1965. v.2, p.997-1198.
38. FUNK JR., E.G. & WIEDENBECK, M.L. Directional correlation of the gamma rays of Se^{76} . Phys. Rev., 109:922-5, 1958.
39. GIRGIS, R.K. & VAN LOSHUT, R. On the decay of Br^{76} . Nucl. Phys., 13:473-84, 1959.
40. GOERTZEL, G. Angular correlation of gamma-ray. Phys. Rev., 70:897-909, 1946.

41. GOSWAMI, A. & NALCIOGLU, O. Quadrupole moment of the 2^+ phonon and the structure of the odd mass spherical nuclei. Phys. Lett., B, 26:353-6, 1968.
42. GRABOWSKI, Z.; GUSTAFSSON, S.; MARKARD, J. Angular correlation measurements on levels in Se^{76} and Fe^{56} . Ark. Fys., 17:411-9, 1960.
43. HAMILTON, D.R. On directional correlation of successive quanta. Phys. Rev., 58:122-31, 1940.
44. HAMILTON, W.D. Gamma-ray angular distribution and correlation measurements (I). Experimental methods using radioactive sources. In: HAMILTON, W.D., ed. The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy. Amsterdam, North-Holland, 1975. p.645-700.
45. HJORTH, S.A. & COHEN, B.L. Nuclear structure studies in the molybdenum isotopes with (d, p) and (d, t) reactions. Phys. Rev., B, 135:920-33, 1964.
46. IACHELLO, F. Algebraic and geometric properties of the interacting boson model - I. In: DEHESA, J.S.; GOMES, J.M.G.; ROS, J., eds. Interacting bosons in nuclei: proceedings of the 4th topical school, held in Granada, Spain, Sept. 28- Oct. 3, 1981. Berlin, Springer - Verlag, 1982. p.3-45. (Lectures notes in physics, 161).
47. IACHELLO, F., ed. Interacting Bose-Fermi systems in nuclei: proceeding of the 2nd specialized seminar on..., held in Erice, Sicily, June 12-19, 1980. New York, Plenum, 1981. (Ettore Majorana international science series. Physical sciences, 10).
48. IACHELLO, F. & SCHOLTEN, O. Interacting Boson-Fermion model of collective states in odd-A nuclei. Phys. Rev. Lett., 43:679-82, 1979.
49. IIZAWA, K.; KITAMURA, I.; KAWADE, K.; YAMAMOTO, H.; YOSHIKAWA, K.; SUSUMU, A.; KATOH, T. Gamma-ray spectroscopy of ^{76}As . J. Phys. Soc. Jpn., 30:901-9, 1970.
50. KAUP, U. & GELBERG, A. Description of even-even krypton isotopes by interactions boson approximation. Z. Phys., A, 293:311-3, 1979.
51. KAUP, U.; GELBERG, A.; BRENTANO, P. von; SCHOLTEN, O. Band structure of odd-A rubidium isotopes in the interacting boson-fermion model. Phys. Rev., C, 22:1738-43, 1980.

52. KAUR, R.; SHARMA, A.K.; SOOCH, S.S.; VERMA, H.R.; TREHAN, P.H. Level structure studies in ^{76}Se . J. Phys. Soc. Jpn., 49:1214-21, 1980.
53. KISSSLINGER, L.S. A note on coupling schemes in odd-mass nuclei. Nucl. Phys., A, 78:341-52, 1966.
54. KISSSLINGER, L.S. & SORENSEN, R.A. Spherical nuclei with simple residual forces. Rev. Mod. Phys., 35:853-915, 1963.
55. KRANE, K.S. Solid-angle corrections factors for coaxial Ge(Li) detectors. Nucl. Instrum. Methods, 98:205-10, 1972.
56. KUMAR, K. Dynamic deformation theory of shape coexistence, pair fluctuations, and shape transition in Ge nuclei. J. Phys., G (London). Nucl. Phys., 4(6):849-56, 1978.
57. KUMAR, K. Nuclear models and the search for unity in nuclear physics. Bergen, University of Bergen, 1984.
58. KURBATOV, J.D.; SATHOFF, H.J.; COMERFORD, J.R. Decay of isobars as ^{76}As and ^{76}Br . In: AMERICAN Physical Society: 1962 summer meeting in the West, Seattle, Washington, Aug. 27-29, 1962 apud Bull. Am. Phys. Soc., 7(7):1A8, 1962.
59. KURUP, R.G.; FINLAY, R.W.; RAPPORT, J.; DELAROCHE, J.P. Strong coupling and isospin effects in neutron scattering from $^{76,80}\text{Se}$. Nucl. Phys., A, 240:237-56, 1984.
60. LADENBAUER-BELLIS, J.M.; BAKHRU, H.; BAKHRU, R. Decay study of ^{76}Br . Can. J. Phys., 49:54-60, 1971.
61. LAWSON, R.D. & URETSKI, J.L. Center-of-gravity theorem in nuclear spectroscopy. Phys. Rev., 108:1300-4, 1957.
62. LECOMTE, R.; PARADIS, P.; BAPRETE, J.; BAPRETE, M.; LAMOUREUX, G.; MONARO, S. Measurement of the static quadrupole moments of the first 2^+ states in ^{76}Se , ^{78}Se , ^{80}Se and ^{82}Se . Nucl. Phys., A, 284:123-34, 1977.

