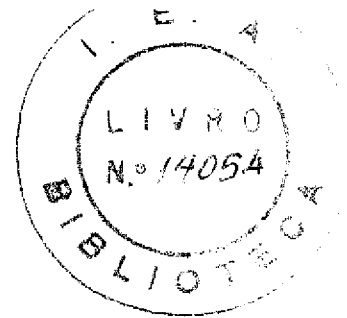


A, BAIRR10 NUEVO JR.

CORRELAÇÕES ANGULARES GAMA-GAMA

NOS NÚCLEOS  $^{71}\text{Ga}$  e  $^{67}\text{Ga}$

Dissertação apresentada  
ao Instituto de Física  
da Universidade de São  
Paulo, como parte dos  
requisitos para a obten  
ção do título de Mestre  
em Ciências.



Orientador:  
Prof. F. C. Zawislak

minha mãe,

IOLANDA,

e a memória de meu

## A G R A D E C I M E N T O S

Este trabalho foi realizado sob a orientação dos Profs. Fernando Cláudio Zawislackje Rajendran e Narain Saxena. Agradeço a eles os ensinamentos que me transmitiram durante o proveitoso convívio destes dois últimos anos

Agradeço, ainda ao Prof. Ilda Dawid Goldman e Lejbman, do Instituto de Física da Universidade de São Paulo, pelas valiosas discussões e sugestões apresentadas.

Um agradecimento especial a bolsista Lúcia C. Jahnel, pela confecção de alguns gráficos e do auxílio prestado na preparação dos dados experimentais para o posterior cálculo computacional.

, À Dra Lais Pimenta de Moura, que orientou os meus primeiros passos em pesquisa.

Ao grupo do Instituto de Física da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, pelo auxílio dado a este grupo na aplicação da Técnica de Correlação Angular.

Aos colegas dos diversos setores do Instituto de Energia Atômica, que contribuíram direta ou indiretamente para o bom termo deste trabalho, em particular, aqueles pertencentes às Coordenadorias de Física Nuclear, Operação e Manutenção do Reator, Instrumentação e Eletrônica Nuclear, a Oficina Mecânica e ao Centro de Processamento de Dados; em especial ao Dr. R. Fulfaro pelo apoio dado; ao Eng<sup>o</sup> Hertz pelas irradiações das fontes utilizadas e aos técnicos Dawid e Walter, pelos reparos no instrumental eletrônico.

Às senhoritas Margaret Miller Robertson e Oliver C. Basso, pelo paciente trabalho de datilografia.

Desejo, finalmente, manifestar meu reconheci

mento à Comissão Nacional de Energia Nuclear e ao Governo do Estado de São Paulo, que através do Instituto de Energia Atômica de São Paulo, financiara\* a realização deste trabalho.

## R E S U M O

Foi feita a medida da Correlação Direcional de transições  $\gamma$  no  $^{71}\text{Ga}$  e  $^{69}\text{Ga}$  a partir do decaimento do  $^{71}\text{Zn}$  e  $^{69}\text{Ge}$ , respectivamente, usando um espectrômetro gama a Ge(Li)-NaI(Tl). A associação de spins para os níveis a 390(1/2<sup>+</sup>), 487(5/2<sup>+</sup>), 512(3/2<sup>+</sup>), 964(5/2<sup>+</sup>), 1107(7/2<sup>+</sup>), 1494(9/2<sup>+</sup>) e 2247 KeV(7/2<sup>+</sup>) no  $^{71}\text{Ga}$  e 318(1/2<sup>+</sup>), 514(5/2<sup>+</sup>), 872(3/2<sup>+</sup>), 1106(5/2<sup>+</sup>, 3/2<sup>+</sup>), 1336(7/2<sup>+</sup>) e 1923 KeV(?/2) no  $^{69}\text{Ga}$  confirmam os resultados de estudos anteriores nestes núcleos.

A Correlação Direcional permitiu obter-se também as razões das misturas multipolares  $\rho(E2/M1)$ , de varias transições  $\gamma$  em ambos os núcleos. Os resultados são:  $\rho(121) \approx -0,2 \pm 0,4$ ,  $\rho(1^*2) = 0,04 - 0,04$ ,  $\rho(386) = -0,003 - 0,014$ ,  $\rho(487) = 0,04 - 0,07$ ,  $\rho(512) = -0,14 - 0,10$ ,  $\rho(620) = 1,3 \pm 0,3$ ,  $\rho(753) = 0,00 - 0,01$  e  $\rho(964) = 0,6 \pm 0,3$  para as transições do  $^{71}\text{Ga}$  e  $\rho(234) = 0,28 - 0,04$  ou  $0,08 - 0,02$ ,  $\rho(587) \approx -1,1 - 0,08$ ,  $\rho(1051) = 0,0 - 0,10$  e  $\rho(1349) = 0,13 \pm 0,03$  para as transições do  $^{69}\text{Ga}$ . Os resultados experimentais são discutidos em termos de vários modelos nucleares aplicáveis aos núcleos de A-ímpar desta região. <

# A B S T R A C T

71

The directional correlations of  $\nu$ -transitions in  $^{71}\text{Ga}$  and  $^{69}\text{Ga}$  have been measured from the decay of  $^{71}\text{Zn}$  and  $^{69}\text{Ge}$  respectively using a Ge(Li)-NaI (ff) gamma spectrometer. Spin assignments to the levels in  $^{71}\text{Ga}$  at 390(1/2), 487(5/2), 512(3/2), 964(5/2), 1107(7/2), 1494(9/2\*) and 2247 KeV(7/2), and in  $^{69}\text{Ga}$  at 318(1/2), 574(5/2), 872(3/2), 1106(5/2), 1336(7/2), and 1923 KeV(7/2) confirm the results of previous studies on these nuclei. The multipole mixing ratios  $\rho(E2/M1)$  for several  $\gamma$ -transitions in both nuclei have been determined from the present angular correlation data. The results are:  $\rho(121) = -0.2 \pm 0.04$ ,  $\rho(142) = 0.04 \pm 0.04$ ,  $\rho(386) = -0.003 \pm 0.014$ ,  $\rho(487) = 0.04 \pm 0.07$ ,  $\rho(512) = -0.14 \pm 0.10$ ,  $\rho(620) = 1.3 \pm 0.1$ ,  $\rho(753) = 0.00 \pm 0.01$  and  $\rho(964) = 0.6 \pm 0.1$  for transitions in  $^{71}\text{Ga}$  and  $\rho(234) \gg 0.28 \pm 0.04$  or  $0.08 \pm 0.02$ ,  $\rho(587) = -1.1 \pm 0.08$ ,  $\rho(1051) \gg 0.0 \pm 0.10$  and  $\rho(1349) = 0.13 \pm 0.03$  for transitions in  $^{69}\text{Ga}$ . The experimental results are discussed in terms of various nuclear models which are applicable for the odd-A nuclei in this mass region.

Capítulo I - RESUMO TEÓRICO	4
1-1 Princípios Gerais da Correlação Angular	4
1-1.1 Introdução	4
1-1.2 Correlação angular direcional gama-gama	5
1-1.3 Função correlação angular	7
1-1.4 Correlação angular tripla	8
1-2 Sobre os Modelos Nucleares	10
1-2.1 Introdução	10
1-2.2 Modelo de camadas	10
1-2.3 Modelo de partícula simples	11
1-2.4 Modelos coletivos	13
1-2.5 Acoplamento de partícula e movimento coletivo.	16
1-2.6 Considerações finais	18
1-3 Interação dos Núcleos com o Campo Eletromagnético.	20
1-3.1 Introdução	20
1-3.2 Probabilidade de transição	20
Capítulo II - INSTRUMENTAÇÃO E ANÁLISE DOS DADOS	24
II-1 Instrumentação	24
II-1.1 Introdução	24
II-1.2 Detetores gama	25
II-1.3 Espectrômetro para correlação angular gama-gama.	26
II-1.4 Sistema eletrônico integral	27
II-1.5 Sistema eletrônico diferencial	28
II-2 Análise dos dados	32
II-3 Testes Experimentais	35

Capítulo III - CORRELAÇÃO ANGULAR DO $^{71}\text{Ga}$	37
III-1 Introdução	37
III-2 Técnica Experimental	38
III-3 Resultados experimentais da correlação angular	42
III-3.1 Dados anteriores do $^{71}\text{Ga}$	42
III-3.2 Dados obtidos neste trabalho	43
III-4 Meia-vida do nível a 1494 KeV	50
Capítulo IV - CORRELAÇÃO ANGULAR DO $^{69}\text{Ga}$	52
IV-1 Introdução	52
IV-2 Técnica Experimental	56
IV-3 Resultados experimentais da correlação angular	59
IV-3.1 Dados anteriores do $^{69}\text{Ga}$	59
IV-3.2 Dados obtidos neste trabalho	60
Capítulo V - ANÁLISE DOS DADOS EXPERIMENTAIS	68
V-1 Introdução	68
V-2 Parâmetros experimentais	68
V-3 Análise em termos de modelos nucleares	72
Capítulo VI - CONCLUSÕES	77
REFERÊNCIAS	80



## I N T R O D U Ç A O

O entendimento e a interpretação das propriedades nucleares, como consequência direta das forças que atuam entre as partículas do núcleo atômico, tem sido possível devido à grande quantidade de dados experimentais obtidos nos últimos anos, embora, os resultados não sejam suficientes, ainda, para um conhecimento completo de tais forças. Simultaneamente, a Física Teórica tenta explicar os fatos observados experimentalmente, descrevendo as propriedades nucleares através de modelos.

O processo utilizado pelos físicos experimentais, na inspeção da estrutura nuclear, resume-se nas medidas de certos parâmetros característicos do núcleo atômico (por exemplo, spin, paridade, energia, momento de quadrupolo, etc..). As medidas desses parâmetros exigem técnicas especiais e entre elas a de Correlação Angular, baseada na medida de coincidências ocupa, sem dúvida alguma, posição de destaque. Desde a sua introdução experimental, em 1947, o equipamento e os métodos de estudo tiveram grande desenvolvimento abrangendo, atualmente, aplicações não só na Física Nuclear, com também; a outros campos da Física. Um exemplo típico da influência do desenvolvimento do instrumental, nesta técnica, é o advento dos detectores de Ge(Li), com resolução em energia muitas vezes superior aos de NaI(Tl), o que possibilitou medidas de raios gama antes não realizáveis.

