

Doação: Flavio P. Livi

R\$ 3,00

Instituto de Física  
Universidade Federal do Rio Grande do Sul

ESTUDOS EXPERIMENTAIS DE ESTRUTURA NUCLEAR  
PELO  
MÉTODO DA CORRELAÇÃO ANGULAR

*As flávia  
com um abraço  
de Fernando*

F. C. Zawislak

Tese Apresentada à Faculdade  
de Filosofia da Universidade  
Federal do Rio Grande do Sul  
para obtenção do título de  
Doutor em Ciências

263314-9

F 193 20.E

2386

Porto Alegre

1967

UFRGS  
Instituto de Física  
Biblioteca

A MINHA MÃE

E À MEMÓRIA DE MEU PAI

A MINHA ESPÔSA

## AGRADECIMENTOS

O presente trabalho foi realizado sob a orientação de John D. Rogers. Agradeço a êle por todos os ensinamentos que me transmitiu durante o proveitoso convívio de três anos, desde a sua vinda ao Brasil.

O laboratório de pesquisa experimental do Instituto de Física é fruto, em grande parte, da visão e do incansável trabalho de Darcy Dillenburg, Gerhard Jacob e Th.A.J. Maris, que mostraram sempre incomum interesse no seu desenvolvimento. A êles o agradecimento nesta oportunidade.

A realização de um trabalho experimental como o presente depende fundamentalmente das condições técnicas e da atmosfera de trabalho no laboratório. O meu agradecimento aos colegas do Instituto de Física que proporcionam esta atmosfera e sem cuja colaboração constante e amigã o trabalho não seria possível. Em especial é um prazer ressaltar minha gratidão a Celso S. Müller pela construção dos circuitos de coincidência e por seu auxílio nos diversos problemas eletrônicos, a Euclides R. Fraga pelo preparo de fontes radioativas, a Eliermes A. Menezes pelo auxílio na coleta de dados, à oficina mecânica e à seção de alto vácuo pelo eficiente trabalho de execução das mesas de correlação angular e de outros acessórios.

A David Mesquita da Cunha, diretor do Instituto de Física, pelo constante apóio recebido e a Darcy Dillenburg, pelas proveitosas sugestões durante a redação dêste trabalho, externo o meu reconhecimento.

Minha iniciação em pesquisa foi feita no Laboratório do Acelerador Van de Graaff, em São Paulo. Agradeço a Ernesto W. Ham-

burger que orientou meus primeiros passos em pesquisa e a Oscar Sala pela oportunidade que me proporcionou em seu laboratório.

À Ivone Hildebrand pelo paciente trabalho de datilografia, a Renê Sander pela confecção das figuras e ao grupo de calculistas (que, até há dois meses, constituíam o "nosso único computador"), o meu muito obrigado.

O presente trabalho foi parcialmente financiado pelas Instituições: Conselho Nacional de Pesquisas, United States Army Research Office, Conselho de Pesquisas da Universidade Federal do Rio Grande do Sul e Air Force Office of Scientific Research.

Pôrto Alegre, Novembro de 1967.

Fernando Claudio Zawislak.

# I N D I C E

INTRODUÇÃO	1
I - RESUMO TEÓRICO	5
I.1 - Princípios Gerais das Correlações Angulares	5
I.1.1 - Introdução	5
I.1.2 - Correlação angular direcional gama-gama	6
I.1.3 - Correlação angular direcional elétron convertido-gama	16
I.1.4 - Perturbações da correlação angular	22
I.1.5 - Medida do fator nuclear $g$ de estados ex- citados pelo método da correlação angular	26
I.2 - Interação dos Núcleos com o Campo Eletromagnético	32
II - ARRANJOS EXPERIMENTAIS	38
II.1 - Introdução	38
II.2 - Descrição dos Arranjos Experimentais	39
II.2.1 - Sistema A - Para medidas de correlações angulares direcionais gama- gama	39
II.2.2 - Sistema B - Para medidas de fatores nu- cleares $g$	41
II.2.3 - Sistema C - Para medidas de correlações angulares direcionais gama- gama	41
II.2.4 - Sistema D - Para medidas de correlações angulares direcionais gama- elétron convertido.	47

III-ESTUDO ESPECTROSCÓPICO DO NÚCLEO $^{99}\text{Tc}$	55
III.1-Introdução	55
III.2-Técnica Experimental	56
III.3-Apresentação dos Resultados Experimentais	57
III.3.1 - Medidas anteriores	57
III.3.2 - Medidas de correlações angulares efetuadas no presente trabalho	59
III.3.3 - Resumo dos resultados experimentais	69
III.4-Discussão dos Resultados através do Modelo de Excitação do Caroço	70
III.5-Medida do Fator Nuclear g do Nível a 140 keV	80
III.6-Análise em Termos de Outros Modelos	83
IV - ESTUDO ESPECTROSCÓPICO DO NÚCLEO $^{160}\text{Dy}$	88
IV.1 - Introdução	88
IV.2 - Técnica Experimental	92
IV.3 - Apresentação dos Resultados Experimentais	96
IV.4 - Análise dos Resultados Experimentais	99
IV.4.1 - Níveis pertencentes às bandas de paridade par	99
IV.4.2 - Nível a 1264 keV	100
IV.4.3 - Nível a 1286 keV	110
IV.4.4 - Nível a 1357 keV	111
IV.4.5 - Nível a 1386 keV	113
IV.4.6 - Nível a 1399 keV	114
IV.4.7 - Considerações sobre as correlações gama-elétron convertido	115
IV.5 - Discussão dos Resultados	116

V - CONCLUSÕES

136

REFERÊNCIAS

141

## INTRODUÇÃO

Grande parte do progresso da Física Nuclear Experimental é devido ao estudo das partículas e dos raios gama emitidos pelo núcleo radioativo durante o processo de desexcitação. O estudo de rádio-isótopos produzidos artificialmente tem contribuído sobretudo para o melhor entendimento da estrutura nuclear e, entre as diversas técnicas usadas, a de correlação angular, baseada na medida de coincidências, ocupa, sem dúvida alguma, posição de destaque. A radiação eletromagnética, que os rádio-isótopos emitem, continua sendo, até o presente, um dos mais importantes meios de comunicação com o núcleo. A energia, o spin, a paridade, a vida média, os momentos magnéticos e elétricos dos estados nucleares podem ser medidos e, similarmemente, a intensidade, a multipolaridade e os coeficientes de conversão das transições entre tais estados. Como reflexo das medidas destes parâmetros nucleares, surgiram várias tentativas teóricas para a sua interpretação e os modelos nucleares, desenvolvidos nos últimos vinte anos, têm tido também um papel muito importante na investigação da estrutura nuclear.

Desde a introdução experimental das medidas de correlações angulares direcionais gama-gama, em 1947, o equipamento e os métodos de estudo tiveram grande desenvolvimento e caracterizam-se, agora, pelo alto grau de diferenciação e refinamento, abrangendo vasto e complicado campo sob o ponto de vista experimental. O recente progresso em instrumental eletrônico e o advento de detectores de estado sólido, abriram novas perspectivas ao estudo da espectroscopia nuclear. O detector de Ge(Li), com resolução em energia 20 vezes melhor que o de NaI(Tl), possibilitou medidas de ra-

ios gama antes não realizáveis. Por outro lado, o detector de Si(Li), substituindo em muitos casos, com vantagem, o espectrômetro magnético, tornou as medidas de elétrons muito mais acessíveis experimentalmente. Sem dúvida alguma, o método da correlação angular foi dos que mais se beneficiou com este desenvolvimento.

Os trabalhos de pesquisa em Física Nuclear Experimental no Instituto de Física da Universidade Federal do Rio Grande do Sul iniciaram-se em 1960 com estudos de correlações angulares direcionais gama-gama. Esta técnica, desde então, tem sido aqui explorada em quase todas as suas potencialidades e o próprio desenvolvimento dos trabalhos mostrou a importância de se estender o campo a medidas envolvendo elétrons, no sentido de dar maior base experimental aos estudos de estrutura nuclear.

No presente trabalho apresentamos uma parte dos nossos estudos de espectroscopia nuclear, desenvolvidos no laboratório de correlações angulares do Instituto de Física. Os resultados experimentais são apresentados sem recorrer a uma descrição detalhada das diversas técnicas usadas, orientando-se sua análise e interpretação no sentido de evidenciar o limite de aplicação das conclusões das atuais teorias. Quando possível, procura-se interligar a experiência e a teoria, uma vez usando aquela para verificar esta, outra vez com o auxílio desta motivar novas experiências.

Estudamos neste trabalho dois núcleos,  $^{99}\text{Tc}$  de A ímpar e classificado como esférico, e  $^{160}\text{Dy}$  pertencente ao grupo par-par da região deformada. No  $^{99}\text{Tc}$  fazemos um estudo experimental de correlações angulares gama-gama de todas as seqüências mais intensas, analisando o resultados com o auxílio do modelo de excitação do caroço. Usando este modelo, prevemos os valores da vida média e do

fator nuclear  $g$  de um de seus estados excitados e apresentamos os resultados da medida deste fator nuclear. Fazemos também uma análise em termos de outros modelos nucleares aplicáveis ao núcleo em consideração. No  $^{160}\text{Dy}$  são feitas medidas de correlações angulares gama-gama e gama-elétron convertido de uma série de cascatas, dando-se ênfase à determinação das características multipolares das transições que se originam nos níveis de paridade ímpar. Devido à grande densidade de níveis energéticos na região acima de 1 MeV, somente com detectores de estado sólido é que tais medidas são possíveis com boa precisão. A seguir, analisamos os resultados experimentais em termos do modelo nuclear unificado que, até o presente, tem sido testado principalmente na região dos primeiros estados excitados, onde funciona bastante bem. As informações experimentais sobre os níveis de paridade negativa dos núcleos deformados são muito pobres e, como resultado, é bastante difícil a sua interpretação teórica. Contudo, os nossos resultados mostram, para estes níveis, características definidas, as quais não foram, até agora, muito evidenciadas. Pensamos, então, que ficam atendidos os objetivos das medidas experimentais relatadas neste trabalho.

No primeiro capítulo são apresentados resumos teóricos dos tópicos: correlações angulares direcionais gama-gama e gama-elétron convertido, perturbações das correlações angulares, uma técnica de medida de fator nuclear  $g$  pelo método da correlação angular e interações dos núcleos com o campo eletromagnético. O capítulo II contém uma descrição dos arranjos experimentais usados para a realização das medidas. Os dois capítulos seguintes destinam-se ao relato das medidas efetuadas e das suas interpretações, estudando-se no capítulo III o núcleo  $^{99}\text{Tc}$  e no capítulo IV o núcleo

160<sup>Dy.</sup> Finalmente, no último capítulo, são apresentadas as conclusões e discutidas as possibilidades das presentes técnicas, bem como o seu aperfeiçoamento, sendo também sugeridas novas medidas nos núcleos em estudo e aplicações das técnicas a outros núcleos.

As fórmulas, as tabelas e as figuras são numeradas para cada capítulo, antecedendo-se aos números de ordem, os dos capítulos em algarismos Romanos. As tabelas e as figuras estão distribuídas, no texto, na seqüência em que são citadas. As referências bibliográficas são enumeradas independentemente do capítulo, encontrando-se após o último.

## I - RESUMO TEÓRICO

### I.1 Princípios Gerais das Correlações Angulares

#### I.1.1 Introdução

Foi pela primeira vez sugerido por Dunworth <sup>1)</sup>, em 1940, que deveria haver uma correlação angular entre as direções de emissão de radiações nucleares sucessivas. Hamilton <sup>2)</sup>, no mesmo ano, fez o primeiro estudo teórico mais detalhado desta correlação, publicando resultados para diferentes tipos de radiações. Em 1946 Goertzel <sup>3)</sup> estendeu o trabalho de Hamilton, considerando perturbações de campos extranucleares sobre a correlação angular. Foi somente em 1947 que se obteve <sup>4)</sup> a primeira evidência experimental da existência de correlação angular entre dois raios gama emitidos em cascata.

Neste ponto, o interesse no estudo da correlação angular começou a crescer e a teoria desenvolveu-se tão rapidamente quanto as técnicas experimentais. Como resultado, a técnica da correlação tornou-se padrão em espectroscopia nuclear e os cálculos originais foram generalizados com detalhado estudo das potencialidades do método. Estas, por sua vez, foram causas de surgimento e aprimoramento de melhores e mais específicas técnicas experimentais. Existem publicações muito completas sobre o assunto, destacando-se os artigos de Biedenharn e Rose <sup>5)</sup> e de H.Frauenfelder e R.M.Steffen <sup>6)</sup>, no que se refere às correlações angulares em geral. Especificamente, quanto às correlações envolvendo elétrons convertidos, há abun-

dante material no livro recentemente editado por J.H.Hamilton <sup>7)</sup>. Além d'êste, Devons e Goldfarb, em seu artigo no Handbuch der Physik <sup>8)</sup>, apresentam uma ótima discussão teórica e experimental relativa às correlações e distribuições angulares, inclusive em reações nucleares e em decaimentos de partículas elementares. Em recente artigo, H.J.Rose e D.M.Brink <sup>9)</sup> discutem exhaustivamente as distribuições angulares de raios gama em termos de elementos reduzidos de matriz, com cuidadosa definição de fase.

A discussão teórica, que aqui fazemos, dos aspectos gerais do fenômeno correlação angular, é muito breve e tem a finalidade de introduzir os resultados gerais bem como a notação. Este sumário baseia-se nas publicações acima referidas, onde o leitor encontrará o tratamento teórico completo.

### I.1.2 Correlação angular direcional gama-gama

A probabilidade de emissão de uma partícula ou um quantum por um núcleo radioativo depende em geral do ângulo entre o spin nuclear e a direção de emissão. Em uma amostra radioativa, os núcleos, em condições normais, estão orientados ao acaso no espaço e conseqüentemente a radiação total é isotrópica. Uma distribuição anisotrópica de radiações pode ser obtida de um conjunto de núcleos orientados.

Consideremos um sistema constituído de um número muito grande de núcleos. Se colocarmos êste sistema em um meio de temperatura muito baixa e aplicarmos ao mesmo um campo magnético ou um gradiente de campo elétrico poderemos polarizar ou alinhar os núcleos do sistema em relação à direção do campo aplicado e medir a

distribuição angular da radiação emitida, com respeito à direção deste campo.

Por outro lado, consideremos que os núcleos do sistema decaem para o estado fundamental através da emissão sucessiva de duas radiações, por exemplo, dois fótons gama em cascata. Sabemos que, se os núcleos do sistema não são orientados ou alinhados, os dois raios gama,  $\gamma_1$  e  $\gamma_2$ , são emitidos isotropicamente; porém, se detectamos  $\gamma_1$  em uma direção particular, automaticamente estaremos selecionando (devido à dependência angular entre a direção de emissão e o eixo do spin nuclear) um conjunto de estados nucleares intermediários com seus spins alinhados relativamente à direção do fóton  $\gamma_1$ . A segunda radiação da cascata,  $\gamma_2$ , é então emitida de um estado alinhado e mostra uma definida "correlação angular" com respeito à primeira radiação,  $\gamma_1$ . Este modo de obter anisotropia angular é o utilizado nas medidas do presente trabalho.

Quando são observadas somente as direções das duas radiações o método é chamado de correlação angular direcional. Quando medimos também a polarização (linear ou circular) das radiações costuma-se chamá-lo de correlação angular polarizada. A seguir descreveremos a correlação angular direcional, pois é a que interessa neste trabalho.

Uma condição necessária para que ocorra a correlação angular anisotrópica é que o núcleo permaneça alinhado no estado intermediário até que a segunda radiação seja emitida. Neste caso, se não há mudança das populações dos subníveis magnéticos durante a vida média do estado intermediário, a correlação é chamada de "correlação angular não perturbada". Esta condição requer uma vida média bastante curta do estado intermediário. Em geral, quando esta

condição é satisfeita, é que podemos, na prática, usar as correlações angulares para medir propriedades dos níveis nucleares envolvidos e das transições emitidas. As correlações direcionais alfa-gama e gama-gama dependem dos spins dos níveis mas não das paridades. As paridades podem ser obtidas diretamente medindo, além da direção, a polarização dos raios gama ou medindo correlações direcionais envolvendo elétrons de conversão ( $e^-$ ).

Quando a correlação é alterada por campos magnéticos ou elétricos (internos de origem atômica, molecular ou cristalina, ou então aplicados externamente) que atuam nos momentos magnéticos e elétricos do núcleo, temos a chamada "correlação angular perturbada", através da qual é possível medir momentos magnéticos e momentos de quadrupolo elétrico de estados excitados. Seu formalismo teórico é tratado com detalhes no artigo de Steffen e Frauenfelder <sup>10)</sup>. Como os campos eletromagnéticos internos, que o contorno produz no núcleo, dependem dos estados físico e químico da amostra radioativa, podemos usar, nestes casos, a correlação angular como um método de estudo da estrutura atômica e molecular da matéria em sua forma líquida, sólida ou mesmo gasosa. Algumas destas aplicações do método da correlação angular são apresentadas no artigo de Heer e Novey <sup>11)</sup>.

Consideremos, agora, a descrição da correlação angular gama-gama não perturbada. Seja um núcleo que emite rapidamente uma seqüência de dois raios gama,  $\gamma_1$  e  $\gamma_2$ , envolvendo três níveis com spins  $I_i$ ,  $I$  e  $I_f$  e energias  $E_i$ ,  $E$  e  $E_f$ , conforme fig. I.1 ( $\pi$  representa a paridade e  $\tau$  a vida média do nível intermediário). Cada uma das transições é caracterizada por um número quântico de momentum angular ou multipolaridade  $L$  e um número quântico magnéti

co M. Posteriormente vamos generalizar para mistura de multipolaridades nas transições. Os números quânticos magnéticos dos estados  $I_i$ ,  $I$  e  $I_f$  são respectivamente  $m_i$ ,  $m$  e  $m_f$ . Pela conservação de momentum angular tem-se,

$$\vec{I}_i = \vec{I} + \vec{L}_1 \quad \vec{I} = \vec{I}_f + \vec{L}_2 ,$$

$$m_i = m + M_1 \quad m = m_f + M_2 ,$$

com 
$$L^2 = L(L + 1) \hbar^2 , \quad L_z = M\hbar , \text{ etc. .}$$

Na figura I.2 fazemos um esquema da geometria usada para medir correlações angulares.

O núcleo, cujo esquema está na figura I.1, decai emitindo duas radiações,  $\gamma_1$  e  $\gamma_2$ , nas direções  $\vec{K}_1$  e  $\vec{K}_2$ , dentro dos ângulos sólidos  $d\Omega_1$  e  $d\Omega_2$ , respectivamente. As direções  $\vec{K}_1$  e  $\vec{K}_2$  formam entre si um ângulo  $\theta$ . Nestas condições, fixa-se a posição de um dos detectores e mede-se a dependência entre a taxa de coincidências das duas radiações e o ângulo  $\theta$  entre os dois detectores. Esta dependência angular da taxa de coincidências é a chamada função correlação angular das duas radiações nucleares, que, para uma determinada cascata nuclear, depende dos spins  $I_i$ ,  $I$  e  $I_f$  dos três níveis da seqüência, do tipo de radiação emitida e do caráter multipolar da radiação.

É possível construir uma função correlação angular direcional  $W(\vec{K}_1, \vec{K}_2) = W(\theta)$ , onde  $W(\theta) \times d\Omega_1 \times d\Omega_2$  é definida como a probabilidade de **que um núcleo, decaindo através da seqüência  $I_i \rightarrow I \rightarrow I_f$ , emita duas radiações: uma na direção  $\vec{K}_1$  dentro de um**

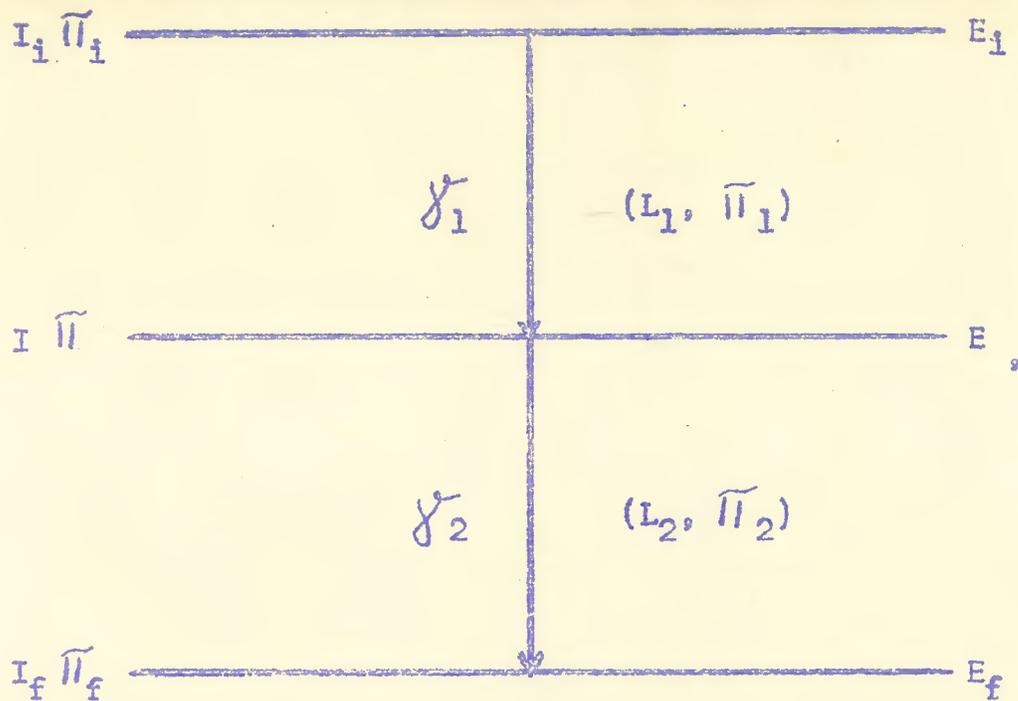


Figura I.1 - Esquema típico de níveis. No texto estão definidos os significados das letras.

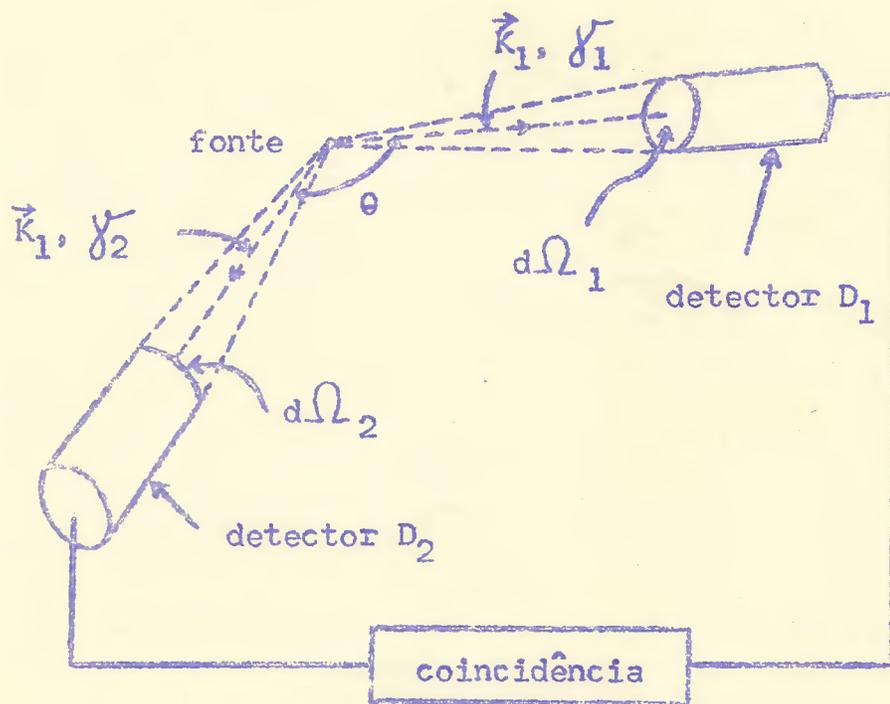


Figura I.2 - Geometria típica para contagens de coincidências. No texto estão definidos os significados das letras.

ângulo sólido  $d\Omega_1$  e outra na direção  $K_2$  dentro de um ângulo sólido  $d\Omega_2$ , conforme a fig. I.2. Esta função correlação angular direcional para uma cascata gama-gama é expressa convenientemente por uma série finita de polinômios pares de Legendre do ângulo entre as duas radiações, ou seja:

$$W(K_1; K_2) = W(\theta) = \sum_k A_{kk}^{\prime} P_k(\cos \theta), \quad k = 0, 2, 4, \dots,$$

sendo o valor mais alto de  $k$  determinado pela regra de seleção,

$$k_{\max}^{\prime} = \text{Min}(2I, 2L_1, 2L_2).$$

Em geral  $k_{\max} \leq 4$ , pois variações de momentum angular, maiores do que  $|I_f - I| = 2$  na segunda transição, resultam em vidas médias  $\tau$  muito longas para o estado intermediário, tornando a correlação angular não mensurável. Para obter a expressão da função correlação normalizada, dividimos cada coeficiente  $A_{kk}^{\prime}$  por  $A_{00}^{\prime}$ , ou seja:

$$A_{kk} = \frac{A_{kk}^{\prime}}{A_{00}^{\prime}},$$

donde obtém-se,

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

Os coeficientes  $A_{kk}$  dependem dos spins dos níveis envolvidos e das multipolaridades das transições. Cada coeficiente pode ser separado em dois fatores, onde cada um depende somente de uma das transições.

$$A_{kk} = A_k(\gamma_1) A_k(\gamma_2) .$$

Apesar de as regras de paridade, bem como as de momentum angular, permitirem componentes multipolares de mais alta ordem, em geral as duas ordens mais baixas são as que contribuem predominantemente. Suponhamos, então, que cada uma das transições gama é caracterizada por duas componentes multipolares  $L_1, L_1'$  e  $L_2, L_2'$ , sendo que, na grande maioria dos resultados experimentais, tem-se observado mais freqüentemente a mistura  $M1+E2$  e mais raramente a mistura  $E1+M2$ . As razões de mistura (amplitudes) para os raios gama, são definidas por:

$$\delta(\gamma_1) = \frac{\langle I || L_1' || I_i \rangle}{\langle I || L_1 || I_i \rangle}$$

e

$$\delta(\gamma_2) = \frac{\langle I || L_2' || I_f \rangle}{\langle I || L_2 || I_f \rangle}$$

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

e  $\langle I || L || I_i \rangle$  é um elemento de matriz reduzido (real) para transição gama de ordem multipolar  $2^L$ , de um estado de spin  $I_i$  para um estado de spin  $I$ . A razão entre a intensidade do polo  $L'$  e a do polo  $L$  é dada por  $\delta^2$ . Para o caso  $M1+E2$  temos:

$$\delta^2 = \frac{\text{Intensidade E2}}{\text{Intensidade M1}}$$

Note-se que  $\delta$  pode ser tanto positivo como negativo, dependendo

da definição da fase dos elementos de matriz reduzidos.\* Há uma relação importante entre estes elementos de matriz:

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

Conseqüentemente, o sinal de  $\int$  muda se a seqüência de transições na cascata é invertida.

Os coeficientes  $A_k$  para uma determinada transição são dados, portanto, em termos da mistura  $\int$  e de parâmetros  $F_k$  que dependem dos spins dos níveis entre os quais se processa a transição  $I' \rightarrow I$ , bem como das multipolaridades  $L$  e  $L'$  da transição, ou seja:

$$A_k(\gamma) = \frac{1}{1 + \int^2} \left[ F_k(L L I' I) + 2 \int F_k(L L' I' I) + \int^2 F_k(L' L' I' I) \right],$$

onde os coeficientes  $F_k$  têm a forma:

$$F_k(L L' I' I) = (-1)^{I'+I-1} \left[ (2L+1)(2L'+1)(2I+1)(2k+1) \right]^{\frac{1}{2}} \times \\ \times \begin{pmatrix} L & L' & k \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \times \left\{ \begin{matrix} L & L' & k \\ I & I & I' \end{matrix} \right\}.$$

Nesta relação,  $( )$  e  $\{ \}$  são respectivamente os coeficientes 3-j e 6-j de Wigner. Os coeficientes  $F_k$  encontram-se tabelados nas referências 5,6 e 12) com a normalização

---

\* Os autores da referência 9) adotam uma convenção de fase diferente da que se usa aqui, que é a de Biedenharn e Rose 5). As equações 5.1 da referência 9) dão as relações de sinal entre os parâmetros de mistura nas duas convenções.

$$F_0(L L' I' I) = \int_{LL'} ,$$

para um grande número de spins e multipolaridades.

Tomando  $k_{\max} = 4$  na equação (I.1), a correlação angular direcional não perturbada para duas radiações em seqüência tem a forma:

$$W(\theta) = 1 + A_{22}P_2(\cos \theta) + A_{44}P_4(\cos \theta) , \quad (I.3)$$

com  $A_{kk} = A_k(\gamma_1) A_k(\gamma_2)$ , sendo

$$A_k(\gamma_1) = \frac{1}{1 + \delta_1} \left[ F_k(L_1 L_1 I_f I) + 2 \int_1 F_k(L_1 L_1' I_f I) + \int_1^2 F_k(L_1' L_1' I_f I) \right] \quad (I.4)$$

e

$$A_k(\gamma_2) = \frac{1}{1 + \delta_2} \left[ F_k(L_2 L_2 I_f I) + 2 \int_2 F_k(L_2 L_2' I_f I) + \int_2^2 F_k(L_2' L_2' I_f I) \right] . \quad (I.5)$$

Vemos que os coeficientes  $A_{kk}$  dependem, em geral, de nove parâmetros:

$$I_i, I, I_f, L_1, L_1', \int_1, L_2, L_2' e \int_2 .$$

Como  $L_1' = L_1 + 1$  e  $L_2' = L_2 + 1$ , sete são as quantidades a serem determinadas experimentalmente, através da correlação angular direcional.

O valor experimental dos coeficientes  $A_{kk}$  é então comparado com o valor calculado teoricamente, em função dos valores  $F_k$

e das misturas  $\delta$ . Quando somente uma das transições tem mistura de multipolaridade e a outra é uma transição pura, a determinação de  $\delta$  é relativamente fácil (Steffen <sup>12</sup>) apresenta uma série de curvas de  $A_{kk}(\delta_1) = A_k(\delta_1) A_k(\delta_2 = 0)$ . Quando as duas transições apresentam misturas, o cálculo da intensidade de todas as transições multipolares é complicado sendo que, muitas vezes, a determinação não é unívoca. É, então, necessário recorrer-se a, por exemplo, correlações polarizadas para resolver a dúvida.

Muitas vezes medimos correlações angulares entre duas radiações que não são sucessivas, isto é, entre ambas há outra transição, não observada, conforme figura I.3.

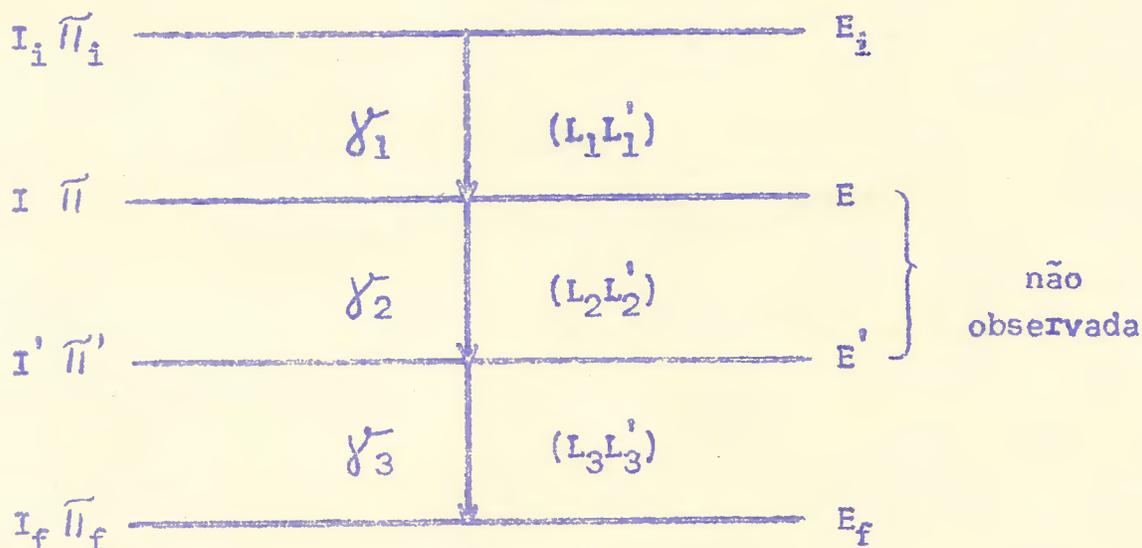


Figura I.3 - Esquema de uma seqüência de três radiações gama. No texto estão definidos os significados das letras.

Para este caso, mostra-se que os coeficientes da correlação  $\delta_1$  -  $\delta_3$  são dados por:

$$A_{kk} = A_k(\gamma_1) U_k(\gamma_2) A_k(\gamma_3), \quad (I.6)$$

com a normalização  $U_0(\gamma_2) = 1$ , e

$$U_k(\gamma_2) = \frac{1}{1 + \int_2} \left[ (-1)^{L_2} \begin{Bmatrix} I & I & k \\ I' & I' & L_2 \end{Bmatrix} + \int_2^2 (-1)^{L_2'} \begin{Bmatrix} I & I & k \\ I' & I' & L_2' \end{Bmatrix} \right] \times \\ \times (-1)^{I+I'} \left[ (2I+1)(2I'+1) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (I.7)$$

$A_k(\gamma_1)$  e  $A_k(\gamma_3)$  dados por expressões do tipo (I.4).

### I.1.3 Correlação angular direcional elétron convertido-gama

Em vez de medir a correlação angular direcional entre raios gama sucessivos, podemos detectar elétrons de conversão e medir a sua correlação angular. É evidente que, para isto ser possível, é necessário que pelo menos um dos gamas seja razoavelmente convertido. Com exceção do trabalho pioneiro de Frauenfelder e colaboradores<sup>13)</sup>, até recentemente a correlação elétron convertido-gama (e<sup>-</sup>-gama) não tinha despertado muito interesse. As causas mais importantes do "esquecimento" foram as dificuldades experimentais maiores do que nas medidas de correlações gama-gama e, além disso, o fato de que a interpretação da correlação elétron convertido-gama envolve a teoria da conversão interna. Na realidade esta dependência do processo de conversão interna é uma vantagem, pois obtêm-se mais informações sobre a estrutura nuclear, as quais não podem ser obtidas pela correlação direcional gama-gama. Isto prende-se aos seguintes fatos:

a - A correlação ( $e^-$ - gama) depende, não somente das ordens multipolares das transições, mas também, do caráter elétrico ou magnético destas, de forma que pode ser usada para determinar a paridade dos níveis. Tem sido usada para determinações unívocas de spins e paridades, bem como de multipolaridades. Por exemplo, a correlação gama-gama não pode discriminar os dois casos:

$$4+ (E2) 2+ (E2) 0+$$

$$e \quad 2+ (E2+M1, \int = -0,19) 2+ (E2) 0+ ,$$

pois dá os mesmos valores para os  $A_{kk}$ , em ambos os casos, ou seja,

$$A_{22} = +0,10 ,$$

$$A_{44} \approx 0 .$$

A correlação angular ( $e^-$ - gama), no entanto, dá valores bem diferentes para estes dois casos. É claro que pode haver outras seqüências de spins que venham a dar o mesmo valor de  $A_{22}$  e  $A_{44}$ , porém de qualquer forma a correlação ( $e^-$ - gama) fornece informações complementares importantes.