3. LEDERE, C.M. & SHIRLEY, V.S., eds. Table of isotopes. 7. ed. New York, Wiley, 1978.
4. LEMMING, J.F.; RAPAPORT, J.; ELWYIN, A.J. Level structure of ^{76}As . Nucl. Phys., A, 239:412-26, 1975.
5. LIEDER, R.M. & DRAPER, J.E. Collective levels in $^{72,74,76,78}\text{Se}$. Phys. Rev., C, 2:531-43, 1970.
6. LIN, E.K. Inelastic scattering of deuterons from Zn and Se isotopes. Nucl. Phys., 73:613-24, 1965.
7. LINDQVIST, T. & MARKLUND, J. Mixing ratios of $2^+ \rightarrow 2^+$ transitions in some even nuclei. Nucl. Phys., 4:189-205, 1957.
8. MARTIN, D.W.; BURSON, S.B.; CORK, J.M. Decay of Mo^{101} . Bull. Am. Phys. Soc., 1:329, 1956.
9. MATSUZAKI, T. & TAKETANI, H. Band structures of ^{76}Se and ^{78}Se . Nucl. Phys., A, 390:413-48, 1982.
0. MAYER, M.G. On closed shells in nuclei II. Phys. Rev., 75(12): 1969-70, 1949.
1. MCGOWAN, F.K. & STELSON, P.H. Coulomb excitation of second 2^+ states in $^{74,76}\text{Ge}$ and $^{76,78,80}\text{Se}$. Phys. Rev., 126:257-63, 1962.
2. MCMILLAN, D.K. & PATE, B.D. Levels in ^{76}Se populated in the β decay of ^{76}As . Nucl. Phys., A, 174:604-16, 1971.
3. MORCOS, N.A.; WARD, T.E.; KURODA, P.K. Decay of ^{76}As . Nucl. Phys., A, 171:647-59, 1971.
4. MULLER, H.; WOHLFARTH, D.; HENTSCHEL, E. Experimental results of spectroscopical investigation of the isotopes $^{76,78,80,82}\text{Se}$. Rossendorf, Zentralinstitut für Kernforschung, 1974. (ZFK - 273).

95. TOKUNAGA, Y.; SEYFARTH, H.; SCHULT, D.W.B.; BORNER, H.G.; HOFMEYR, Ch.; BARREAU, G.; BRISSOT, R.; KAUP, U.; MONKEMEYER, Ch. The $^{75}\text{Se} (n, \gamma) ^{76}\text{Se}$ reaction and low-lying level structure of ^{76}Se . Nucl. Phys., A, 411:209-30, 1983.
96. TWIN, P.J. Gamma-ray angular distribution and correlation measurement experimental methods following nuclear reactions. In: HAMILTON, W.D., ed. The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy. Amsterdam, North-Holland, 1975.
97. WELLS, J.C.; ROBINSON, R.L.; KIM, H.J.; SAYER, R.O.; PEIRCEY, R.B.; RAMAYYA, A.V.; HAMILTON, J.H.; MAGUIRE, C.F. High-spin states and band structure in Se^{76} . Phys. Rev., C, 22:1126-37, 1980.
98. WOOD, J.L. Dynamical supesymmetries and the positive parity states in ^{193}Au . Phys. Rev., C, 24:1788-90, 1981.
99. WRIGHT, J.F. A five particle shell-model calculation using a spin-dependent potential as applied to ^{101}Tc and the nuclear decays of ^{101}Mo , ^{101}Tc , ^{142}Xe and ^{142}Cs . Ames, Iowa, 1974. (Ph. D. Thesis, Iowa State University).
100. WRIGHT, J.F.; TALBERT JR., W.L.; VORGHT, A. Decays of ^{101}Mo and ^{101}Tc . Phys. Rev., C, 12(2):572-81, 1975.
101. YATES, M.J.L. Finite solid angle corrections. In: KARLSSON, E.; MATHIAS, E.; SIEGBAHN, K., eds. Perturbed angular correlations: proceedings of the meeting..., held in Uppsala, May 27-30, 1963. Amsterdam, North-Holland, 1964. p.453-66.