São apresentadas aqui, as correlações angulares gama-gama das transições mais intensas de dois núcleos  $^{71}\text{Ga}$  e  $^{69}\text{Ga}$ , com spin ímpar, e classificados como esféricos; parte de um estudo sistemático na região  $69 - A - 85$ . onde já

medimos outros isótopos, tais como  $^{76}\text{As}$  e  $^{80}\text{Br}$ . Devido ao espectro de níveis a baixa energia, complexo, desses isótopos, foi necessário a utilização de detetores de Ge(Li) (somente com esses detetores tais medidas são realizáveis com boa precisão). Além das medidas das multipolaridades das transições gama dos níveis de paridade ímpar, desses núcleos, foi possível obter-se informações sobre dois estados (no  $^{71}\text{Ga}$ ) com paridade par, sobre os quais se tinha poucas informações, dificultando a sua interpretação teórica. A exposição dos resultados acima é acompanhada de uma descrição sucinta da técnica empregada, orientando sua análise e interpretação no sentido de evidenciar o limite de aplicação das conclusões das atuais teorias. Pensamos, então, que ficam atendidos os objetivos das medidas experimentais relatados neste trabalho.

No primeiro capítulo são apresentados resumos teóricos sobre os tópicos: Correlação angular direcional gama-gama, modelos nucleares e interações dos núcleos com o campo eletromagnético. O capítulo II contém uma descrição dos arranjos experimentais usados para a realização das medidas, e o método empregado no tratamento dos dados experimentais. Os dois capítulos seguintes destinam-se ao relato das medidas efetuadas, e uma análise prévia dos resultados, sendo que o capítulo III trata do núcleo  $^{71}\text{Ga}$  e o capítulo IV do  $^{76}\text{As}$ . No capítulo V é feita a análise comparativa desses resultados com os dos modelos nucleares. Finalmente, são apresentadas, as conclusões e discutidas as possibilidades da presente técnica.

As formulas matemáticas são numeradas para cada capítulo» antecedendo-se **HO** numero de ordem o do capítulo, em algarismo romano. As tabelas e figuras são numeradas continuamente, e estão distribuídas no texto na sequência em que são citadas. As referências bibliográficas são numeradas independentemente do capítulo, e se encontram após as conclusões.

# C A P Í T U L O

## I

### RESUMO TEÓRICO

#### I - 1 Princípios Gerais da Correlação Angular?

##### 1-1.1 Introdução

Em 1940, Dunworth sugeriu <sup>^</sup> pela primeira vez a possibilidade da existência de uma correlação angular, entre radiações nucleares sucessivas. Estudos teóricos detalhados sobre o assunto foram feitos no mesmo ano por Hamilton<sup>^</sup>, e em 1946 Goertzel<sup>^</sup> ampliou esse trabalho considerando perturbações extranucleares. As primeiras evidências experimentais foram obtidas por Brady e Deutsch<sup>^</sup>, em 1947.

Atualmente tanto a teoria quanto a técnica estão desenvolvidas de tal modo que permitem a sua utilização como padrão em espectroscopia nuclear. Há um número razoável de publicações completas sobre o assunto como as de Biedenharn e Rose<sup>^</sup>, H.Frauenfelder e R.M.Steffen<sup>^</sup> e H.J.Rose e D.M. Brink<sup>^</sup>,

A dependência angular dos fons emitidos (por um núcleo) com o eixo do spin nuclear não pode ser observada em condições normais, pois a distribuição ao acaso da orientação desses spins, na amostra radioativa, provoca isotropia angular. Entretanto, se os mesmos forem alinhados ou, se pudermos selecionar núcleos orientados em uma determinada direção, o padrão pode ser anisotrópico.

Há vários métodos de obter-se tal orientação (ou seleção). um deles consiste em se aplicar um campo magnético, ou

gradiente de campo elétrico, em amostras a baixa temperatura, o que tende a provocar alinhamento em relação ao eixo do campo.

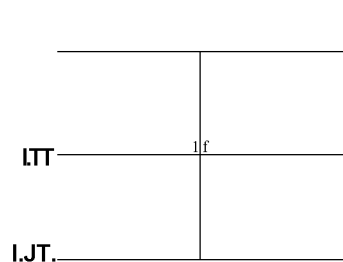
Outra técnica consiste em fixar-se a direção da primeira transição gama ( $\gamma^1$ ) e medir-se a distribuição da segunda ( $\gamma^2$ ) em relação à primeira, o que seleciona núcleos com spins orientados em uma determinada direção, e não mais ao acaso, provocando um padrão quase sempre anisotrópico.

Ha outros fatores que influenciam a correlação, como por exemplo, perturbações do estado intermediário por campos extranucleares. Essas perturbações podem ser negligenciadas, quando a vida-média ( $T$ ) do estado intermediário é muito pequena ( $10^{-10}$  seg) ou, a forma física da amostra permite (fontes líquidas, em geral diluídas).

O termo "Correlação Angular Direcional" utilizado neste trabalho, implicará apenas na observação das direções das radiações nucleares a qual permite obter informações sobre os spins dos níveis nucleares e multipolaridades das transições. Informações sobre as paridades desses níveis podem ser obtidas, através da observação da polarização (linear ou circular) das radiações.

#### 1-1.2 Correlação Angular Direcional Gama-Gama

A Figura 1a mostra um esquema típico de níveis nucleares onde  $L_0(n-1,2)$  é a multipolaridade de mais baixa ordem da transição  $\gamma_0(n-1,2)$ , e  $w$  a sua paridade. A Figura 1b mostra um esquema simplificado da geometria utilizada para medidas de correlação angular.



(a)



eoinc.

&lt;b&gt;

Fig. 1\

- a) Esquema típico de níveis nucleares com os parâmetros mais importantes.
- b) Esquema simplificado do arranjo experimental para medidas de correlação angular.

O experimento consiste em determinar o **numero de** coincidências (9), onde  $\theta$  é o ângulo entre os eixos **dos** dois detetores; isto é, o número de fons  $Y_2$ , emitidos na direção  $K_2$  (dentro de um angulo solido  $d\Omega_2$ ) formando um angulo  $\theta$  com a direção (dentro de um angulo solido  $d\Omega_1$ ) da primeira radiação. Essas coincidências corrigidas e representadas por  $W^*P(\theta)$  são comparadas com os valores teóricos de  $W(\theta)$  para a sequência de spins  $1^+ - I - I_2$ , providenciando as informações desejadas sobre certos parâmetros nucleares.

\

O resultado teórico de  $W(\theta)$  pode ser obtido **através** da teoria **dos** grupos, álgebra de Racah, ou o formalismo de matriz densidade. Uma discussão completa encontra-se no trabalho de Rose e Brink<sup>4</sup>.

### 1-1.3 Função Correlação Angular

Supondo-se uma sequência de transições gama como a da figura 1a e o arranjo experimental esquematizado na figura 1b (o detetor 1, permanece fixo enquanto o detetor 2 pode **ser** deslocado para varias posições angulares), demonstra-se (ref. 7), que a expressão da função correlação angular ( $W(\theta)$ ) é da **por:**

$$W(\theta) = \sum_{\lambda} A_{\lambda}(Y_1) A_{\lambda}(Y_2) \quad (1.1)$$

com  $0 \leq \lambda \leq \min(2I_1, 2L_1, 2L_2)$

$$A_{\lambda}(Y) = \sum_{\mu} C_{\lambda \mu}^{\mu} W_{\lambda \mu}^{\mu} \quad (1.2)$$

$$A_{\lambda}(Y) = \sum_{\mu} C_{\lambda \mu}^{\mu} W_{\lambda \mu}^{\mu} \quad (1.3)$$

$$i * q$$

$$A_{\lambda}(Y) = \sum_{\mu} C_{\lambda \mu}^{\mu} W_{\lambda \mu}^{\mu} \quad (1.4)$$

Nessas expressões as quantidades são definidas como:  
 $(\cos \theta)^n$  • polinómio de Legendre de ordem  $n$ ,

$F_n$  » coeficientes de Ferentz e Rosenzweig tabelados na ref.8,

$L_n$  •  $L_n + 1$ , onde  $t_n(n \gg 1, 2)$  e a multipolaridade de mais  
 baixa ordem da transição  $Y_n$ .

$6_n(n \gg 1, 2)$  é a razão da mistura multipolar (melhor definida  
 em 1.3), isto é:

$$\frac{I_n^*}{I_n} = \frac{\text{Intensidade } L_n}{\text{Intensidade } L_n} \quad (1.5)$$

Retornando à expressão (1.1) verifica-se que ela é válida se:

- a. O estado intermediário (I) foi alinhado, o que é obtido pela observação, da direção de uma das transições' em relação à outra.
- b. As contribuições multipolares acima das duas\*de - mais baixa ordem forem negligenciáveis, em relação a estas.

#### 1-1.4 Correlação Angular Tripla (1,3)

í

$$\begin{array}{r}
 \mathbf{V} \quad *2 \\
 (L_2 \cdot L_2) \\
 ?2 \\
 \mathbf{V} \quad *3 \\
 (L_3 \cdot L_3) \\
 ^13 \gg \quad *3
 \end{array}$$



É possível obter-se uma expressão, para a função correlação angular da transição  $I_3 \rightarrow I^+$ , sem a observação de  $Y_2$  do esquema acima. Para isso basta a introdução de um fator de correção em (1.1), tal que;

$$C^* = \frac{1}{2} \text{Re} \left[ \frac{A_{K, n}^{(I_3)} \cos \theta}{A_{K, n}^{(I_2, I_3)}} \right] \quad (1.6)$$

onde,

$$U_{K, n}^{(I_2, I_3)} = \left\{ \frac{1}{2} (L_{2, 1}^{(I_3)})^2 + U_{K, n}^{(L_2, I_2, I_3)} \right\} y / (1 + \frac{1}{2}) \quad (1.7)$$

As expressões para  $A_{K, n}^{(Y_{2, 1})}$  e  $\hat{\theta}_{K, n}$  são definidas da mesma maneira que (1.3) e (1.5), respectivamente, e os coeficientes  $U_{K, n}$  estão tabelados na ref.7.