- b - Sob certas circunstâncias é muito mais sensível a pequenas misturas de multipolaridade do que a correlação gama-gama, o que é uma feição importante no estudo de modelos nucleares.
- c - É sensível a pequenas misturas de E0 em competição com M1 e E2.
- d - Últimamente surgiu uma aplicação da correlação ( $e^-$  - gama) extremamente atraente no estudo da estrutura nuclear, que é a de

terminação de correções ao processo de conversão interna por e feito de penetração <sup>14)</sup>, proporcionando, através da medida dos chamados parâmetros de partícula, informações adicionais sobre este efeito, independentemente das obtidas pela medida direta dos coeficientes de conversão.

e - Sob o ponto de vista experimental, até recentemente, não havia espectrômetro de raios-gama de alta resolução, tornando-se mais fácil medir correlações ( $e^-$ -gama) nos casos de linhas muito próximas, pois os espectrômetros magnéticos têm melhor resolução. O desenvolvimento neste campo, com os novos espectrômetros de Ge(Li) de excelente resolução, torna este aspecto menos importante.

No processo de conversão interna, a desexcitação faz-se através de interação eletromagnética entre o núcleo e um dos elétrons da coroa atômica. O resultado desta interação é a emissão de um elétron (da órbita K, L<sub>1</sub>, M<sub>1</sub>, etc.) de seu estado inicial ligado para um estado final contínuo. A probabilidade deste processo, que depende,

da ordem multipolar da transição;

do caráter elétrico ou magnético da transição;

da energia da transição;

do número atômico do núcleo que dá origem à transição;

da sub-camada do elétron convertido;

é determinada pela medida dos parâmetros de partícula  $b_k$ .

No caso de correlação direcional  $e^-$ -gama (ou gama -  $e^-$ ) expressamos a função correlação angular novamente em termos de polinômios pares de Legendre:

$$W(\theta, e^- - \gamma) = 1 + \sum_k A_{kk}(e^- - \gamma) P_k(\cos \theta), \quad (I.8)$$

onde  $A_{kk}(e^- - \gamma) = A_k(e^-) A_k(\gamma)$

com  $A_k(\gamma)$  dado pela expressão (I.4) e

$$A_k(e^-) = \frac{1}{1+p^2} \left[ b_k(LL) F_k(LLI_1I) + 2pb_k(LL') F_k(LL'I_1I) + p^2 b_k(L'L') F_k(L'L'I_1I) \right]. \quad (I.9)$$

Aqui,  $b_k(LL)$ ,  $b_k(LL')$  e  $b_k(L'L')$  são os parâmetros de partícula da transição misturada e  $p$  é a razão de mistura das emissões de elétrons convertidos (amplitude) dada por,

$$p = \int \left[ \frac{\alpha(L')}{\alpha(L)} \right]^{\frac{1}{2}},$$

onde  $\int$  já foi definido anteriormente e  $\alpha(L)$  é o coeficiente de conversão da transição multipolar de ordem  $L$ .

Quando a transição convertida é pura (não apresenta mistura de multipolaridades), obtém-se  $b_k$  pela simples divisão dos coeficientes  $A_{kk}$  das correlações angulares  $(e^- - \gamma_2)$  e  $(\gamma_1 - \gamma_2)$ ,

$$b_k = \frac{A_{kk}(e^- - \gamma_2)}{A_{kk}(\gamma_1 - \gamma_2)} = \frac{A_k(e^-)}{A_k(\gamma_1)}. \quad (I.10)$$

Os parâmetros  $b_k$  para  $k > 2$  são obtidos pela relação:

$$b_k = 1 + \frac{k(k+1) [L(L+1) - 3]}{3 [2L(L+1) - k(k+1)]} [b_2 - 1] .$$

Os parâmetros de partícula foram calculados e tabelados por Biedenharn e Rose <sup>5)</sup> para núcleo puntual e sem considerar correção para os efeitos de blindagem dos elétrons periféricos do átomo. Um cálculo recente de Ustinova <sup>15)</sup>, que leva em conta a dimensão finita do núcleo e o efeito de blindagem, mostrou que para transições elétricas os parâmetros de partícula são pouco afetados por tais efeitos, havendo contudo correções consideráveis para as transições magnéticas. (É claro que os parâmetros de interferência  $b_k(L, L')$  são em geral também bastante afetados.) Neste cálculos foi usado o modelo de corrente superficial de Sliv, uma aproximação em que se supõe que as correntes nucleares se confinam à superfície do núcleo.

Convém observar que os parâmetros de partícula para elétrons convertidos, apesar de estarem relacionados aos respectivos coeficientes de conversão, apresentam uma estrutura diferente. Conforme pode ser visto na referência <sup>16)</sup>, os coeficientes de conversão dependem das somas dos quadrados dos elementos de matriz radiais para cada tipo de transição multipolar, isto é, dependem das intensidades das transições parciais. Por outro lado, os parâmetros de partícula dependem da razão dos elementos de matriz radiais, isto é, das suas amplitudes, o que significa que a correlação direcional ( $e^-$ -gama) é mais sensível a pequenas variações destes elementos de matriz. É possível, deste modo, um teste mais crítico da teoria de conversão interna.

Além do efeito de dimensão nuclear finita, que é chamado

efeito estático, ( a distribuição de carga nuclear atua nos estados estacionários dos elétrons) Church e Weneser <sup>14)</sup> sugeriram a possibilidade de existir um outro efeito no processo de conversão interna, chamado efeito dinâmico, pelo qual os  $b_k$  podem ser afetados em virtude da penetração dos elétrons de conversão na matéria nuclear, que é também um efeito da dimensão do núcleo. Este efeito dinâmico é caracterizado por "elementos de matriz de penetração", pois é suposto que parte da interação núcleo-elétron processa-se no interior do núcleo, havendo, conseqüentemente, durante certo tempo, interações entre o elétron e as cargas e correntes nucleares. Intuitivamente, esperamos que êstes efeitos dinâmicos sejam pequenos, pois a região de superposição das funções de onda do núcleo e do elétron é pequena. Contudo, nas transições para as quais determinadas regras de seleção proibem emissão eletromagnética, sem impor restrições similares aos elementos de matriz de conversão, o efeito na estrutura nuclear pode ser considerável. Dêste modo, torna-se possível usar a correlação ( $e^-$ -gama) para medir a distribuição de cargas e correntes das transições no núcleo. Este assunto está amplamente discutido no artigo de revisão de Church e Weneser <sup>17)</sup>. Últimamente, tem-se mostrado que êstes efeitos dinâmicos no processo de conversão são na realidade muito menores do que inicialmente se esperava.

O modo E0 de desexcitação nuclear é um exemplo particularmente interessante do efeito de penetração. Devido à natureza transversal do campo eletromagnético, o elemento de matriz da transição gama, bem como o elemento de matriz de conversão normal são nulos e a desexcitação realiza-se somente pelo elemento de matriz de penetração.

## I.1.4 Perturbações da Correlação Angular

Como referimos anteriormente, para que se possa analisar os resultados de uma medida de correlação angular, comparando os coeficientes  $A_{kk}$  com os valores teóricos, é necessário que o alinhamento nuclear do estado intermediário permaneça invariável durante a sua vida média  $\tau$ . A perturbação da correlação angular pode ser causada tanto pela interação do momento de quadripolo elétrico nuclear com os gradientes de campos elétricos, como pelo acoplamento do momento de dipolo magnético nuclear com os campos magnéticos. As medidas relatadas neste trabalho foram feitas usando fontes líquidas, nos casos de correlações gama-gama e fontes sólidas (películas de pequena espessura), nos casos de correlações gama-elétron convertido. Um estudo completo dos efeitos de perturbação pode ser encontrado na referência <sup>6)</sup>. Aqui apresentamos apenas os aspectos essenciais que interessam aos nossos problemas.

Como veremos a seguir, o uso de fontes líquidas de pequena viscosidade (em geral soluções aquosas diluídas) tem a vantagem de que a atenuação da correlação angular é em geral relativamente pequena. Consideremos, do início, gradientes de campo elétrico atuando sobre o núcleo em um líquido. Devido ao movimento Browniano dos íons, os gradientes flutuam rapidamente, porém podemos considerar intervalos de tempo tais que a configuração local não varie apreciavelmente e seja válida a aproximação de supor um gradiente de campo médio  $\frac{\partial E}{\partial z}$  constante durante estes intervalos. O tempo médio de duração destes intervalos é denominado tempo de correlação  $\tau_c$ , e está diretamente relacionado com o tempo entre duas colisões de um íon. Para íons típicos em água,  $\tau_c$  é estimado como sendo da ordem de  $10^{-12}$  segundos. Como no caso de configurações lo

cais estacionárias nos sólidos, o gradiente médio, durante este tempo, exerce um torque sobre o momento de quadripolo nuclear  $Q$ , fazendo-o precessionar em torno da sua direção instantânea, com frequência angular,

$$\bar{\omega} = \frac{eQ}{\hbar} \left( \frac{\partial E}{\partial z} \right) .$$

Durante o tempo  $\tau_c$ , o núcleo precessiona de um ângulo  $\bar{\omega} \tau_c$ . Se a vida média  $\tau$  do estado nuclear intermediário é muito maior do que  $\tau_c$ , o eixo do spin nuclear fará uma série de pequenas precessões em torno das direções, arbitrárias no espaço, do gradiente elétrico, durante a vida média do estado intermediário. Nestas condições, haverá perda do alinhamento nuclear inicial e uma consequente tendência à isotropia (atenuação) da correlação angular em função do tempo.

Abragam e Pound <sup>18)</sup> mostram que, quando o tempo entre as emissões dos raios gama é  $t$ , a função correlação angular, equação (I.1), é expressa por:

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

onde

$$G_{kk}(t) = e^{-\lambda_k t}$$

é o fator de atenuação e  $\lambda_k$  é a constante de relaxação proporcional a  $\tau_c$ . Os autores da referência <sup>18)</sup> mostram que, no caso de interações de gradientes elétricos,  $\lambda_k$  é proporcional ao produto  $\bar{\omega}^2 \tau_c$ .

Como o estado intermediário decai com uma vida média  $\tau$ , a probabilidade de emitir um raio gama no tempo  $t$  é dada por  $e^{-t/\tau}$ , donde, usando um circuito de coincidência de resolução  $2\tau_R \gg \tau$ , a correlação angular medida pode ser expressa por,

$$W(\theta) = \frac{1}{\tau} \int_0^{\infty} \sum_k A_{kk} P_k(\cos \theta) e^{-\lambda_k t} e^{-t/\tau} dt,$$

ou por,

$$W(\theta) = \sum_k A_{kk} \bar{G}_{kk} P_{kk}(\cos \theta), \quad (I.11)$$

onde

$$\bar{G}_{kk} = \frac{1}{1 + \lambda_k \tau} \quad (I.12)$$

são os coeficientes integrais de atenuação.

Conseqüentemente, mesmo para acoplamentos quadripolares grandes, a atenuação da correlação angular é pequena, desde que  $\tau_c \ll \tau$ . Para um núcleo em um líquido com  $\tau_c \sim 10^{-12}$  segundos e  $\bar{\omega} = 10^{10}$  radianos por segundo, não haverá atenuação apreciável para vida média  $\tau < 10^{-10}$  segundos, pois:

$$\lambda_k \tau \approx \tau_c \bar{\omega}^2 \tau = 10^{-2}.$$

Entretanto, para  $\tau$  da ordem de  $10^{-9}$  segundos começam a surgir efeitos consideráveis.

Campos magnéticos internos suficientemente fortes podem também causar atenuações da correlação angular. Especialmente na região das terras raras, íons paramagnéticos podem produzir campos

magnéticos flutuantes da ordem de  $10^6$  gauss. A interação do momento magnético nuclear com este campo origina uma precessão também da ordem de  $10^{10}$  radianos por segundo e conseqüentemente há perturbações para níveis de vida da ordem de  $10^{-9}$  segundos. O tempo de correlação agora é o intervalo durante o qual a configuração local não varia apreciavelmente, sendo válida a aproximação de super, durante este intervalo, um campo magnético médio  $\bar{H}$  constante. Estima-se que este tempo também seja da ordem de  $10^{-12}$  segundos. Neste caso, a frequência de precessão de Larmor do núcleo em torno do campo magnético  $\bar{H}$  é dada por:

$$\bar{\omega}_L = g \frac{\mu_N}{\hbar} \bar{H} ,$$

onde  $g$  é o fator nuclear  $g$  e  $\mu_N$  o magnéton nuclear. Os  $\lambda_k$  são agora proporcionais a  $\bar{\omega}_L^2 \tau_c$ .

Resumindo, a teoria de Abragam e Pound mostra que os coeficientes de atenuação da correlação angular para interações em líquidos decaem exponencialmente com o tempo. Há uma completa perda de "memória" da distribuição anisotrópica de spin do estado intermediário após um tempo  $t \gg \frac{1}{\lambda_k}$ , em contraste com as interações estáticas, que resultam em geral em coeficientes de perturbação que variam periodicamente com o tempo.

As medidas de correlações angulares elétron convertido-gama, relatadas neste trabalho, foram feitas com fontes radioativas sólidas, em forma de filmes de espessura pequena. Nestes casos podem estar presentes atenuações provenientes de interações estáticas. Contudo, observe-se que o parâmetro de partícula obtido pela divisão do coeficiente de expansão da correlação elétron-gama pelo

coeficiente da expansão gama-gama, está isento, presumivelmente, de qualquer atenuação, desde que se faça ambas as medidas com a mesma fonte radioativa. Na divisão, equação (I.10), cancelam-se os fatores de atenuação e  $b_k$  deve ser independente dos campos extra-nucleares que produzem a atenuação.

#### I.1.5 Medida do fator nuclear $g$ de estados excitados pelo método da correlação angular

Brady e Deutsch <sup>19)</sup> em 1950 sugeriram o uso da anisotropia da correlação angular de uma seqüência de raios gama, como método novo para medida de fatores nucleares  $g$  de estados de vida curta. A técnica de observar a variação da função correlação angular em um campo magnético, perpendicular ao plano dos detectores, foi pela primeira vez aplicada pelo grupo de Zürich <sup>20)</sup> para determinar o fator  $g$  do primeiro estado excitado do núcleo  $^{111}\text{Cd}$ . Desde então foi desenvolvida e amplamente generalizada, existindo atualmente uma série de métodos que usam a correlação angular, cuja aplicabilidade depende fundamentalmente da vida média do nível cujo fator  $g$  se deseja medir.

Usando-se campos magnéticos externos, é possível medir fatores  $g$  de níveis com vida média  $\tau$  entre  $10^{-11}$  e  $10^{-5}$  segundos. O limite superior é determinado pelo fato de que o número de coincidências acidentais é proporcional ao tempo de resolução  $2\tau_R$  do circuito de coincidência, e para  $\tau > 10^{-5}$  segundos, como  $2\tau_R$  deve ser maior ou da ordem de  $\tau$ , as coincidências acidentais começam a ultrapassar as coincidências verdadeiras. O limite inferior resulta da atual limitação na intensidade que se pode obter para o

campo magnético externo, a qual é de aproximadamente  $10^5$  gauss. Este limite inferior pode ser estendido utilizando-se os próprios campos magnéticos internos que em certos casos, como na região das terras raras, podem ser de até  $10^7$  gauss, possibilitando medidas em níveis com vida média de até  $10^{-13}$  segundos.

Descreveremos, agora, um dos métodos de medida de fator nuclear  $g$  através da correlação e que é o usado no presente trabalho: método da rotação integral com campo reverso, chamado método IRF na referência 10).

A função correlação angular de uma cascata  $I_1 \rightarrow I \rightarrow I_f$ , fig. I.1, será em geral alterada se os núcleos, em seu estado intermediário  $I$ , estiverem sujeitos a torques devidos à interação tanto de seu momento magnético  $\mu$  com um campo magnético  $H$ , como do momento de quadripolo elétrico  $Q$  com gradientes de campo elétrico. Sob um ponto de vista semi-clássico, estas interações produzem precessão dos núcleos em torno do eixo de simetria, alterando a correlação angular. Em linguagem da mecânica quântica, se o eixo de quantização coincide com a direção da primeira radiação, as interações causam transições entre os estados  $m$  do nível intermediário. Consideraremos o caso em que os campos internos não perturbam apreciavelmente o estado intermediário e o efeito do campo externo pode ser representado, semi-clássicamente, pela precessão do spin nuclear em torno da direção do campo aplicado.

Uma particular cascata é influenciada por um campo externo quando este tem intensidade tal que, durante a vida média  $\tau$  do nível intermediário, produza-se uma interação sensível. No caso de interação magnética estática, a intensidade da interação é representada pela frequência de precessão de Larmor  $\omega$ , que é propor-

cional ao momento magnético  $M$  e ao campo  $H$ . As atuais técnicas experimentais dão como limite de possibilidade de medida  $\omega \tau > 0,01$ . Note-se que a precessão neste caso é unidirecional, possibilitando a determinação do sinal do fator nuclear  $g$ .

Em vez da expressão (I.1) para a função correlação angular, vamos usar outra forma que simplificará cálculos posteriores, ou seja,

$$W(\theta) = \sum_k B_k \cos(k\theta), \quad k = 0, 2, 4, \dots \quad (I.13)$$

com  $B_0 = 1$

e sendo,

$$B_2 = \frac{\frac{3}{4} A_{22} + \frac{5}{16} A_{44}}{1 + \frac{1}{4} A_{22} + \frac{9}{64} A_{44}}$$

e

$$B_4 = \frac{\frac{35}{64} A_{44}}{1 + \frac{1}{4} A_{22} + \frac{9}{64} A_{44}}$$

as relações entre os coeficientes  $A_{kk}$  e  $B_k$ .

Aplicando um campo magnético  $H$  ao longo do eixo  $z$ , perpendicular ao plano da medida da correlação angular, o eixo do spin nuclear precessionará em torno do campo com frequência,

$$\omega = g \frac{\mu_N}{\hbar} H, \quad (I.14)$$

onde  $g$  é o fator nuclear  $g$ ,  $\mu_N$  o magnéton nuclear e  $H$  a intensidade do campo.

Durante o tempo  $t$  entre as emissões da primeira e da segunda radiações, o estado intermediário do núcleo precessiona, em

torno do campo, de um ângulo  $\Delta \theta = \omega t$ , sendo esta rotação refletida na rotação da distribuição angular da segunda radiação. A função correlação angular terá, então, a forma:

$$W(\theta, B) = \sum_k B_k \cos [k(\theta - \omega t)] \quad (I.15)$$

No caso mais geral, onde o estado nuclear decai exponencialmente com vida média  $\tau$ , a correlação angular integral no tempo ( $2\tau_R \gg \tau$ ) é dada por,

$$\begin{aligned} W(\theta, H) &= \frac{1}{\tau} \int_0^{\infty} \sum_k B_k \cos [k(\theta - \omega t)] e^{-\frac{t}{\tau}} dt = \\ &= \sum_k \frac{B_k}{[1+(k\omega\tau)^2]^{1/2}} \cos [k(\theta - \Delta\theta_k)] \quad (I.16) \end{aligned}$$

com  $\Delta\theta_k = \frac{1}{k} \tan^{-1} (k\omega\tau)$ .

A correlação angular resultante, que é suposta não perturbada por campos internos, apresenta rotação de um ângulo  $\Delta\theta_k$  e atenuação de um fator  $[1+(k\omega\tau)^2]^{1/2}$  em relação à expressão sem campo magnético.

Em geral, não é satisfeita a hipótese de que a correlação angular não seja influenciada por campos internos, contudo em alguns casos é possível encontrar uma forma física ou química da fon

te radioativa em que estas perturbações são pequenas ou desprezáveis. De qualquer modo, é necessário medir a correlação angular para, no caso de haver perturbação, determinar o fator de atenuação. Na maioria dos casos, como vimos na seção I.1.4, é conveniente usar fontes líquidas de pequena viscosidade, em geral soluções aquosas diluídas. Quando existe atenuação, a equação (I.16) deve ser reescrita incluindo o fator de atenuação  $G_k(t) = e^{-\lambda_k t}$ . Efetuando a integral (I.16), com o integrando multiplicado por  $G_k(t) = e^{-\lambda_k t}$ , obtém-se para  $(\omega \tau)^2 \ll 1$ :

$$\Delta \theta_k = \frac{1}{k} \tan^{-1}(k \bar{G}_k \omega \tau) . \quad (I.17)$$

As quantidades  $\bar{G}_k$  são os fatores integrais de atenuação dados pela relação (I.12). Observe-se que, com a hipótese  $(\omega \tau)^2 \ll 1$ , a correlação não é praticamente atenuada: há somente uma pequena rotação e a função correlação angular pode ser aproximada pela expressão,

$$W(\theta, H) = \sum_k B_k \bar{G}_k \cos [k(\theta - \bar{G}_k \omega \tau)] . \quad (I.18)$$

Conhecida experimentalmente a frequência  $\omega$ , a equação (I.14) permite a determinação de  $g$ .

Sempre que for aplicável a relação (I.18), será possível medir  $g$  de um modo conveniente pelo método da rotação integral com campo reverso, o qual requer que os dois detectores distingam as duas radiações da cascata. Fixados os dois detectores em um ângulo tal que  $\frac{dW(\theta)}{d\theta}$  seja máximo, mede-se o número de coincidências com

o campo nos sentidos para cima  $W(\theta, +B)$  e para baixo  $W(\theta, -B)$ . Com estas contagens pode-se formar a razão:

$$R = \frac{W(\theta_0, +H) - W(\theta_0, -H)}{\frac{1}{2} [W(\theta_0, +H) + W(\theta_0, -H)]} \quad (I.19)$$

para um ângulo fixo  $\theta_0$  e onde  $W(\theta, H)$  é dada pela expressão (I.18).

No caso em que a correlação angular é caracterizada por  $k_{\max} = 2$  (térmo  $B_4 = 0$ ), a razão  $R$  medida nos ângulos ótimos ( $\frac{\pi}{4}$ ,  $\frac{3\pi}{4}$ ,  $\frac{5\pi}{4}$ ,  $\frac{7\pi}{4}$ ) pode ser expressa por,

$$R = \pm 4B_2 \bar{G}_2 W \bar{\tau} \quad (I.20)$$

onde o sinal positivo aplica-se aos ângulos  $\theta = \frac{3\pi}{4}$  e  $\frac{7\pi}{4}$  e o sinal negativo para  $\theta = \frac{\pi}{4}$  e  $\frac{5\pi}{4}$ . Usando a relação (I.14), obtém-se:

$$g = \pm \frac{\hbar}{M_N} \frac{R}{4B_2 \bar{G}_2 \bar{\tau} H} \quad .$$

Quando a fonte radioativa é paramagnética, o campo externo  $H$  induz uma polarização do momento eletrônico e o campo que atua no núcleo não é o aplicado, mas sim um campo efetivo  $H_{\text{ef}} = \beta H$ , onde  $\beta$  é o fator de correção paramagnética <sup>21)</sup>.

## I.2 Interação dos Núcleos com o Campo Eletromagnético

A interação dos núcleos com o campo eletromagnético tem sido tratada com detalhes por vários autores; um estudo completo é encontrado no artigo de Moszkowski <sup>22)</sup>. Sumariamos aqui somente os resultados mais importantes.

Usando a teoria de perturbação dependente do tempo, a probabilidade de transição  $T$  por unidade de tempo para emissão (ou absorção) de um fóton, em uma transição do estado nuclear  $|i\rangle$  para outro estado nuclear  $|f\rangle$  é dada por:

$$T = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | H_a | i \rangle|^2 \rho(E_f),$$

onde  $\rho(E_f)$  é a densidade de estados finais e  $H_a$  a Hamiltoniana que descreve o acoplamento entre o campo eletromagnético e os estados nucleares, através de um potencial vetorial  $\vec{A}$ . Expandindo  $\vec{A}$  como série de multipolos, a probabilidade de transição é expressa como soma de termos de diferentes multipolaridades. Para determinada transição, a conservação de spin e paridade determinam quais os multipolos permitidos.

Sendo  $\mathcal{M}(\lambda L)$  o operador multipolar de ordem  $L$ , (com  $\lambda = E$  para multipolo elétrico e  $\lambda = M$  para multipolo magnético) a probabilidade de transição  $T(\lambda L, m_i \rightarrow m_f)$ , de um estado  $|I_i m_i\rangle$  para outro estado  $|I_f m_f\rangle$  através da emissão de fótons de ordem multipolar  $L$  e energia  $E$  é:

$$T(\lambda L, m_i \rightarrow m_f) =$$

$$= \frac{8 \tilde{\Gamma}(L+1)}{L [(2L+1)!!]^2} \frac{1}{\hbar} \left[ \frac{E}{\hbar c} \right]^{2L+1} |\langle I_f m_f | \mathcal{M}_{m_i - m_f}(\lambda L) | I_i m_i \rangle|^2 =$$

$$= \frac{8 \tilde{\Gamma}(L+1)}{L [(2L+1)!!]^2} \frac{1}{\hbar} \left[ \frac{E}{\hbar c} \right]^{2L+1} \begin{pmatrix} I_f & L & I_i \\ -m_f & m_f - m_i & m_i \end{pmatrix}^2 |\langle I_f | \mathcal{M}(\lambda L) | I_i \rangle|^2.$$

A probabilidade de transição total de um estado  $|I_i\rangle$  (orientado ao acaso) para outro  $|I_f\rangle$  é dada por:

$$T(\lambda L, I_i \rightarrow I_f) = \sum_{m_f} T(\lambda L, m_i \rightarrow m_f) =$$

$$= \frac{8 \tilde{\Gamma}(L+1)}{L [(2L+1)!!]^2} \frac{1}{\hbar} \left[ \frac{E}{\hbar c} \right]^{2L+1} B(\lambda L, I_i \rightarrow I_f), \quad (I.21)$$

onde o fator

$$B(\lambda L, I_i \rightarrow I_f) = \sum_{m_f} |\langle I_f m_f | \mathcal{M}_{m_i - m_f}(\lambda L) | I_i m_i \rangle|^2 =$$

$$= \frac{1}{(2I_i+1)} |\langle I_f | \mathcal{M}(\lambda L) | I_i \rangle|^2,$$

é a probabilidade reduzida de transição de um multipolo de ordem  $L$ , para emissão.

A probabilidade reduzida de transição para a absorção  $B(\lambda L, I_f \rightarrow I_i)$  está relacionada à probabilidade reduzida de transição para emissão  $B(\lambda L, I_i \rightarrow I_f)$  por:

$$B(\lambda L, I_f \rightarrow I_i) = \frac{2I_i+1}{2I_f+1} B(\lambda L, I_i \rightarrow I_f) .$$

A partir da expressão (I.21) obtêm-se os seguintes valores numéricos das probabilidades de transição reduzidas para os multipolos elétricos (EL) e magnéticos (ML) mais comumente encontrados:

$$B(EL, I_i \rightarrow I_f) = 6,29 \times 10^{-9} \frac{T(EL, I_i \rightarrow I_f)}{E^3} e^2 \cdot 10^{-24} \text{cm}^2 \quad (I.22)$$

$$B(E2, I_i \rightarrow I_f) = 0,81 \times 10^2 \frac{T(E2, I_i \rightarrow I_f)}{E^5} e^2 \cdot 10^{-48} \text{cm}^4 \quad (I.23)$$

$$B(ML, I_i \rightarrow I_f) = 5,68 \times 10^{-5} \frac{T(ML, I_i \rightarrow I_f)}{E^3} \left(\frac{e\hbar}{2Mc}\right)^2 \quad (I.24)$$

$$B(M2, I_i \rightarrow I_f) = 7,32 \times 10^5 \frac{T(M2, I_i \rightarrow I_f)}{E^5} \left(\frac{e\hbar}{2Mc}\right)^2 \cdot 10^{-24} \text{cm}^2 \quad (I.25)$$

Nestas fórmulas, T, probabilidade de transição para determinada radiação, é dado em  $\text{seg}^{-1}$  e E em keV.

As regras de seleção que governam as transições mais comuns entre os estados  $I_i$  e  $I_f$  são apresentadas na tabela I.1. Transições elétricas e magnéticas de ordens diferentes podem ocorrer entre o mesmo par de estados, mas em geral com intensidades diferentes.

Para a dedução das expressões (I.22) a (I.25) não se fez hipótese sobre modelo. São equações gerais que tanto podem descrever transições em que participam todos os núcleons ou apenas parte deles.

Tabela I.1 - Sim e não significam há ou não há mudança de paridade do estado  $I_i$  para  $I_f$ . Transições com  $I_i + I_f < \lambda$  são proibidas.  $\Delta I = I_i - I_f$ .

$\lambda L$	$\Delta I$ ( $I_i$ e $I_f \neq 0$ )	$\Delta I$ ( $I_i$ ou $I_f \neq 0$ )
E1	$\pm 1, 0$ ; sim	$\pm 1$ ; sim
M1	$\pm 1, 0$ ; não	$\pm 1$ ; não
E2	$\pm 2, \pm 1, 0$ ; não	$\pm 2$ ; não
M2	$\pm 2, \pm 1, 0$ ; sim	$\pm 2$ ; sim

Outra maneira, às vezes muito útil, de expressar a intensidade de determinada transição é em termos da intensidade de uma transição de mesma energia e tipo, calculada através de modelo simples para um núcleo de mesma massa. Observa-se, então, se a transição medida é mais lenta ou mais rápida que a calculada com o modelo. O modelo mais comumente usado é o de partícula única (p.u.). Supõe-se que a partícula fora da camada fechada move-se em uma órbita de momentum angular  $L$ , com spin inicial total  $I_i = L + \frac{1}{2}$  e que faz a transição para o estado de momentum angular orbital zero, de modo que  $I_f = \frac{1}{2}$ . Obtém-se, desta forma, para as probabilidades reduzidas de transição, as expressões que seguem, onde a dependên-

cia radial não está explicitada:

$$B_{p.u.}(EL, I_i \rightarrow I_f) = \frac{e^2}{4\pi} (2L+1) \left( I_i \frac{1}{2} L 0 \mid I_f \frac{1}{2} \right)^2 \langle r^L \rangle^2 \quad (I.26)$$

e

$$B_{p.u.}(ML, I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{4\pi} \left( \frac{e\hbar}{2Mc} \right)^2 \left[ g_s L - g_l \frac{2L}{L+1} \right]^2 (2L+1) \times \\ \times \left( I_i \frac{1}{2} L 0 \mid I_f \frac{1}{2} \right)^2 \langle r^{L-1} \rangle^2 \quad (I.27)$$

Para o cálculo da velocidade das transições devemos conhecer as funções de onda radiais dos estados inicial e final. Na estimativa mais simples, que é a de Weisskopf, estas são convencionadas como retângulos de largura  $R$ , sendo  $R$  o raio do núcleo. Isto significa que as funções de onda são consideradas constantes através do núcleo, evitando-se deste modo, a necessidade de especificar a forma do potencial, no qual a partícula se move, as energias de ligação etc. . A estimativa de Weisskopf para as probabilidades reduzidas de transição é:

$$B_W(EL) = \frac{e^2}{4\pi} \left( \frac{3}{3+L} \right)^2 R_0^{2L} \quad (I.28)$$

$$B_W(ML) = \frac{1}{4\pi} \left( \frac{3}{3+L} \right)^2 R_0^{(2L-2)} \frac{1}{40} \left( \frac{e\hbar}{2Mc} \right)^2 \quad (I.29)$$

$$\text{com } R_0 = r_0 A^{1/3} \text{ e } r_0 = 1,2 \times 10^{-13} \text{ cm.}$$

Como vemos, comparando estas expressões com (I.26) e (I.27), foram feitas as seguintes substituições,

$$\langle r^L \rangle = \left( \frac{3}{3+L} \right) (r_0 A^{1/3})^L$$

e

$$\left[ g_s L - g_1 \frac{2L}{L+1} \right]^2 = 40 ,$$

além da hipótese de que,

$$(2L+1) \left( I_i \frac{1}{2} L 0 \mid I_f \frac{1}{2} \right)^2 = 1 .$$

D.H. Wilkinson <sup>23)</sup> apresenta um nomograma das estimativas de Weisskopf para EL e ML (L = 1...5) em função da energia e da massa nuclear A da transição. Estas estimativas são usadas como unidades de intensidade para transição de uma partícula. Se observamos uma probabilidade reduzida de transição  $B_{\gamma}^{\lambda}(\lambda L)$ , dizemos que a transição tem uma intensidade  $|M|^2 = \frac{B_{\gamma}^{\lambda}(\lambda L)}{B_W^{\lambda}(\lambda L)}$  unidades Weisskopf.  $|M|^2$  é o valor do quadrado do elemento de matriz da transição, relativamente ao da transição de uma só partícula.

## II - ARRANJOS EXPERIMENTAIS

### II.1 Introdução

Nas medidas aqui relatadas, a função correlação angular de uma seqüência de radiações é determinada experimentalmente através da medida de coincidências entre os impulsos eletrônicos resultantes da ionização que as radiações produzem nos detectores. Não é finalidade deste trabalho a descrição dos processos de detecção de radiações; o leitor encontrará variado material sobre o assunto em artigos especializados de revisão, como o da referência <sup>24)</sup> onde, no capítulo V, são discutidos os cristais de cintilação e, no capítulo VI, os detectores de estado sólido. Recentemente Hollander <sup>25)</sup> publicou um artigo muito completo sobre este último tipo de detector.

Por outro lado, o equipamento eletrônico dos sistemas de coincidências: amplificadores, analisadores, fontes de tensão etc, é padronizado e as diversas modalidades de coincidências são largamente difundidas. Veja-se o artigo "The Coincidence Method" de A.H. Wapstra, na referência <sup>24)</sup>, capítulo VIIIIC, bem como uma revisão mais antiga, porém muito completa, que é a de De Benedetti e Findlay <sup>26)</sup>.

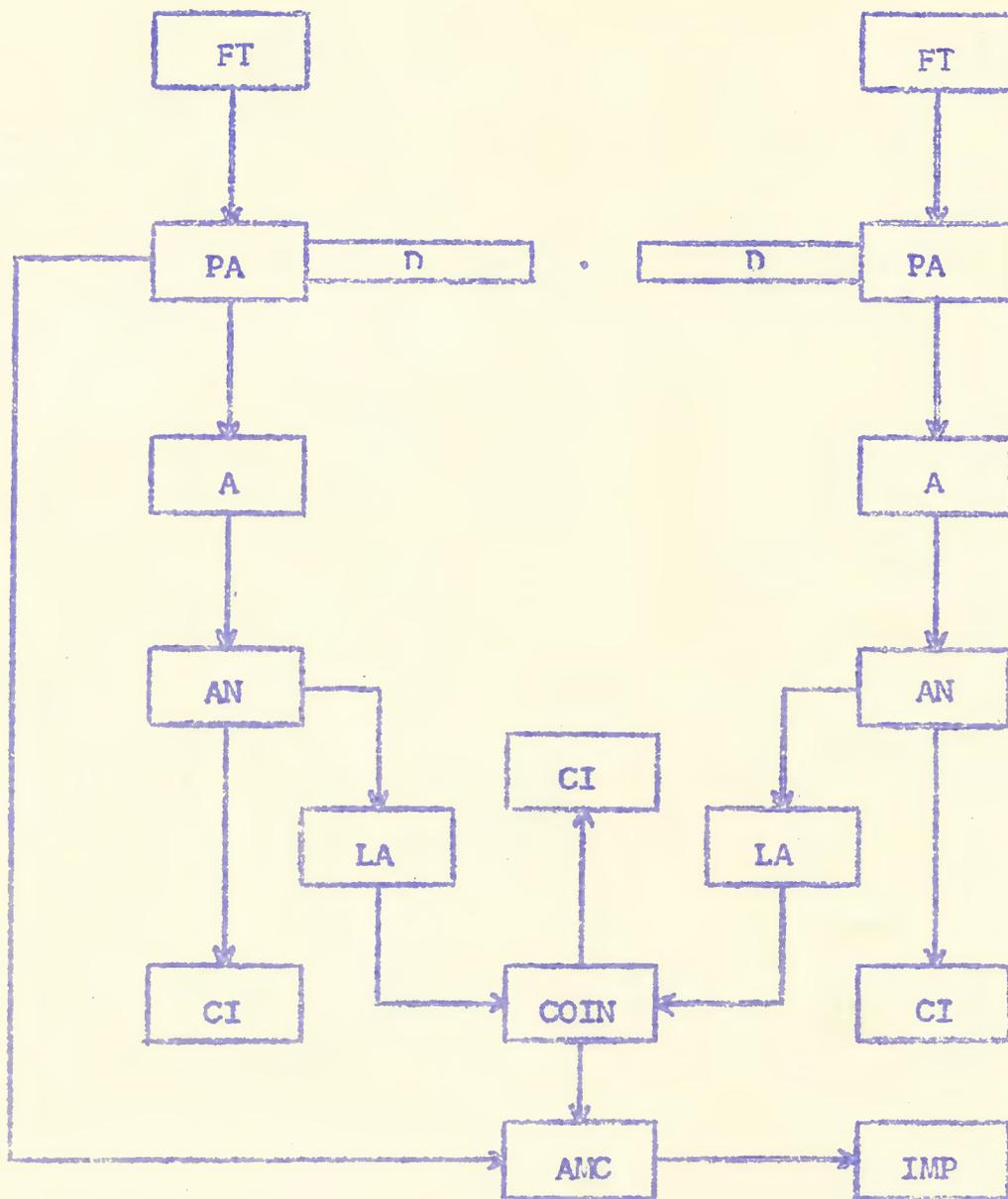
Face ao exposto, apresentaremos aqui os esquemas gerais dos sistemas de medidas usados, dando ênfase aos parâmetros mais característicos. Dêstes parâmetros, os mais importantes são aqueles que limitam a possibilidade da medida experimental.