## 1 - 2 Sobre os Modelos Nucleares

### 1-2.1 Introdução

A interpretação dos resultados experimentais apresentados neste trabalho envolve a comparação com cálculos teóricos baseados em várias aproximações e modelos nucleares aplicáveis na região a que pertencem os núcleos  $^{66}\text{Ga}$  e  $^{71}\text{Ga}$ . A seguir fazemos um resumo das ideias mais importantes de alguns modelos nucleares de aplicação mais geral. O detalhamento das aproximações diretamente usadas no presente trabalho será feito ao discutirmos os casos específicos nos capítulos seguintes.

### 1-2.2 Modelo de Camadas

Há certas propriedades nucleares que demonstram alguma periodicidade, semelhante as encontradas na Física Atômica na posição dos gases nobres. Exemplo típico dessa periodicidade é a energia de separação do último próton (ou nêutron) que apresenta descontinuidades (altos valores) em  $Z = 2, 8, 20, 28, 50$  e  $82$  (ou  $N = 2, 8, 20, 28, 50, 82$  e  $126$ ). Efeito similar ocorre com o número de isótopos e isótonos estáveis quando  $Z$  ou  $N$  tem os valores acima (chamados números mágicos). O momento de quadrupolo elétrico dos núcleos ímpares é pequeno quando o número de núcleons ímpares é próximo dos números mágicos, indicando que os núcleos com  $Z$  e/ou  $N$  mágicos são esféricos, ou aproximadamente esféricos.

Tais propriedades encorajam a construção de um modelo nuclear de camadas em que:

- Os nucleons movimentam-se independentemente, sujeitos a um potencial central médio, produzido por todos os nucleons, o

que é obedecido, desde que o caminho livre médio relativo a colisões seja grande comparado as dimensões do sistema (isto é, os nucleons devem percorrer uma orbita completa).

O potencial que melhor se ajusta é o de Woods-Saxon, intermediano do poço quadrado e ao oscilador harmônico, embora não reproduza bem "os números mágicos altos e seja degenerado em  $3$  (momento angular total). Essa dificuldade é removida introduzindo-se na Hamiltoniana da partícula um termo proporcional a  $l \cdot s$  ( $l$ ,  $s$  » momento angular orbital e de spin), representando uma interação spin-orbita.

A ref. (10) dá uma boa introdução geral sobre o modelo de camadas.

I

### 1-2.3 Modelo de Partícula Simples

A versão mais primitiva do modelo de camadas é o "Modelo Extremo de Partícula Simples (MEPS)", onde neutrons e protons devem preencher suas camadas independentemente e aos pares. Nesse modelo todas as propriedades nucleares são reproduzidas por uma única partícula não emparelhada, e supõe-se, que as restantes formem um caroço completamente inerte com  $I = 0$  ( $I$  - spin e paridade nucleares) e momento de dipolo magnético e quadrupolo elétrico nulos.

Verifica-se que o modelo é bastante pobre, principalmente quando o núcleo se distancia dos números mágicos (camadas completamente fechadas), devido ao aparecimento de camadas apenas parcialmente preenchidas, e caroço deformado (momento de quadrupolo elétrico diferente de zero). Entretanto, a previsão  $I = 0^+$  para o estado fundamental dos núcleos par-par, é um fato observado experimentalmente, independente da região considerada.

Em núcleos impar-par, próximos das camadas fechadas, o valor  $I^*$  previsto para o estado fundamental ( $I^* \ll j^*$  da partícula impar), pode surgir como estado excitado. Isso é explicado supondo-se que uma das partículas mais internas emparelhada com a última, criando um buraco no caroço, levando o núcleo para um estado energético mais baixo. Nesse caso, o valor de  $I^*$  do estado fundamental é dado pelo buraco. A energia de emparelhamento (responsável pela maior estabilidade do núcleo) deixa de existir quando o nucleón volta para a sua órbita original, produzindo, então, um estado excitado»

É de se esperar que o modelo não se aplique a núcleos impar-impar, desde que para estes há duas partículas desemparelhadas, e o MEPS se propõe a explicar casos em que há apenas um nucleón impar, não fazendo, portanto, qualquer consideração sobre interações de partículas fora do caroço inerte.

Os estados nucleares acima do fundamental são explicados em termos de excitação de partículas para níveis mais energéticos. Nos núcleos ímpares, os primeiros estados nucleares têm sua origem na excitação da partícula desemparelhada (com spins e paridades iguais ao desse nucleón), pois, as do caroço estão fortemente ligadas entre si, devido ao emparelhamento. Nos núcleos par-par todas as partículas estão emparelhadas, e é necessário "quebrar" um desses pares para excitar um só nucleón, o que exige energia alta, se o mesmo estiver próximo das camadas fechadas. Quando isso ocorre, há a criação de um buraco-partícula e o acoplamento entre seus spins produz vários valores gerando ambiguidades, desde que não se pode prever qual deles tem energia mais baixa. Os momentos magnéticos ( $\mu$ ) estimados pelo MEPS não concordam bem com os experimen-

\* o gráfico de  $\mu$  em função de  $j$ . para  $j \gg a-1/2$ , produz duas linhas, chamadas "linhas de Schmidt".

tais, embora, praticamente todos os valores observados permanecem dentro das duas linhas de Schmidt, e mais próximos, em geral, daquela que a teoria prediz, Há várias razões que podem explicar essas discrepâncias desta teoria simples. Talvez, as mais importantes sejam a ocorrência de interações coletivas e de partícula-carço, desconsideradas pelo modelo. Entretanto, pode-se verificar a importância da partícula desemparelhada em núcleos ímpares quando comparamos os valores de  $n$  (momento magnético) em isótopos que diferem entre si por dois neutrons, tendo o mesmo spin ( $^{69}\text{Ga}$  e  $^{71}\text{Ga}$ ,  $^{151}\text{Eu}$  e  $^{153}\text{Eu}$ , etc). Nestes casos, os momentos magnéticos diferem muito pouco entre si.

O modelo descrito acima pode ser melhorado introduzindo-se alguns refinamentos<sup>(10)</sup>; como por exemplo, considerar o caroço inerte constituído apenas das partículas das camadas completamente fechadas, e os nucleons restantes (da camada parcialmente cheia) interagindo entre si. Assume-se, que essas interações não perturbam apreciavelmente as órbitas de partícula simples.

Este último modelo é conhecido como "Modelo de Partícula Simples", e é importante em cálculos com 3 e até 5 nucleons fora do caroço.

#### 1-2.4 Modelos Coletivos

Ficou claro no parágrafo anterior que o modelo de camadas descreve as forças nucleares por meio de um potencial esférico médio. Esse potencial pode ser generalizado por uma expansão em multipolos, onde o termo de monopolo tem contribuição dominante para o modelo acima. Nesse caso, as partículas que estão se movimentando aos pares, devido a força de

emparelhamento, o fazem incoerentemente. O termo de dipolo representa oscilações de dentro de massa, as quais, não serão consideradas aqui. O próximo termo da expansão representa as forças quadrupolares que atuam a longa distância, e são muito fracas na região de dupla camada fechada. Essas forças podem se tornar suficientemente intensas, tal que, as flutuações de um par perturbam o campo nuclear médio induzindo movimentos coerentes de todos os pares, o que tende a deformar o núcleo.,

Na região aproximadamente esférica a resistência às deformações quadrupolares é debilitada pelas forças acima, provocando oscilações da superfície nuclear. Quando essas oscilações são consideradas harmônicas e de pequena amplitude pode-se escrever:

$$E = \hbar \omega \left( n + \frac{1}{2} \right) \quad (1.8) \text{ onde,}$$

$X$  « ordem do modo de vibração,  
 número de fonons (ou osciladores) de ordem  $X$ , no estado de energia  $E$ ,  
 $\omega_X$  « frequência associada ao modo de vibração  $X$ .

O fonon do tipo  $X$  tem momento angular  $X$  e paridade  $(-)^X$ . Vibrações com  $X = 0$  e  $X = 1$  descrevem oscilações de densidade e centro de massa, respectivamente. A energia " $\hbar \omega_X$ " cresce rapidamente com  $X$  ( $\omega_3 \approx 2\omega_2$  e  $\omega_4 \approx 3\omega_2$ ), espera-se, então, que o primeiro estado excitado dos núcleos vibracionais tenha  $X = 2$  (oscilações quadrupolares),  $n = 1$  (1 fonon) e  $I^\pi = 2^+$ . O estado com 2 fonons das oscilações quadrupolares (acoplamento de dois estados com momento angular, de duas unidades resultando um tripleto  $0^+, 2^+, 4^+$ ) e o de 1 fonon das oscilações octupolares ( $A \approx 3$ ) tem energia da mesma ordem, então,

o segundo nível excitado dos núcleos vibracionais pode ser qual-  
+ •  
quer um dos dois. No primeiro caso, em geral, o tripleto  $0, 2, 4$  não é degenerado (e também não necessariamente na ordem  $0, 2$  e  $4$ ) devido a perturbações que não foram consideradas aqui, mas, o centro de gravidade dos três níveis deve ter aproximadamente o dobro da energia do primeiro estado  $2$  (fato verificado experimentalmente).

A energia  $^2k_0$  é aproximadamente  $2 \text{ MeV}$  para  $A \ll 100$  e  $1 \text{ MeV}$  para  $A \ll 200$ , o que é bem menor que a necessária para excitar uma partícula nos núcleos par-par, próximos das camadas fechadas (números mágicos). Espera-se, então, que os mais baixos níveis desses núcleos, sejam vibrações coletivas, o que se verifica bem na região de  $60 - A - 150$  e  $190 - A - 220$ . Uma boa introdução sobre o Modelo Vibracional (M.V.) descrito acima e dada na ref. 12.