## II.2 Descrição dos Arranjos Experimentais

Os resultados experimentais apresentados e discutidos nos capítulos seguintes deste trabalho foram obtidos com quatro arranjos diferentes, no que se refere aos detectores, usando sempre o mesmo sistema eletrônico básico de coincidências. Este sistema básico é um conjunto integral, totalmente transistorizado, onde a coincidência, que funciona com determinadores de cruzamento de zero <sup>27)</sup>, foi construída no laboratório de eletrônica deste Instituto. Na figura II.1 está o diagrama, em blocos, do conjunto base. Os amplificadores (tipo DD2) e os analisadores são de fabricação Cosmic Radiation, e o conjunto funciona com um analisador Packard de 400 canais. A resolução eletrônica de tempo  $2\tau_R$  da coincidência pode ser variada em intervalos de 5ns a 100ns, funcionando ótimamente, sem perda de eficiência, para energias de até 30 keV e com resolução mínima de aproximadamente 30ns. O conjunto, como apresentado na figura II.1, foi usado com os sistemas de detectores abaixo descritos. Nenhum dos sistemas é automatizado.

### II.2.1 Sistema A - Para medidas de correlações angulares direcionais gama-gama

O sistema é constituído de dois cristais de NaI(Tl) com fotomultiplicadoras RCA 6655-A de 10 estágios montados em uma mesa de correlações angulares. Cristais de diferentes tamanhos podem ser utilizados segundo as características de energia das transições. O conjunto pode funcionar com um analisador multi-canal e é usado



- FT = Fonte de Tensão  
 D = Detector  
 PA = Pre-amplificador  
 A = Amplificador com Linha Dupla de Atraso  
 AN = Analisador com Determinador de Cruzamento de zero  
 CI = Contador Eletrônico de Impulsos  
 LA = Linha de Atraso  
 COIN = Coincidência  
 AMC = Analisador Multi-Canal  
 IMP = Máquina Impressora

Figura II.1 - Esquema, em blocos, do equipamento eletrônico usado para medidas de correlação angular direcional.

com vantagem nas medidas de correlações em núcleos caracterizados por esquemas energéticos simples.

### II.2.2 Sistema B - Para medidas de fatores nucleares $g$

Neste sistema, os dois detectores de NaI(Tl) estão montados em guias de luz de lucite sobre fotomultiplicadoras RCA 6810A de 14 estágios. As guias são cilindros de 16cm de comprimento por 4cm de diâmetro, usados para permitir o afastamento da fotomultiplicadora das regiões onde há campos magnéticos por ocasião de medidas. Além disso, as fotomultiplicadoras são blindadas cuidadosamente, a fim de evitar qualquer influência dos campos magnéticos externos. Ambos os detectores giram sobre suportes, em torno de um eletroímã, no plano perpendicular à direção do campo magnético entre os polos. No eletroímã, a distância entre os polos, sua forma e tamanho podem ser convenientemente variados, obtendo-se campos magnéticos de até 25000 gauss. O eletroímã é convencional, tem forma de C com fonte de alimentação com regulagem de uma parte em 1000 e é refrigerado a água. A intensidade do campo magnético é medida com uma bobina de teste e um medidor de fluxo calibrado.

### II.2.3 Sistema C - Para medidas de correlações angulares direcionais gama-gama.

O presente conjunto é composto de um detector de NaI(Tl) e outro de Ge(Li). O cintilador é uma unidade selada, com fotomultiplicadora 153AVP de 11 estágios e cristal de NaI(Tl) de 5,1cm de profundidade por 4,4cm de diâmetro, fabricado por Quartz e Silice,

com o nome de "Scintibloc". Trata-se de uma unidade escolhida com resolução de energia de 7,5% para 662 keV (a resolução é definida como largura do fotopico a meia altura). O detector de Ge(Li) é refrigerado com nitrogênio líquido, tendo forma retangular com área de  $450\text{mm}^2$  e profundidade de 5mm; foi construído no Laboratório do Acelerador Van de Graaff\*, em São Paulo. O pré-amplificador a válvula, usado com o detector de Ge(Li), foi construído no Instituto de Física<sup>28)</sup>, sendo semelhante ao descrito na referência<sup>29)</sup>. O detector com este pré-amplificador tem, para gamas de energia de 500 keV, uma resolução de 7 keV. Na figura II.2 apresentamos um espectro simples de energias, obtido com o detector de Ge(Li), e na figura II.3 a sua eficiência relativa em função da energia.

O detector de NaI(Tl) gira em torno do centro de uma mesa de correlação angular, especialmente construída com um rasgo para permitir a aproximação do de Ge(Li) que, tendo uma área menor, deve estar mais próximo da fonte radioativa que o de NaI(Tl), mantendo-se assim o mesmo ângulo sólido. Os dois esquemas apresentados na figura II.4 mostram os detalhes da mesa com os detectores. A figura II.5 mostra uma curva típica de resolução do circuito de coincidências, obtida com o sistema descrito. O presente sistema, totalmente transistorizado, é usado com um analisador multi-canal e tem estabilidade excelente; a alta tensão na fotomultiplicadora é mantida constante usando-se um estabilizador de pico.

---

\* O presente detector foi construído pelos Srs. Jerry Nickles, do Laboratório do Acelerador Van de Graaff da Universidade de São Paulo, e Marcus Zwanziger, do Instituto de Física da Universidade Federal do Rio Grande do Sul.

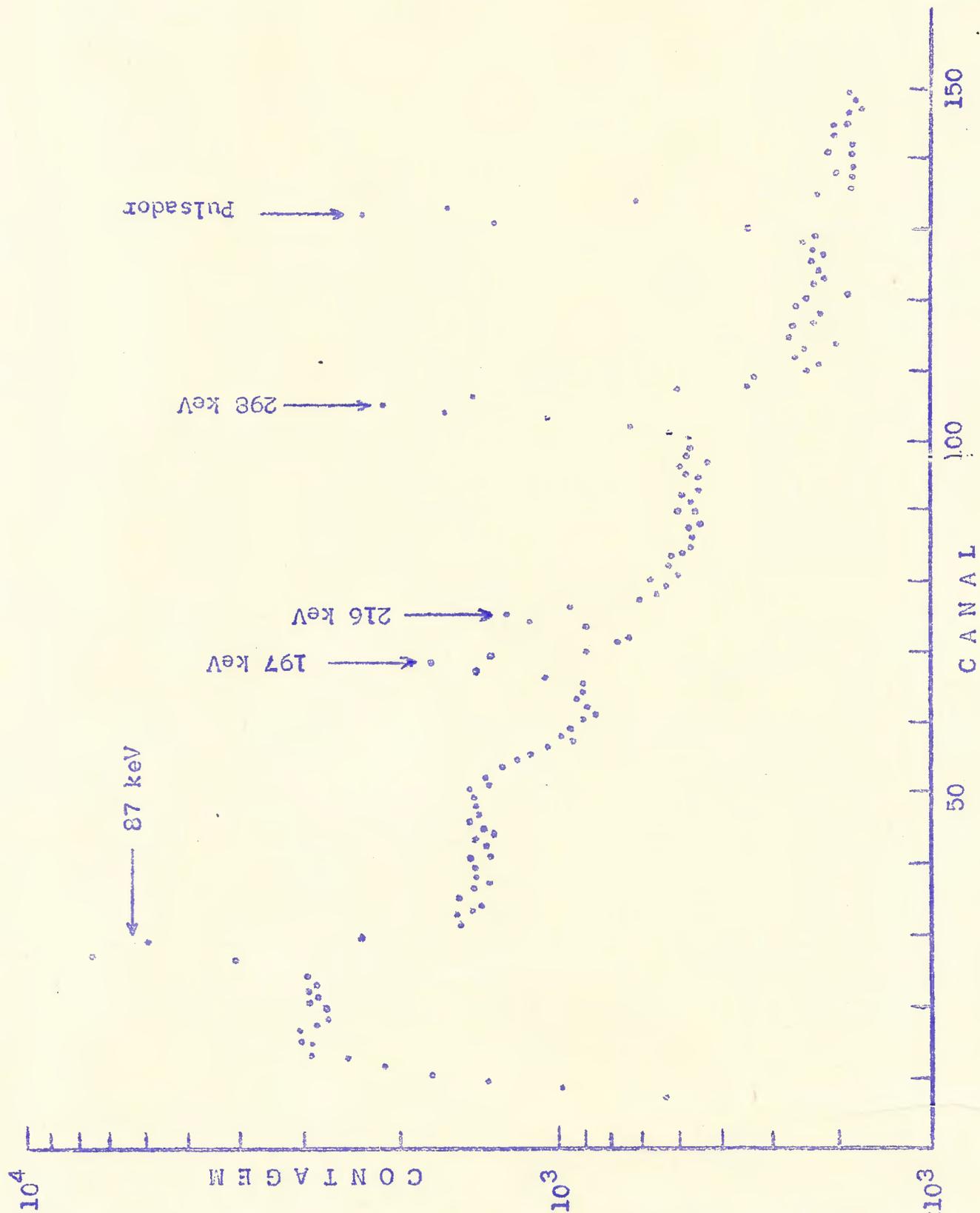


Figura II.2 - Espectro gama simples da parte de baixa energia do  $^{160}\text{Dy}$  com detector de Ge(Li).

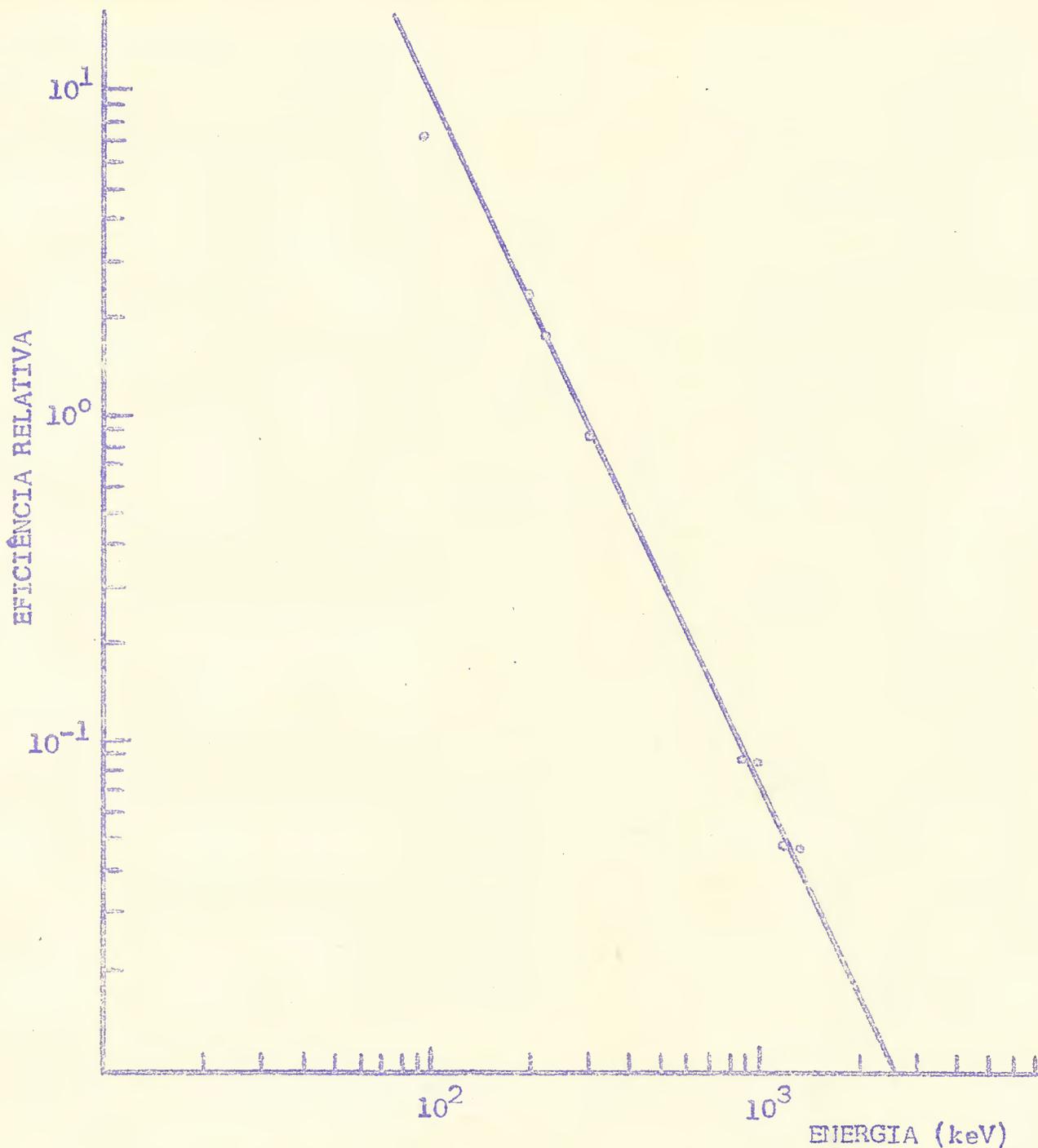
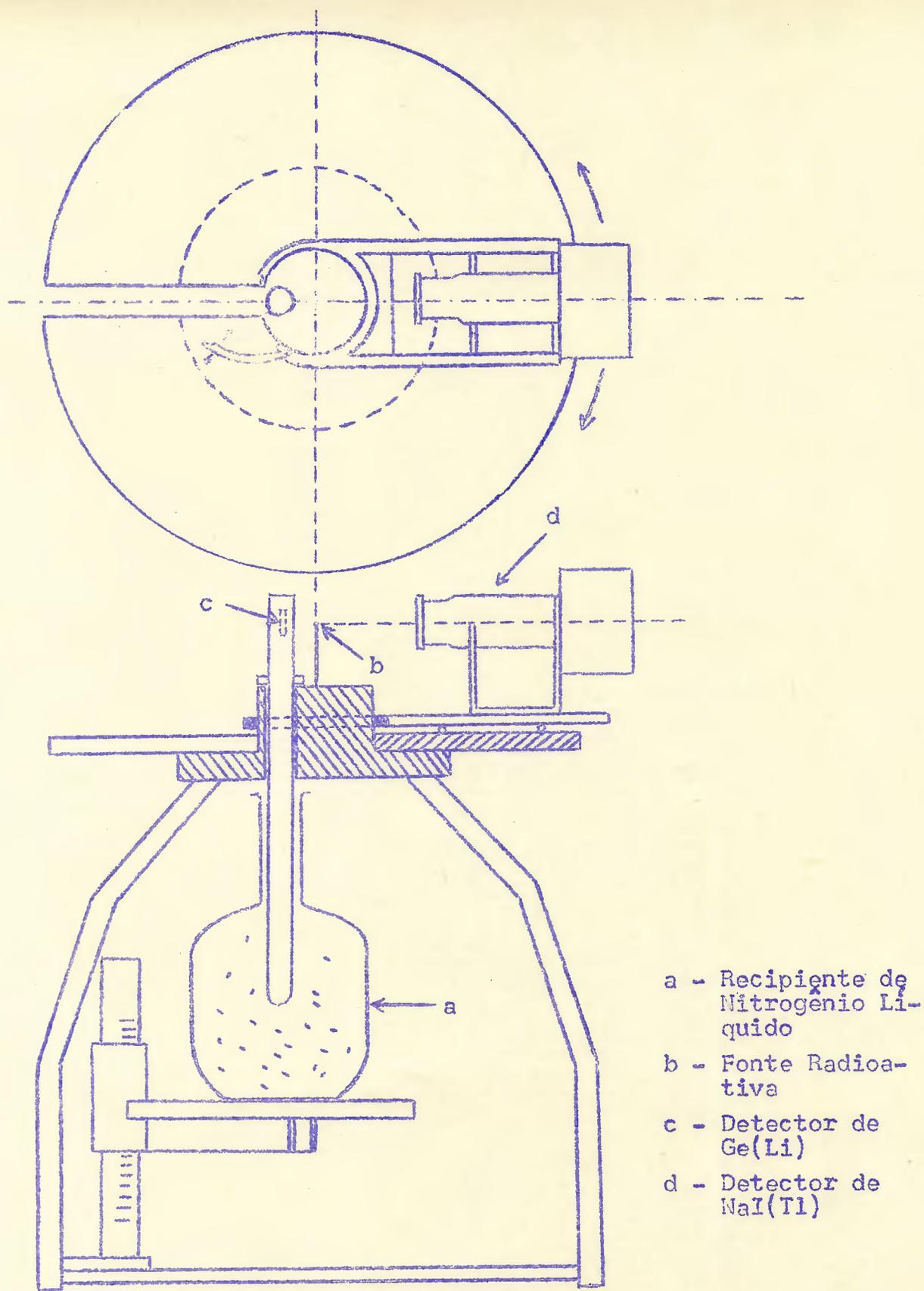


Figura II.3 - Eficiência relativa do detector de Ge(Li) para raios gama, em função da energia. Foram usados os gamas mais intensos do  $^{160}\text{Dy}$  com as intensidades obtidas da referência <sup>57)</sup>. Note-se que, para energia baixa, há absorção devido a espessura da janela do detector.



- a - Recipiente de Nitrogênio Líquido
- b - Fonte Radioativa
- c - Detector de Ge(Li)
- d - Detector de NaI(Tl)

Figura II.4 - Na parte inferior a figura mostra um corte da mesa de correlações gama-gama. Na parte superior uma vista, da mesa, de cima, onde se nota o rasgo que permite o afastamento do detector de Ge(Li). A escala é aproximadamente 1/7.

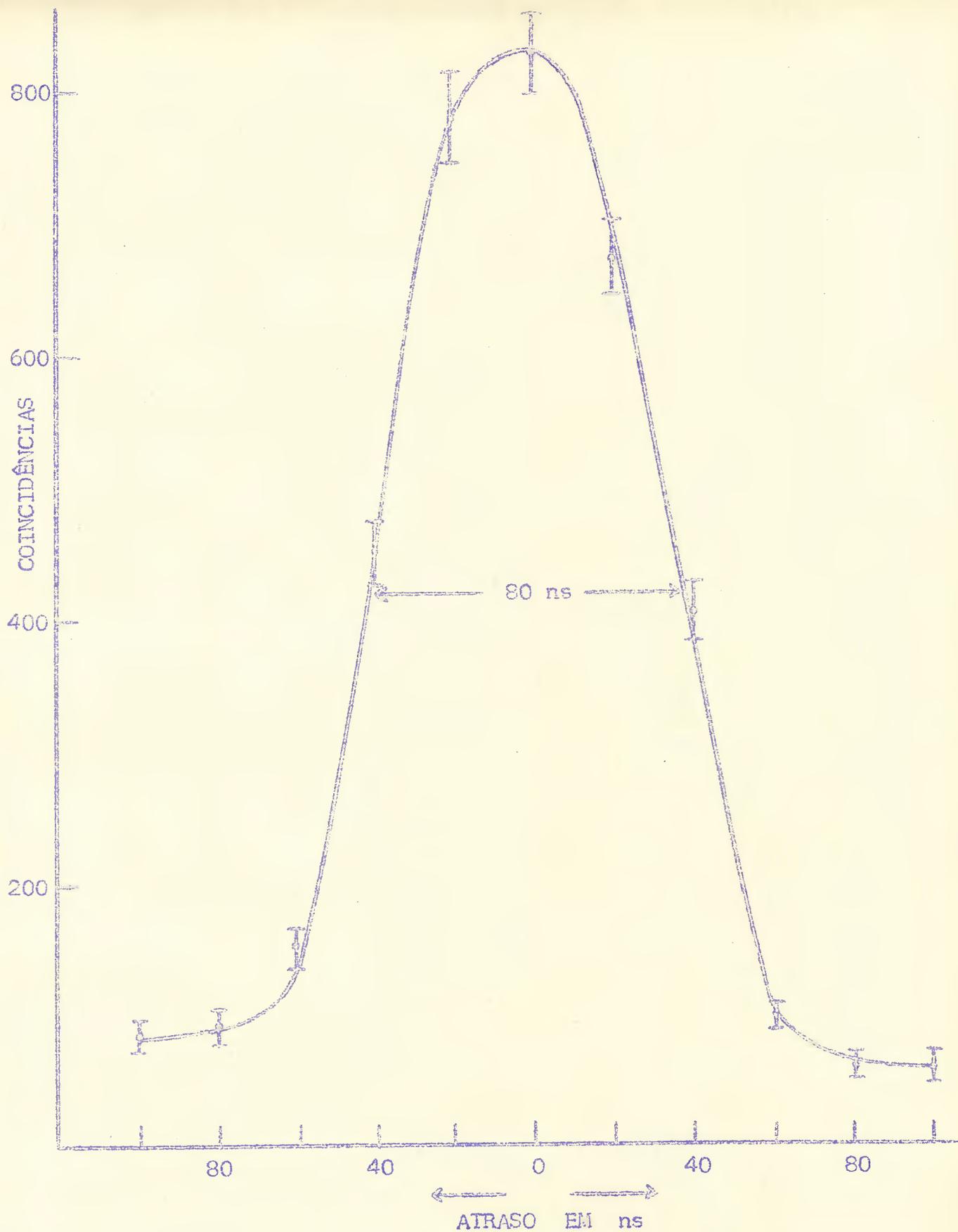
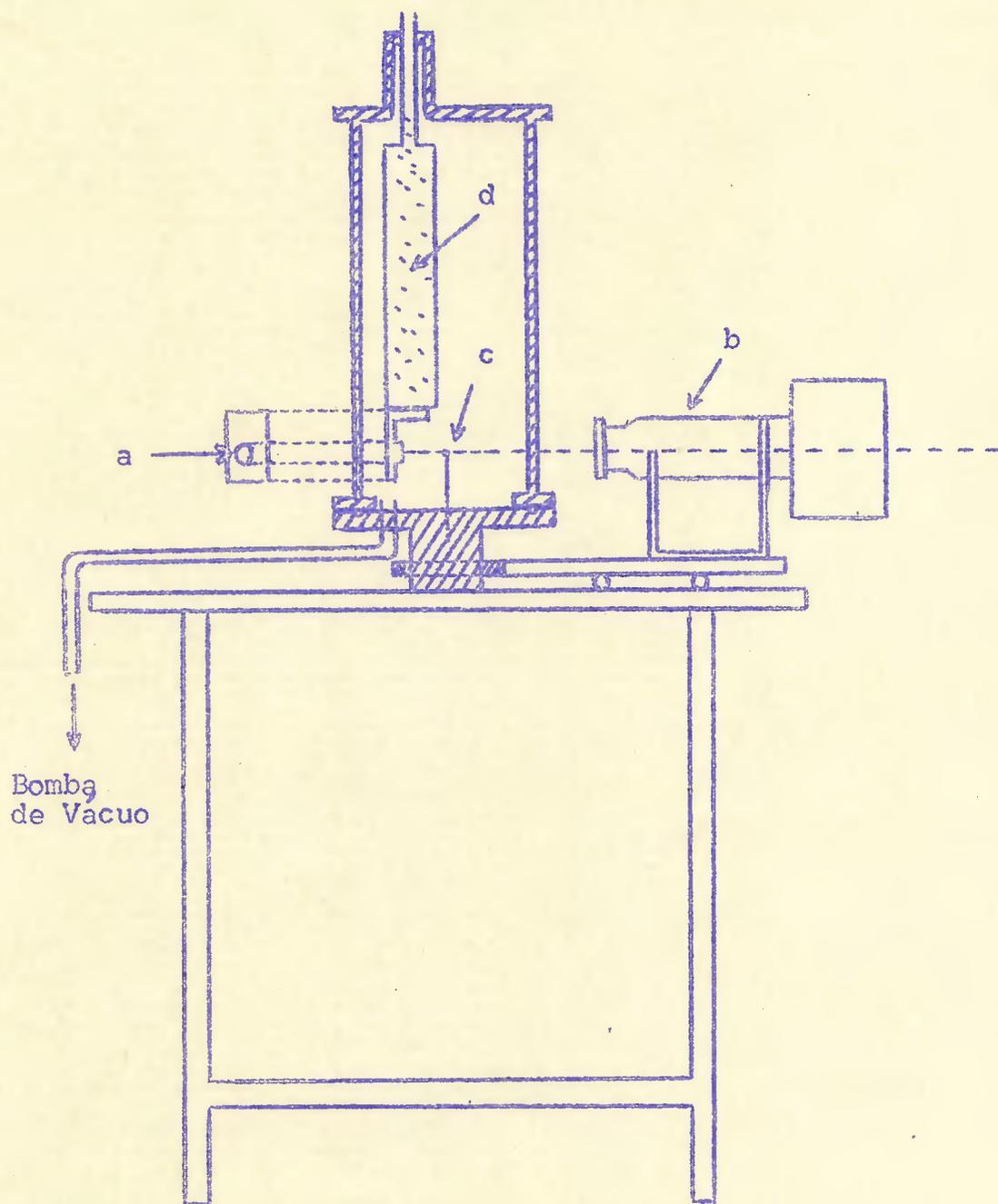


Figura II.5 - Curva típica de resolução do sistema C descrito no texto e obtida com linhas de atraso.

#### II.2.4 Sistema D - Para medidas de correlações angulares direcionais elétron convertido-gama.

O detector de radiações gama é o de NaI(Tl) descrito no sistema C. Para a detecção de elétrons usou-se um contador de Si(Li) de  $80\text{mm}^2$  de área por 2mm de profundidade, de fabricação da Technical Measurement Corporation. O sistema é usado para medidas de coincidências beta-gama e elétron convertido-gama. A mesa de correlação angular, especialmente construída para este fim, tem uma câmara de vácuo de forma cilíndrica no centro, onde estão a fonte radioativa e o detector, o qual tem resolução de 20 keV à temperatura ambiente e quando resfriado até a temperatura do nitrogênio líquido dá uma resolução de 7 keV, para elétrons de 500 keV. À câmara está acoplada uma bomba mecânica de vácuo que funciona continuamente, quando são feitas medidas com refrigeração do detector. Tomaram-se precauções para evitar depósito de óleo e outras impurezas sobre a superfície do mesmo. A câmara é extremamente simples, procurando-se evitar muito material junto ao detector e à fonte, com o intuito de diminuir as possibilidades de espalhamento. Na figura II.6 apresentamos um esquema do sistema de detecção. O vácuo produzido pela bomba mecânica é suficiente. Para a troca de fonte radioativa eleva-se a câmara. A figura II.7 mostra um espectro simples obtido com o detector de Si(Li) à temperatura do nitrogênio líquido, no caso, as linhas de conversão da transição gama de 570 keV do  $^{207}\text{Bi}$ . Note-se que no espectro as linhas  $\Sigma L$  e  $\Sigma M$  estão razoavelmente bem separadas. ( $\Sigma L$  significa o pico composto das linhas  $L_I + L_{II} + \dots$  etc.)

Um problema que se deve ter sempre presente ao trabalhar



- a - Detector de Si(Li)
- b - Detector de NaI(Tl)
- c - Fonte radioativa
- d - Nitrogênio Líquido

Figura II.6 - O presente esquema mostra um corte da câmara para detecção de elétrons. O detector b gira em torno da câmara sobre a mesa. A escala é de aproximadamente 1/7.

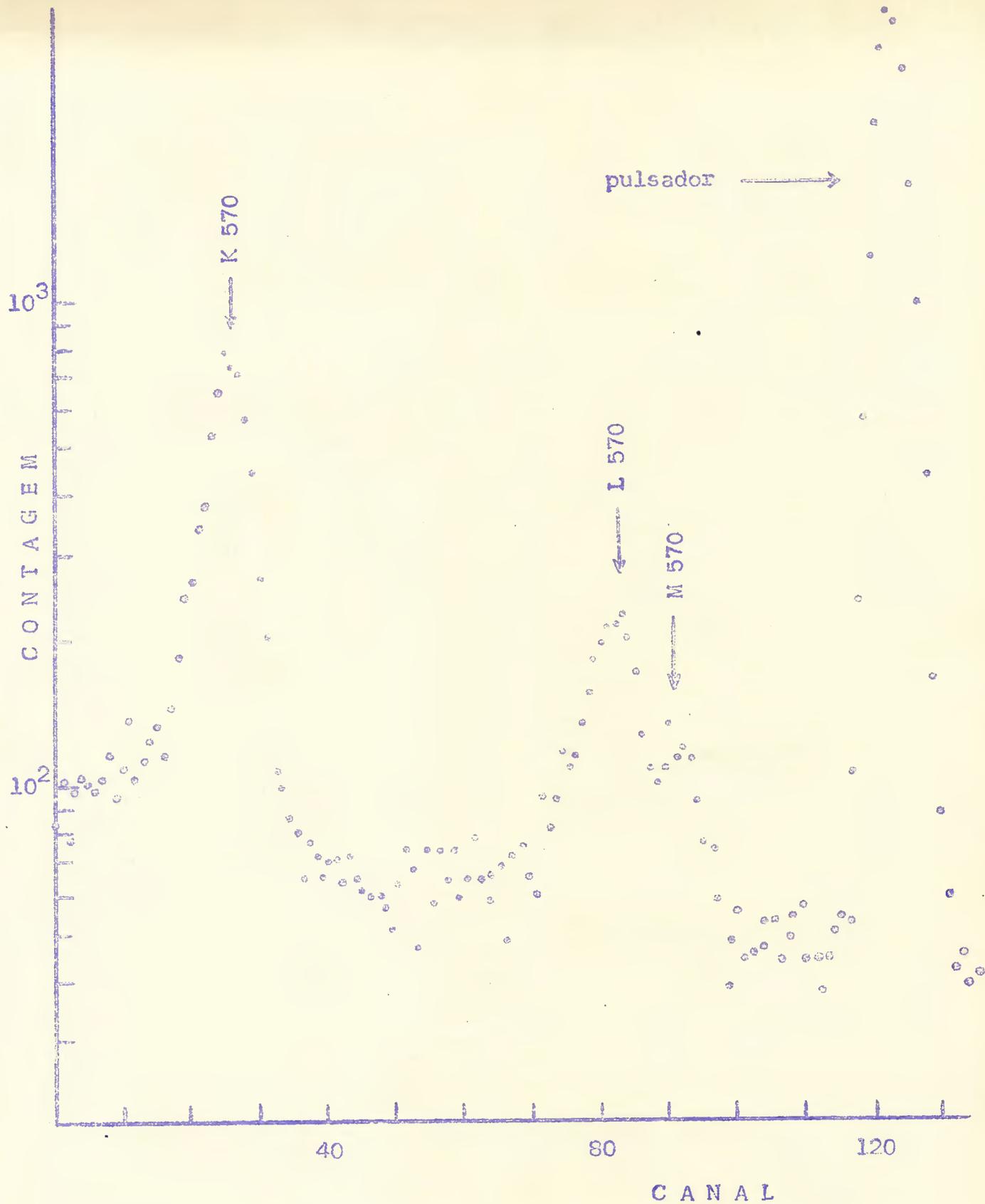


Figura II.7 - Linhas de conversão do gama de 570 keV do  $^{207}\text{Bi}$ , com detector de Si(Li) à temperatura do Nitrogênio líquido.

com um espectrômetro de elétrons, como o descrito aqui, é o da eficiência do detector para raios gama, a qual, apesar de pequena, torna-se importante devido aos baixos valores dos coeficientes de conversão das transições de energias altas (da ordem de 1 MeV). Um reflexo deste fato é a presença de fótons espalhados, tanto no detector de Si(Li) e seu suporte como no de NaI(Tl). Se não for feita uma análise cuidadosa dos espectros, é muito fácil encontrar novas transições que são nada mais do que fótons espalhados. Nas correlações angulares a correção é importante devido à dependência angular do espalhamento. O espalhamento dos elétrons, na própria fonte, é também um problema delicado <sup>30)</sup>, principalmente quando se estuda transições convertidas de baixa energia (menor que 100 keV). Requer-se boa técnica no preparo de fontes radioativas, as quais devem ser finas, uniformes e de espessura conhecida. Além disso, é recomendável o uso de material radioativo de alta atividade específica.

Comparado aos espectrômetros magnéticos, o detector de estado sólido tem resolução pobre em energia, principalmente na região de baixas energias, até 300 ou 400 keV. Convém lembrar que já se tem conseguido resoluções de até 3 keV com detectores de Si(Li); conseqüentemente, na região de 1000 keV, somente pode competir um espectrômetro magnético de resolução menor que 0,3%. É possível fazer uma série de comparações entre as características dos dois sistemas e um estudo completo das vantagens e desvantagens de ambos encontra-se na referência <sup>7)</sup>. Queremos aqui salientar, pelo menos, duas vantagens que o presente espectrômetro apresenta nitidamente. A primeira é o modo multi-canal de operação, quando todas as energias em coincidência são determinadas simultaneamente. Pode

mos, então medir correlações beta-gama em função de todo o espectro beta de energia de uma só vez, ou correlações gama-elétron convertido não só para os elétrons convertidos nas diferentes órbitas, como para várias transições convertidas de diferentes energias, em coincidência com o gama. A segunda vantagem é o custo muito baixo do espectrômetro de Si(Li), quando comparado com o magnético.

O presente sistema de coincidências, elétron convertido-gama, foi pela primeira vez usado nas medidas apresentadas neste trabalho (capítulo IV). A seguir relataremos os testes de desempenho obtidos para correlações angulares direcionais elétron convertido-gama no  $^{207}\text{Bi}$ , medidas com este espectrômetro, bem como a comparação com os resultados obtidos com espectrômetro magnético, para o mesmo núcleo.

Já foi medida várias vezes <sup>31)</sup> a função correlação angular direcional gama-gama da cascata  $\frac{1}{2}^{3+}(1060 \text{ keV})\frac{5}{2}^{-}(570 \text{ keV})\frac{1}{2}^{-}$  do  $^{207}\text{Bi}$ , obtendo-se para os coeficientes  $A_{22}$  e  $A_{44}$ , da expressão (I.3), os valores médios:

$$A_{22} = 0,231 \pm 0,003$$

$$A_{44} = 0,023 \pm 0,003 .$$

Este resultado concorda com a atribuição de multipolaridade  $M4$  (com menos de 1% de  $E5$ ) à transição de 1060 keV e  $E2$  à de 570 keV.

Com o sistema, aqui descrito, foram medidas simultaneamente as correlações entre o gama de 570 keV e as linhas convertidas  $K$ ,  $\Sigma L$  e  $\Sigma M$  da transição de 1060 keV. Na tabela II.1 estão os coeficientes obtidos para as três correlações, já incluídas as

necessárias correções.

Tabela II.1 - Coeficientes da função correlação angular  $W(\theta) = 1 + A_{22}P_2(\cos \theta) + A_{44}P_4(\cos \theta)$ , para as seqüências gama de 570 keV - elétrons convertidos K,  $\Sigma L$  e  $\Sigma M$  da transição 1060 keV no  $^{207}\text{Bi}$ .

Correlação 1060 keV - 570 keV	$A_{22}$	$A_{44}$
$e_K^-$ - gama	$+0,230 \pm 0,005$	$-0,017 \pm 0,008$
$e_{\Sigma L}^-$ - gama	$+0,242 \pm 0,010$	$-0,030 \pm 0,015$
$e_{\Sigma M}^-$ - gama	$+0,220 \pm 0,020$	$+0,015 \pm 0,030$

A transição de 1060 keV pode ser considerada como M4 pura (a pequena mistura de E5 não afeta o resultado dentro do erro) e podemos, então, usar a expressão (I.10) para determinar os parâmetros de partícula  $b_2(1060 K)$ ,  $b_2(1060 \Sigma L)$  e  $b_2(1060 \Sigma M)$ . Na tabela II.2 apresentamos os resultados da presente medida destes parâmetros e, para comparação, incluímos as medidas de Kleinheinz e outros <sup>31)</sup> obtidas com espectrômetro magnético, bem como o cálculo teórico com correção para dimensão nuclear finita, mas sem corre-

ção para blindagem.

Tabela II.2 - Parâmetros de partícula  $b_2$  para os elétrons K,  $\Sigma L$  e  $\Sigma M$  da transição de 1060 keV do  $^{207}\text{Bi}$  (ver texto). Os valores teóricos referem-se à transição pura M4.

$b_2(1060 \text{ keV})$	Kleinheinz e outros <sup>31)</sup>	Presente medida	Teoria
$b_2(1060, K)$	$0,99 \pm 0,02$	$1,00 \pm 0,03$	1,047
$b_2(1060, \Sigma L)$	$1,02 \pm 0,04$	$1,05 \pm 0,05$	1,038
$b_2(1060, \Sigma M)$		$0,95 \pm 0,10$	

Como pode ser observado, a concordância dos resultados obtidos, quando comparados com as medidas em espectrômetro magnético, é ótima. A mistura de E5 na transição de 1060 keV acarreta uma correção de aproximadamente 2% nos parâmetros  $b_2$  obtidos na presente medida, melhorando ainda a concordância do parâmetro de melhor estatística,  $b_2(1060K)$ , com o cálculo teórico.

As medidas aqui apresentadas como teste foram feitas simultaneamente com as da referência<sup>31)</sup>; até então, somente havia sido medido o parâmetro  $b_2(1060K)$ <sup>32)</sup>. Além disso, medimos o parâmetro  $b_2(1060\Sigma M)$  que ainda não tinha sido determinado experimentalmente.

Os resultados experimentais apresentados nos capítulos que seguem, foram obtidos com o equipamento acima descrito. Sempre que fôr necessária uma referência a um equipamento específico, para simplificar, vamos nos referir ao sistema A, B, C e D, significando isto que para a respectiva medida foi usado um dos quatro sistemas que estão apresentados neste capítulo.

### III. ESTUDO ESPECTROSCÓPICO DO NÚCLEO $^{99}\text{Tc}$

#### III.1 Introdução

O núcleo  $^{99}\text{Tc}$ , que resulta da transmutação de  $^{99}\text{Mo}$  para  $^{99}\text{Tc}$  por emissão beta, já havia sido estudado em várias publicações (33-47). Entretanto os parâmetros nucleares medidos não eram ainda suficientes, não só para um estudo do núcleo em termos de determinado modelo, mas também para estabelecer os momentos angulares dos níveis característicos do núcleo em referência.

Na parte III.2 deste capítulo são dados os detalhes mais importantes da técnica de medida para o presente estudo. Na parte III.3, inicialmente, são apresentados os dados experimentais, já conhecidos, do  $^{99}\text{Tc}$  e a seguir as presentes medidas da função correlação angular para as seqüências de radiações gama 740-181 keV, 740-41 keV, 740-(41 não observada)-140 keV e 41-140 keV, as quais permitem associar spins, unívocamente, aos níveis envolvidos e determinar as multipolaridades características das transições entre os níveis. Nesta parte é feito também um resumo de todos os dados experimentais sobre o  $^{99}\text{Tc}$  e que interessam ao presente estudo. Na parte III.4 todos os resultados conhecidos, incluindo os presentes, são discutidos em termos do modelo de excitação do carôço (MEC) (Core Excitation Model). Com base neste modelo são também previstos valores para parâmetros ainda não medidos experimentalmente para este núcleo. Na parte III.5 é apresentada a medida do fator nuclear  $g$  do nível de 140 keV, cujo valor é previsto pelo MEC na seção anterior. Finalmente na parte III.6 foram considerados outros modelos nucleares para o núcleo em estudo.

### III.2 Técnica Experimental

O isótopo radioativo  $^{99}\text{Mo}$  com  $T_{1/2} = 68$  horas foi obtido no Reator do Instituto de Energia Atômica de São Paulo, pela irradiação de  $\text{MoO}_3$  em pó. As medidas foram feitas com uma fonte líquida de  $\text{MoO}_4(\text{NH}_4)$  em solução amoniacal, que se obteve atacando  $\text{MoO}_3$  com  $\text{NH}_4\text{OH}$  quente e concentrado em excesso. O recipiente da fonte era um cilindro de lucite com 3mm de diâmetro por 5mm de altura.

As medidas de correlações angulares aqui relatadas foram feitas com o equipamento descrito no capítulo II, usando-se o sistema A. A resolução do circuito de coincidências foi de  $2\tau_R = 60\text{ns}$ , obtendo-se durante as medidas um nível de coincidências acidentais da ordem de 5%. Para as radiações de energia maior usou-se um cristal de  $\text{NaI}(\text{Tl})$  de 5,1 cm de altura, por 4,4 cm de diâmetro e, para as energias menores, um de mesmo diâmetro e 2,5 cm de altura. Os cristais foram protegidos por meio de cones de chumbo e as medidas feitas a  $90^\circ$ ,  $120^\circ$ ,  $150^\circ$ ,  $210^\circ$ ,  $240^\circ$  e  $270^\circ$ , para evitar o espalhamento Compton, principalmente o espalhamento para trás. A distância entre a fonte e os detectores era de 6 cm e a centragem da fonte foi melhor que 1%.

Todos os resultados foram corrigidos para os ângulos sólidos dos detectores, bem como para as coincidências acidentais. Não foi feita correção para o efeito de absorção na fonte, pois o uso de fontes de pequena espessura, mesmo considerando baixas energias, introduz, nas presentes medidas, uma correção menor do que o próprio erro estatístico. A posição dos picos de energia foi testada de seis em seis horas, correspondendo este tempo a um ciclo de

medidas nos diferentes ângulos.

### III.3 Apresentação dos resultados experimentais

#### III.3.1 Medidas anteriores no $^{99}\text{Tc}$

Nos trabalhos referidos <sup>33-47)</sup>, o esquema de desintegração do isótopo  $^{99}\text{Tc}$ , fig. III.1, foi parcialmente investigado. As posições dos níveis excitados foram definitivamente estabelecidas por estudos de coincidências, tanto gama-gama como beta-gama. Por medida direta <sup>40)</sup> obteve-se  $I = \frac{9}{2}$  para o spin do estado fundamental. A correlação 740-181 keV foi medida várias vezes <sup>41)</sup>, obtendo-se para o nível a 181 keV,  $I = \frac{5}{2}$ . Por outro lado os resultados das duas medidas existentes <sup>37,38)</sup> da correlação 740-140 keV não concordam entre si.

A vida média do nível de 181 keV foi medida <sup>35,38,41)</sup> obtendo-se um valor médio de,

$$\tau = (5,20 \pm 0,07) \times 10^{-9} \text{ seg.}$$

Foram, também, medidos os fatores nucleares  $g$  do estado fundamental <sup>42)</sup> e do nível a 181 keV <sup>35,38,41)</sup>,

$$g_{e.f.} = +1,255 \quad ) \quad g_{181} = +1,44 \pm 0,12 .$$

Além destes resultados, conhecem-se experimentalmente os coeficientes de conversão das transições de baixa energia <sup>44)</sup>, bem

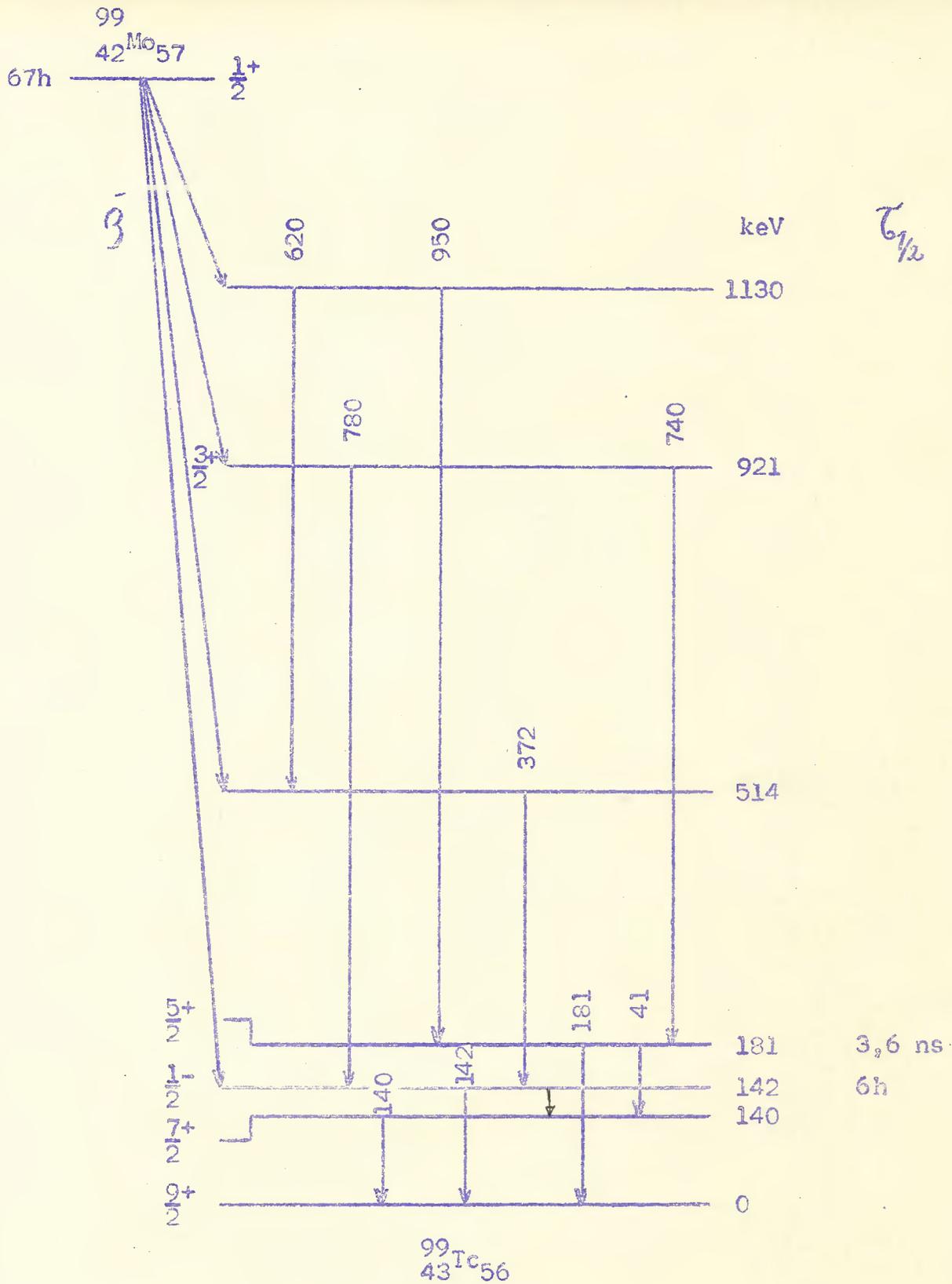


Figura III.1 - Esquema parcial de decaimento do núcleo  $^{99}\text{Tc}$ .

como o espectro gama de excitação Coulombiana <sup>43</sup>).

No entanto, para uma análise consistente do núcleo são necessários mais dados, e entre estes, a determinação precisa dos spins dos primeiros estados excitados e das multipolaridades das transições entre estes estados. Somente o conhecimento destas características, além dos dados já referidos, é que possibilita uma interpretação do núcleo em termos de modelos teóricos.

### III.3.2 Medidas efetuadas no presente trabalho

O estado excitado a 921 keV, fig.III.1, dá origem a três cascatas gama-gama, 740-181 keV, 740-41 keV e 740-41-140 keV, desexcitando o nível de 181 keV através da seqüência 41-140 keV. A figura III.2 mostra o espectro simples de baixa energia do <sup>99</sup>Tc obtido com um cristal de NaI(Tl). A medida da função correlação angular para estas seqüências possibilita a determinação dos spins dos níveis, a 0, 140, 181 e 921 keV, bem como das multipolaridades das transições de 740, 181, 140 e 41 keV.

Selecionando em um dos detectores a radiação de 740 keV, e no outro as radiações de baixa energia, com o auxílio de um analisador multi-canal, mediram-se simultaneamente as primeiras três correlações angulares acima referidas. Na fig. III.3 apresentamos o espectro de coincidências com 740 keV, medido a 90°. Observe-se que, no caso da seqüência 740-41-140 keV, medimos a correlação 740-(41 keV não observada)-140 keV. Além destas, foi medida separadamente a correlação 41-140 keV.

Após as correções já referidas, inclusive a de mistura das transições de maior energia nas de menor energia e após normali

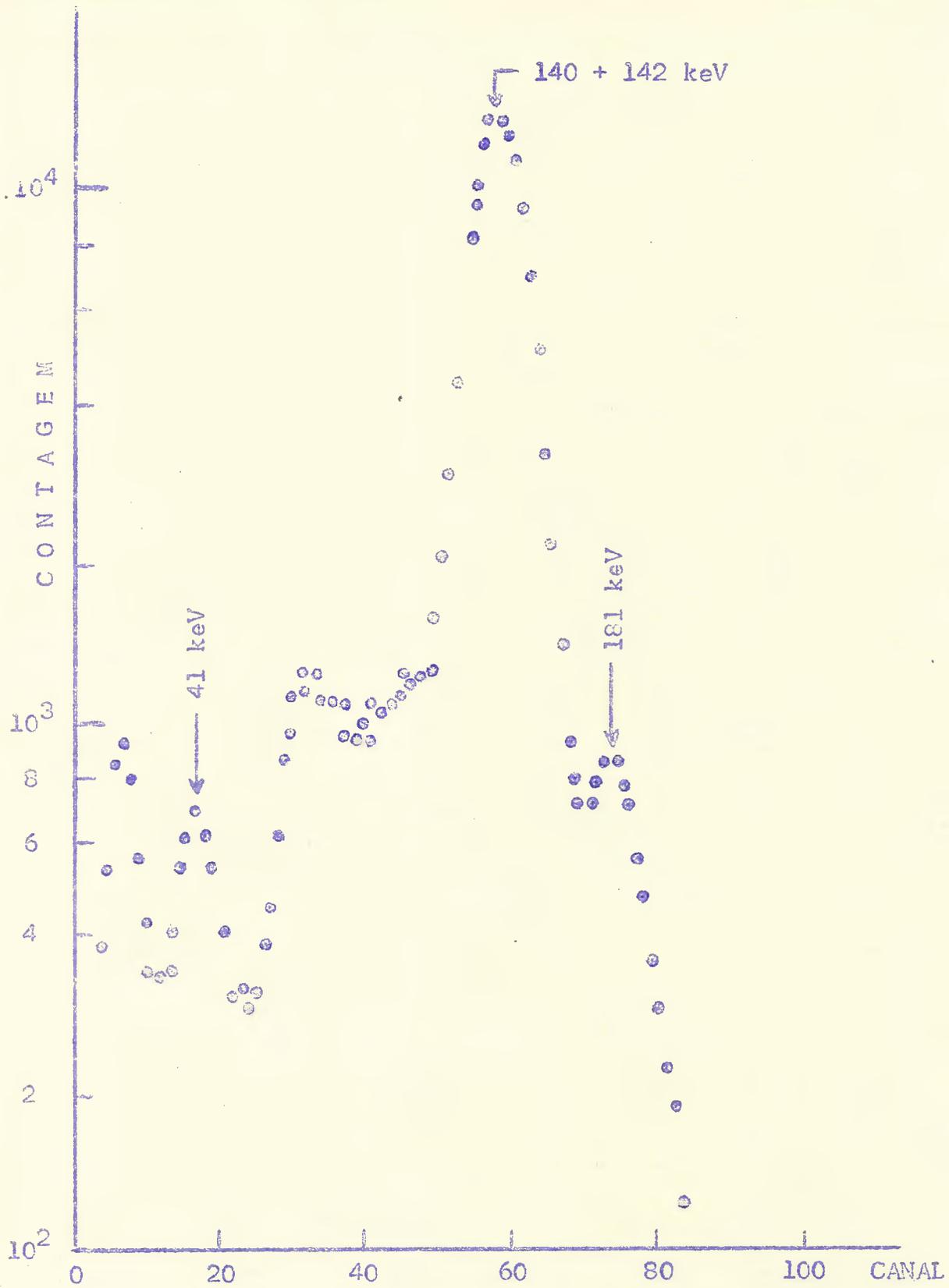


Figura III.2-Espectro simples de baixa energia do <sup>99</sup>Tc com um detector de NaI(Tl).

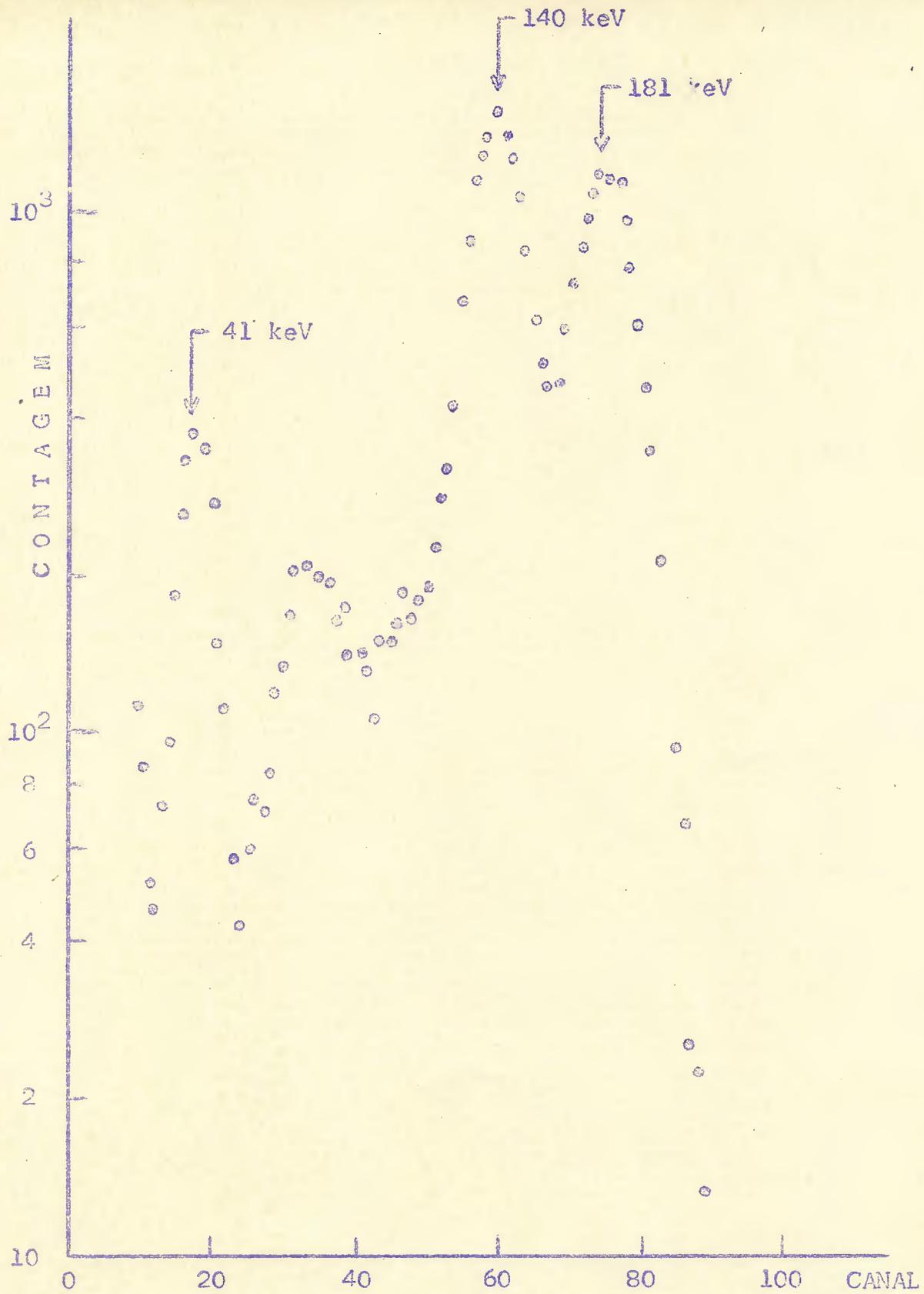


Figura III.3--Espectro de coincidência com o gama de 740 keV do  $^{99}\text{Tc}$  medido a  $90^\circ$ .

zar as contagens, os resultados foram expressos através da função correlação angular:

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

Na tabela III.1 apresentamos os coeficientes da função  $W(\theta)$  para as quatro correlações medidas.

Tabela III.1 - Coeficientes  $A_{22}$  e  $A_{44}$  da função correlação angular  $W(\theta) = 1 + A_{22}P_2(\cos \theta) + A_{44}P_4(\cos \theta)$  para várias cascatas no  $^{99}\text{Tc}$ .

Cascata keV	$A_{22}$	$A_{44}$
740-181	$+0,122 \pm 0,012$	$-0,015 \pm 0,020$
740-41	$-0,125 \pm 0,020$	$+0,010 \pm 0,030$
740-(41)-140	$-0,165 \pm 0,010$	$+0,005 \pm 0,015$
41-140	$+0,155 \pm 0,015$	$+0,015 \pm 0,020$

Com exceção da seqüência de 41-140 keV, tôdas as outras decaem através do nível a 181 keV. Como êste nível tem uma vida média longa, há possibilidade de que as respectivas correlações angulares sejam atenuadas <sup>48)</sup>. Neste núcleo já foi observada atenuação

em uma medida da correlação angular para a cascata 740-181 keV <sup>38)</sup> em função do tempo. Em medida mais recente da mesma correlação <sup>41)</sup> não se observou esta atenuação. O resultado da referência <sup>38)</sup> para  $t = 0$  coincide com a medida referida em <sup>41)</sup>. Como já foi verificado experimentalmente, a atenuação das correlações angulares em fontes líquidas depende, além da forma química, da concentração do material. Em geral não é fácil reproduzir uma fonte líquida. O problema da reprodutibilidade de fonte líquida no presente caso é discutido na referência <sup>41)</sup>, e aceitamos para a correlação 740 - 181 keV,  $A_{22} = +0,122 \pm 0,005$  como valor não atenuado ( $A_4$  é pequeno), ou seja, como valor experimental do coeficiente  $A_{22}$  para  $t = 0$ .

A presente medida para a cascata em referência deu como resultado:

$$A_{22} = +0,103 \pm 0,010 \quad \text{e} \quad A_{44} = -0,010 \pm 0,015$$

Em vista disto os coeficientes das correlações que passam pelo nível de 181 keV foram todos multiplicados por um fator:

$$\frac{A_{22}(\text{não atenuado})}{A_{22}(\text{atenuado})} = \frac{0,122 \pm 0,005}{0,103 \pm 0,010} = 1,19 \pm 0,12$$

Bodenstedt e outros <sup>38)</sup> obtiveram para o mesmo fator,  $1,23 \pm 0,07$ . Todos os  $A_{44}$  são menores que o erro estatístico. Os valores apresentados na tabela III.1 estão corrigidos para este efeito de atenuação. Como a vida média do nível de 140 keV é, seguramente, da ordem de 10 vezes menor (veja seção III.4 deste capítulo), o efeito de atenuação na correlação 41-140 keV deve ser muito pequeno. A ausência de atenuação nesta cascata é observada por medidas diretas

feitas em uma fonte sólida ( $\text{MoO}_3$  em pó). Os resultados obtidos para esta fonte sólida foram:

Cascata keV	$A_{22}$	$A_{44}$
740-181	$+0,052 \pm 0,012$	$-0,015 \pm 0,020$
41-140	$+0,145 \pm 0,015$	$+0,018 \pm 0,020$

Comparando com os resultados da tabela III.1, nota-se uma forte atenuação na cascata que passa pelo nível a 181 keV, cuja vida média é longa, mas não há, dentro do erro, atenuação da seqüência que decai através do nível a 140 keV.

#### Correlação 740-181 keV

A transição de 181 keV, entre os níveis  $\frac{5^+}{2}$  e  $\frac{7^+}{2}$ , conforme resultados, inclusive da medida de seu coeficiente de conversão <sup>44)</sup>, é sem dúvida uma E2 pura. Com esta hipótese, a medida da correlação 740-181 keV fornece a multipolaridade da transição de 740 keV. O resultado apresentado na tabela III.1 está de acordo com medidas anteriores <sup>38,41)</sup>. Raboy e Krohn <sup>37)</sup> obtiveram  $A_2 = +0,067 \pm 0,004$  e I.V. Estulin e outros <sup>39)</sup> obtiveram  $A_2 = -0,070 \pm \pm 0,015$  para esta cascata. Em ambos os casos deve ter havido mistura da cascata 740-140 keV, e provavelmente atenuação.

Supondo para a cascata em consideração a seqüência

$\frac{3}{2} (M1 + E2) \frac{5}{2} (E2) \frac{9}{2}$ , através das expressões (I.3), (I.4) e (I.5), obtém-se para a transição de 740 keV os dois parâmetros de mistura possíveis, conforme a figura III.4,

$$\delta_{740} = +0,62 \pm 0,06 \quad \text{e} \quad \delta_{740} = +3,7 \pm 0,5$$

A possibilidade de spin  $I = \frac{1}{2}$  para o nível de 921 keV implicaria em um coeficiente  $A_{22} = +0,10$  para esta cascata. Como a transição de 181 keV é de energia maior que as outras em coincidência com 740 keV, a eventual mistura de outras transições gama deve ser excluída; portanto dificilmente o resultado experimental poderá estar afetado de um erro de 20%. Além disso, o coeficiente  $A_{22}$  da cascata 740-140 keV tem o sinal oposto ao da cascata 740-181 keV, donde qualquer mistura tenderia a diminuir a anisotropia desta última. A medida do coeficiente de conversão desta transição poderá esclarecer a dúvida.

#### Correlação 740-41 keV.

Pela medida anterior determinamos  $A_2(740 \text{ keV})$ . Usando novamente as expressões (I.3), (I.4) e (I.5), obtém-se o spin do nível de 140 keV e a multipolaridade da transição de 41 keV. Uma análise semelhante à da figura III.4 para a seqüência  $\frac{3}{2} (M1+E2) \frac{5}{2} (M1 + E2) \frac{7}{2}$  em função de  $\delta$  para a segunda transição ( $\delta$  da primeira transição foi determinado anteriormente), mostra:

$$\delta_{41} = +0,045 \pm 0,025 ,$$

o que significa que esta transição é uma mistura M1 (99,8%) +

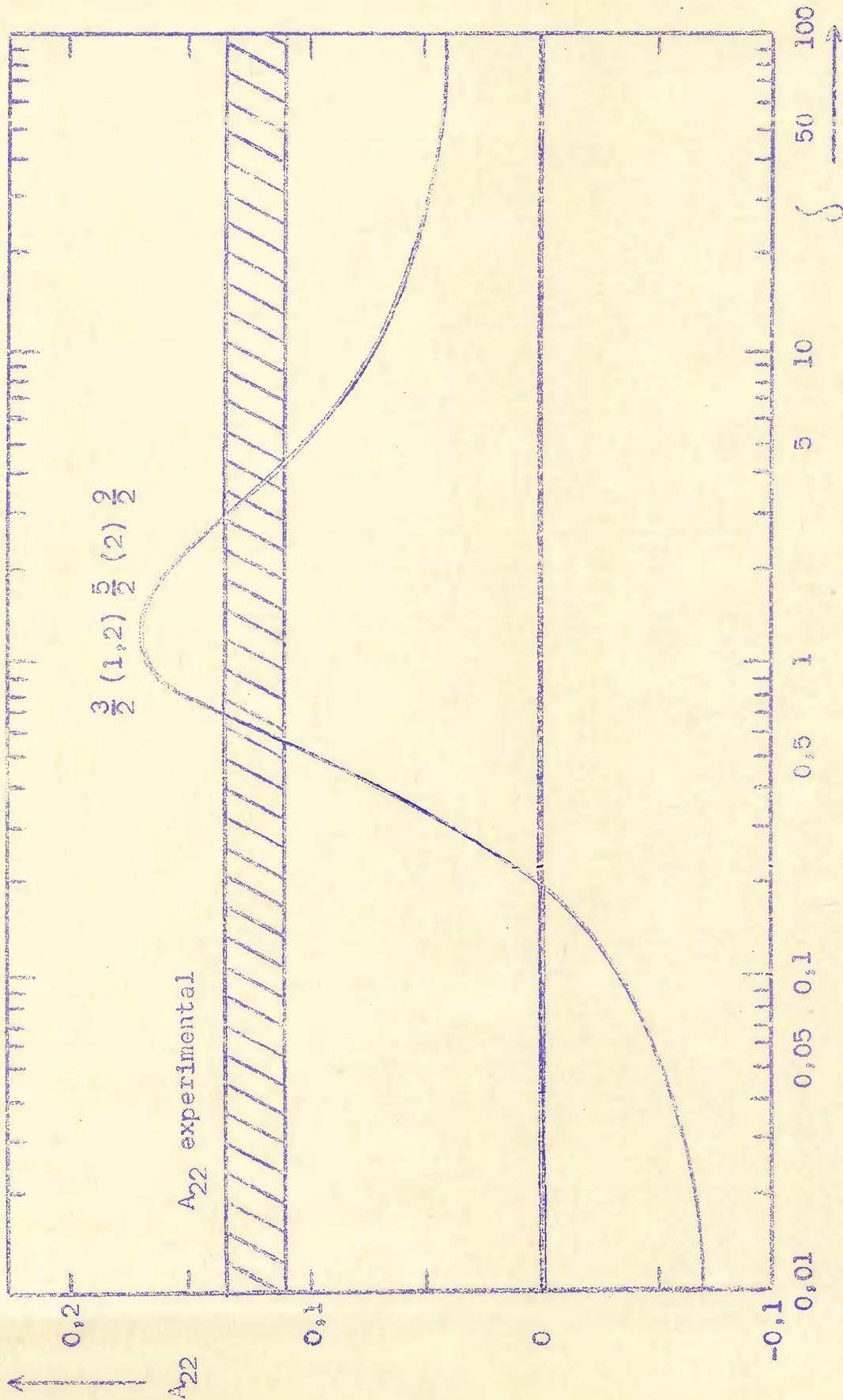


Figura III.4 - Coeficiente  $A_{22}$  da função correlação angular para a sequência  $\frac{3}{2}(M_1+E_2)\frac{5}{2}(E_2)\frac{2}{2}$  em função de  $\delta = (E_2/M_1)^{1/2}$  para  $\delta > 0$ . A parte tracejada mostra o resultado experimental. Para  $\delta$  variando até 100,  $A_{22}$  teórico é menor que 1%.

+ E2(0,2%). Infelizmente na região da curva  $A_{22}(\delta)$ , em que há seleção, esta é pouco sensível a  $\delta$ .

Correlação 740 keV-(41 keV)-140 keV

A análise desta correlação, em que a radiação de 41 keV não é observada, é um pouco mais complexa. Temos uma seqüência, conforme fig. I.3, onde os coeficientes da função correlação angular direcional são dados por (I.4), (I.6) e (I.7). Para o presente caso a seqüência de spins dos níveis envolvidos já é conhecida pelas medidas anteriores aqui apresentadas,

$$\frac{3}{2}(M1+E2) \frac{5}{2}(M1+E2) \frac{7}{2}(M1+E2) \frac{9}{2} .$$

Temos então,

$$A_{22} = A_2(740 \text{ keV}) U_2(41 \text{ keV}) A_2(140 \text{ keV}) ,$$

onde

$$\delta_{740} = +0,62 \pm 0,06 \quad \text{e} \quad U_2 = +0,87 \quad \text{com} \quad \delta_{41} = +0,045 \pm 0,025 .$$

Usando o valor experimental  $A_{22} = -0,165 \pm 0,010$ , conforme tabela III.1, a única variável a determinar é a mistura da transição de 140 keV. Obtém-se, então,

$$\delta_{140} = +0,09 \pm 0,02 ;$$

indicando uma transição M1(99%) + E2(1%).

Dois valores de  $A_{22}$  diferentes entre si, foram encontra-

dos, anteriormente, para esta cascata: os autores da referência<sup>37)</sup> obtiveram  $A_2 = -0,107 \pm 0,010$  e Bodenstedt e outros<sup>38)</sup> obtiveram  $A_2 = -0,164 \pm 0,013$ . Nosso resultado confirma ótimamente este último.

### Correlação 41-140 keV.

Pelas medidas anteriores conhecemos as razões de mistura de ambas as transições da seqüência  $\frac{5}{2}(M1+E2) \frac{7}{2}(M1+E2) \frac{9}{2}$ , donde podemos calcular a função correlação angular e compará-la com a medida. Observe-se que a transição de 41 keV, na presente cascata, é a primeira radiação e na seqüência 740-41 keV é a segunda e portanto, conforme (I.2), o sinal de  $\delta_{41}$  é oposto. Usando (I.4) e (I.5) com  $\delta_{41} = -0,045 \pm 0,025$  e  $\delta_{140} = +0,09 \pm 0,02$  obtém-se,

$$A_{22} = +0,125 \pm 0,030 ,$$

valor que está de acôrdo, dentro do êrro, com o medido, tabela III.1, para a presente cascata e que é:

$$A_{22} = +0,155 \pm 0,015.$$

Esta correlação pode ser usada para, partindo de  $\delta_{41} = -0,045 \pm 0,025$ , calcular a razão de mistura da transição de 140 keV, conforme feito na análise da correlação 740 keV-(41 keV)-140 keV. Na realidade não há vantagem em fazê-lo, devido à grande imprecisão em  $\delta_{41}$ . Este parâmetro de interferência aparece ao quadrado na expressão (I.7) e como é pequeno altera muito pouco o

valor de  $U_2$ . Por outro lado na expressão (I.4) há um efeito considerável, resultando um erro grande em  $\int_{140^\circ}$ .

### III.3.3 Resumo dos resultados experimentais.

Nas tabelas III.2 e III.3 apresentamos resumos dos parâmetros obtidos experimentalmente para as transições mais importantes e para os primeiros níveis do  $^{99}\text{Tc}$ , coletados das referências apresentadas (33-47), e incluindo os do presente trabalho.

Tabela II.2 - Parâmetros experimentais conhecidos das mais importantes transições do  $^{99}\text{Tc}$ .  $\alpha_T$  é o coeficiente total de conversão,  $\gamma/\text{des}$  é o número de gamas por deintegração e  $I_{\text{Tot}}$  é a intensidade total da transição. Os outros símbolos já foram explicados anteriormente. Os erros em  $I_{\text{Tot}}$  são de aproximadamente 5% e os em  $B(E2)$  são de 20%.

Transição (Energia em KeV)	$\alpha_T$	$\gamma/\text{des}$	$I_{\text{Tot}}$	$\int = \left(\frac{E2}{M1}\right)^{\frac{1}{2}}$	$B(E2) \times 10^{+48} \text{cm}^4$
41	$\approx 4,2$	0,016	0,084	$0,045 \pm 0,025$	
140	$0,10 \pm 0,02$	0,076	0,084	$0,09 \pm 0,02$	0,035
181	$0,13 \pm 0,03$	0,068	0,077	E2	0,021
740				$0,62 \pm 0,06$	

Tabela III.3 - Parâmetros experimentais conhecidos dos primeiros níveis de  $^{99}\text{Tc}$ .

Nível (keV)	Spin I	$\tau \times 10^{+9}$ seg	Fator nuclear g
0	$\frac{9+}{2}$		1,255
140	$\frac{7+}{2}$		
181	$\frac{5+}{2}$	$5,20 \pm 0,07$	$1,44 \pm 0,12$
921	$\frac{3+}{2}$		

#### III.4 Discussão dos resultados experimentais através do modelo de excitação do caroço

Uma análise preliminar de alguns dos resultados experimentais deverá fornecer indicações quanto ao caminho a seguir para uma interpretação consistente do núcleo em consideração.