O número de núcleos que não apresenta comportamento vibracional simples, como o descrito acima, é grande, em especial nas regiões  $150 - A - 190$  e  $A > 220$ , onde a forma esférica, não é mais favorecida energeticamente. Isso ocorre porque o movimento fortemente coordenado dos nucleons, adquire correlação direcional, produzindo deformações com rotação de sua orientação no espaço. As vibrações de tais núcleos, são basicamente de dois tipos: as que aumentam e diminuem a deformação, mantendo a simetria primitiva (vibrações- $\beta$ ), e as que de alguma forma tendem a destruir essa simetria (vibrações- $\gamma$ ).

Há evidências experimentais<sup>f131</sup>, de que todos os núcleos fortemente deformados (longe das camadas fechadas) tem simetria axial (aproximadamente), e as vibrações podem ser de consideradas (pelo menos para os primeiros níveis) face as fortes rotações. Nesses casos, a projeção do spin nuclear sobre o

eixo de simetria (K) é um bom número quântico, e, para cada valor do mesmo ha\um grupo d<sup>o</sup> estados com idêntica estrutura intrínseca, chamado "banda rotacional K", com I assumindo os valores de K, k+1, K+2, ... com exceção da banda K=0 onde 1\*\* 0\*, 2\*» 4'...

Âs energias dos níveis da banda rotacional do estado fundamental dos núcleos par-par (K=0) pode ser calculada aproximadamente por:

$$E_{J,K} \approx \frac{J(J+1)}{2I} + \frac{K^2}{2I} \quad (1.9)$$

onde (I é momento de inércia do núcleo.

Os núcleos especificados acima, podem ter, também, estados devido à excitação de partícula, e, para se falar em estados puramente coletivos é necessário que os E<sub>J</sub> sejam bem menores que as energias dos estados de partícula, tal que não haja apreciável mistura de configurações. Os valores de E<sub>J</sub> são pequenos quando o momento de inercia é grande, isto é, o núcleo é fortemente deformado como foi explicado **JRO** início desta exposição. Uma descrição completa sobre o Modelo Rotacional (M. R.), aqui descrito em linhas gerais, encontra-se no trabalho de J..P.Elliot<sup>1133</sup>.

1-2.S - Acoplamento de partícula e movimento coletivo.

Os modelos nucleares até aqui estudados descrevem o núcleo através do movimento intrínseco de umas poucas partículas fora de um caroço par-par, ou do movimento coletivo envolvendo muitos nucleons» e» geralmente, desacoplados, isto é, as vibrações, rotações e estados intrínsecos são tratados sepa



radamente. Entretanto, em muitos casos, tais movimentos não podem ser separados, devido à existência de interações dos graus de liberdade de partícula e coletivos.

Nos núcleos aproximadamente esféricos, há apenas um fraco acoplamento entre o movimento intrínseco e o vibracional, que pode ser tratado pela técnica das perturbações. Contudo, em núcleos de grandes formações, há um forte acoplamento entre o movimento intrínseco e vibracional ou rotacional.

### 1.11

A Hamiltoniana desses sistemas é basicamente da forma:

$$H = H_c + H_p + H_{int} \quad (1.10) \quad \text{onde,}$$

$H_c$  refere-se à parte coletiva e  $H_p$  refere-se às partículas, que pode ser apenas uma ou todas que estão fora da camada cheia;  $H_{int}$  representa as interações entre as partículas e o caroço coletivo. Se o acoplamento é fraco pode-se escrever:

$$H_{int} \approx - \sum_i E_i K(r_i) \sum_{\alpha} a_{\alpha} \mathbf{Y}_{\alpha}(\theta_i, \phi_i) \quad (1.11) \quad \text{onde.}$$

$\theta_i, \phi_i$  " ângulos polares com respeito a um sistema de eixos fixos no espaço,

$\mathbf{Y}_{\alpha}(\theta_i, \phi_i)$  " harmônicos esféricos,

- descreve a variação da forma com respeito a esses eixos e

$K(r_i)$  " contém a dependência radial e a intensidade da interação.

Nos núcleos ímpares, muitas vezes, pode-se considerar uma partícula na camada  $j$  e as outras pertencentes a

um caroço vibracional par-par. O spin e paridade  $J$  do estado fundamental são dados pelo  $j$  da partícula, desde que o caroço tem  $J \gg 0^*$ . Os primeiros estados excitados são formados pelo acoplamento do estado  $2$  de  $1$  fonon do caroço com  $j$  da partícula, resultando em um multiplete com  $|2 - j| - J - 2 + j$ , degenerado em um modelo simples. Embora não haja tantas evidências experimentais  $C^{12}$  para esses níveis quanto para  $J \gg 2$  dos núcleos vibracionais, verifica-se que o multiplete não é degenerado devido à presença de outros estados de partícula ou de fonon.

No segundo caso, descrito no início deste parágrafo, o forte acoplamento dos graus de liberdade de partícula e coletivo impede o tratamento pelo método das perturbações. Nos núcleos ímpares a Hamiltoniana  $H_c$  em (I.10) é tratada como rotacional-vibracional (nos casos mais simples apenas rotacional), com a partícula ímpar (ou todas que estão for. d. camada fechada) movimentando-se no potencial distorcido.

Nesta aproximação o termo de grande importância que surge é o de Coriolis,

$$H_{cor} = - \frac{4-2}{\bullet J} (\dot{J}) \quad (1.12),$$

assim chamado em analogia à força clássica de Coriolis, desde que tem a mesma forma. Esse termo atua no sentido de misturar bandas rotacionais  $K$  com  $K-1$ , principalmente em  $K \ll 1/2$ .

## I"2.6 Considerações finais

O desenvolvimento de uma teoria geral para o núcleo permanece, ainda, como problema não resolvido. Em consequência, os físicos se utilizam de modelos para explicar as propriedades nucleares observadas.

Claramente, os modelos descritos aqui possuem limitações e usualmente são feitas combinações, como tentativa de explicar a estrutura nuclear. As aplicações aos núcleos  $^{67}\text{Ga}$  e  $^{68}\text{Ga}$  são feitas através de acoplamentos semelhantes - aos descritos no paragrafo anterior, os quais serão melhor discutidos nos capítulos finais deste trabalho.

### 1 - 3 Interação dos Núcleos com o Campo Eletromagnético

#### 1-3.1 Introdução

A expressão (1.5) pode ser escrita explicitamente sob a forma:

$$6 \gg A x \frac{\langle I_f \quad \mathbf{110} \rangle}{\dots} \quad (1.13)$$

que contém elementos reduzidos de matriz dos operadores de interação multipolar  $T_{LM}^{<X>}$ , onde  $<X>$  indica interação elétrica ( $<X> \ll e$ ) ou magnética ( $<X> * m$ ), os quais estão bem definidos no apêndice da ref.7. O fator A nessa expressão possui dependência em energia, e pode-se verificar por (1.14) que nos casos de misturas M1, E2 o seu valor é  $0,835 E^{\wedge}$ , onde  $E^{\wedge}$  é a energia do estado inicial.

As informações sobre esses elementos de matriz podem ser obtidas através do cálculo das interações dos núcleos com o campo eletromagnético. Um estudo completo sobre esse tipo de interação é feito por Moszkowski. Sumariamos aqui, apenas os resultados mais importantes.

#### 1-3.2 Probabilidade de Transição

- f 1 2 1

A probabilidade de transição  $\nu$  pode ser expressa sob a forma:

$$T (<X>L; I_i - I_f) = \frac{\dots}{(2L+1)II^2} \frac{,2L*1}{t} B(<X>L) \quad (1.14)$$

onde,

$$B (<X>L; I_i - I_f) = \frac{\dots}{kM} \dots \quad (1.15)$$

é chamado probabilidade de transição reduzida, e pode ser simplificado para,

$$P_{if}(\langle X \rangle_L; I_i, I_f) = \frac{-1}{Z l_i + 1} |\langle I_f | T | I_i \rangle|^2 \quad (1.16)$$

O operador de transição elétrica está associado a paridade  $(-)^L$  enquanto que o magnético a  $(-)^{L+1}$ . Tanto a paridade quanto o momento angular devem ser conservados, o que dá origem às regras de seleção resumidas na tabela 1, onde:

$$|I_f - I_i| \leq L \leq I_i + I_f \quad \text{e} \quad \Delta I = 0, \pm 1$$

T A B E L A 1

$\langle X \rangle_L$	$\Delta I$	$\Delta l_i$ ou $I_i \neq 0$
E1	-	0, 1
M1		0, 1
E2	+	0, 1* 2
M2	-	0, 1, 2,
E3	-	0, 1, 2, 3
M3	•	1 0, 1, 2, 3

Regras de seleção para as transições-elétricas e magnéticas.

A probabilidade reduzida de transição para a absorção  $B(\langle X \rangle L; I_i - I_j)$  esta relacionada à probabilidade reduzida de transição para a emissão  $B(\langle X \rangle L; I_i - I_j)$  por:

$$B(\langle X \rangle L; I_i - I_j) = \frac{1}{2} B(\langle X \rangle L; I_i - I_j) \quad (1.17)$$

Para a dedução das expressões (1.14) a (1.17) não se faz nenhuma hipótese sobre o modelo, são equações gerais que tanto podem descrever transições em que participem todos os nucleons ou apenas parte deles.

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 (MEPS) para um núcleo de mesma massa; observa-se, então, se a transição é mais lenta ou mais rápida que a calculada com o modelo. Supõe-se que a partícula fora da camada fechada move-se em uma órbita de momento angular  $L$ , com spin inicial total  $I = L + 1/2$  e que faz a transição para o estado de momento orbital nulo, de modo que  $I = 1/2$ . Para o cálculo final 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.; Obtêm-se, desse modo, a estimativa de Weisskopf para as probabilidades reduzidas de transição: .

$$B_{(EL)} = \frac{(\sim - )^2}{4\pi \cdot 3 \cdot L} R^2 \cdot O \quad (1.1,8)$$

$$B_{(ML)} = \frac{(-L - )^2}{4\pi \cdot 3 \cdot L} R^{\wedge \wedge} U n^{\wedge} L, ) - \quad (1.19)$$

com  $R_n = r \cdot A^{1/3}$ , e  $r = 1,2 \cdot 10^{-15} \text{ m}$  c»

Estas estimativas são usadas como unidades de intensidade para transições de uma partícula\*

# C A P Í T U L O

## II

### II-1 Instrumentação

#### II-1.1 Introdução

Os coeficientes em (1.3) e (1.4) são funções dos chamados coeficientes de Racah<sup>^</sup>, os quais impõem um limite superior aos valores de  $K$ , simplificando a expressão (1.1) • 0 limite superior imposto é:

$\langle - \min (2l, 2L^{\wedge}, 2L_2) \rangle$  cujas grandezas estão definidas na figura 1a.

Considerando que as transições de altas multipolaridades são pouco intensas, em relação às transições dipolares ( $L \bullet 1$ ) e quadrupolares ( $L \gg 2$ ), pode-se escrever:

$$W(0) \gg A_{00} P_0(\cos \theta) + A_{22} P_2(\cos \theta) + A_{44} P_4(\cos \theta)$$

(II.D)

Nessa expressão é usual a normalização em relação a  $A_{00}$ :

$$W(\theta) \circ 1 + A_{22} P_2(\cos \theta) + A_{44} P_4(\cos \theta) \quad (II.2)$$

A quantidade mensurável experimentalmente em (II.2) é\* o número de coincidências representado por  $W(\theta)$ ; a sua medida em vários ângulos dá origem a um sistema de equações, que permite o cálculo de  $A_{22}$  e  $A_{44}$  por ajuste de mínimos quadrados. Entretanto, os coeficientes obtidos não podem ser comparados



com a teoria» sem correções para o tamanho finito da fonte, e geometria do sistema. Essas correções, assim como a interpretação dos coeficientes  $A^{\wedge}$ , estão descritas na segunda parte deste capítulo.

As medidas apresentadas neste trabalho, foram feitas através de coincidências de pulsos eletrônicos produzidos nos detetores de radiação por ftons gama. Entre o detetor e a unidade de coincidências, o pulso sofre modificações e análise, em módulos eletrônicos conforme está descrito nos próximos parágrafos.

O arranjo experimental constitui-se basicamente de uma mesa de correlação automática, dois detetores (um fixo e outro movei) e dois conjuntos eletrônicos, um chamado integral e outro diferencial.

#### II-1.2 Detetores Gama

O tipo de detetor escolhido, Ge(Li), NaI(Tl) ou plástico (dopado com chumbo), dependeu dos objetivos da experiência.

O detetor de Ge(Li) possui uma eficiência de 51" daquela do NaI(Tl) (3"x 3") na energia de 1330 KeV do  $^{60}\text{Co}$ . Entretanto, a resolução do primeiro é de 2,5 KeV contra aproximadamente 100 KeV do NaI(Tl), na mesma energia anterior. A-eficiênci-a dos detetores de lucite, dopados com chumbo (51) é bastante inferior aos dois anteriores, assim como a sua resolução - em energia. A melhor resposta em tempo é obtida pelos detetores plásticos, vindo em segundo lugar os cristais de NaI(Tl) pequenos.

Na extremidade ativa desses detetores foi colocado um colimador cônico de chumbo, para evitar detecção de ftons espalhados, o que produziria coincidências indesejáveis.

Nas medidas de meias-vidas curtas, tanto o NaI(Tl), quanto o plástico (Pb), foram acoplados às fotomultiplicadoras rápidas RCA 8875 e 8850 com blindagem magnética. Neste caso, cintiladores menores são preferíveis (1 1/2 x 2 para NaI(Tl) e 1 1/2 x 1 para os plásticos).

O conjunto para medidas integrais é composto de um detector com cristal de NaI(Tl) 3" x 3" Harshaw (unidade integral com fotomultiplicadora acoplada ao cristal), e um de Ge(Li)

3

coaxial com 36cm de volume. Outros pares são possíveis como Ge(Li) - Ge(Li) ou NaI(Tl) - NaI(Tl), mas com o último não se obtém bons resultados para espectros complexos, devido a sua baixa resolução em energia. O detector de Ge(Li) permaneceu fixo sobre a mesa de correlação (descrita no próximo parágrafo), enquanto que o outro movimentou-se com passos de 15°.

### II-1.3 Espectrômetro para Correlação Angular Gama-Gama

O espectrômetro é constituído de um par de detectores ((2) e (4) na figura 2) e uma mesa circular de aço (1).

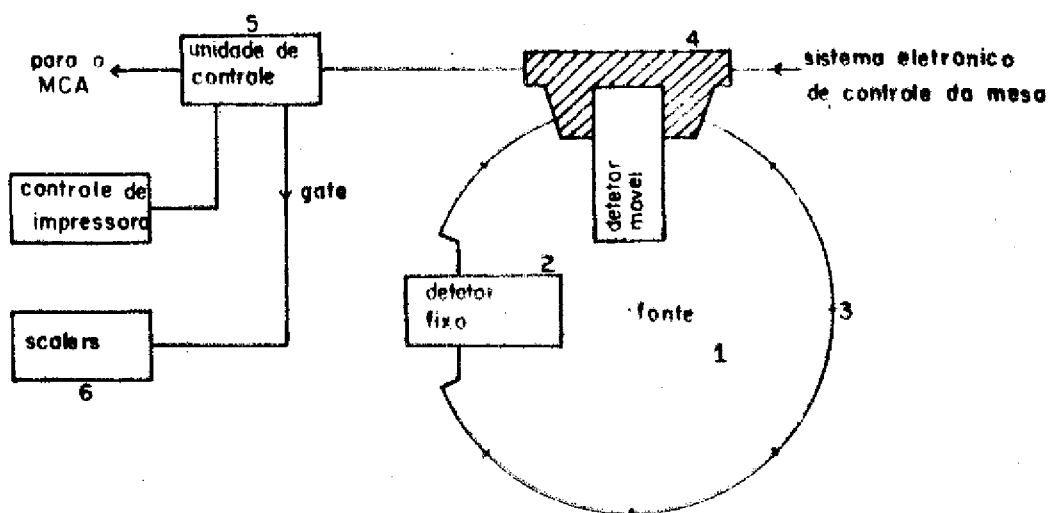


Fig.2 - Esquema indicativo da mesa automática de correlação angular gama-gama.

Um marcador eletrônico de tempo permite prefixar o intervalo que o detetor móvel (4) permanece em cada ângulo. Após esse intervalo de tempo, uma unidade de controle lógico-digital ((4) e (5)) provoca o movimento do detetor para outro ângulo. As posições angulares são pre-fixadas por pequenas chaves de parada (3), que acionam micro-chaves do sistema (4) freando o conjunto.

Os dados coletados são enviados a um analisador multicanal (AMC) de 4096 canais, cuja memória pode ser subdividida em partes, sendo cada uma delas destinada a uma posição angular, do detetor móvel. Para que o AMC "saiba" qual submemória deve operar, as chaves de parada em conjunto com as micro chaves do sistema (4), enviam um sinal em código, para cada ângulo.

Antes do movimento do detetor, a unidade de controle envia um sinal ao "scaler-gate" com a finalidade de comandar a parada dos outros scalers(6), que acumularam as contagens dos dois detetores, e de coincidências. Imediatamente, o controle de impressora aciona uma teletipo para que esses registros sejam impressos e/ou perfurados em fita de papel.

A fonte radioativa (pó ou solução líquida) é colocada em pequenos tubos cilíndricos de lucite, e encaixada em um pino de metal, no centro geométrico do círculo descrito pelo detetor móvel. Esse pino de metal é o eixo de um pequeno motor ( $\ll 4$  rpm), que minimiza qualquer anisotropia na forma da fonte. Sua altura é ajustável, para que a amostra radioativa fique no cruzamento dos eixos centrais dos dois detetores.

#### II-1.4 Sistema Eletrônico Integral

Nas medidas de correlação angular, foram utilizados um detetor de Ge(Li) e um de NaI (Tf) descritos anteriormente.

Os dois canais (Ge(Li) e NaI(11)) esquematizados na figura 3, possuem módulos eletrônicos idênticos, com exceção dos pre-amplificadores (Ortec-113 para o NaI (11) e Ortec-120-2B para o Ge(Li)). A análise em energia é feita por um analisador monocanal (Ortec-420) com ajuste contínuo de atraso 0-1,0 useg e base de tempo no cross-over do pulso bipolar fornecido pelo amplificador Ortec-440. Para as coincidências entre os dois canais utiliza-se o módulo rápido Ortec-414A, onde o tempo de resolução pode ser ajustado continuamente de 30 a 110 nseg, com 90% de eficiência.

Os dois sinais que produzirão registros no analisador multicanal, são retirados do amplificador do canal do Ge(Li) (espectro total com atraso), e do módulo de coincidências (sinal lógico). O "prompt" (espectro total com atraso) produzirá um registro no AMC se o "gate" do mesmo for aberto pelo sinal lógico da unidade de coincidências.

Alem desse espectro (acumulado no AMC), três scalers armazenam o número total de coincidências, e as contagens Simples dos dois detetores, após cada analisador monocanal\*

O desempenho do conjunto é melhorado com a introdução de um estabilizador analógico Canberra, no canal do NaI (11), para compensar eventuais desvios do fator de amplificação.