Com os dados das tabelas III.2 e III.3, conhecendo a vida média do nível de 181 keV e usando a relação (I.23) obtém-se a probabilidade reduzida de transição E2, para o estado fundamental,

$$B(E2, 181 \text{ keV}) \downarrow = (0,034 \pm 0,005) e^2 \times 10^{-48} \text{ cm}^4 .$$

A seção de choque para excitação Coulombiana do referido nível foi

medida por Albergothi e Shearin<sup>43)</sup>, que obtiveram:

$$B(E2, 181 \text{ keV}) \downarrow = (0,021 \pm 0,005) e^2 \times 10^{-48} \text{ cm}^4 .$$

Esta diferença, como fazem notar os referidos autores, é devida à limitada precisão na determinação da curva de rendimento para o segundo nível excitado. Dêste modo, aceitamos como valor mais real o determinado através da vida média do nível de 181 keV.

A estimativa de Weisskopf para esta transição, usando a expressão (I.28), é:

$$B_W(E2) \downarrow = 0,0027 \times e^2 \times 10^{-48} \text{ cm}^4$$

donde,

$$\frac{B_{\text{exp}}(E2)}{B_W(E2)} \cong 13 .$$

Isto significa que neste núcleo temos transições de quadripolo elétrico mais rápidas que a estimada para uma única partícula. Além disso, o valor experimental para  $B(E2)$  da transição  $2+ \rightarrow 0+$  do núcleo par-par vizinho  $^{98}\text{Mo}$  é<sup>49)</sup>:

$$B(E2, 2+ \rightarrow 0+) = (0,054 \pm 0,007) e^2 \times 10^{-48} \text{ cm}^4 ,$$

que é um valor razoavelmente próximo do obtido, também experimentalmente, para a transição de 181 keV.

Estas características, bem como outras que veremos a seguir, excluem a possibilidade de uma análise do  $^{99}\text{Tc}$  em termos de um modelo de excitação de uma única partícula. Por outro lado, co-

mo mostra de Shalit <sup>50)</sup>, sob certas condições as excitações do caroço nuclear podem também ser levadas em consideração, obtendo-se excelentes resultados. O modelo de excitação do caroço (MEC) de A. de Shalit <sup>50)</sup> para núcleos não deformados de A ímpar, será usado na presente análise. Antes veremos um resumo das principais hipóteses dêste modelo, mostrando as relações que êle prevê para os diversos parâmetros nucleares.

O MEC é aplicável aos núcleos de A ímpar em certas regiões da tabela periódica, investigando quais são as possibilidades de seus estados  $|I\rangle$  serem descritos por:

$$|I\rangle = |J, j; I\rangle .$$

A notação acima implica que o estado I resulta do acoplamento de um núcleon ímpar na órbita j com um estado J do caroço par-par do núcleo ímpar. É razoável esperar que seja uma boa aproximação descrever os estados de baixa energia de núcleos esféricos ímpares, com alguma generalidade, como sendo superposições de estados dêste tipo, na forma:

$$|I\rangle = \sum_{J,j} a_{Jj}^I |J, j; I\rangle . \quad (\text{III.1})$$

O modelo afirma que, com exceção de um, todos os outros coeficientes  $a_{Jj}^I$  são pequenos.

Apresentado dêste modo o MEC difere do modelo sugerido por Lawson e Uretsky <sup>51)</sup>, pelo fato de não supor uma configuração de modelo de camadas para o estado-caroço J. Difere também de al-

guns cálculos com acoplamento fraco, pois não supõe uma natureza coletiva definida para o estado-carço  $J$ , nem supõe uma definida interação carço-partícula. Além disso, não é suposto que o estado carço  $J$  coincida com um estado  $J$  de um núcleo vizinho par-par, se bem que a análise de dados experimentais sugira algo neste sentido. Com referência a estes últimos aspectos deve ser acrescentado que o propósito de uma análise com este modelo é derivar a partir da experiência o limite de validade da descrição (III.1) para alguns estados nucleares, e obter empiricamente as propriedades do estado-carço  $J$ . Isto significa que, tentando averiguar a estrutura (III.1) para os estados de certos núcleos de  $A$  ímpar, devemos restringir-nos somente ao estudo da consistência interna do MEC para um dado núcleo e não a sua relação com as propriedades dos núcleos próximos. Conforme refere de Shalit<sup>52)</sup>, não se pode esperar que uma simples descrição dos estados nucleares, como a sugerida pelo MEC, seja válida com muita precisão. No entanto, o modelo aplica-se a muitos casos. Os exemplos mais interessantes em que este modelo foi aplicado são:  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{65}\text{Cu}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{203}\text{Tl}$  e  $^{205}\text{Tl}$ .

O multiplete de estados  $|I\rangle$  construídos a partir de um par  $J, j$  conforme relação (III.1), tem muitas de suas propriedades descritas pelas correspondentes propriedades de  $|J\rangle$  e  $|j\rangle$ . Usando estes últimos como parâmetros, podemos analisar todos os momentos magnéticos dos estados  $|J, j; I\rangle$ , bem como as propriedades de transição  $M1$  entre os estados em termos de dois parâmetros, o fator  $g_c$  do carço e o fator  $g_j$  da partícula ímpar. Considerações similares aplicam-se aos momentos quadripolares.

Um cálculo simples mostra que, por este modelo, os momentos magnéticos dos estados excitados e do estado fundamental são

dados por,

$$M(J,j)_I = g_j \frac{I(I+1)+j(j+1)-J(J+1)}{2(I+1)} + g_c \frac{I(I+1)+J(J+1)-j(j+1)}{2(I+1)} \quad (\text{III.2})$$

e as probabilidades reduzidas de transição são dadas por,

$$B(M1, |2,j;I\rangle \rightarrow |0,j;j\rangle) = 0 \quad (\text{III.3})$$

$$B(M1, |2,j;I\rangle \rightarrow |2,j;I'\rangle) = \frac{3}{4\pi} (2I'+1)j(j+1)(2j+1) \begin{Bmatrix} I & I' & 1 \\ j & j & 2 \end{Bmatrix} \times \\ \times (g_c - g_j)^2 M_N^2 \quad (\text{III.4})$$

$$B(E2, |2,j;I\rangle \rightarrow |2,j;I'\rangle) = 0 \quad (\text{III.5})$$

$$B(E2, |2,j;I\rangle \rightarrow |0,j;j\rangle) = B(E2, 2^+ \rightarrow 0^+) \quad (\text{III.6})$$

O  $^{99}\text{Tc}$  tem 43 prótons e 56 nêutrons. Nesta região os prótons movem-se, provavelmente nas órbitas  $g_{9/2}$  e  $p_{1/2}$ . Para este núcleo podemos supor que os seis nêutrons, fora da camada 50, ocupam a órbita  $d_{5/2}$ . Supondo os 3 prótons na órbita  $g_{9/2}$ , poderíamos pensar que o estado fundamental é resultante do acoplamento do 43º próton  $g_{9/2}$  com o estado  $0^+$  do caroço  $|0^+, g_{9/2}; \frac{9^+}{2}\rangle$  e os primeiros estados excitados resultam do acoplamento de  $g_{9/2}$  com o estado  $2^+$  do caroço:

$$|2^+, g_{9/2}; \frac{5^+}{2}, \frac{7^+}{2}, \frac{9^+}{2}, \frac{11^+}{2}, \frac{13^+}{2}\rangle$$

Este esquema explicaria os spins dos níveis fundamental

e dos estados excitados a 140 keV e 181 keV. O estado isomérico de 142 keV, com vida média de 9h e spin  $\frac{1}{2}^-$ , é, muito provavelmente, um estado  $p_{1/2}$  da configuração  $p_{1/2} g_{9/2}^4$ . O nível de 921 keV, ao qual as presentes medidas associam spin  $\frac{3}{2}^+$ , não pode ser construído com este esquema simples. Contudo o acoplamento de 3 prótons  $g_{9/2}$ ,  $|g_{9/2}^3; \frac{3}{2}^+ \rangle$  dá inclusive a paridade correta. O acoplamento  $|J, g_{9/2} \rangle$  é particularmente favorável para o núcleo aqui tratado porque a órbita  $g_{9/2}$  é a única de paridade par nesta camada. Isto implica que outros estados da forma  $|J, j \rangle$  com  $J=0^+$  e  $J=2^+$  não devem contribuir neste caso.

Como o MEC tem sido aplicado com sucesso em casos análogos, como no  $^{197}\text{Au}$  com três furos na camada 82, resolvemos usá-lo no presente núcleo  $^{99}\text{Tc}$ . Na seção III.6 faremos uma breve análise dos outros acoplamentos que poderiam ser tentados para interpretar os resultados do presente estudo experimental.

A seguir o MEC será testado frente aos resultados experimentais apresentados nas tabelas III.1, III.2 e III.3. A comparação destes com as relações (III.2) a (III.6), que caracterizam o modelo, possibilitará não só a previsão do fator nuclear  $g$  do nível de 140 keV, mas também da vida média deste nível.

Os autores da referência <sup>43)</sup> mediram a seção de choque para excitação Coulombiana do nível de 140 keV, obtendo:

$$B(E2, 140 \text{ keV}) \downarrow = (0,035 \pm 0,007) e^2 \times 10^{-48} \text{ cm}^4. \quad (\text{III.7})$$

Como vimos, a partir da vida média do nível de 181 keV, temos:

$$B(E2, 181 \text{ keV}) \downarrow = (0,034 \pm 0,005) e^2 \times 10^{-48} \text{ cm}^4. \quad (\text{III.8})$$

Por outro lado, no  $^{98}\text{Mo}$ , o valor experimental de  $B(E2)$  para a transição  $2+ \rightarrow 0+$  é:

$$B(E2, 2+ \rightarrow 0+) = (0,054 \pm 0,007) e^2 \times 10^{-48} \text{cm}^4. \quad (\text{III.9})$$

Êstes três valores satisfazem, razoavelmente bem, a relação (III.6), que dá as transições de quadripolo elétrico entre os níveis excitados, obtidos por um acoplamento da última partícula com  $2+$  e o estado fundamental, obtido por acoplamento com  $0+$ . Na realidade para o modelo a igualdade entre as probabilidades de transição  $B(E2)$ , dadas pelas relações (III.7) e (III.8) é mais importante que a sua relação com o valor dado por (III.9).

A fórmula (I.23) pode ser expressa mais explicitamente por:

$$B(E2) = \frac{0,81 \times 10^2}{E^5 \zeta (1 + \alpha_T) (1 + \frac{1}{\delta^2})} e^2 \times 10^{-48} \text{cm}^4, \quad (\text{III.10})$$

onde  $\zeta$  é dado em segundos e  $E$  em keV. Para a transição de 140keV, temos  $B(E2) = (0,035 \pm 0,007) e^2 \times 10^{-48} \text{cm}^4$ ,  $\alpha_T = 0,10 \pm 0,02$ , conforme tabela III.2, e usando para o parâmetro de mistura o valor determinado no presente trabalho,  $\delta_{140} = 0,09 \pm 0,02$ , encontra-se a vida média  $\tau$  do nível de 140 keV. Feitas as substituições obtém-se,

$$\tau_{140} = (0,3 \pm 0,1) \text{ ns}$$

Observe-se que o conhecimento do valor de  $B(E2, 140 \text{ keV})$  por excitação Coulombiana não seria necessário para o cálculo da

vida média dêste nível, pois tanto a relação (III.8) como a (III.9) poderiam ser usadas. De qualquer modo,  $\tau_{140}$ , acima calculado, é um valor que não depende de modelo, mas que, como no caso  $B(E2, 140 \text{ keV}) = B(E2, 181 \text{ keV})$ , coincide com o valor que o MEC prediz.

Recentemente, Antey e outros <sup>53)</sup> remediram o coeficiente de conversão interna da transição de 140 keV, acima considerada, obtendo,

$$\alpha_K(140 \text{ keV}) = 0,18 \pm 0,02 .$$

Os coeficientes teóricos parciais de conversão, de Rose, para esta transição, supondo que seja do tipo M1+E2, são:

$$\alpha_K(M1) = 0,10 \quad \text{e} \quad \alpha_K(E2) = 0,33 .$$

A única solução é M1(65%) + E2(35%), donde ,

$$|\delta_{140}| = 0,73 \pm 0,14 .$$

Usando a expressão (III.10) calcula-se, com êste novo valor para  $\delta_{140}$ ,

$$\tau_{140} = 10 \text{ ns} ,$$

ou seja, obtém-se uma vida média aproximadamente 30 vezes maior do que a calculada com o nosso valor experimental de  $\delta_{140}$ . Um limite  $\tau_{140} \leq \tau_{180}$  já foi estabelecido anteriormente <sup>35)</sup> em medidas de coincidências atrasadas. Além disso, conforme referimos na se-

ção III.3.2 deste capítulo, uma vida média desta ordem de grandeza faria com que houvesse, para uma fonte sólida, atenuação dos coeficientes da função correlação angular da cascata 41-140 keV, atenuação esta que é observada no caso da cascata 740-181 keV, para a mesma fonte.

Usando as expressões (III.2) e (III.4), podemos calcular dois valores independentes de  $g_c$ , fator  $g$  do caroço. Da tabela III.3 temos que o fator  $g$  do estado fundamental é  $g_{9/2} = 1,255$ , que é o  $g_j$  da expressão (III.2). Por outro lado, como o estado  $\frac{5}{2}^+$  é formado pelo acoplamento  $|2^+, \frac{9}{2}^+; \frac{5}{2}^+ \rangle$ , usando a expressão (III.2) com  $M_{5/2} = 3,6 \pm 0,3$  da tabela III.3, calcula-se:

$$g_c = +0,93 \pm 0,2 .$$

Podemos também obter  $g_c$  pela fórmula (III.4) através da probabilidade reduzida  $B(M1)$  para a transição de 41 keV.  $B(M1)$  é calculada usando a expressão (I.24), pois conhecemos a vida média do nível de 181 keV, onde se origina a transição de 41 keV, bem como os demais parâmetros: intensidade, coeficiente de conversão e  $\delta_{41}$  que estão na tabela III.2. Obtém-se:

$$B(M1, 41 \text{ keV}) = 1,55 \times 10^{-2} (M_N)^2 .$$

Substituindo este valor na (III.4), como  $g_c$  aparece ao quadrado, temos duas soluções:

$$g_c = +1,1 \quad \text{e} \quad g_c = +1,4 .$$

Tomando um valor médio entre os cálculos feitos pelas expressões

(III.2) e (III.4), podemos escrever:

$$g_c = +1,1 .$$

Com êste valor de  $g_c$  e com  $g_{9/2} = 1,255$ , supondo que o nível de 140 keV,  $\frac{7^+}{2}$ , seja resultante do acoplamento  $|2+, \frac{9^+}{2}\rangle$ , através da expressão (III.2), facilmente se pode calcular qual deverá ser, segundo previsão do MEC, o momento magnético do referido nível. Efetuando as substituições temos que,

$$\mu_{7/2} = +4,45 \quad \text{ou} \quad g_{7/2} = +1,27 .$$

No MEC as transições magnéticas entre os níveis excitados e o fundamental são totalmente proibidas, conforme mostra a expressão (III.3). Então,  $B(M1)$  para a transição de 140 keV oferece mais uma possibilidade de teste para o modelo em consideração. No cálculo de  $B(M1, 140 \text{ keV})$  foi usada a vida média  $\tau_{140} = 0,3 \text{ nseg}$ , obtendo-se:

$$B(M1, 140 \text{ keV}) = 3 \times 10^{-2} (\mu_N)^2 .$$

Não é um valor muito pequeno, principalmente quando comparado com  $B(M1, 41 \text{ keV})$ , mas a estimativa de Weisskopf, para esta transição, dá valor bem maior, ou seja, usando (I.29), temos,

$$B_W(M1, {}^{99}\text{Tc}) \approx 3 \times (\mu_N)^2 ,$$

donde o fator de retardo da transição de 140 keV de multipolaridade M1 é da ordem de 100.

Segundo a relação (III.5), são também proibidas as transições de quadripolo elétrico entre os níveis de um mesmo múltiplo. O cálculo de  $B(E2)$  para a transição de 41 keV é obtido pela relação (I.23), usando os dados experimentais das tabelas III.2 e III.3. Obtém-se, assim, para os valores extremos de  $\int_{41} = 0,045 \pm 0,025$ , os seguintes resultados,

para  $\int_{41} = 0,02$ ,  $B(E2, 41 \text{ keV}) = 0,005 \times e^2 \times 10^{-48} \text{ cm}^4$

para  $\int_{41} = 0,07$ ,  $B(E2, 41 \text{ keV}) = 0,07 \times e^2 \times 10^{-48} \text{ cm}^4$

No primeiro caso a probabilidade reduzida de transição E2 é da ordem de 10 vezes menor que a obtida para transições ao estado fundamental; para  $\int_{41}$  máximo, é da mesma ordem que a última. A estimativa de Weisskopf para o presente núcleo, obtida pela relação (I.28), é:

$$B_W(E2) = 0,006 \times e^2 \times 10^{-48} \text{ cm}^4 .$$

### III.5 Medida do fator nuclear g do nível de 140 keV

Da comparação dos resultados experimentais obtidos para o núcleo  $^{99}\text{Tc}$  com o modelo de excitação do caroço, obtivemos, na seção anterior, uma previsão do fator-g do nível de 140 keV como sendo  $g = +1,27$ . Considerando que o modelo funcionou bastante bem em quase toda a análise, esta previsão levou-nos a tentar uma medição direta do fator g deste estado.

Usamos na presente medida a técnica de rotação integral da função correlação angular com campo reverso, conforme está descrito na seção I.1.5. A medida foi feita com o equipamento descrito no capítulo II, sistema B.

Com uma fonte sólida de  $\text{MoO}_3$ , e campo magnético de  $20.000 \pm 1.000$ , foram medidas coincidências da cascata 41-140 keV em um ângulo de  $135^\circ$ , com o campo perpendicular ao plano dos detectores, em ambos os sentidos, +H e -H. (O campo magnético era invertido de um sentido para outro cada duas horas.) Substituindo os resultados na expressão (I.19), obtivemos o seguinte valor para a razão R,

$$R = \frac{W(+H) - W(-H)}{\frac{1}{2} [W(+H) + W(-H)]} = (8 \pm 3) \times 10^{-3} .$$

A correlação angular para esta cascata foi também remediada na geometria do eletroímã. Escrevendo a função correlação como,

$$W(\theta) = 1 + B_2 \cos(2\theta) ,$$

encontrou-se

$$B_2 = +0,070 \pm 0,007 ,$$

sem correções para os ângulos sólidos ou para espalhamento.

Usando a fórmula aproximada (I.20),

$$R = 4B_2 \omega \tau ,$$

pois  $\omega \tau \ll 1$  e  $\theta = 135^\circ$ , obtém-se :

$$\omega \tau = (0,3 \pm 0,1) \text{ radianos.}$$

Como,

$$\omega = g \frac{4N}{\hbar} H ,$$

e usando para vida média do nível de 140 keV, o valor determinado na seção anterior,

$$\tau_{140} = (0,3 \pm 0,1) \text{ ns.}$$

calcula-se o fator-g como sendo:

$$g_{140} = 1 \pm 0,5 .$$

O resultado concorda satisfatoriamente com o valor previsto, confirmando a proposta configuração de um próton  $g_{9/2}$  acoplado com a excitação  $2+$  do caroço para este estado.

O erro no resultado provém igualmente dos erros em R e em  $\tau$ , sendo este dependente essencialmente do erro em  $\delta$ . Os efeitos dos erros de 20% em  $B(E2, 140 \text{ keV})$  e o erro no coeficiente de conversão  $\alpha_{140}$  são pequenos quando comparados com os em R e  $\tau$ . Usando um circuito de resolução bastante menor é possível diminuir o erro em R; por outro lado uma medida direta da vida média poderia, também, diminuir o erro em  $\tau_{140}$ .

Quando este trabalho estava já concluído, tivemos conhecimento de uma medida direta da vida média do nível de 140 keV através de experiência Mössbauer<sup>54)</sup>. Os autores da referência<sup>54)</sup> obtiveram para a vida média deste nível

$$\tau_{140} = 0,277 \pm 0,014 \text{ ns,}$$

que está de acôrdo com o nosso cálculo  $\tau_{140} = 0,3 \pm 0,1 \text{ ns}$ . Com êste valor deduzimos dos nossos resultados,

$$g_{140} = 1,1 \pm 0,35 .$$

### III.6 Análise em têrmos de outros modelos

Neste ponto convém fazer algumas considerações das outras possibilidades, ou melhor, dos outros modelos nucleares, que poderiam ser tentados para analisar as grandezas características experimentais do presente núcleo.

Além do MEC, que foi aqui usado, em casos como o do  $^{99}\text{Tc}$ , com 3 partículas fora de uma camada fechada, os resultados têm sido estudados por meio de outros acoplamentos, como o de  $n$  partículas em uma camada  $j$ , desenvolvido principalmente por Talmi <sup>55)</sup>. O modelo de Kisslinger e Sorensen <sup>56)</sup>, em que os estados nucleares são estudados através do acoplamento de duas excitações básicas, quase-partículas e fônons, pode também ser usado.

Conforme Talmi, os primeiros níveis do  $^{99}\text{Tc}$  seriam resultantes da configuração  $(g_{9/2})^3$  dos 3 prótons fora da camada 40. A configuração  $(j_1)^3$  difere em 2 modos da  $(j_1)^2(j_2)$ . Primeiro, não podemos acoplar vetorialmente  $j_1$  com os possíveis estados  $(j_1)^2$  para obter os  $J$  permitidos para  $(j_1)^3$ , porque o princípio de Pauli deve ser incluído, restringindo severamente os valores permitidos de  $J$ . Segundo, porque o efeito das interações residuais, na separa

ção dos estados J permitidos, não pode ser avaliado dos resultados de interação de dois núcleons como em  $(j_1)^2(j_2)$ . Neste caso a interação entre os núcleons em  $j_1$  é muito mais forte que entre  $j_1$  e  $j_2$ , de modo que esta última pode ser ignorada, não o sendo, porém, quando os três núcleon estão em  $j_1$ .

Obtém-se os momenta angulares possíveis para a configuração  $(j_1)^3$ , classificando os estados de três núcleons que podemos formar, consistentemente, com o princípio de Pauli. O acoplamento  $(g_9/2)^3$  dá origem ao multiplete:

$$\frac{3+}{2}, \frac{5+}{2}, \frac{7+}{2}, \frac{9+}{2}, \frac{9+}{2}, \frac{11+}{2}, \frac{13+}{2}, \frac{15+}{2}, \frac{17+}{2}, \frac{21+}{2}.$$

A ordem em energia dos estados de  $(j_1)^3$ , requer que se considere a natureza das interações residuais e seus efeitos. Como sabemos, no caso de 2 núcleons, o efeito da interação residual é muito mais forte se os núcleons estão pareados, quando então a configuração mais baixa em energia, que será o estado fundamental, é o estado  $J = j_1$ . No que se refere aos outros estados, há uma diferença fundamental entre as configurações  $(j_1)^3$  e  $(j_1)^2(j_2)$  quanto à sua localização. Enquanto no segundo destes acoplamentos os estados  $J < j_1$  estão bem isolados do estado fundamental, no acoplamento  $(j_1)^3$  este intervalo é bem menos pronunciado.

No  $^{99}\text{Tc}$  temos os estados  $\frac{9+}{2}$ ,  $\frac{7+}{2}$ ,  $\frac{5+}{2}$  e  $\frac{3+}{2}$ , nesta ordem, e que seriam então originados da configuração  $(g_9/2)^3$ . Além disso, os dois primeiros níveis excitados,  $\frac{7+}{2}$  e  $\frac{5+}{2}$ , localizados abaixo de 200 keV, confirmam a imposição acima referida do acoplamento de três partículas.

As propriedades magnéticas de estados com configuração

$(j)^3$  são obtidas a partir de um esquema vetorial muito simples. Como para partículas idênticas temos,

$$\vec{M} = \sum_i \vec{M}_i = g \sum_i \vec{j}_i = g\vec{I},$$

vemos que os fatores  $g$  para todos os estados da configuração  $(j)^3$  são iguais ao fator  $g$  da partícula única. Os fatores  $g$ , experimentais, dos três primeiros níveis do  $^{99}\text{Tc}$  são conhecidos:

$$g_{e.f.} = 1,255$$

$$g_{140} = 1,1 \pm 0,35$$

$$g_{181} = 1,44 \pm 0,12$$

notando-se que  $g_{181}$  e  $g_{e.f.}$  não coincidem. Infelizmente, devido ao erro em  $g_{140}$  não se pode extrair uma conclusão mais definitiva.

As transições  $M1$  entre os diferentes estados da configuração  $(j_1)^3$  são rigorosamente proibidas, uma vez que  $I$  é diagonal. Somente uma mistura de outras configurações do tipo  $(j_1)^2 j_2$  é que satisfará os resultados experimentais obtidos para as transições  $M1$ .

As transições  $B(E2)$ , para o estado fundamental, calculadas na configuração  $(j_1)^3$  são lentas, pois não são levadas em consideração as contribuições vibracionais, seguramente presentes, conforme mostram os resultados experimentais, discutidos anteriormente.

A hipótese principal do modelo de Kisslinger e Sorensen<sup>56)</sup> é a de que os estados de baixa energia dos núcleos esféri-

cos podem ser tratados considerando duas excitações básicas, quase partículas e fônons. Os níveis dos núcleos são preditos em termos de auto-estados de um Hamiltoniano simplificado, contendo forças de pareamento e quadripolares. Na realidade este dois termos simulam as características de alcance das forças nucleares residuais. A força quadripolar representa a propriedade de longo alcance da força nuclear e a de pareamento, as características de curto alcance. Se este efeito domina, o núcleo terá uma simetria esférica e, alternativamente, se as forças quadripolares dominam, temos um núcleo deformado. Para os núcleos par-par, somente a excitação de fônons é usada com mais detalhes. Para os núcleos de A ímpar, ambos os modos de excitação são de baixa energia devendo, pois, serem considerados, bem como as suas interações.

No caso do  $^{99}\text{Tc}$ , os estados preditos são misturas das configurações de uma única partícula disponível para o próton ímpar, com as configurações formadas acoplando estes estados de uma partícula às vibrações no  $^{98}\text{Mo}$ . Se considermos que o 43º próton no  $^{99}\text{Tc}$  move-se na órbita  $g_{9/2}$ , o modelo de Kisslinger e Sorensen é nada mais que uma generalização óbvia do modelo de excitação do caroço e podemos então usar as mesmas relações para os diversos parâmetros nucleares, já amplamente discutidos. Na referência <sup>56)</sup> encontra-se calculado o esquema de energia previsto para o presente núcleo, que no entanto não concorda com os resultados experimentais quanto à localização dos níveis.

Finalmente salientamos que os modelos aqui considerados são aproximações teóricas que mostram, cada uma delas, alguns aspectos da realidade física. Não há intenção, neste trabalho, de uma análise competitiva no sentido de se optar por um dos acopla-

mentos, mas sim, o uso d'êstes, quando possível, como guias auxiliares para o melhor conhecimento experimental da estrutura nuclear. Dentro d'êste ponto de vista, o MEC, apesar de ser de aplicação muito limitada, é, pela simplicidade de cálculos, particularmente útil como ferramenta para estudos experimentais de determinados núcleos.

## IV. ESTUDO ESPECTROSCÓPICO DO NÚCLEO $^{160}\text{Dy}$

### IV.1 Introdução

O esquema de níveis do núcleo  $^{160}\text{Dy}$ , figura IV.1, tem sido estudado muito intensivamente. Todos os dados obtidos até 1964 estão citados na referência <sup>57)</sup>. Resultados mais recentes encontram-se em <sup>58,59,60)</sup>. As energias das transições gama estão determinadas com precisão de 1 keV, e os estados de paridade positiva na região abaixo de 1 MeV são bem conhecidos. Contudo, os de paridade negativa, situados acima de 1 MeV, bem como as transições através das quais estes se desexcitam para as bandas fundamental e vibracional, foram pouco estudados até o presente. O  $^{160}\text{Dy}$  é um núcleo par-par deformado, onde a 0, 87 e 283 keV estão os três primeiros níveis da banda rotacional fundamental  $K = 0$  com spins  $0+$ ,  $2+$  e  $4+$  respectivamente e os níveis a 966 e 1049 keV são os membros  $2+$  e  $3+$  respectivamente da banda vibracional,  $K = 2$ . Quanto aos níveis localizados acima de 1050 keV, as evidências experimentais obtidas por medidas, tanto de correlações angulares como de coeficientes de conversão, indicam que são de paridade negativa, mas não há uniformidade na determinação dos valores dos spins e, conseqüentemente, são pouco conhecidas as características de multipolaridade das transições originadas nestes níveis e que são predominantemente de caráter  $E1$  com pequenas misturas de  $M2$ . Na realidade correlações angulares em núcleos par-par têm sido medidas quase sempre com a hipótese de que estas transições são de dipolo elétrico puro, tornando assim mais simples as suas interpretações teóricas.

$^{160}_{65}\text{Tb}$  (72 d)

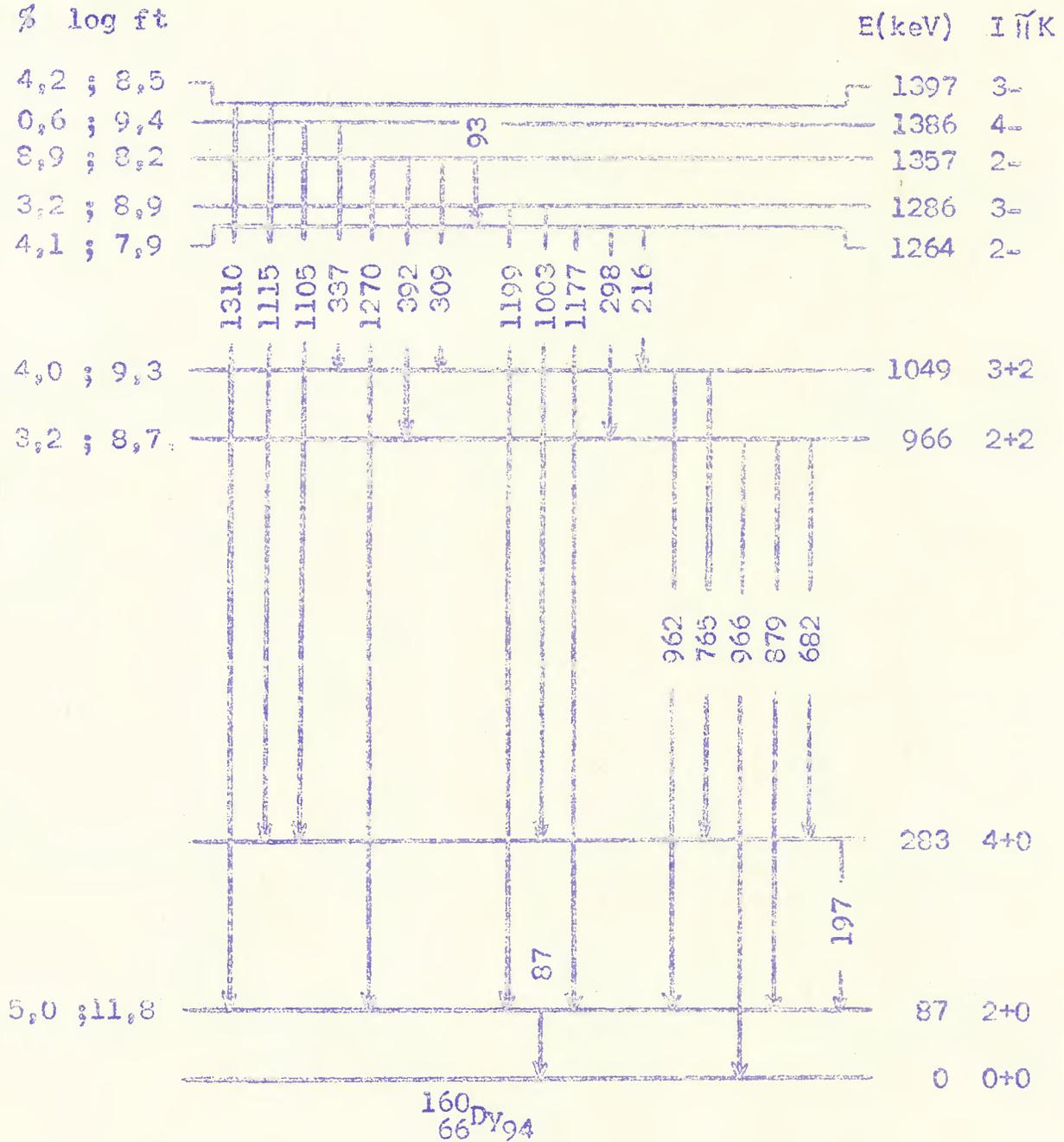


Figura IV.1 - Esquema de decaimento mostrando os níveis e as transições conhecidos no  $^{160}\text{Dy}$ .

Das transições entre níveis estáveis contra emissão de núcleons, as de dipolo elétrico e as associadas de quadripolo magnético são as menos estudadas. Nos núcleos deformados com  $A$  par, tem-se observado vários níveis de paridade ímpar com energias de excitação menores que 2 MeV. Estes níveis têm tido várias interpretações teóricas. Lipas e Davidson <sup>61)</sup> discutem um Hamiltoniano composto do Hamiltoniano de Bohr e Mottelson mais dois graus octopolares de liberdade. Além dos estados normais  $K = 0$  e  $K = 2$  de vibrações quadripolares com paridade positiva, encontram dois estados de vibração octopolar com  $K = 0$  e  $K = 2$ , chamados respectivamente de estados vibracionais  $b$  e  $g$  de paridade negativa, com seqüências de spins  $I = 1-, 3-, 5- \dots$  e  $I = 2-, 3-, 4- \dots$ . Este modelo explica alguns níveis de paridade negativa na região dos actinídeos. Zaretskii e Urin <sup>62)</sup> usaram o modelo de pareamento, substituindo o termo quadripolar por um termo de força octopolar. Gallagher e Soloviev <sup>63)</sup> usando o modelo de pareamento mostram que os estados intrínsecos destes núcleos podem ser descritos através de excitações de duas quase-partículas, propondo configurações para grande parte dos níveis conhecidos na região das terras raras. Os dados que se tem sobre estes níveis são pobres e em vista disso sua descrição torna-se difícil.

Os modelos nucleares nesta região são testados, em geral, com os níveis de paridade positiva, em termos das transições mais comuns que são  $E2$  e  $M1$ . De fato os modelos têm sido adaptados para descrever convenientemente estes níveis, interpretados como resultantes de rotações e vibrações simples do núcleo. A medida experimental das multipolaridades de transições entre os primeiros níveis excitados, não só é mais simples através da correlação angu-

lar por causa da menor densidade de níveis, à baixa energia, como também pode ser feita por excitação Coulombiana sem dificuldades, pelo menos para algumas transições.

Os elementos de matriz de transições E1 são funções sensíveis da estrutura nuclear. As probabilidades reduzidas de transição  $B(E1)$  variam em torno de 15 ordens de grandeza e o cálculo destas probabilidades de transição requer uma descrição precisa dos estados nucleares. Mas, por outro lado, devido ao grande fator de retardo que em geral caracteriza estas transições E1 quando comparamos suas probabilidades de transição com a estimativa de partícula única, pequenas variações das funções de onda que descrevem seus estados, induzem grandes diferenças nas  $B(E1)$ . Torna-se então difícil seu estudo através dos modelos tendo por fim alguma sistemática. A determinação das  $B(M2)$ , que são transições mais rápidas, (são da ordem da estimativa de partícula única) é muito provavelmente um melhor caminho para a identificação das bandas e a conseqüente interpretação em termos da teoria.