#### II-1.5 Sistema Eletrônico Diferencial

Este sistema (figura 4) foi utilizado para medidas de meias-vidas curtas de estados nucleares excitados, pelo método de coincidências atrasadas. O tratamento do pulso linear em energia é similar ao sistema Integral, com as mesmas unidades. exceção feita ao módulo de coincidências (substituído por uma unidade de coincidências lentas Ortec-409, com resolução de 1,0 useg)

H V

OE ÉAÍ

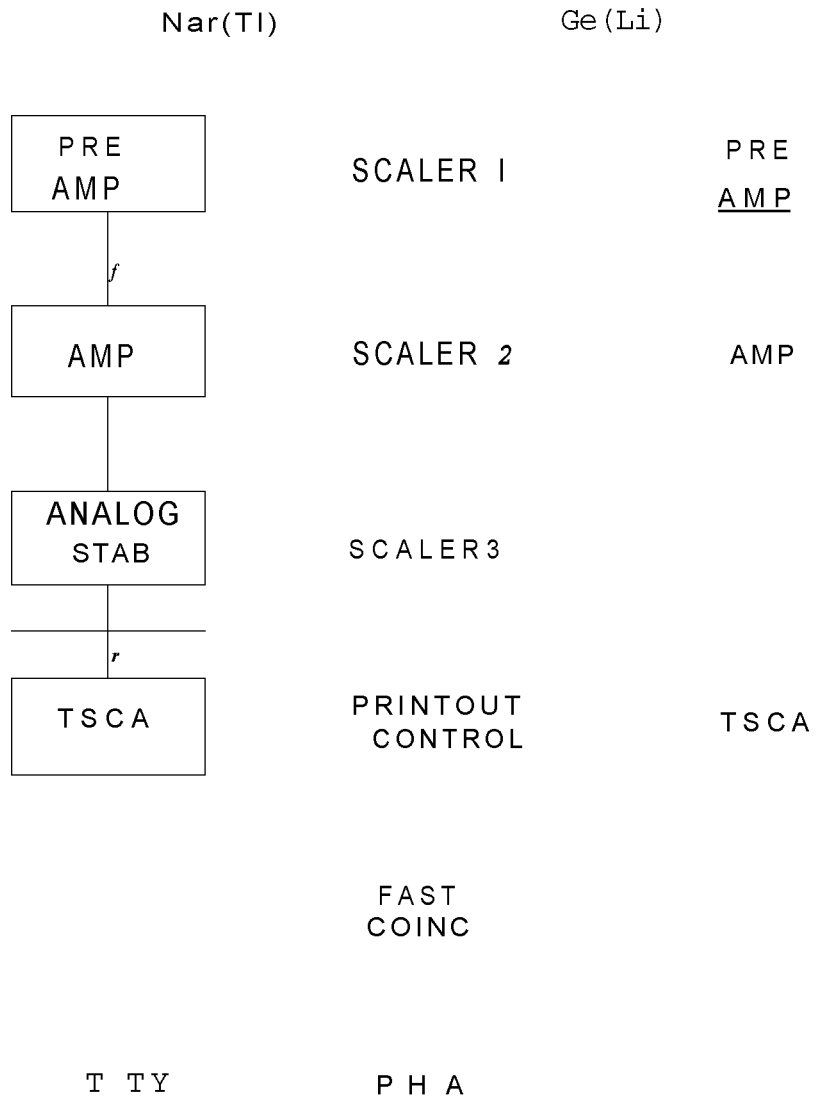


Fig.3 - Sistema eletrônico d<sup>o</sup> correlaçã  
integral»

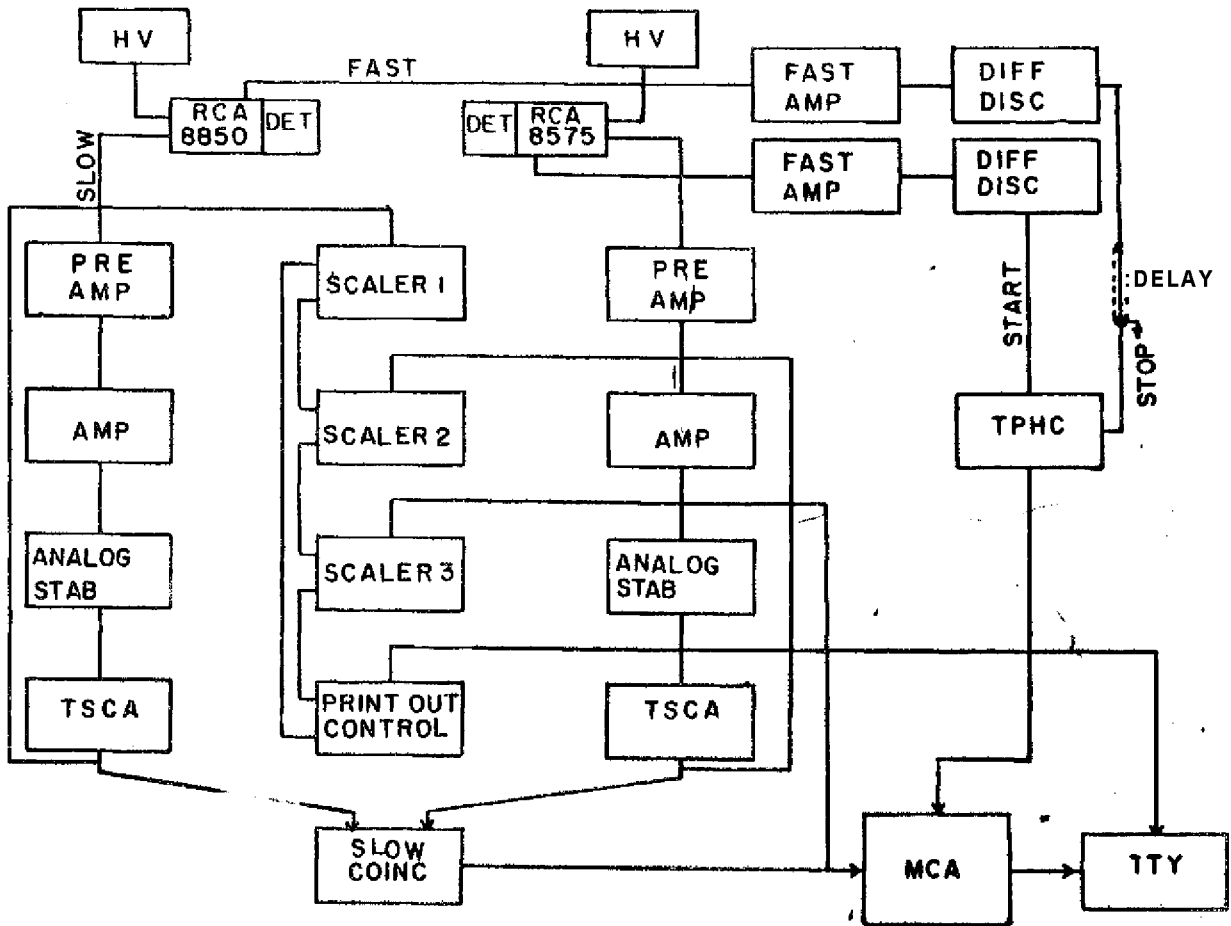


Fig.4 - Sistema eletrônico de correlação diferencial.

Amplificadores EGG-AN 201/N e discriminadores EGG-TD 101/N fazem a análise dos pulsos rápidos negativos - ("start" e "stop"), retirados dos ânodos das fotomultiplicadoras, e a diferença de tempo entre eles é transformada em altura de pulso por um conversor de tempo em amplitude (TAC), produzindo um registro no AMC, se o "gate" for aberto pelo pulso lógico da unidade de coincidências lentas dos canais de energia. O espectro assim obtido representa a diferença de tempo entre a formação do estado intermediário (transição  $1^{\wedge} - I$ ) da cascata, e a sua emissão (transição  $I - I_e$ ), permitindo a determinação da meia-vida ( $T^{\wedge\wedge}$ ) do estado I.

A calibração do sistema é feita introduzindo-se, no canal de "stop", linhas com atrasos conhecidos.

## II-2 - Análise dos Dados

Nas medidas de correlação angular o "gate" para as coincidências foi selecionado no canal do detetor de NaI(T-C), enquanto que o canal do detetor de Ge(Li) forneceu o espectro total, da região de interesse.

O número total de coincidências verdadeiras para cada energia foi determinado, calculando-se a área do fotopico correspondente e corrigindo-se para as coincidências acidentais e contribuição de espalhamento Compton das transições de altas energias no "gate" do NaI(Tl). Um atraso de 110 nseg em um dos canais forneceu o espectro de coincidências acidentais, e a contribuição Compton foi determinada a partir do espectro de coincidências de "gates" adjacentes.

As correções foram feitas para cada ângulo  $\theta$ , conforme (II.3) :

$$W^v(0) = W^m(G) - W^{ac}(e) - W^{co}(G) \quad (\text{II.3}) \text{ onde,}$$

$W^{ac}(e)$  » área do fotopico, do espectro de coincidências acidentais para a energia  $E$ .

$W^{co}(e)$  » área do fotopico, do espectro de contribuição Compton, para a energia  $E$ ,

$W^m(0)$  - área do fotopico, do espectro de coincidências diretas, para a energia  $E$ .

Na expressão (II.3) todas as coincidências ( $w^m$ ,  $W^{co}$  e  $W^{ac}$ ), estão corrigidas para a contagem de fundo.

Desde que são feitas  $n$  medidas em cada ângulo,

$$W_i(\theta) \approx \sum_{j=1}^n W_j(0) \quad (\text{II.4})$$



O numero total de contagens simples (determinadas conforme II-1.4) foi obtido por:

$$C^s(0) = \sum_{i=1}^n C_i^s(0) \quad (\text{II.5}) \text{ onde,}$$

$C_i^s(0)$  • contagem simples da medida  $i$ , do canal do NaI(Tl) ("gate").

Finalmente, as coincidências verdadeiras foram normalizadas em relação as contagens simples de  $90^\circ$ , por:

$$W_{\text{cor}}^v(90) = W_i^v(0) \times \frac{C^s(90)}{C_i^s(0)} \quad (\text{II.6}), \text{ a qual}$$

será chamada simplesmente  $W_{\text{cor}}^v$ . A relação  $W_{\text{cor}}^v = \frac{C^s(90)}{C_i^s(0)}$  permitiu o ajuste das curvas de correlação angular, por mínimos quadrados, do polinômio (II.2).

Os valores de  $A_{kk}^{\text{exp}}$  obtidos pelo ajuste foram corrigidos para a geometria do sistema, isto é,

$$A_{kk} = \frac{\exp(-\mu_{kk} Q)}{Q} \quad (\text{II.7}) \text{ onde,}$$

$$Q = Q(1) \cdot Q(2) \quad \hat{e} \text{ o fator}$$

de correção final, e  $Q(i)$  é a correção para o  $i$ -ésimo detector, tabelado nas refs. (15), (16) e (17), Outras correções, negligenciadas em relação ao erro estatístico, são exaustivamente discutidas na ref. (18).