O estudo de transições E1 e M2 na região de núcleos médios e pesados entre níveis de energia menores que 2 MeV parecem ser de importância e a técnica de correlação angular, com o advento de detectores de alta resolução em energia, possibilita melhores condições experimentais para este estudo. Em recente artigo de revisão sobre transições de dipolo elétrico <sup>64)</sup>, por sinal a primeira revisão de dados experimentais para transições E1 entre estados abaixo do limiar de emissão de núcleons, nota-se quão escassas são as medidas precisas das características multipolares destas transições. No trabalho aqui descrito determinamos de modo consistente as misturas de multipolaridade das transições no <sup>160</sup>Dy, não

só quanto às intensidades mas também quanto aos sinais, tendo em vista seu estudo sistemático para o presente núcleo. O conhecimento preciso da contribuição de quadripolo magnético nas transições  $\bar{M}1$  é, sem dúvida, um parâmetro importante na descrição do núcleo e no seu estudo através de modelos nucleares.

Na segunda parte deste capítulo discutimos a técnica experimental. Na parte três apresentamos os resultados das medidas, os quais são analisados e discutidos nas últimas duas partes.

#### IV.2 Técnica Experimental

O isótopo radioativo  $^{160}\text{Tb}$  ( $T_{1/2} = 72$  dias) foi obtido no Reator do Instituto de Energia Atômica de São Paulo, irradiando óxido de Tb natural puro, com neutrons térmicos. Uma análise do espectro gama não mostrou impurezas isotópicas detectáveis. Neste núcleo foram medidas e serão relatadas correlações gama-gama e gama-elétron convertido.

Nas medidas de correlações gama-gama usamos fontes líquidas de  $\text{TbCl}_3$  dissolvidas em 3M HCl e contidas em cilindros de lucite de 2mm de diâmetro por 5mm de altura. O equipamento usado é o sistema C, descrito no capítulo II, sendo de 80ns a resolução  $2\epsilon_R$  do circuito de coincidência. Todas as medidas de coincidências foram feitas nos ângulos de  $90^\circ$ ,  $135^\circ$ ,  $180^\circ$ ,  $225^\circ$  e  $270^\circ$ , observando-se no analisador multi-canal, simultaneamente todas as transições em coincidência com uma determinada transição limitada dentro da janela do analisador de um canal no lado do detector de NaI(Tl). Em coincidência com o gama de 87 keV medimos as correlações entre esta transição e as transições de 197, 879, 962, 216 (962 não obser-

vada), 298 (879 não observada), 1177, 1199 e 1270 keV. Em coincidência com os gamas de 962 + 966 keV medimos as correlações 216 - 962 keV, 337-962 keV, 298-966 keV e 392-966 keV. Todas as correlações foram medidas duas vezes e os resultados finais são as médias de ambas as medidas.

Os detectores foram protegidos por absorventes convenientes, com o detector de NaI(Tl) a uma distância de 7cm e o de Ga(Li) a 2,5cm da fonte. A centragem da fonte foi melhor que 1% e a taxa de contagem máxima introduzia coincidência acidentais em nível menor que 5%. Os resultados são corrigidos para acidentais e descentragem da fonte, bem como para o ângulo sólido dos detectores. Não fizemos correção para o efeito de absorção na fonte, que é muito pequeno quando comparado com o erro estatístico. Os coeficientes da função correlação angular são finalmente corrigidos para as misturas de Compton devidas aos gamas de maior energia. Esta correção foi feita calculando-se os coeficientes  $A_{22}$  e  $A_{44}$  imediatamente à direita do fotopico de interesse e supondo que a contribuição de Compton dos gamas de maior energia sob o fotopico tenha uma distribuição uniforme.

As correlações gama-elétron convertido são medidas com o sistema D descrito no capítulo II. A fonte radioativa usada era uma película fina do radioisótopo, depositada sobre folha de mylar de 200  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ . Uma gota diluída do material radioativo com massa conhecida era depositada sobre o mylar, juntamente com insulina, também diluída, para espalhar a gota uniformemente, já que a insulina tem pequena tensão superficial. As fontes assim feitas tinham espessuras de 100  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  para a medida dos elétrons convertidos da transição de 298 keV e de 500  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  para as medidas com tran

siões de maior energia. A imprecisão na espessura foi estimada em 30%. Nestes casos as correções dos coeficientes  $A_{kk}$ , devido a espalhamento na fonte, são pequenas e foram feitas usando os cálculos de Gimmi e outros <sup>30)</sup>. As fontes eram de forma circular, com o material radioativo espalhado em uma circunferência de 5mm de diâmetro.

Devido ao baixo valor dos coeficientes de conversão das transições medidas o número de contagens é pequeno. Foi então necessário um tempo longo, da ordem de 10 dias, para cada medida. Não foi possível usar o detector refrigerado por tempos tão longos, devido a problemas de sua estabilidade, quando refrigerado, por ocasião das constantes faltas de corrente elétrica no laboratório, faltas estas que, infelizmente, não podem ser controladas, já que não dispomos de gerador próprio. Funcionando em vácuo, à temperatura ambiente, o detector tem resolução de 20 keV, separando bem os elétrons K do  $^{160}\text{Dy}$ ; contudo não se conseguiu separar os elétrons L dos M, como pode ser visto na figura IV.2.

Medimos as correlações gama de 298 keV com os elétrons 879 K, 966 K e 966 ( $\sum L + \sum M$ ) e gama de 966 keV com 298 K. Os resultados estão corrigidos para coincidências acidentais, ângulo sólido e espalhamento na fonte. Tomamos precaução especial quanto à presença de fótons espalhados sob os picos de elétrons, medindo em cada ângulo coincidências com um absorvente de elétrons na frente do detector de Si(Li) e subtraindo do espectro de elétrons estas coincidências, devidas tão somente às radiações gama. O espectro  $\beta^-$  contínuo, sobre o qual aparecem os elétrons convertidos, foi também subtraído.

Os cálculos dos coeficientes das correlações angulares

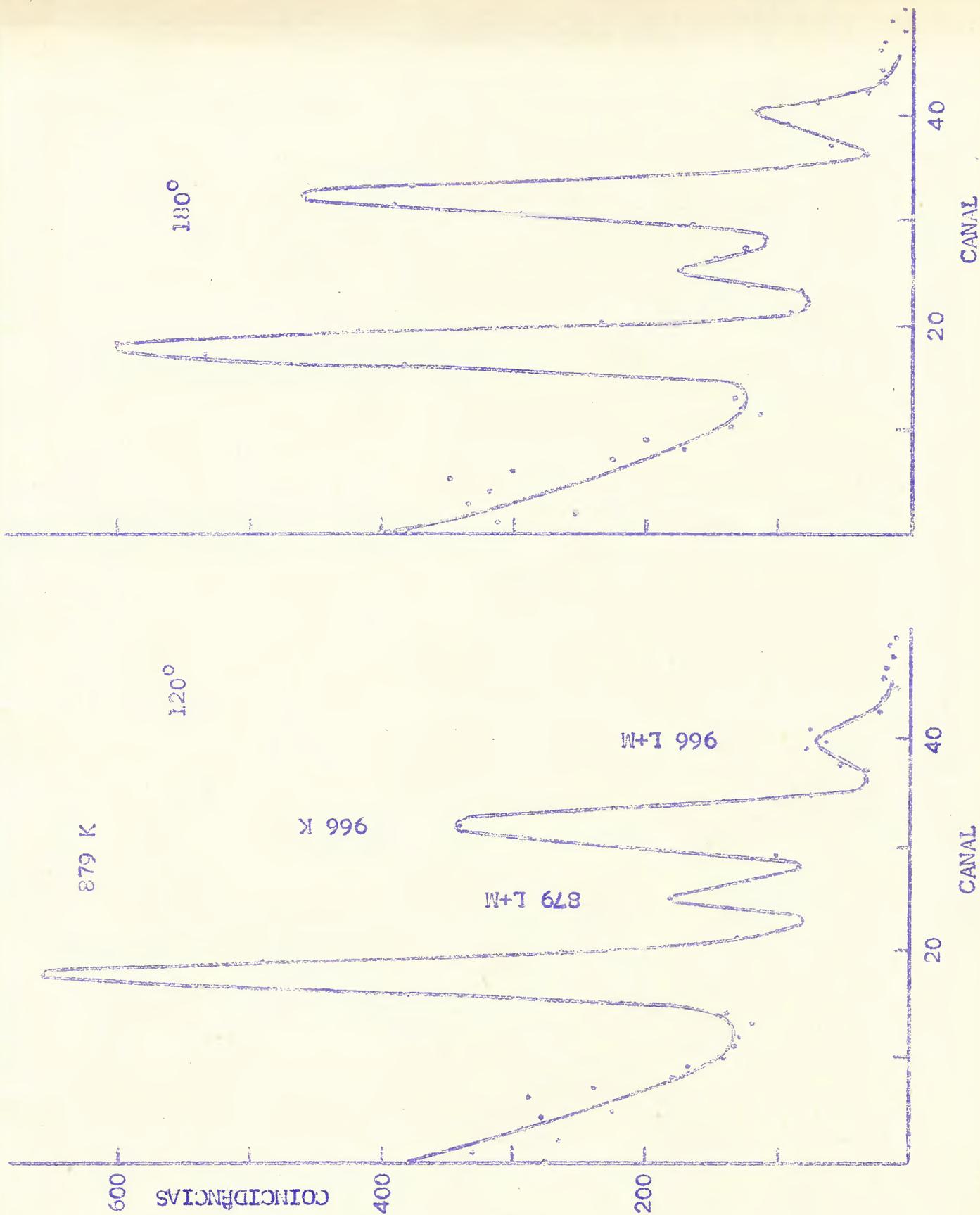


Figura IV.2 - Espectro de coincidência dos elétrons convertidos dos gamas de 879 e 966 keV, com o gama de 298 keV, a  $120^\circ$  e a  $180^\circ$  e com o detector de Si(Li) não refrigerado.

foram procedidos da mesma forma como descrito para as correlações gama-gama. Um cálculo de espalhamento de fótons de detector a detector mostrou que os ângulos mais convenientes para as medidas eram  $120^\circ$ ,  $150^\circ$  e  $180^\circ$ .

### IV.3 Apresentação dos resultados experimentais

Os resultados experimentais das correlações angulares entre transições do  $^{160}\text{Dy}$ , medidas no presente trabalho, encontram-se nas tabelas IV.1 e IV.2. Relacionamos as correlações gama-gama na tabela IV.1, onde, nas segunda e terceira colunas, estão os coeficientes medidos,  $A_{22}$  e  $A_{44}$ , da função correlação angular, equação (I.3), após feitas as correções referidas na seção anterior, e nas últimas duas colunas os mesmos coeficientes corrigidos para a atenuação devida a campos internos, quando a cascata passa pelo nível a 87 keV, com  $\tau = 2,05\text{ns}$ . No presente caso o coeficiente  $G_{22}$  definido pela equação (I.12) é obtido do valor experimental da correlação  $4+(197) 2+(87) 0+$ , onde ambas as transições são E2 puras e o coeficiente  $G_{44}$  é obtido a partir da seqüência  $2+(879) 2+(87) 0+$  na qual a transição de 879 keV tem  $\tau$  conhecido e a respectiva função correlação angular caracteriza-se por  $A_{44}$  grande. A partir destes resultados obtivemos  $G_{22} = 0,70 \pm 0,07$  e  $G_{44} = 0,50 \pm 0,06$  que concordam com medidas anteriores <sup>58,60</sup>). Na tabela IV.2 estão os resultados das medidas de correlações elétron convertido-gama.

As correlações medidas e aqui apresentadas envolvem doze transições do  $^{160}\text{Dy}$ . A seguir os resultados são analisados com o auxílio também de medidas anteriores, tanto de correlações angula-

Tabela IV.1 - Coeficientes  $A_{22}$  e  $A_{44}$  da função correlação angular direcional para várias cascatas gama-gama no  $^{160}\text{Dy}$ . Nos casos em que as cascatas passam pelo nível de 87 keV,  $\tau = 2,05\text{ns}$ ; os coeficientes corrigidos para atenuação estão nas duas últimas colunas.

Cascata keV	$A_{22}$ Experimentais	$A_{44}$ Experimentais	$A_{44}$	
			$A_{22}$ corrigidos para atenuação	$A_{44}$ para atenuação
197-87	$+0,07 \pm 0,007$	$+0,01 \pm 0,01$	$+0,10 \pm 0,01$	$+0,02 \pm 0,02$
879-87	$-0,030 \pm 0,010$	$+0,16 \pm 0,02$	$-0,04 \pm 0,02$	$+0,32 \pm 0,04$
962-87	$-0,060 \pm 0,007$	$-0,020 \pm 0,015$	$-0,085 \pm 0,010$	$-0,04 \pm 0,03$
216-(962)-87	$0 \pm 0,01$	$0 \pm 0,015$	$0 \pm 0,015$	$0 \pm 0,03$
298-(879)-87	$-0,033 \pm 0,004$	$+0,005 \pm 0,006$	$-0,047 \pm 0,006$	$+0,01 \pm 0,01$
1177-87	$+0,135 \pm 0,015$	$+0,04 \pm 0,03$	$+0,20 \pm 0,02$	$+0,08 \pm 0,06$
1199-87	$+0,01 \pm 0,05$	$+0,04 \pm 0,07$	$+0,02 \pm 0,07$	$+0,08 \pm 0,14$
1270-87	$+0,20 \pm 0,03$	$+0,04 \pm 0,05$	$+0,29 \pm 0,05$	$+0,08 \pm 0,10$
216-962	$+0,002 \pm 0,01$	$+0,01 \pm 0,015$		
337-962	$-0,15 \pm 0,07$	$+0,02 \pm 0,10$		
298-966	$+0,220 \pm 0,010$	$+0,010 \pm 0,015$		
392-966	$+0,22 \pm 0,03$	$+0,02 \pm 0,05$		

Tabela IV.2 - Coeficientes experimentais  $A_{22}$  e  $A_{44}$  da função correlação angular gama-elétron convertido para várias seqüências no  $^{160}\text{Dy}$ .

Cascata keV	$A_{22}$	$A_{44}$
298-966K	$+0,270 \pm 0,012$	$+0,02 \pm 0,02$
298-966 $\Sigma L + \Sigma M$	$+0,28 \pm 0,05$	$+0,03 \pm 0,07$
298-879K	$-0,087 \pm 0,012$	$+0,02 \pm 0,02$
966-298K	$-0,425 \pm 0,027$	$+0,03 \pm 0,04$

res como de coeficientes de conversão, supondo que o esquema da figura IV.1 apresenta as posições corretas das transições e dos níveis obtidos anteriormente <sup>57 a 60)</sup> por detalhado estudo de coincidências. As intensidades das transições gama e de elétrons convertidos são conhecidas bastante bem <sup>57)</sup>. Na seção que segue, inicialmente estudamos os resultados das correlações angulares entre transições pertencentes às duas bandas de paridade par, a banda rotacional fundamental  $K = 0+$  e a vibracional  $K = 2+$ , após são analisados os resultados das seqüências de transições que se originam nos níveis de paridade negativa às energias de 1264, 1286, 1357, 1386 e 1399 keV, localizados acima da banda  $K = 2+$  e finalmente são feitas, ao término da seção, considerações sobre o método da correlação gama-elétron convertido.

## IV.4 Análise dos resultados experimentais

### IV.4.1 Transições entre as bandas de paridade par

A seqüência 197-87 keV processa-se entre os primeiros níveis da banda fundamental  $K = 0+$ , ou seja,  $4+ \rightarrow 2+ \rightarrow 0+$  e ambas as transições são E2 puras. O primeiro nível  $2+$  da banda vibracional  $K = 2$  desexcita-se diretamente ao estado fundamental  $0+$  através da transição E2 de 966 keV, bem como por intermédio da cascata  $2+(879) \rightarrow 2+(87) \rightarrow 0+$ . Usamos para a transição de 879 keV  $\delta_{879} = 17$  para encontrar o fator de atenuação  $G_{44}$ . Este valor do parâmetro de mistura E2+M1 da transição de 879 keV concorda com medidas do coeficiente de conversão e com resultados da correlação 298 keV - 879 keV, referidos em (58,60). As outras transições através das quais este nível decai são de intensidade muito pequena.

Os resultados experimentais da correlação 962-87 keV são usados para a determinação de  $\delta_{962}$ . Trata-se de uma seqüência  $3+(962) \rightarrow 2+(87) \rightarrow 0+$ , que se origina no segundo nível a 1049 keV,  $3+$  da banda vibracional. Obtém-se que,

$$\delta_{962} = -7 \pm 1 .$$

Na realidade o coeficiente  $A_{44}$  para este valor de  $\delta_{962}$  deveria ser  $A_{44} = -0,08$ , que é um pouco maior do que o nosso resultado dentro do limite de erro experimental. Os autores da referência (60) também mediram esta correlação, encontrando  $\delta_{962} = -7,9 \begin{matrix} +2,4 \\ -6,1 \end{matrix}$ .

#### IV.4.2 Nível a 1264 keV

Com origem no nível a 1264 keV, foram medidas cinco correlações angulares direcionais gama-gama e quatro correlações gama elétron convertido. As correlações gama-gama estão apresentadas na tabela IV.3, onde incluímos também medidas de outros autores. As correlações gama-elétron convertido encontram-se na tabela IV.2 .

Os parâmetros de partícula teóricos, usados na comparação com os resultados experimentais encontram-se tabelados na referência <sup>5)</sup> e apresentados em gráficos na referência <sup>12)</sup>, para núcleo puntual. Para os casos considerados não há cálculos com as correções referidas na seção I.1.3. No sentido de se testar alguma possível atenuação da correlação na fonte sólida (filme) usada para as medidas elétron-gama, mediu-se com a mesma fonte a correlação gama-gama de 298-966 keV. O resultado não apresentou atenuação dentro do erro experimental.

$$\begin{aligned} \text{Correlações} &= (298 \text{ keV})_{\gamma} - (966 \text{ keV})_{\gamma} \\ &(298 \text{ keV})_{\gamma} - (966 \text{ keV})_{e_{\bar{K}}} \\ &(298 \text{ keV})_{\gamma} - (966 \text{ keV})_{e_{\bar{L}+\bar{M}}} \\ &(298 \text{ keV})_{e_{\bar{K}}} - (966 \text{ keV})_{\gamma} \end{aligned}$$

As medidas das correlações gama-gama 298-966 keV e gama 298 keV - elétron K 966 keV confirmam a multipolaridade E2 de 966 keV. A simples divisão dos coeficientes  $A_{22}(\gamma - e_{\bar{K}})$  por  $A_{22}(\gamma - \gamma)$  dá o parâmetro de partícula  $b_2$ , conforme expressão (I.10), ou seja,

Tabela IV.3 - Coeficientes  $A_{22}$  e  $A_{44}$  para várias correlações angulares gama-gama no  $^{160}\text{Dy}$ , envolvendo as transições que se originam no nível a 1264 keV e incluindo medidas de outros autores.

Cascata keV	$A_{22}$	$A_{44}$	Ref.
216-962	$+0,079 \pm 0,016$	$-0,016 \pm 0,025$	57
	$-0,005 \pm 0,020$	$+0,008 \pm 0,034$	60
	$+0,002 \pm 0,010$	$+0,001 \pm 0,015$	presente
216-(962)-87	$0 \pm 0,015$	$0 \pm 0,015$	presente
298-966	$+0,23 \pm 0,02$	$+0,02 \pm 0,01$	57
	$+0,2284 \pm 0,0022$	$+0,027 \pm 0,0035$	58
	$+0,264 \pm 0,014$	$-0,033 \pm 0,023$	60
	$+0,220 \pm 0,010$	$+0,010 \pm 0,015$	presente
298-(879)-87	$-0,047 \pm 0,006$	$+0,01 \pm 0,01$	presente
1177-87	$+0,10 \pm 0,02$	$+0,03 \pm 0,02$	57
	$+0,206 \pm 0,032$	$-0,087 \pm 0,047$	60
	$+0,20 \pm 0,02$	$+0,08 \pm 0,06$	presente

$$b_2^{\text{exp}} (966 \text{ keV})_K = 1,23 \pm 0,08$$

O valor teórico de  $b_2$  para a transição de 966 keV convertida na órbita K é  $5)$ :

$$b_2^{\text{teórico}} (E2)_K = 1,19 ,$$

concordando bastante bastante bem com o resultado experimental. Para o caso  $\sum L + \sum M$  não há cálculo teórico, obtendo-se experimentalmente:

$$b_2^{\text{exp}} (966 \text{ keV})_{\sum L + \sum M} = 1,27 \pm 0,23 .$$

A partir da correlação 298 - 966 keV podemos determinar o spin do nível a 1264 keV e a multipolaridade da transição de 298 keV. Os resultados experimentais excluem todos os spins para o nível inicial, com exceção de 2, e as medidas de  $\alpha_K$   $^{57)}$  para 298 keV mostram conclusivamente que se trata de uma transição, predominantemente E1, donde podemos associar 2- ao nível 1264 keV. No que se refere à multipolaridade da transição de 298 keV não há concordância entre os resultados de Jaklevic e outros  $^{60)}$  e Günther e outros  $^{58)}$  quanto ao sinal do parâmetro de misturas  $\int_{298} = (\frac{M2}{E1})^{1/2}$ . Enquanto os autores da referência  $^{60)}$  encontram  $\int = +0,02 \pm 0,02$ , para os da referência  $^{58)}$   $\int = -0,029 \pm 0,005$ . O nosso resultado da tabela IV.3 concorda com este último mas, como Jaklevic e outros também fizeram medidas com um detector de Ge(Li) e Günther e outros usaram NaI(Tl), fizemos uma medida complementar da correlação elétron-convertido K de 298 keV - gama de 966 keV, que é mais sensível ao sinal da mistura de multipolaridade, como veremos.

A análise deste resultado foi feita usando as expressões (I.4), (I.8) e (I.9) com

$$p = \int \left[ \frac{\alpha_K(M2)}{\alpha_K(E1)} \right]^{1/2} .$$

Para a transição de 298 keV no  $^{160}_{66}\text{Dy}_{94}$  os coeficientes teóricos de conversão na órbita K são <sup>65)</sup>,

$$\alpha_K(M2) = 0,5 \quad \text{e} \quad \alpha_K(E1) = 0,017 ,$$

e os parâmetros de partícula <sup>5)</sup>,

$$b_2(E1)_K = -1,45 ,$$

$$b_2(E1, M2)_K = +0,35 ,$$

$$b_2(M2)_K = +1,28 .$$

Substituindo estes valores na expressão (I.9) e usando as  $F_K$ , obtém-se o coeficiente  $A_{22}(\gamma^- e_K^-)$  em função de  $\int$  tão somente. Na figura IV.3 apresentamos  $A_{22}(\gamma^- \gamma^-)$ ,  $A_{22}(\gamma^- e_K^-)$  bem como a razão entre os dois coeficientes, em função de  $\int < 0$ . Na mesma figura, em achuriado, estão os resultados experimentais:

$$A_{22}(\gamma^- \gamma^-) = +0,22 \pm 0,01 ,$$

$$A_{22}(\gamma^- e_K^-) = -0,425 \pm 0,027 ,$$

$$b_2 = \frac{A_{22}(\gamma^- e_K^-)}{A_{22}(\gamma^- \gamma^-)} = -1,93 \pm 0,15 .$$

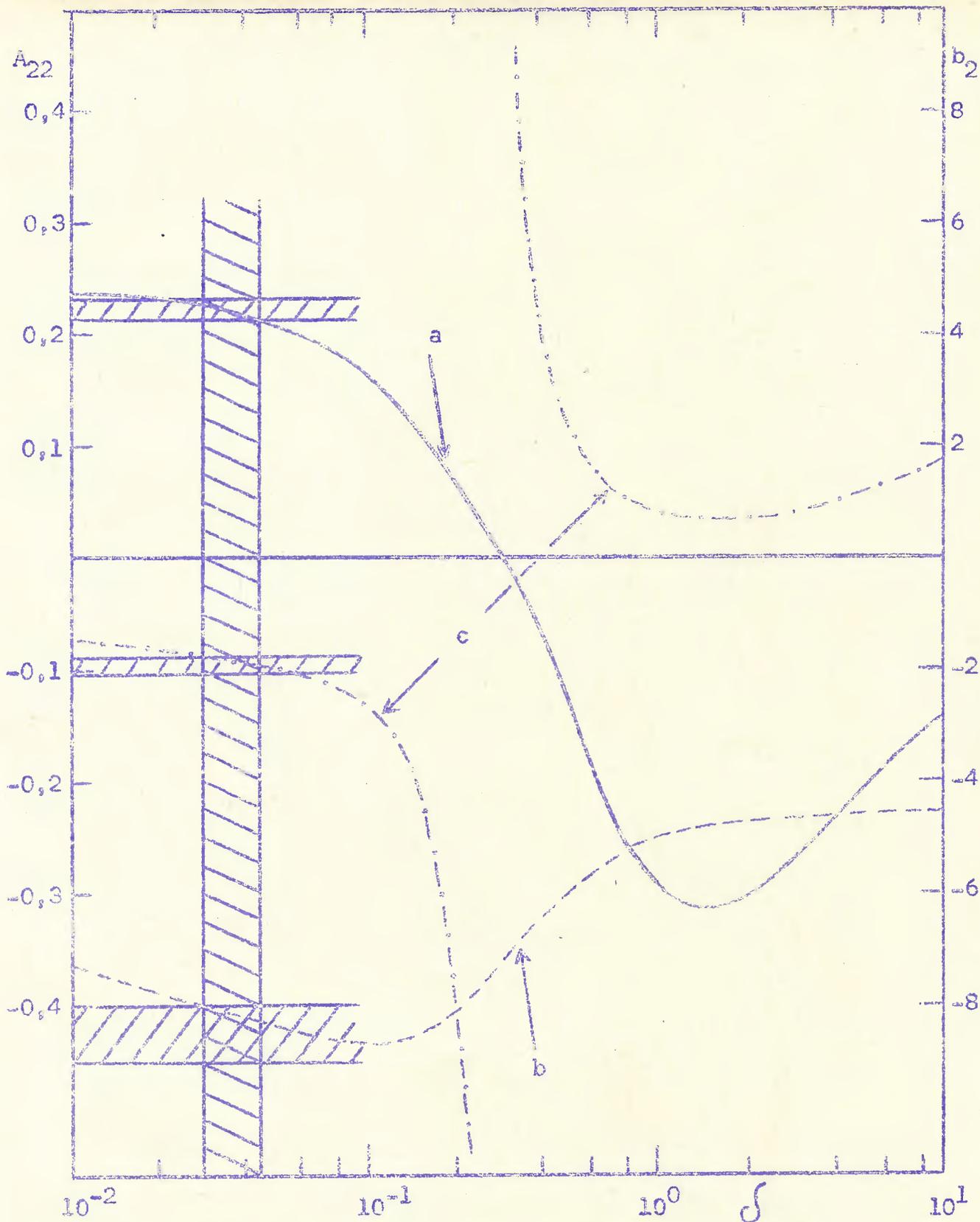


Figura IV.3 - As curvas a, b e c representam respectivamente os coeficientes  $A_{22}(\gamma - \gamma^*)$ ,  $A_{22}(\gamma - e_K)$  e  $b_2$  em função de  $\delta < 0$ , para a seqüência  $2-(E1+M2) 2+(E2) 0+$ . Em a-churiado estão as soluções. A escala para  $b_2$  está à direita.

Estes três resultados dão uma solução comum para o parâmetro de mistura da transição de 298 keV,

$$\delta_{298} = -0,038 \pm 0,007 .$$

Uma análise semelhante para  $\delta > 0$  mostra que com  $\delta = 0,02$  obtém-se um parâmetro de partícula  $b_2 = -1,3$ , que está em completo desacordo com o resultado experimental  $b_2 = -1,93 \pm 0,15$ . Portanto o nosso resultado mostra definitivamente que  $\delta_{298}$  é negativo.

Correlação (298 keV)  $\gamma^-$  - (879 keV)  $e_K^-$

A medida desta correlação, tabela IV.2, associada à medida de Günther e outros <sup>58)</sup>, da correlação gama-gama para a mesma cascata, possibilita a determinação experimental do parâmetro de partícula da transição de 879 keV. A presente seqüência processa-se entre os níveis 2-(298 keV) 2+(879 keV) 2+ e o resultado da referência <sup>58)</sup> estabelece para 879 keV uma mistura M1+E2 com  $\delta_{879} = -17 \pm 5$ , com os seguintes valores dos coeficientes da função correlação angular:

$$A_{22}(\gamma^- - \gamma^+) = -0,079 \pm 0,003 \quad \text{e} \quad A_{44}(\gamma^- - \gamma^+) = +0,004 \pm 0,003.$$

Usando o nosso resultado (tabela IV.2) temos:

$$b_2^{\text{exp}}(879 \text{ keV})_K = \frac{A_{22}(\gamma^- - e_K^-)}{A_{22}(\gamma^- - \gamma^+)} = \frac{-0,087 \pm 0,012}{-0,079 \pm 0,003} = +1,1 \pm 0,15.$$

Para a transição de 879 keV no <sup>160</sup>Dy com os coeficientes de conversão da referência <sup>65)</sup> e os parâmetros de partícula da referência <sup>5)</sup>,

uma análise similar à da figura IV.3, mostra que para  $\int = -17$ , obtém-se

$$b_2^{\text{teórico}} (M1+E2)_K = +1,07$$

que concorda com o valor experimental, dentro do erro. Contudo, neste caso, nota-se que  $b_2$  não é sensível ao valor de  $\int$ , mas tão somente ao sinal. A variação de  $\int$  entre -5 e -25, produz em  $b_2$  uma correspondente variação de 0,93 a 1,1.

Correlação (216 keV) $\gamma$  - (962 keV) $\gamma$

O estado a 1264 keV desexcita-se também pela seqüência 216 - 962 keV, entre os níveis 2-(216) 3+(962) 2+. De uma análise dos coeficientes de conversão destas transições obtém-se que

$$|\int_{216}| = \left(\frac{M2}{E1}\right)^{1/2} \leq 0,13$$

$$|\int_{962}| = \left(\frac{E2}{M1}\right)^{1/2} \geq 2 \text{ e } \leq 20$$

Conforme tabela IV.3, os coeficientes da função correlação angular para esta cascata são nulos dentro do erro experimental, concordando a presente medida com o resultado da referência <sup>60)</sup>. Como vimos anteriormente, da correlação 962-87 keV extraiu-se  $\int_{962} = -7 \pm 1$ . Na seqüência 216-962 keV, a transição de 962 keV é a segunda, portanto, conforme relação (I.2),  $\int_{962}$  deve ser usado aqui com o sinal oposto, obtendo-se, para  $\int_{962} = +7$ :

$$A_2(962) = -0,38 \quad \text{e} \quad A_4(962) = +0,66$$

Para a cascata em consideração, usando os resultados experimentais, temos:

$$A_{22} = A_2(216) A_2(962) = \pm 0,01$$

e

$$A_{44} = A_4(216) A_4(962) = \pm 0,015$$

Na figura IV.4 mostramos um gráfico dos coeficientes  $A_2$  e  $A_4$  para a transição  $I = 2 \rightarrow I = 3$  (onde 3 é o spin do estado intermediário) em função de  $\int > 0$  e  $\int < 0$ . Extrai-se destas curvas que o único valor do parâmetro de mistura  $\int$ , que satisfaz os valores experimentais de  $A_{22}$  e  $A_{44}$  é:

$$\int_{216} = +0,16 \pm 0,03$$

Correlação  $(216 \text{ keV})_{\gamma^-} - (962 \text{ keV})_{\gamma^-} - (87 \text{ keV})_{\gamma^-}$

O resultado da correlação angular  $2-(216) 3+(962) 2+(87) 0+$ , onde a radiação de 962 keV não é observada, dá valores nulos para os coeficientes da correlação, confirmando desta forma o valor acima de  $\int_{216}$ , para o qual  $A_2(216)$  é muito pequeno. Para esta seqüência, usando as expressões (I.6) e (I.7), com os  $\int$  determinados acima, temos (não especificando os erros pois interessam somente os valores aproximados):

$$A_2(216) = \pm 0,04 \quad \text{para} \quad \int_{126} = +0,16 ,$$

$$U_2(962) = 0,1 \quad \text{para} \quad \int_{962} = 7 ,$$

e  $A_2(87) = -0,6 \quad \text{para} \quad E2 \text{ pura} ,$

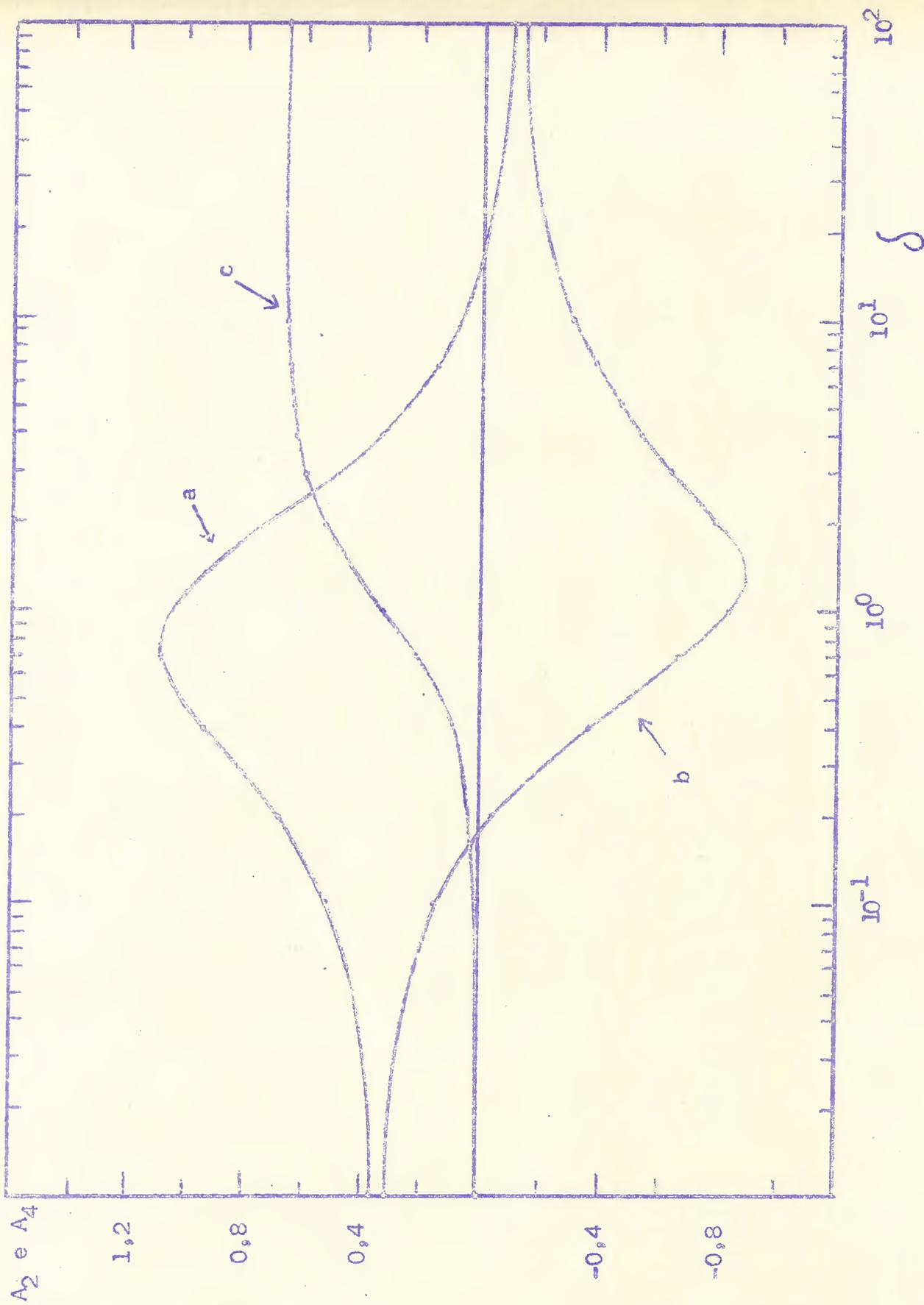


Figura IV.4 - Coeficientes  $A_k$  para uma transição entre os estados  $I = 2$  e  $I = 3$ , sendo  $I = 3$  o estado intermediário. As curvas a, b e c mostram  $A_2(\tilde{\sigma} < 0)$ ,  $A_2(\tilde{\sigma} > 0)$  e  $A_4(\tilde{\sigma} > 0$  e  $\tilde{\sigma} < 0)$  respectivamente.

donde,  $A_{22} = A_2(216) U_2(962) A_2(87) = \pm 0,002$ ,

confirmando o resultado experimental.