Os coeficientes  $A_{kk}$  são os únicos dados experimentais e dependem, em geral, de 7 parâmetros (expressões (1.3) e (1.4)) os quais não podem ser determinadas simultaneamente. Entretanto,

to, nas medidas efetuadas neste trabalho uma das duas misturas multipolares (6) era conhecida, e dois spins bem determinados. Isto reduz o problema a sequências de transições do tipo  $I^C^L$ ,  $L$ ) I (Ii2, Lp If com  $\delta^$  ou  $\delta_2$  conhecidos,

A mistura multipolar desconhecida é determinada através de testes de  $x$ , com vários valores do spin desconhecido. Esse teste foi feito por um programa de computador através da expressão:

$$\sum_{j=1}^m \frac{W_{\text{teor}}(0_j) - W_{\text{exp}}(0_j)}{\sigma(0_j)} \quad (\text{II*8}), \text{ com}$$

$W_{\text{teor}}(0_j)$  • valor teórico da função correlação angular, dada por (II.2), para uma determinada sequência de spins ( $I_j, I, I_i$ ).

$W_{\text{exp}}(0_j)$  \* valor experimental obtido para a função anterior, por (II.6), ,

$\sigma(0_j)$  - erro estatístico dado por:

$$\sigma = \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{\sum w(e.)} \quad (\text{II.9})$$

## II-3 - Testes Experimentais

O desempenho dos dois conjuntos foi testado com medidas de correlações angulares e meias-vidas  $\rho$  de núcleos cujos valores são bem determinados, como Ni, As e Ta.

Para a correlação integral do  $^{60}\text{Ni}$  e  $^{75}\text{As}$ , foram utilizados os detetores de Ge (Li) e NaI(Tl) descritos em (II-1.2), acoplados ao sistema eletrônico (II-1.4). A resolução ótima na unidade de coincidências foi de 70 nseg. A tabela 2 mostra que os resultados obtidos concordam com as referências indicadas; e a fig. 5 mostra a curva ajustada para o polinômio  $W(6)$  da sequência 1173 - 1332 KeV do  $^{60}\text{Ni}$ .

Tabela 2

a.  $^{75}\text{As}$ .

cascata	$^{22}$	$^{44}$	referência
121-280 KeV	-0,407-0,05	-0,024-0,008	este trabalho
	-0,404-0,004	-0,009-0,008	(20)
136-264 KeV	-0,023-0,005	-0,009-0,007	este trabalho
	-0,030-0,003	-0,004-0,006	(20)

b.  $^{60}\text{Ni}$

cascata	$^{22}$	$^{44}$	referência
1173-1332 KeV	$0,098^{+0,004}$	$0,0142^{+0,005}$	este trabalho
	0,1020	0,009	teórico

O teste do sistema diferencial foi feito com o  $^{181}\text{Ta}$ , cuja meia-vida do nível a 482 KeV é bem determinado. Utilizou-se dois cristais de NaI(TA) acoplados a fotomultiplicadoras rápidas RCA, e o sistema (II-1.5). O valor obtido ( $\tau_j^{-10,8} - 0,3 \text{ nseg}$ ) concordou bem com a ref. (21) ( $\tau_j^{-10,8} - 0,3 \text{ nseg}$ ) • °

22

"prompt", neste caso, foi obtido com fontes de  $^{181}\text{Ta}$  radioativo, nas energias das transições do  $^{181}\text{Ta}$ .

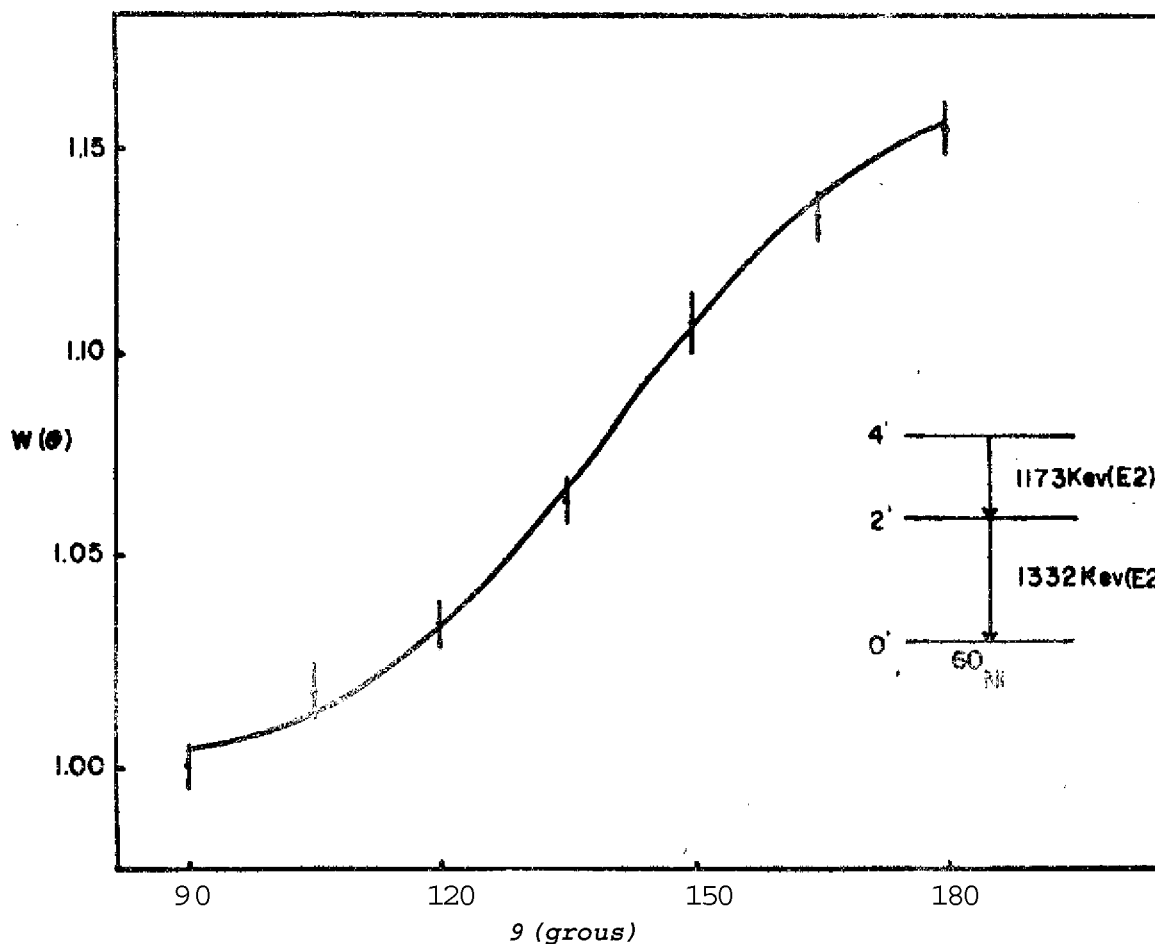


Fig.5 - Resultado da medida  $W(0)$  para a cascata 1173-1332 KeV no  $^{60}\text{Ni}$ .

# C A P Í T U L O

## XII

### "CORRELAÇÃO ANGULAR DO $^{71}\text{Ga}$ "

#### III-1 Introdução

71

Nos últimos anos o núcleo  $^{71}\text{Ga}$  tem sido objeto de vários estudos experimentais através de diversas técnicas: decaimento  $\alpha$  (22) (23) (24) (25), ressonância nuclear fluorescente, reações nucleares  $(n, n'\gamma)$ ,  $(\alpha, \alpha')$ ,  $(\alpha, n)$ ,  $(\alpha, p)$ ,  $(\alpha, \text{Y})$ ; excitação Coulombiana; assim como a correlação angular gama-gama. A concordância quanto ao esquema de energia é boa, entretanto, as medidas de correlações angulares foram efetuadas com detectores de NaI(Tl), os quais não conseguem resolver todas as transições gama do espectro complexo a baixa energia desse núcleo, e além disso tais medidas foram realizadas antes do estudo detalhado do esquema de níveis de Zoller e outros.

Na parte III - 2 deste capítulo são dados alguns detalhes importantes da técnica de medidas complementando aqueles do capítulo II. Na parte III - 3, inicialmente são apresentados

71 -

dados experimentais já conhecidos do  $^{71}\text{Ga}$  e de interesse para a correlação angular, e a seguir as presentes medidas da função correlação angular para as sequências de radiações gama 386-142, 386-596, 386-1107, 386-620, 753-386, 386-(596)-121 (596 KeV não observada), 386(620)-487, 386(142)964, 386(596)512, 596-512 e 620-487 KeV, as quais permitiram associar spins aos níveis envolvidos, e determinar as multipolaridades das transições entre esses níveis.

Na parte III - 4 é descrita a medida do limite superior

da meia-vida  $\lambda^i/i^i$   $\lambda^o \cdot \lambda^* \cdot \lambda^e \cdot \lambda^i$  a 1494 KeV em comparação aos valores de outros autbres.

### III-2 - Técnica Experimental

71

As transições gama do  $^{71}\text{Ga}$  foram estudadas através do decaimento  $^{71\text{m}}\text{Zn}$   $4,1 \text{ h}$   $^{71}\text{Ga}$ , e a fonte radioativa de  $^{71\text{m}}\text{Zn}$  foi obtida por reação  $(n, \gamma)$  de 5 mg de  $\text{ZnO}$  enriquecido a  $67,6\%$  de  $^{70}\text{Zn}$ , no reator do Instituto de Energia Atômica de - Sao Paulo, com irradiações de duas horas em fluxo de  $2 \times 10^{13}$  n/seg.cm<sup>2</sup>. As únicas impurezas detetáveis foram  $^{64}\text{Zn}$  e  $^{66}\text{Zn}$ , as quais não perturbaram a medida.

As vidas-médias muito pequenas ( $<150 \text{ pseg}$ ) dos níveis envolvidos permitiram utilizar amostras em forma 5; po sem que houvesse perturbações da correlação. Além disso, devido ao pequeno tamanho das mesmas, negligenciámos as correções para efeito de absorção e tamanho finito da fonte.