Correlação  $(298 \text{ keV}) \gamma - (879 \text{ keV}) \gamma - (87 \text{ keV}) \gamma$

Medimos também a correlação tripla  $2-(298) 2+(879) 2+(87) 0+$ , com a transição de 879 keV não observada. Como conhecemos os spins de todos os níveis e as características multipolares das transições, podemos calcular os coeficientes  $A_{kk}$  para esta cascata. Usando novamente as expressões (I.6) e (I.7) temos:

$$A_{22} \text{ (calculado)} = -0,045 \pm 0,003,$$

que concorda muito bem com o valor experimental

$$A_{22} \text{ (exp.)} = -0,047 \pm 0,006.$$

$A_{44}$  é pequeno porque  $A_4(298) = 3 \times 10^{-3}$ . Este resultado confirma, então, as multipolaridades das transições 298 e 879 keV, determinadas anteriormente.

Correlação  $(1177 \text{ keV}) \gamma - (87 \text{ keV}) \gamma$

Finalmente, medimos a partir do nível a 1264 keV, a correlação  $2-(1177) 2+(87) 0+$ . Como pode ser visto da tabela IV.3, não há boa concordância entre todos os resultados experimentais apresentados. A partir de nosso resultado obtém-se uma mistura  $E1+M2$ , dada por:

$$\int_{1177} = -0,08 \pm 0,02 .$$

Experiências de orientação nuclear <sup>66)</sup> concordam muito bem com este resultado, associando um valor de 0,7% para a mistura de M2 nesta transição. Medidas de correlações entre  $\beta^-$  de 566 keV e os gamas de 298 keV e 1177 keV <sup>67)</sup> dão valores idênticos para o fator  $A_2(\beta^-)$  em ambas as correlações com  $\int_{1177} = -0,096$  e  $\int_{298} \leq -0,04$ .

#### IV.4.3 Nível a 1286 keV

Este nível desexcita-se através das seqüências 1003-197 keV e 1199 - 87 keV. No presente trabalho medimos a segunda correlação. O coeficiente de conversão da transição 1199 keV indica que se trata de mistura E1 com  $\leq 5\%$  M2, obtendo-se para o parâmetro de mistura o limite,

$$|\int_{1199}| \leq 0,23 .$$

Segundo tabela IV.1, o resultado da medida da correlação angular mostra coeficientes  $A_{kk}$  nulos com grande erro experimental. As duas únicas possibilidades com  $\int_{1199}$  limitado pela relação acima, são:

$$\begin{array}{ll} 1-(1199) \ 2+(87) \ 0+ & \text{com} \ \int_{1199} = +0,2 \pm 0,1 \\ 3-(1199) \ 2+(87) \ 0+ & \text{com} \ \int_{1199} = -0,1 \pm 0,1 \end{array}$$

A primeira destas possibilidades, spin 1- para o nível de 1286 keV, pode ser excluída já que neste caso o nível deveria decair preferencialmente para o estado  $I = 0+$  da banda rotacional fundamental

e seria, também, muito improvável a existente transição de 1003 keV para o nível 4+ da mesma banda. Como não foi detectada transição para o estado fundamental 0+, é quase conclusivo que o spin do nível de 1286 seja 3-, com  $\hat{O}_{1199} = -0,1 \pm 0,1$ .

O coeficiente de conversão de 1003 keV também indica que se trata de transição E1, confirmando assim a paridade negativa do nível em consideração.

#### IV.4.4 Nível a 1357 keV

As seqüências mais intensas através das quais este nível se desexcita são 392 - 966 keV e 1270 - 87 keV. Ambas as correlações tinham sido medidas anteriormente, e na tabela IV.4 apresentamos os nossos resultados junto com as medidas anteriores.

Tabela IV.4 - Coeficientes  $A_{22}$  e  $A_{44}$  da função correlação angular para seqüências que se originam no nível 1357 keV.

Cascata keV	$A_{22}$	$A_{44}$	Ref.
392-966	$+0,206 \pm 0,025$	$-0,019 \pm 0,041$	57
	$+0,2333 \pm 0,0050$	$-0,0099 \pm 0,0070$	58
	$+0,21 \pm 0,03$	$+0,020 \pm 0,045$	presente
1270-87	$+0,13 \pm 0,02$	$+0,03 \pm 0,02$	57
	$+0,294 \pm 0,054$	$-0,032 \pm 0,092$	60
	$+0,29 \pm 0,06$	$+0,08 \pm 0,10$	presente

As três medidas da correlação angular da cascata I(392) 2+(966) 0+ concordam muito bem entre si. Uma análise dos nossos resultados mostra as duas seguintes possibilidades:

$$2-(392) \ 2+(966) \ 0+ \quad \text{com} \quad \int_{392} = -0,05 \begin{matrix} +0,02 \\ -0,05 \end{matrix}$$

$$3-(392) \ 2+(966) \ 0+ \quad \text{com} \quad \int_{392} = -0,5 \pm 0,1$$

O valor experimental do coeficiente de conversão da transição de 392 keV é  $\alpha_K(392) = (8,8 \pm 1,3) 10^{-3}$ . Este valor de  $\alpha_K$  exclue definitivamente a mistura E2+M1, possibilitando E1 com M2  $\leq 1\%$ . Então o nível tem paridade negativa e

$$|\int_{392}| \leq 0,1 .$$

A conclusão é que 1357 keV tem I = 2- e não 3- como sugerido anteriormente <sup>68)</sup>. Na realidade a medida da referência <sup>58)</sup>, feita com detector de NaI(Tl), tem estatística muito melhor e como a transição de 392 keV aparece no espectro bem separada das outras transições, o valor determinado pelos autores da referência <sup>58)</sup> é provavelmente o melhor, isto é:

$$\int_{392} = -0,023 \pm 0,007 .$$

A cascata 1270 - 87 keV processa-se então entre os níveis 2-  $\rightarrow$  2+  $\rightarrow$  0+ e a única solução é:

$$\int_{1271} = -0,03 \pm 0,10 .$$

O resultado da medida desta correlação na referência <sup>57)</sup> está em

completo desacôrdo com os outros dois resultados da tabela IV.4 . Provavelmente não foram feitas tôdas as correções. Aqui também o nosso resultado exclui spin 3- para o nível 1357, uma vez que a única solução com  $I = 3$  implicaria em  $\delta_{1270} = -1$ , o que está em completo desacôrdo com a medida do coeficiente de conversão para esta transição <sup>57)</sup>, que impõe o limite:

$$|\delta_{1270}| \leq 0,14 .$$

Infelizmente, devido aos grandes erros nos coeficientes  $A_{kk}$  da correlação em consideração, o parâmetro de mistura  $\delta_{1270} = -0,03 \pm 0,10$  não é determinado com melhor precisão.

#### IV.4.5 Nível a 1386 keV

A partir deste nível medimos a correlação  $I(337) 2+$  (962)  $2+$ . Apesar do grande erro experimental nos coeficientes  $A_{kk}$ , podem ser feitas algumas considerações sobre o spin do nível de 1386 keV e sobre a característica multipolar da transição 338 keV. O mais provável é que esta transição seja uma E1 com mistura de M2, pois não foi possível medir o seu coeficiente de conversão. Normalmente uma mistura M1+E2 teria coeficiente de conversão 5 a 10 vezes maior. Resulta, então, que o spin do nível 1386 tem paridade negativa. Como conhecemos  $A_2(962)$  de medidas anteriores, a partir do resultado experimental de  $A_{22}$  para esta correlação, tabela IV.1, obtém-se que  $A_2(337)$  é positivo e tem os limites:

$$0,2 < A_2(338) < 0,5 .$$

A análise destes resultados e do espectro de energia exclue  $I = 1-$  porque o nível desexcita-se através de 1105 keV para  $4+$  da banda rotacional fundamental, não sendo detectadas transições para os níveis  $0+$  ou  $2+$  desta banda. Para outros valores de  $I$  obtém-se:

$$I = 2- \text{ , há solução com } \delta_{337} = -0,1 \text{ a } +0,05$$

$$I = 3- \text{ , há solução para } \delta_{337} > 1$$

$$I = 4- \text{ , há solução para } \delta_{337} = 0,05 \text{ a } 0,2$$

Usando a hipótese de que esta transição tenha uma pequena mistura de  $M2$  com  $E1$ , de conformidade com resultados para as outras transições que despovoam os níveis de paridade negativa, pode ser excluída a possibilidade  $I = 3-$ . Por outro lado, se  $I = 2-$ , a transição de 1105 keV seria principalmente  $M2$ , pois teríamos uma desexcitação de  $2- \rightarrow 4+$  e, além disso, o nível decairia com muito maior intensidade para o estado  $2+$  da banda fundamental, o que não acontece. Desta análise resulta, então, que o spin do estado a 1386 keV é  $4-$ , com  $\delta_{337} = 0,12 \pm 0,07$ .

#### IV.4.6 Nível a 1399 keV

No presente trabalho não foi medida nenhuma correlação com origem neste nível. Conforme medidas da referência <sup>57)</sup>, o nível tem  $I = 3-$ , com as seguintes misturas de multipolaridade das transições, que se originam neste nível:

$$\delta_{1115} = +0,12 \pm 0,03 \quad \text{e} \quad \delta_{1310} = -0,24 \pm 0,07 .$$

#### IV.4.7 Considerações sobre as correlações gama-elétron convertido

No presente trabalho medimos correlações angulares direcionais gama-elétron convertido, nas quais as transições convertidas de 966, 879 e 298 keV têm características multipolares E2, M1+E2 e E1+M2 respectivamente. É interessante uma análise da técnica  $\gamma^- e^-$  para os casos em consideração, principalmente quanto às transições que apresentam misturas de multipolaridade.

As medidas das correlações gama-gama 298 - 966 keV e 298-879 keV, apesar da alta estatística, não foram suficientes para uma determinação única da pequena mistura de M2 e de seu sinal na transição de 298 keV. Contudo, o resultado da correlação  $(298)_{e\bar{K}}^- - (966)\gamma$  quando associada com a correlação gama-gama possibilitou esta determinação, mostrando ainda que uma mistura de multipolaridade com o sinal oposto deveria conduzir a um parâmetro de partícula 30% menor que o medido experimentalmente. Note-se então a potência do método, principalmente para valores pequenos de  $\delta$ . Além disso, como é visto na figura IV.3, a curva  $b_2(\delta)$  apresenta uma região em torno da qual tem valores realmente altos, tanto positivos como negativos, exatamente onde o coeficiente  $A_{22}(\gamma^- - \gamma^-)$  é pequeno, tornando-se muito difícil a medida direta da correlação gama-gama com boa precisão.

Por outro lado, no estudo da transição de 879 keV, vimos que o parâmetro de partícula  $b_2$  é pouco sensível a  $\delta$ , pois varia de tão somente 20% para uma variação de  $\delta$  de -5 a -25. Então, para este caso, de mistura M1+E2, a correlação gama-elétron convertido não é mais potente que a correspondente correlação gama-gama,

se bem que determina-se unívocamente o sinal de  $\int$ .

Este comportamento diferente das correlações gama-elétron convertido, dependente do caráter das transições, deve-se, em parte, ao valor dos coeficientes de conversão  $\alpha$  para as diferentes multipolaridades. Para misturas M1+E2, temos em geral  $\frac{\alpha(E2)}{\alpha(M1)} \ll 1$  e para mistura E1+M2,  $\frac{\alpha(M2)}{\alpha(E1)} \gg 1$ . Como consequência, no caso de E1+M2, os coeficientes de  $\int$  e  $\int^2$  na equação (I.10) podem ser alterados consideravelmente, o que não acontece para M1+E2, tornando a correlação gama-e<sup>-</sup> menos sensível neste caso.

Um outro aspecto da correlação envolvendo elétrons de conversão é a sua sensibilidade à presença de multipolaridade E0, misturada com M1+E2. A transição de 879 keV processa-se entre dois estados 2+, quando a regra de seleção permite E0. Na medida da correlação  $(298)\gamma - (879)_{e_K^-}$ , não há necessidade de incluir esta mistura para explicar os resultados experimentais, donde, dentro do erro, trata-se de uma transição M1+E2.

#### IV.5 Discussão dos resultados

O núcleo  $^{160}\text{Dy}$  situa-se na região fortemente deformada e os estudos experimentais feitos até agora mostram que muitas de suas propriedades nucleares são explicadas pelo modelo nuclear unificado. Vejamos inicialmente algumas considerações sobre o modelo e posteriormente a análise dos nossos resultados, tendo como base a descrição que o modelo sugere.

Os núcleos com números de prótons e nêutrons, bastante diferentes dos números correspondentes às camadas fechadas, têm estados excitados que não são explicados pelo modelo de camadas. Des-

de o início, notou-se que núcleos com estas características tinham momentos de quadripolo elétrico grandes, ou seja, apresentavam não esfericidade na distribuição de carga, constituindo o grupo de núcleos deformados.

Nestes núcleos os movimentos individuais dos núcleons de vem ser muito afetados pelo campo nuclear deformado. Ao estudar-se os estados dos núcleons neste campo não-esférico, a forma e a orientação do núcleo são levadas em conta como variáveis dinâmicas. Estas variáveis são modos coletivos de movimento do núcleo, que considerados com os movimentos das partículas individuais dão origem ao chamado modelo nuclear unificado. Os estudos iniciais de movimentos coletivos foram feitos por Bohr e Mottelson <sup>69,70</sup>, existindo na literatura vários artigos de revisão <sup>71,72</sup> que cobrem ex tensa e intensivamente o assunto.

Nos casos em que o núcleo adquire uma deformação grande com estabilidade de forma, é possível separar o movimento intrínse co dos núcleons em relação ao campo nuclear deformado, mas fixo, do movimento coletivo que não afeta a estrutura intrínseca. Este desacoplamento é uma aproximação fundamental para explicar a existência do movimento rotacional coletivo inteiramente distinto do movimento das partículas individuais. Geralmente tal aproximação é chamada de hipótese adiabática e significa que o movimento de rota ção do núcleo é suficientemente lento de modo a não perturbar a forma do potencial durante a rotação. Isto equivale a supor o movi mento da partícula, no campo deformado, tão rápido que ela segue o movimento de rotação (lento) do potencial, adiabaticamente.

O modelo, assim construído, é chamado modelo rotacional e as funções de onda que descrevem estados dos núcleos são expres-

sas levando em conta tão somente propriedades de simetria do potencial e o desacoplamento acima referido. A justificativa de todas as hipóteses feitas é confirmada pelo limite de concordância das predições com a experiência. Deriva-se, então, uma função de onda aplicável nas condições:

- a) O núcleo não-esférico tem uma forma de equilíbrio bem definida;
- b) O movimento nuclear pode ser separado em duas partes que não interagem, o movimento das partículas com respeito ao potencial nuclear deformado e o movimento deste potencial com referência a um sistema fixo de coordenadas no espaço;
- c) O potencial é axialmente simétrico e tem simetria de reflexão com respeito a um plano perpendicular ao eixo de simetria.

Como consequência destas hipóteses a função de onda nuclear tem a forma de um produto  $\Psi = D\chi$ , onde  $D$  depende somente das coordenadas coletivas que descrevem o movimento do potencial deformado e  $\chi$  descreve o movimento das partículas neste potencial (estrutura intrínseca). Para cada  $\chi_K$  encontramos um conjunto de estados com diferentes números quânticos  $I$ , mas todos com a mesma estrutura intrínseca. A este conjunto de estados baseados na mesma estrutura intrínseca chamamos de banda rotacional. A rotação do núcleo é dada em termos de funções  $D_{MK}^I(\theta_i)$  dos ângulos de Euler  $\theta_i$ , especificando a orientação do eixo nuclear principal no espaço.  $I$  é o momentum angular total do núcleo,  $M$  a projeção de  $I$  sobre o eixo  $z$  do sistema de coordenadas fixo no espaço e  $K$  a projeção de

I sôbre o eixo  $z'$  de simetria do núcleo, ou seja, em termos de operadores momentum angular temos:

$$I_z D_{MK}^I = \hbar M D_{MK}^I, \quad I_z' D_{MK}^I = \hbar K D_{MK}^I \text{ e } I^2 D_{MK}^I = \hbar I(I+1) D_{MK}^I.$$

Nestas condições a auto função normalizada da Hamiltoniana do problema, desprezando o termo de acoplamento entre os dois tipos de movimento, é expressa por:

$$\Psi_{MK}^I = \left[ \frac{2I+1}{16\pi^2} \right]^{\frac{1}{2}} \left[ D_{MK}^I(\theta_i) \chi_K(r_i') + (-1)^{I+K} D_{M-K}^I(\theta_i) \chi_{-K}(r_i') \right], \quad (IV.1)$$

onde  $r_i'$  são as coordenadas no sistema fixo no núcleo.

As energias de excitação dentro de uma banda são dadas pela conhecida fórmula do rotor,

$$E = \frac{\hbar^2}{2J} \left[ I(I+1) + \int_{1/2,K} (-1)^{I+\frac{1}{2}} a(I + \frac{1}{2}) \right] + \text{Const.},$$

onde o termo com  $\int_{1/2,K}$  é relevante somente para a banda  $K = \frac{1}{2}$ .  $J$  é o momento de inércia. A seqüência de spins em uma banda com número quântico  $K$  é  $I = K, K+1, K+2 \dots$ , exceto para  $K = 0+$  quando  $I = 0, 2, 4 \dots$ .

A paridade dos estados descritos pela (IV.1) é dada pela paridade da função  $\chi_K$ . Ademais, as propriedades elétricas e magnéticas dos estados rotacionais podem ser computadas a partir da  $\Psi_{MK}^I$ . Uma consequência particular da forma da função de onda simetrizada, equação (IV.1), são as regras de seleção  $K$  para transições eletromagnéticas entre estados  $K_i I_i \Pi_i$  e  $K_f I_f \Pi_f$ . Para uma transição de multipolaridade  $L$  e paridade  $\Pi$ , as regras de seleção são:

$$\Delta I = |I_f - I_i| < L < |I_f + I_i| ,$$

$$\bar{\Pi} = \bar{\Pi}_i \bar{\Pi}_f ,$$

$$\Delta K = |K_i - K_f| \leq L .$$

Se  $\Delta K$  excede  $L$ , a transição é proibida e a quantidade  $\Delta K - L$  representa o grau de proibição. Cada unidade de proibição  $K$  é associada com um retardo na transição de aproximadamente  $10^2$ .

A partir da equação (IV.1) obtém-se interessantes relações entre diferentes elementos de matriz. Demonstra-se que os elementos de matriz de um operador multipolar  $\mathcal{M}(L, \mu)$ , dado no sistema fixo no espaço, de ordem  $L$  e projeção  $\mu$ , entre os estados  $|I_i K_i M_i\rangle$  e  $|I_f K_f M_f\rangle$  são dados por,

$$\begin{aligned} \langle I_f K_f M_f | \mathcal{M}(L, \mu) | I_i K_i M_i \rangle &= \\ &= \frac{(I_i M_i L \mu | I_f M_f)}{(2I_f + 1)^{1/2}} \langle I_f K_f || \mathcal{M}(L) || I_i K_i \rangle , \quad (\text{IV.2}) \end{aligned}$$

onde o elemento de matriz reduzido é:

$$\begin{aligned} \langle I_f K_f || \mathcal{M}(L) || I_i K_i \rangle &= \\ &= (2I_i + 1)^{1/2} (I_i K_i L, K_f - K_i | I_f K_f) \langle K_f | \mathcal{M}'(L, K_f - K_i) | K_i \rangle , \quad (\text{IV.3}) \end{aligned}$$

quando  $L < K_i + K_f$ , com o operador  $\mathcal{M}'(L, K_f - K_i)$  dado no sistema intrínseco e independente de  $I$ . A probabilidade reduzida de transição está relacionada a este elemento reduzido de transição pela relação,

$$B(\lambda L, I_i K_i \rightarrow I_f K_f) = (2I_i + 1)^{-1} \langle I_f K_f | \sqrt{6}(\lambda L) | I_i K_i \rangle^2$$

Como vemos, na equação IV.3 há uma separação do elemento de matriz em um elemento de matriz intrínseco dependendo somente de  $K_i$  e  $K_f$  e coeficientes geométricos que contém a dependência com  $I_i$  e  $I_f$ . Esta separação é consequência da hipótese adiabática. Note-se que razões de elementos de matriz envolvendo estados diferentes com a mesma estrutura intrínseca podem ser expressas tão somente em termos de coeficientes geométricos. O cálculo de razões de transições entre duas bandas é então um teste muito forte das hipóteses feitas no presente modelo. A condição adiabática implica também o mesmo momento de inércia e a mesma dependência  $I(I+1)$  para os níveis de cada banda rotacional em um dado núcleo. É claro que se não há separação dos dois movimentos considerados no núcleo, as regras de seleção são também violadas. O reflexo da não adiabaticidade é a mistura de contribuições de diferentes  $K$  na função de onda.

Em muitos casos tem-se encontrado acoplamentos não adiabáticos, com o conseqüente desenvolvimento de uma série de hipóteses que tentam explicar os desvios observados através de misturas de bandas. Surgiram então o modelo hidrodinâmico de rotação-vibração, o modelo hidrodinâmico de rotor assimétrico, bem como a consideração, no modelo do rotor, do termo devido à força de Coriolis. Especificamente a interação de Coriolis atua em primeira ordem acoplando elementos de matriz  $|I K\rangle$  com  $|I K \pm 1\rangle$ .

Na descrição acima, do modelo rotacional, não se faz hipóteses sobre a natureza dos movimentos intrínsecos; faz-se, tão somente, uma separação dos movimentos rotacional e intrínseco. Para um estudo das propriedades intrínsecas é necessário introduzir

hipóteses sôbre as características dêstes movimentos. O modelo mais comumente usado com sucesso é o de Nilsson que descreve o movimento de partículas independentes em um campo deformado. Uma generalização dêste modelo, incluindo efeitos de pareamento, permite a descrição dos estados intrínsecos, em têrmos de quase-partículas. Esta descrição acoplada com a rotacional é chamada de "modelo nuclear unificado". Trata-se na realidade de uma unificação dos conceitos de modelo de camadas, núcleo deformado e fôrças de pareamento.

Como resultado de todo o desenvolvimento havido no estudo dos diversos acoplamentos para núcleos deformados podemos fazer uma imagem simples do núcleo no qual os núcleons se movem em um campo deformado, interagindo um com o outro através de fôrças de pareamento. Supõe-se que o campo deformado é um potencial devido à parte quadripolar da fôrça nuclear residual, e a fôrça de pareamento é visualizada introduzindo-se um campo de pareamento que cria e aniquila pares de partículas. O modelo é então essencialmente baseado nos campos quadripolar e de pareamento.

Como é verificado experimentalmente, o estado fundamental nos núcleos par-par é descrito por  $K = 0+$ , e os membros desta banda rotacional fundamental têm spins  $I = 0, 2, 4 \dots$ , a energias de excitação dadas pela regra  $I(I+1)$ . As excitações intrínsecas mais baixas são vibrações harmônicas quadripolares do potencial nuclear em tórno de sua posição de equilíbrio e são identificadas qualitativamente como estados vibracionais de um fônôn. Encontrase, em geral, dois tipos de vibrações, a vibração- $\beta$  e a vibração- $\gamma$ . A primeira corresponde a um aumento ou diminuição da deformação, mantendo a simetria axial, com  $K = 0$  e  $I = 0+, 2+, 4+ \dots$ . A

vibração  $\gamma$  corresponde a oscilações da matéria nuclear que podem ser representadas por um movimento ondulatório ao longo do equador nuclear, e tem  $K = 2$ , com  $I = 2+, 3+, 4+ \dots$ . Estas excitações, para núcleos par-par encontram-se na região de 1 MeV.

Para núcleos par-par na região das terras raras, os resultados experimentais mostram uma grande densidade de níveis em torno de 1,5 MeV, os quais são identificados como resultantes da quebra de pares do caroço par-par. Estes níveis foram interpretados como excitações de duas quase-partículas, por Gallagher e Soloviev<sup>63)</sup>, que fazem seu estudo e classificação em termos desta hipótese. As maiores dificuldades do estudo de estados de duas quase-partículas nesta região são a grande densidade de níveis, ocasionando fortes efeitos de mistura de bandas, e a presença de modos coletivos de vibração, principalmente octopolares. A falta de dados experimentais sobre níveis nesta região tem dificultado as interpretações.

Na figura IV.5 mostramos, esquematicamente, os estados nucleares de baixa energia referidos acima e presentes, em geral, nos núcleos deformados par-par.

A seguir vamos analisar os nossos resultados experimentais, dando ênfase à interpretação dos níveis de paridade ímpar, pois os de paridade par foram amplamente estudados anteriormente. Para maior clareza, na figura IV.6 apresentamos um esquema do  $^{160}\text{Dy}$ , mostrando as transições originadas nos níveis de paridade negativa. A tabela IV.5 mostra as energias e as intensidades destas transições, bem como as respectivas misturas de multipolaridade.

O nível a 1264 keV,  $I = 2^-$ , desexcita-se por meio de três

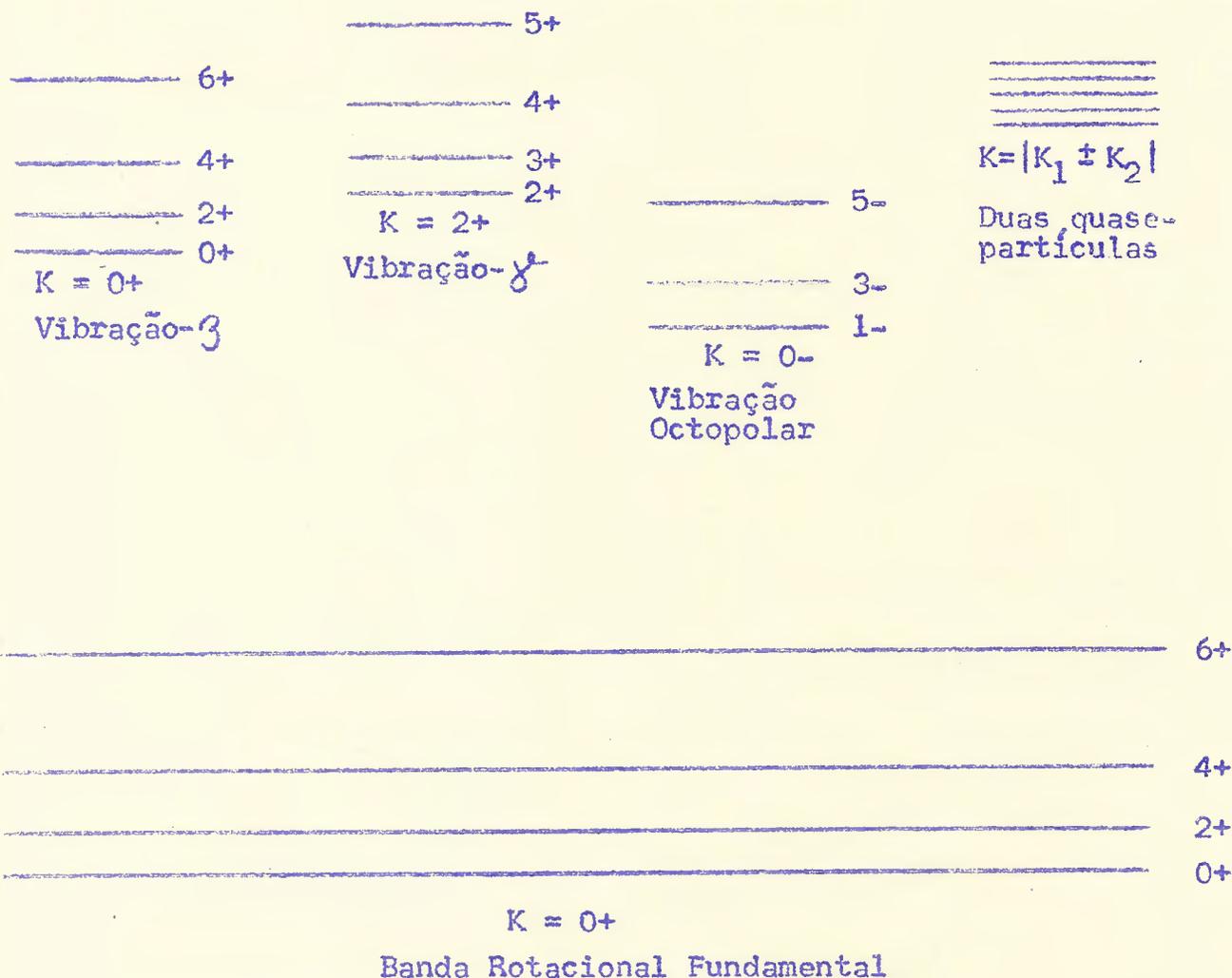


Figura IV.5 - Esquema dos estados de baixa energia mais comumente encontrados em núcleos deformados par-par.

transições: 216, 298 e 1177 keV. Um cálculo inicial da vida média deste nível através da fórmula (I.25) com  $B(M2)$  dado pela estimativa de Weisskopf, equação (I.29), usando energias, intensidades e  $\delta$  das transições, da tabela IV.5, mostra os seguintes resultados:

com	$\int_{216}$	$\tau_{1264} \approx 3ns$ ;
com	$\int_{298}$	$\tau_{1264} \approx 0,3ns$ ;
com	$\int_{1177}$	$\tau_{1264} \approx 0,003ns$ .

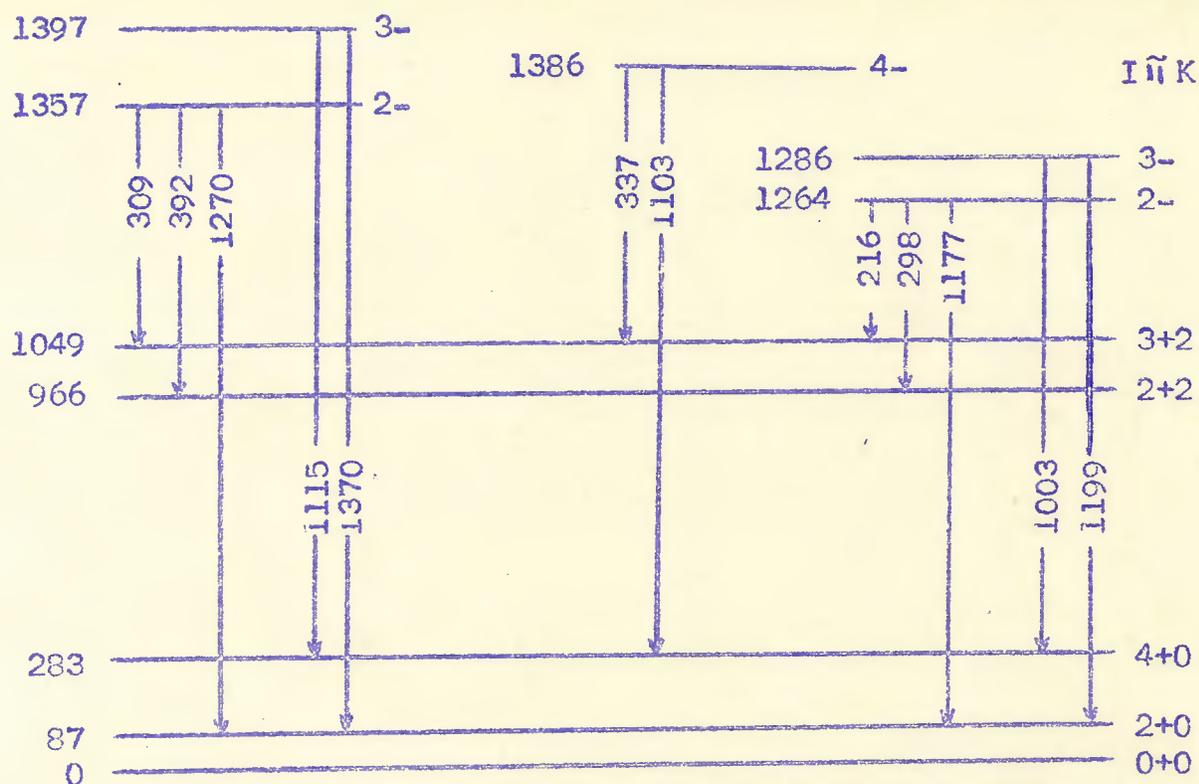


Figura IV.6 - Esquema parcial de decaimento do  $^{160}\text{Dy}$ .

Tabela IV.5 - As intensidades e as energias das transições são das referências <sup>57,60,68</sup>). Os  $\int$  são coletados da seção IV.4, deste trabalho. No texto quando nos referimos às transições usamos valores arredondados para as energias.

Energia keV	Intensidade (gama)	$\int = \left(\frac{M2}{E1}\right)^{\frac{1}{2}}$
215,64 ± 0,05	3,70 ± 0,18	+0,16 ± 0,03
298,5 ± 0,1	26,5 ± 1,3	-0,037 ± 0,008
309,66 ± 0,15	0,78 ± 0,04	
337,10 ± 0,15	0,34 ± 0,02	+0,12 ± 0,07
392,4 ± 0,2	1,25 ± 0,06	-0,023 ± 0,007
1114,8 ± 0,6	2,3 ± 0,2	+0,12 ± 0,03
1177,4 ± 0,2	15,2 ± 2,3	-0,08 ± 0,02
1199,6 ± 0,4	2,27 ± 0,34	-0,1 ± 0,1
1270,6 ± 0,2	7,1 ± 1,1	-0,03 ± 0,10
1310,4 ± 0,5	3,0 ± 0,5	-0,24 ± 0,07

Não calculamos os erros porque são simples estimativas.

Fizemos uma medida desta vida média com o equipamento descrito na referência <sup>73)</sup>, através de coincidências entre  $\beta^-$  de energia  $> 500$  keV com  $\gamma$  de energia  $> 1000$  keV. Com cristais plásticos (NE-102), a resolução  $2\tau_R$  do conversor de tempo em amplitude é de 0,6ns, para estas energias. Os resultados obtidos indicam que:

$$\tau_{1264} \text{ (exp)} \leq 0,3\text{ns} ,$$

excluindo a primeira das estimativas acima.

Gallagher e Soloviev <sup>63)</sup> supõem que os níveis de paridade negativa no  $^{160}\text{Dy}$  são excitações de duas quase-partículas e usando as regras de seleção apropriadas, encontram estados com spins  $I = 2^-$  e  $I = 3^-$  na região de energia de 1,5 MeV. Contudo, estes autores não conseguem associar definidos valores para os números quânticos K das bandas às quais estes níveis devem pertencer, sugerindo no entanto, que misturas de bandas  $K = 1$  e  $K = 2$  são as hipóteses mais prováveis, e que o nível a 1287 keV,  $I = 3^-$ , seja um estado rotacional de 1264 keV,  $I = 2^-$  e o nível a 1397 keV,  $I = 3^-$ , seja um estado rotacional de 1357 keV,  $I = 2^-$ .

A vida média calculada através da transição de 1177 keV apresenta um valor da ordem de  $10^2$  a  $10^3$  vezes menor que os outros dois cálculos. Isto significa que em relação à estimativa de partícula única de Weisskopf há um fator de retardo da ordem de  $10^{-2}$ . Aceitando que o nível em referência seja uma excitação de duas quase-partículas, este retardo explica-se através do efeito de pareamento <sup>72)</sup>.

Uma outra consequência que se pode extrair dos  $\int$  medi-

dos é a intensidade limite que deverá ter uma transição direta do nível a 1264 keV para o estado fundamental. Esta será uma transição  $I = 2^- \rightarrow I = 0^+$  e terá caráter predominantemente M2, ao contrário da transição 1177 keV que tem caráter predominantemente E1. A razão teórica das probabilidades reduzidas de transição é dada por uma razão de coeficientes de Clebsch-Gordon:

$$\frac{B(\lambda L, I_i K_i \rightarrow I_f K_f)}{B(\lambda L, I_i K_i \rightarrow I_f K_f)} = \frac{(I_i, K_i | L, K_f - K_i | I_f, K_f)^2}{(I_i, K_i | L, K_f - K_i | I_f, K_f)^2} \quad (\text{IV.4})$$

Supondo, então, que o nível a 1264 keV pertença a uma banda  $K = 2$  (uma mistura de  $K = 1$  não afeta a estimativa em mais do que um fator 2), temos:

$$\frac{B(M2, 22 \rightarrow 20)}{B(M2, 22 \rightarrow 00)} = 2 \quad .$$

Experimentalmente, esta razão depende da energia e da intensidade das transições, bem como dos parâmetros de misturas. Sendo  $I_{1177}$  e  $I_{1264}$  as intensidades das duas transições, como  $\int_{1177}^2$  é pequeno e o gama de 1264 seria essencialmente M2 puro, temos,

$$\frac{B(M2, 1177 \text{ keV})}{B(M2, 1264 \text{ keV})} = \left[ \frac{1264}{1177} \right]^5 \times \frac{I_{1177}}{I_{1264}} \times \int_{1177}^2$$

donde se obtém:

$$I_{1264} \approx 5 \times 10^{-3} I_{1177} \quad .$$

Um cálculo semelhante para o nível a 1357 keV mostra que a transição de energia de 1357 keV, para o estado fundamental terá também intensidade  $10^2$  a  $10^3$  vezes menor que a de 1270 keV que povoa o

primeiro estado excitado da banda rotacional.

Com o auxílio da relação (IV.4), calculamos as razões teóricas entre os elementos reduzidos de transição E1 e M2 para diferentes valores da banda inicial  $K_1$ . Estes cálculos estão, juntamente com os valores experimentais, na tabela IV.6. Somente uma mistura de bandas é que poderá explicar as discrepâncias. Como os níveis são muito próximos em energia, espera-se uma apreciável interação entre ambos, a qual certamente afeta as probabilidades relativas de transição E1 e M2. Vamos aqui considerar uma interação deste tipo nas razões teóricas das probabilidades de transição destes níveis  $2^-$  para os níveis  $2^+$  e  $3^+$  da banda vibracional  $K = 2^+$ .

Tabela IV.6 - As razões teóricas para os diferentes K foram calculadas usando a relação IV.4. As razões experimentais foram obtidas com os dados da tabela IV.5 .

	Experimental		Teórica		
	1264 keV	1357 keV	K = 0	K = 1	K = 2
$\frac{B(E1, 2K \rightarrow 22)}{B(E1, 2K \rightarrow 32)}$	$2,7 \pm 0,2$	$0,80 \pm 0,06$	Proib. K	0,5	2,0
$\frac{B(M2, 2K \rightarrow 22)}{B(M2, 2K \rightarrow 32)}$	$0,11 \pm 0,06$		0,57	$\infty$	0,57

Suponhamos, então, que os estados 1264 keV,  $I = 2^-$  e 1357 keV,  $I = 2^-$ , são formados por uma mistura de bandas  $K_1 = 1$  e  $K_2 = 2$ . Vamos chamar de  $A_{fi}(\lambda L)$  a amplitude da transição do nível inicial  $i$  para o nível final  $f$ , e sejam  $\alpha$  e  $\beta$  amplitudes de mistura

das bandas  $K_2$  e  $K_1$ , respectivamente. Supondo que o estado a 1264 keV tem as componentes  $\alpha$  e  $\beta$ , o estado a 1357 keV terá componentes respectivamente  $-\beta$  e  $\alpha$ , para que as funções de onda que descrevem os estados, sejam ortogonais. Portanto, a amplitude de transição de um estado  $I_i, \alpha |K_2\rangle + \beta |K_1\rangle$  para um estado final  $I_f, K\rangle$ , pode ser expressa por:

$$\begin{aligned}
 A_{fi}(\lambda L) &= \alpha (I_i, K_2, L, K_f - K_2 | I_f K_f) \langle K || \lambda L || K_2 \rangle + \\
 &+ \beta (I_i, K_1, L, K_f - K_1 | I_f K_f) \langle K || \lambda L || K_1 \rangle = \\
 &= \alpha (I_i, K_2, L, K_f - K_2 | I_f K_f) \langle K || \lambda L || K_2 \rangle \left[ 1 + \right. \\
 &\quad \left. + \frac{(I_i, K_1, L, K_f - K_1 | I_f K_f) \beta \langle K || \lambda L || K_1 \rangle}{(I_i, K_2, L, K_f - K_2 | I_f K_f) \alpha \langle K || \lambda L || K_2 \rangle} \right] = \\
 &= \alpha (I_i, K_2, L, K_f - K_2 | I_f K_f) \langle K || \lambda L || K_2 \rangle \left[ 1 + \right. \\
 &\quad \left. + z \frac{(I_i, K_1, L, K_f - K_1 | I_f K_f)}{(I_i, K_2, L, K_f - K_2 | I_f K_f)} \right], \quad (IV.5)
 \end{aligned}$$

onde  $z = \frac{\beta \langle K || \lambda L || K_1 \rangle}{\alpha \langle K || \lambda L || K_2 \rangle}$ .

Como as transições a partir dos dois níveis têm misturas  $E1 + M2$ , com auxílio da relação (IV.5), podemos construir as razões que seguem para estas multipolaridades:

$$\frac{B(E1, 2^- \rightarrow 2^+)}{B(E1, 2^- \rightarrow 3^+)} = \frac{[A_{22^-}(E1)]^2}{[A_{32^-}(E1)]^2} = \left[ \sqrt{2} \frac{1 - z_1 \sqrt{2}}{1 + \sqrt{2} z_1} \right]^2 \quad (IV.6)$$

e

$$\frac{B(M2, 2- \rightarrow 2+)}{B(M2, 2- \rightarrow 3+)} = \left[ \frac{A_{22-}(M2)}{A_{32-}(M2)} \right]^2 = \left[ \frac{2}{\sqrt{7}} (1 - \sqrt{3/2} z_2) \right]^2 \quad (IV.7)$$

Nestas fórmulas, de conformidade com a nossa hipótese, para o nível a 1264 keV, temos,

$$Z_1(1264) = \frac{\beta}{\alpha} \frac{\langle 2 || E1 || 1 \rangle}{\langle 2 || E1 || 2 \rangle} \quad \text{e} \quad Z_2(1264) = \frac{\beta}{\alpha} \frac{\langle 2 || M2 || 1 \rangle}{\langle 2 || M2 || 2 \rangle} \quad (IV.8)$$

e para o nível a 1357 keV,

$$Z_1(1357) = -\frac{\alpha}{\beta} \frac{\langle 2 || E1 || 1 \rangle}{\langle 2 || E1 || 2 \rangle} \quad \text{e} \quad Z_2(1357) = -\frac{\alpha}{\beta} \frac{\langle 2 || M2 || 1 \rangle}{\langle 2 || M2 || 2 \rangle} \quad (IV.9),$$

onde  $Z_1(1264)$  significa  $Z_1$  para o nível a 1264 keV.

As relações (IV.6) e (IV.7) podem ser representadas como segue,

$$\frac{B(E1, 2- \rightarrow 2+)}{B(E1, 2- \rightarrow 3+)} = \left[ \sqrt{2} f(Z_1) \right]^2$$

e

$$\frac{B(M2, 2- \rightarrow 2+)}{B(M2, 2- \rightarrow 2+)} = \left[ \frac{2}{\sqrt{7}} f(Z_2) \right]^2 .$$

Com os valores experimentais das razões dos elementos reduzidos, tabela IV.5, obtém-se:

$$\left[ f(Z_1) \right]_{1264} = \pm(1,16 \pm 0,04) ,$$

$$\left[ f(Z_1) \right]_{1357} = \pm(0,63 \pm 0,03) ,$$

$$\left[ f(Z_2) \right]_{1264} = \pm(0,43 \pm 0,12) .$$

Na figura IV.7 apresentamos gráficos de  $f(Z_1)$  e  $f(Z_2)$  em

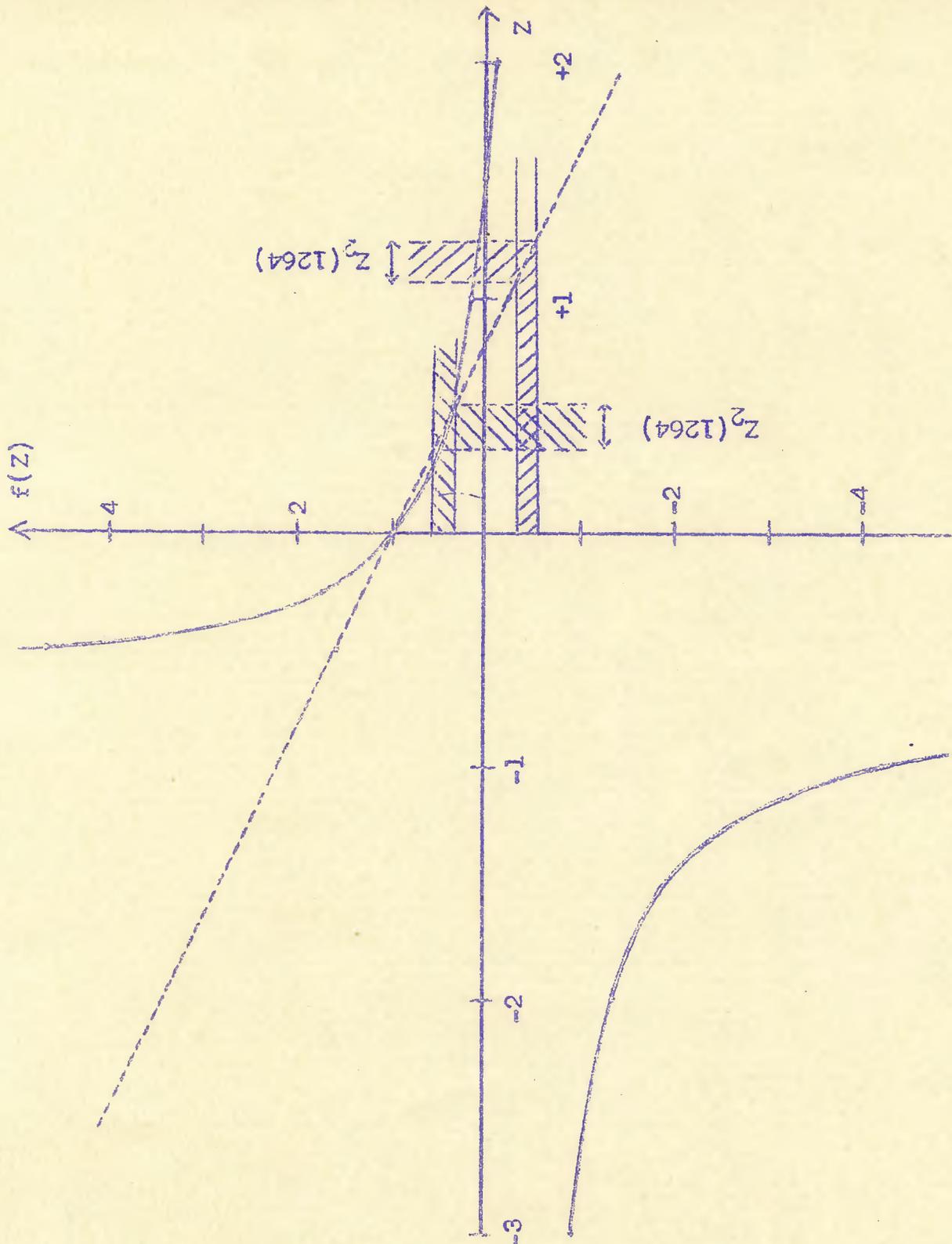


Figura IV.7 - As curvas cheias mostram  $f(Z_1)$  e a reta pontilhada  $f(Z_2)$ . Em achuriado estão as duas soluções  $Z_2$  (1264).

função de  $Z_1$  e  $Z_2$ , respectivamente. Dos gráficos extraímos os seguintes pares de raízes de  $Z_1$  e  $Z_2$ :

$$Z_1(1264) = \begin{cases} -2,35 \pm 0,07 \\ -0,09 \pm 0,01 \end{cases}$$

$$Z_1(1357) = \begin{cases} +0,23 \pm 0,03 \\ < -4 \end{cases}$$

$$Z_2(1264) = \begin{cases} +1,16 \pm 0,09 \\ +0,46 \pm 0,09 \end{cases}$$

Não se determinou diretamente  $Z_2(1357)$  porque não se conhecem experimentalmente as probabilidades reduzidas de transição M2 deste nível, para os níveis 2+ e 3+ da banda  $K = 2$ . Contudo, é possível determinar  $Z_2(1357)$  com o auxílio das expressões (IV.8) e (IV.9), como veremos. Para  $Z_1$  temos a seguinte razão:

$$\frac{Z_1(1264)}{Z_1(1357)} = - \left[ \frac{\beta}{\alpha} \right]^2$$

Considerando os valores experimentais de  $Z_1$ , a condição de sinal negativo exclui duas das quatro possibilidades para esta razão, obtendo-se:

$$\left[ \frac{\beta}{\alpha} \right]^2 = \begin{cases} 10,02 \pm 0,13 \\ 0,39 \pm 0,06 \end{cases}$$

Isto significa que da análise das transições E1, os resultados experimentais concordam com duas misturas diferentes das bandas  $K_1$  e  $K_2$  para os níveis em consideração. Da análise simultânea das transições M2 e E1 e dos sinais das amplitudes de mistura de multipola

ridades nas transições, consegue-se uma única solução.

Conforme tabela IV.5,  $\mathcal{J}_{298}$  tem sinal oposto ao de  $\mathcal{J}_{216}$ . A seguir vamos considerar somente os sinais dos  $\mathcal{J}$ , usando símbolos  $\mathcal{J}'$  para significar que não se considera os valores experimentais  $\mathcal{J}$ . Usando a relação (IV.5) temos:

$$\mathcal{J}'_{298} = \sqrt{\frac{3}{7}} \frac{\langle 2 || M_2 || 2 \rangle}{\langle 2 || E_1 || 2 \rangle} \cdot \frac{1 - \sqrt{3/2} Z_2(1264)}{1 - \sqrt{1/2} Z_1(1264)}$$

$$\mathcal{J}'_{216} = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\langle 2 || M_2 || 2 \rangle}{\langle 2 || E_1 || 2 \rangle} \cdot \frac{1}{1 + \sqrt{2} Z_1(1264)}$$

A razão entre  $\mathcal{J}'_{298}$  e  $\mathcal{J}'_{216}$  é negativa, obtendo-se duas soluções a e b que satisfazem esta condição:

a)  $Z_1(1264) = -0,09 \pm 0,01$  e  $Z_2(1264) = +1,16 \pm 0,09$

b)  $Z_1(1264) = -2,35 \pm 0,07$  e  $Z_2(1264) = +0,46 \pm 0,09$

Em ambos os casos,  $Z_1(1357) = +0,23 \pm 0,03$ .

Com o auxílio das relações,

$$\frac{Z_1(1264)}{Z_1(1357)} = \frac{Z_2(1264)}{Z_2(1357)} = - \left[ \frac{\beta}{\alpha} \right]^2$$

temos

$$Z_2(1357) = \begin{cases} -3,0 \pm 0,5 \\ -0,045 \pm 0,010 \end{cases}$$

para as soluções a) e b), respectivamente.

Resumindo, temos os dois grupos de soluções, que chamaremos de A e B:

Grupo A	Grupo B
$Z_1(1264) = -0,09 \pm 0,01$	$-2,35 \pm 0,07$
$Z_2(1264) = +1,16 \pm 0,09$	$+0,46 \pm 0,09$
$Z_1(1357) = +0,23 \pm 0,03$	$+0,23 \pm 0,03$
$Z_2(1357) = -3,0 \pm 0,5$	$-0,045 \pm 0,010$

As misturas de multipolaridade das transições 392 e 309 keV, originadas no nível a 1357 keV, são expressas por:

$$\delta'_{392} = \sqrt{\frac{3}{7}} \frac{\langle 2 || M2 || 2 \rangle}{\langle 2 || E1 || 2 \rangle} \cdot \frac{1 - \sqrt{3/2} Z_2(1357)}{1 - \sqrt{1/2} Z_1(1357)}$$

$$\delta'_{309} = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\langle 2 || M2 || 2 \rangle}{\langle 2 || E1 || 2 \rangle} \cdot \frac{1}{1 + \sqrt{2} Z_1(1357)}$$

O resultado experimental mostra que  $\delta_{392}$  é negativo, donde a razão entre  $\delta_{392}$  e  $\delta_{216}$  é negativa. Esta condição exclui a solução A, obtendo-se para  $\frac{\beta}{\alpha}$  o valor

$$\left[ \frac{\beta}{\alpha} \right]^2 = 10,02 \pm 0,13$$

Finalmente, com os valores da solução do problema, podemos prever o sinal do  $\delta_{309}$ , que não foi medido neste trabalho. Substituindo os valores da solução B, obtém-se que a razão entre  $\delta_{392}$  e  $\delta_{309}$  deve ser positiva, donde, como  $\delta_{392}$  é negativo, resulta  $\delta_{309}$  também negativo.

Os cálculos mostram que o nível a 1264 keV é principalmente  $K = 1^-$ , com mistura de 10% de  $K = 2^-$  e que o estado a 1357 keV é principalmente  $K = 2^-$ . Estes resultados contradizem os obtidos

por uma simples comparação com as probabilidades de transição  $E1$ , que indicam principalmente  $K = 2^-$  para o nível a 1264 keV.

Com a suposição de mistura  $K = 1^-$  e  $K = 2^-$ , baseada na classificação de Gallagher e Soloviev em termos de estados de duas quase-partículas, determinamos os valores das razões  $B(M2)/B(E1)$ ,  $B(M2)/B(M2)$  e  $B(E1)/B(E1)$ , de transições originadas em estados intrínsecos puros  $K = 1^-$  e  $K = 2^-$ , para os estados da banda vibracional  $- \gamma$ ,  $K = 2^+$ , incluindo as fases relativas das transições  $E1$  e  $M2$ . Este cálculo foi feito com o auxílio das razões de mistura de multipolaridade  $\delta$  e das razões de elementos reduzidos de transição, obtidos experimentalmente. Os valores calculados poderão servir como teste rigoroso das configurações propostas por Gallagher e Soloviev, mediante comparação com o modelo de Nilsson. Esta comparação vai além das intenções do presente estudo experimental.

Note-se que o número de variáveis no cálculo não foi menor que o número de dados, de modo que os nossos resultados permitem uma interpretação desta natureza. Não se pode dizer que outra interpretação não seria possível. As multipolaridades da transição de 309 keV, bem como a possível existência de um estado com  $I = 1^-$  abaixo de 1264 keV, serão medidas importantes para testar as nossas conclusões. A presente análise pode ser estendida para os outros níveis de paridade negativa presentes no núcleo em consideração. Seria especialmente interessante um estudo dos níveis  $I = 3^-$  para ver se estes têm relação com as bandas rotacionais dos estados  $2^-$ ; contudo, são necessários mais dados experimentais para este estudo.

Finalmente, análise semelhante pode ser feita em outros núcleos da região, com a finalidade de um estudo sistemático sobre a natureza destes estados de duas quase-partículas.

## V. CONCLUSÕES

No presente trabalho são estudadas, experimentalmente, características nucleares dos níveis e das transições do  $^{99}\text{Tc}$ , núcleo esférico com A ímpar e do  $^{160}\text{Dy}$ , núcleo par-par pertencente à região deformada. Os estudos são feitos usando a técnica da correlação angular direcional, tanto para seqüências gama-gama, como gama-elétron convertido.

O equipamento experimental é tecnicamente aprimorado, pois os detectores têm alto poder de resolução em energia e os circuitos são transistorizados com excelente estabilidade, possibilitando pesquisar parâmetros nucleares até o limite que o método, nestas condições, permite. Tanto o  $^{99}\text{Tc}$  como o  $^{160}\text{Dy}$  foram investigados largamente por trabalhos anteriores e o nosso propósito, ao estudá-los, é, usando os mais recentes avanços técnicos, entender melhor suas estruturas nucleares. Entretanto, sempre que possível, não nos limitamos a comparar os resultados experimentais com as previsões teóricas, mas utilizamos, além disso, a análise teórica para calcular parâmetros, cujos valores testamos através de novas medidas experimentais. Não fazemos discussões sobre a validade dos modelos; tão somente, usamos os seus resultados. Os modelos nucleares são muitos, cada um aplicável a determinado grupo de núcleos e, além disso, em geral, cada um explicando certas características dos núcleos do grupo. Dentro desta linha, escolhemos dois núcleos representativos de duas regiões da tabela periódica.

No  $^{99}\text{Tc}$  medimos quatro correlações angulares gama-gama e o fator nuclear  $g$  do nível a 140 keV. Duas das correlações não tinham sido medidas anteriormente, 740-41 keV e 41-140 keV, e uma ou

tra, 740-(41)-140 keV, apresentava dois valores experimentais diferentes. Com os dados destas correlações e mais outros, já conhecidos, foi possível, usando o modelo de excitação do caroço, prever a vida média e o fator nuclear  $g$  do nível a 140 keV. Este fator  $g$  foi também medido neste trabalho e o nosso cálculo da vida média  $\tau_{140} = 0,3 \pm 0,1ns$  foi confirmado experimentalmente por medida de efeito Mössbauer, feita recentemente pelo grupo de Hamburgo (Alemanha), que obteve  $\tau_{140} = 0,277 \pm 0,014$ . Dentro das possibilidades do nosso equipamento, o estudo deste núcleo foi completo. Com um circuito de coincidências de resolução em tempo 5 a 10 vezes melhor será possível usar fontes radioativas mais intensas e o fator  $g$  poderá ser medido com melhor precisão. Como referimos no texto, esta medida mais precisa é importante para o melhor entendimento da estrutura do núcleo.

Fazemos, também, uma análise dos resultados em termos de outros dois modelos: o acoplamento de três partículas  $(j)^3$  e o modelo de Kisslinger e Sorensen. Este último é, na realidade, uma generalização do modelo de excitação do caroço. Da análise concluímos que nenhum dos modelos considerados explica, por si só, todos os parâmetros experimentais, mas são todos úteis na procura da imagem real do núcleo, através da experiência.

Outro aspecto a ressaltar é que, com as nossas medidas, o  $^{99}Tc$  passa a ser um dos poucos núcleos do qual se conhecem quase todos os parâmetros nucleares dos estados de baixa energia, inclusive os momentos magnéticos dos três primeiros níveis. Esta é uma feição, sem dúvida alguma, de fundamental importância para o desenvolvimento de uma teoria mais completa para núcleos esféricos de  $A$  ímpar. Finalmente, sugerimos medidas similares em outros núcleos

esféricos de A ímpar, como por exemplo  $^{95}\text{Tc}$ ,  $^{95}\text{Mo}$  e  $^{89}\text{Rb}$ , as quais serão de grande valia para um estudo sistemático.

No  $^{160}\text{Dy}$  foram medidas doze correlações angulares gama-gama e quatro correlações angulares gama-elétron convertido. Nenhuma correlação gama-elétron convertido tinha sido medida anteriormente neste núcleo, e quatro das correlações gama-gama, 216-(962)-87 keV, 298-(879)-87 keV, 1119-87 keV e 338-962 keV, são também medidas pela primeira vez. Estas medidas possibilitaram uma determinação conclusiva dos spins dos níveis de 1357 keV e 1386 keV, sobre os quais havia controvérsias. Por outro lado, os nossos resultados associados com medidas anteriores, colocam o presente núcleo em evidência quanto às características multipolares das suas transições mais importantes: conhecem-se agora no  $^{160}\text{Dy}$ , as misturas de multipolaridade, com os respectivos sinais, de todas as transições mais intensas.

Com o uso de detectores de Ge(Li) para os fótons e Si(Li) para os elétrons, foi possível fazer um estudo experimental intenso e quase completo dos níveis de paridade ímpar do  $^{160}\text{Dy}$  e das transições pelas quais estes níveis desexcitam-se. Até agora, os detectores de Si(Li) não tinham sido usados em medidas de correlações angulares com elétrons de conversão de energia da ordem de 1 MeV, como no caso do presente estudo, o que se deve, provavelmente, ao fato de que, para estas energias, os coeficientes de conversão são baixos. Os nossos resultados, no entanto, mostram a exequibilidade destas medidas. Além disso, ressaltamos a importância da correlação gama-elétron convertido na determinação precisa dos parâmetros  $\delta$  de mistura de multipolaridades e de seus sinais. No caso da transição 2-(298 keV, E1+M2)  $\rightarrow$  2+, somente com a correla-

ção envolvendo elétrons de conversão foi possível determinar com o seu sinal. Até o presente, as correlações com elétrons de conversão têm sido usadas quase que inteiramente com o objetivo de determinar efeitos de estrutura nuclear, supondo que em alguns casos o processo de conversão interna tenha lugar, parcialmente, dentro da matéria nuclear. Esta é, de fato, uma aplicação atraente; contudo, não nos parece menos atraente o uso da correlação gama-elétron convertido como técnica de espectroscopia clássica e inclusive mais potente do que a correlação gama-gama, como revelam os resultados deste trabalho.

Com o auxílio dos experimentais fazemos uma estimativa da intensidade das transições que desexcitam os níveis a 1357 e 1264 keV, diretamente para o estado fundamental. Estas transições não foram ainda detectadas experimentalmente. Por outro lado, estimamos, também, o valor da vida média do nível a 1264 keV. O resultado experimental da medida desta meia vida deu um limite superior de 0,3ns, sendo muito importante uma futura determinação deste parâmetro no sentido de se entender melhor a natureza do nível.

Finalmente, analisamos os resultados experimentais deste núcleo em termos do modelo nuclear unificado. Em trabalhos anteriores, os níveis das bandas rotacional fundamental  $K = 0$  e vibracional  $K = 2$  foram estudadas com intensidade. Como consequência, concentramos a nossa análise teórica na interpretação dos níveis de paridade ímpar, que se supõe sejam principalmente excitações de duas quase-partículas. As razões experimentais das probabilidades de transição entre estes níveis e os da banda  $K = 2+$ , mostram com clareza a não validade da hipótese adiabática do modelo. Supomos, então, uma mistura de bandas e analisamos os dois níveis de  $I = 2-$ ,

com o auxílio dos valores experimentais de  $\delta$  para as transições originadas nestes níveis. Concluimos que há uma definida mistura de duas bandas que satisfaz unívocamente todos os parâmetros conhecidos dos níveis e das transições envolvidas e prevê o sinal de  $\delta$  da transição de 309 keV, que ainda não foi medido. Este tipo de análise é feito pela primeira vez neste trabalho e foi possível graças aos resultados experimentais que obtivemos. Como salientamos no texto, estudos similares em outros núcleos da região par-par deformada poderão contribuir para um melhor entendimento da natureza destes estados de duas quase-partículas.

## R E F E R Ê N C I A S

1. J.W.Dunworth, Rev. Sci. Instr. 11 (1940) 167
2. D.R.Hamilton, Phys. Rev. 58 (1940) 122
3. G.Goertzel, Phys. Rev. 70 (1946) 897
4. E.L.Brady e M.Deutsch, Phys. Rev. 72 (1947) 870
5. L.C.Biedenharn e M.E.Rose, Rev. Mod. Phys. 25 (1953) 729
6. H.Frauenfelder e R.M.Steffen, em Alpha-Beta and Gamma Ray Spectroscopy, ed. K.Siegbahn, North-Holland Publishing Co., Amsterdam (1965)
7. Internal Conversion Processes (Proceedings), ed. J.H.Hamilton, Academic Press, New York (1966)
8. S.Devons e L.J.B.Goldfarb, Handbuch der Physik, 42 (1957) 362
9. H.J.Rose e D.M.Brink, Rev. Mod. Phys. 39 (1967) 306
10. R.M.Steffen e H.Frauenfelder, Perturbed Angular Correlations, ed. E.Karlsson, E.Matthias e K.Siegbahn, North-Holland Publishing Co., Amsterdam (1964)
11. E.Heer e T.B.Novey, Solid State Physics 9 ed. F.Seitz e D. Turnbull, Academic Press (1959)
12. R.M.Steffen, Angular Correlation Handbook, vol. 1 (1965) não publicado (Purdue University, Department of Physics)
13. H.Frauenfelder, M.Valter e W.Zünti, Phys. Rev. 77 (1950) 557
14. E.L.Church e J.Weneser, Phys. Rev. 103 (1956) 1035 e 1382
15. A.K.Ustinova, Soviet Physics, JEPT 10 (1960) 216
16. L.C.Biedenharn e M.E.Rose, Phys. Rev. B134 (1964) 8
17. E.L.Church e J.Weneser, Annual Review of Nuclear Science 10 (1960) 193
18. A.Abragam e R.V.Pound, Phys. Rev. 92 (1953) 943

19. E.L.Brady e M.Deutsch, Phys. Rev. 78 (1950) 558
20. H.Aeppli, H.Albers-Schönberg, A.S.Bishop, H.Frauenfelder e E. Heer, Phys. Rev. 84 (1951) 370
21. C.Günther e I.Lindgren, em Perturbed Angular Correlations, ed. E.Karlsson, E.Matthias e K.Siegbahn, North-Holland Publishing Co., Amsterdam - (1964)
22. S.A.Moszkowski, em Alpha-Beta and Gamma-Ray Spectroscopy, ed. K.Siegbahn, North-Holland Publishing Co., Amsterdam (1965)
23. D.H.Wilkinson, Nuclear Spectroscopy, part B, ed. Fay Ajzenberg-Selore, Academic Press (1960)
24. Alpha, Beta and Gamma-Ray Spectroscopy, ed. K.Siegbahn, North-Holland Publishing Co., Amsterdam (1965)
25. J.M.Hollander, Nucl. Instr. and Meth. 43 (1966) 65
26. S. De Benedetti e R.W.Findley, Handbuch der Physik 45 (1958)222
27. P.Weinzierl, Rev. Sci. Instr. 27 (1956) 226
28. C.S.Müller, não publicado
29. J.L.Blankenship, IEEE Transactions on Nuclear Science, NS-11 (1964) 373
30. F.Gimmi, H.Heer e P.Scherer, Helv. Phys. Acta 29 (1956) 147
31. P.Kleinheinz, R.Vukanović, L.Samuelsson, D.Krmpotić, H.Lindström e K.Siegbahn, Nucl. Phys. A93 (1967) 63
32. F.K.McGowan, Phys. Rev. 92 (1953) 524
33. C.Lévi e L.Papineau, Compt. Rend. 239 (1954) 1782
34. U.Cappeller e R.Klingelhöfer, Z.Phys. 139 (1954) 402
35. P.Lehmann e J.Miller, Compt. Rend. 240 (1955) 1525
36. S.Raboy e V.E.Krohn, Bull. Am. Phys. Soc. 112 (1957) 230
37. S.Raboy e V.E.Krohn, Phys. Rev. 111 (1958) 579
38. E.Bodenstedt, E.Matthias e H.J.Körner, Z.Phys. 153 (1959) 423

39. I.V.Estulin, G.M.Chernov e Z.V.Pastukhova, Soviet Physics, JETP, 8 (1959) 51
40. K.G.Kessler and W.F.Meggers, Phys. Rev. 80 (1951) 905
41. P.da R.Andrade, Alice Maciel, C.S.Müller, J.Wirth e F.C.Zawis lak, Nucl. Phys. 66 (1965) 545
42. K.G.Kessler e R.E.Trees, Phys. Rev. 92 (1953) 303
43. J.C.Albergothi e P.E.Shearing, Phys. Rev. 131 (1963) 1224
44. J.Ravier, P.Marguin e A.Moussa, J.Phys.Rad. 22 (1961) 249
45. R.Crowther e J.S.Eldridge, Nucl. Phys. 66 (1965) 472
46. T.Cretzu e K.Hohmuth, Nucl. Phys. 66 (1965) 391
47. H.Medicus, D.Meader e H.Schneider, Helv. Phys. Acta 24(1951)72
48. R.M.Steffen, Phys. Rev. 103 (1965) 116
49. P.H.Stelson e F.K.McGowan, Phys. Rev. 110 (1958) 489
50. A.de Shalit, Phys. Rev. 122 (1961) 1530
51. R.D.Lawson e J.L.Uretsky, Phys. Rev. 108 (1957) 1300
52. A. de Shalit, XVth National Conference on Nuclear Spectroscopy and Structure of Atomic Nucleus, USSR, Academy of Science, Minsk (1965)
53. R.S.Amtey, J.H.Hamilton, S.M.Brahmavar, J.J.Pinajian e E.F.Zganjar, Bull. American Phys. Soc. 11 (1966) 823
54. P.Steiner, E.Gerdau, W.Hautsch e D.Steenken, International Conference on Hyperfine Interactions Detected by Nuclear Radiation, Pacific Grove, California, USA (1967), anais a serem editados.
55. I.Talmi, Rev. of Mod. Phys. 34 (1962) 704
56. L.S.Kisslinger e R.A.Sorensen, Rev. Mod. Phys. 35 (1963) 853
57. Nuclear Data Sheets, Washington (1964)
58. C.Günther e outros, Z. Phys. 183 (1965) 472

59. S.L.Gupta e N.K.Saha, Nucl. Phys. 70 (1965) 203
60. J.M. Jaklevic, E.G.Funk e J.W.Mihelic, Nucl. Phys. A99(1967)83
61. P.O.Lipas e J.P.Davidson, Nucl. Phys. 26 (1961) 80
62. D.F.Zaretskii e M.G.Urin, Soviet Physics, JEPT 15 (1962) 211
63. C.J.Gallagher Jr. e V.G.Soloviev, Kgl. Danske Videnskab Selskab, Mt. Fys. Skrifter 2 (1962) nº 2
64. C.F.Ferdrisat, Rev. Mod. Phys. 38 (1966) 41
65. L.A.Sliv e I.M.Band em Alpha-Beta and Gamma-Ray Spectroscopy, apêndice 5, ed. K.Siegbahn, North-Holland Publishing Co., Amsterdam (1965)
66. C.E.Johnson, J.F.Schooley e D.A.Shirley, Phys. Rev. 120 (1960) 2108
67. C.Cipolla, Z.W.Grabowski, H.M.Naser e R.M.Steffen, Phys. Rev. 146 (1966) 877
68. F.Boehm e John Rogers, Nucl. Phys. 41 (1963) 553
69. A.Bohr, Dan. Mat. Fys. Medd. 26 (1952) nº 14
70. A.Bohr e B.R.Mottelson, Dan. Mat. Fys. Medd. 27 (1953) nº 16
71. C.J.Gallagher Jr., em Selected Topics in Nuclear Spectroscopy, N.Y., (1964)
72. John D. Rogers, em Annual Review of Nucl. Science (1965)
73. D.E.Brandão, H.J.Körner, Alice Maciel, C.S.Müller e F.C.Zawislak, Nucl. Phys. 56 (1964) 65.

E R R A T A

Página		onde se lê	leia-se
7	2a. linha	dêste	dêstes
10	figura I.2	$\vec{k}_1, \gamma_2$	$\vec{k}_2, \gamma_2$
22	10a. linha, a partir de baixo	do início	de início
22	5a. linha, a partir de baixo	invervalos	intervalos
41	7a. linha, a partir de baixo	medidor de fluxo	galvanômetro
57	5a. linha, a partir de baixo	medimos	medidos
73	6a. linha, a partir de baixo	propriedades	probabilidades
74	fórmula (III.4)	$\begin{Bmatrix} I & I' & 1 \\ j & j & 2 \end{Bmatrix}$	$\begin{Bmatrix} I & I' & 1 \\ j & j & 2 \end{Bmatrix}^2$
74	1a. linha, a partir de baixo	dos níveis	do nível
101	cascata 216-(962)-87	$A_{44} = 0 \pm 0,015$	$A_{44} = 0 \pm 0,030$
102	5a. linha	bastante	bastante bastante
113	última linha	$A_2(338)$	$A_2(337)$
120	11a. linha	$ I_f M_f K_f >$	$ I_f K_f M_f >$
122	4a. linha, a partir de baixo	encontra-se	encontram-se
130	7a. linha, a partir de baixo	$\frac{B(M2, 2 \rightarrow 2+)}{B(M2, 2 \rightarrow 2+)}$	$\frac{B(M2, 2 \rightarrow 2+)}{B(M2, 2 \rightarrow 3+)}$