O arranjo experimental utilizado foi o descrito em II-1.3 e II-1.4 com detetores de Ge(Li) e NaI(Tl) discutidos em II-1.2.

As figuras 7, 6a e 6d mostram o esquema de decaimento - 71 parcial do  $^{71}\text{Ga}$  e os espectros gama simples, obtidos, com detetores de Ge(Li) e NaI(Tl), respectivamente. Inicialmente selecionou-se a transição de 386 KeV ("gate") no canal do detetor a NaI(Tl) (fig.6d) com o segundo canal Ge(Li) totalmente "aberto", obtendo-se simultaneamente coincidências com as transições de 121, 142, 487, 512, 596, 620, 753, 964 e 1107 KeV conforme se verifica na fig. 6b.

A seleção posterior de "gate" incluindo ambas as transições 596 e 620 KeV, permitiu coincidências com as energias de 512 e 487 KeV, respectivamente (fig. 6c). Apesar do detetor a

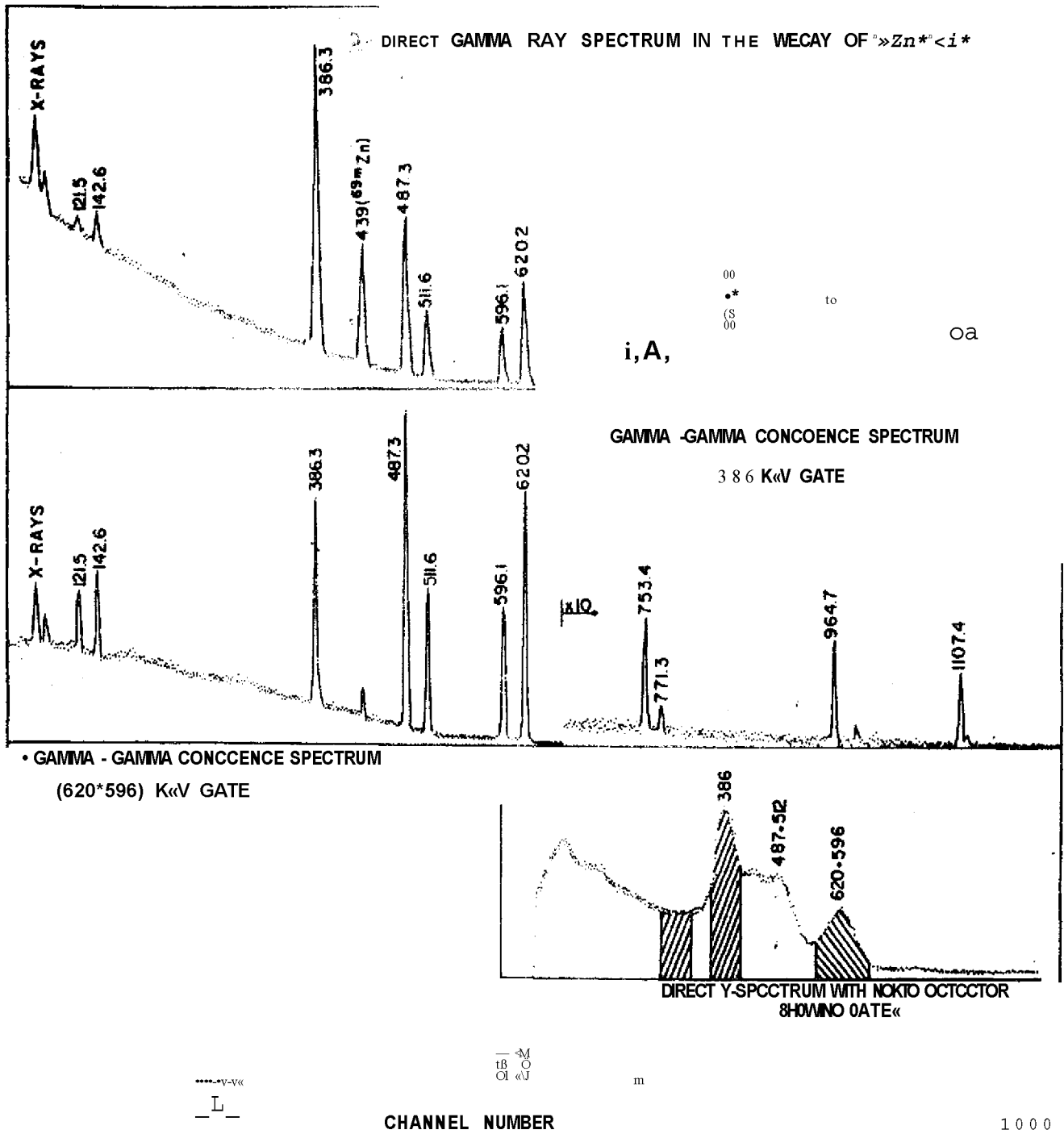


Fig. 6 Espectro gama simples (Ge(Li) e NaI(Tl)) e de coincidencias.

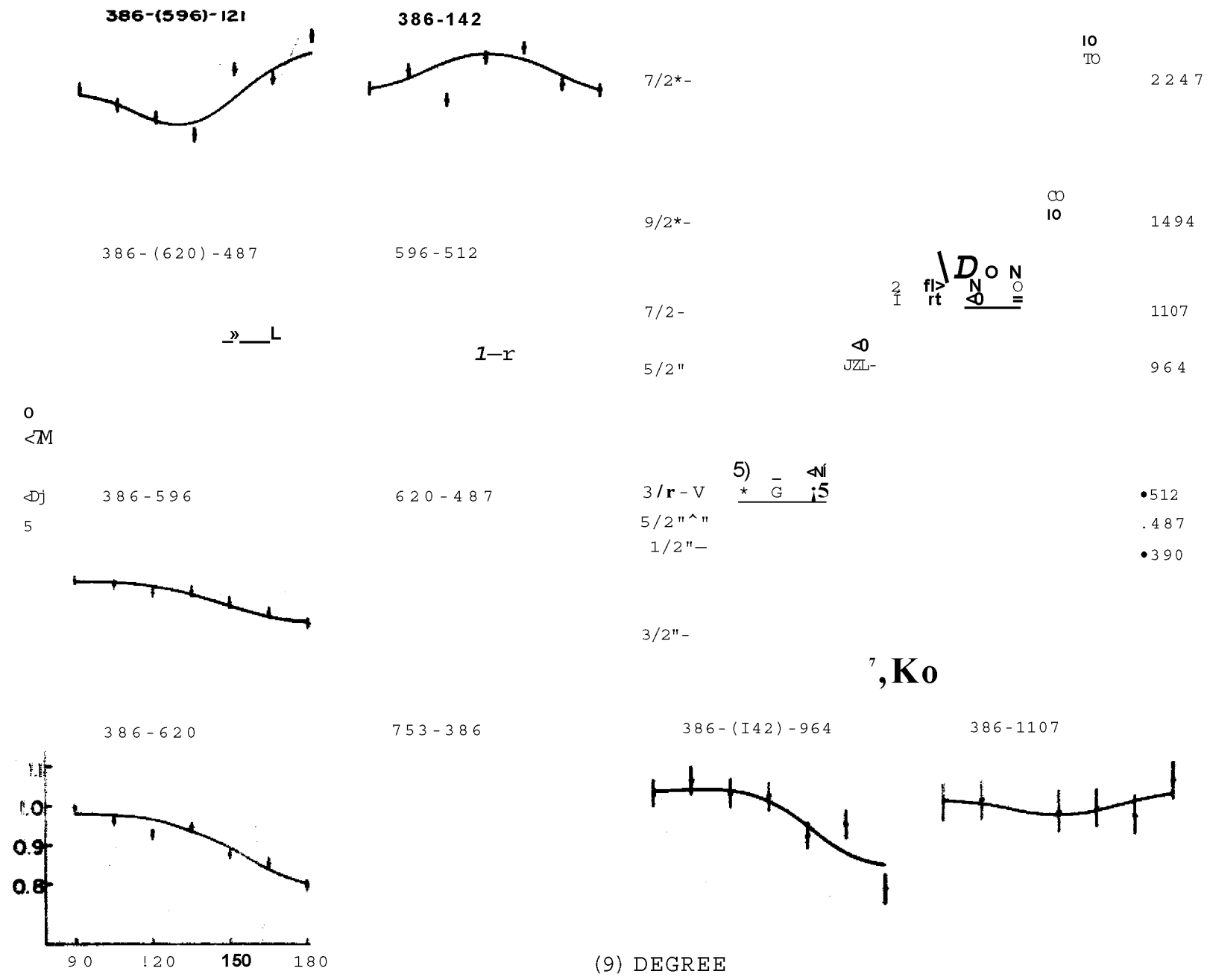


Fig. 7 - Esquema parcial do decaimento do <sup>138</sup>La e curvas da função correlação angular medidas neste trabalho.



NaI(Tl) não ter resolvido as transições do segundo "gate", não houve ambiguidade no espectro de coincidências desde que nenhuma delas está em coincidência simultânea com as transições a 512 e 487 KeV, como pode ser verificado no esquema da fig. 7.

O cálculo do número de coincidências verdadeiras foi feito conforme II - 2, sendo que as acidentais foram menores que 1,51 e a contribuição Compton (20%) só afetou o espectro de coincidências do "gate" de 386 KeV.

A função correlação angular foi medida em um total de 7 ângulos (90, 105, 120, 135, 150, 165 e 180) nos dois quadrantes do espectrometro, sendo que o número de fontes radioativas necessárias para um conjunto de medidas foi variável (de 5 a 8), tendo sido possível contagens de 6 hs contínuas para cada uma delas.

## III-3 - Resultados Experimentais da Correlação Angular

71

111 - 3.1 Dados Anteriores do  $^{111}\text{In}$ 

Nos trabalhos ~ referidos no parágrafo anterior o esquema de desintegração  $^{111}\text{In}$  do  $^{111}\text{Ga}$  é bem determinado, assim como os spins e paridades do seu estado fundamental ( $3/2^-$ ) e do estado metaestável do  $^{111}\text{Zn}$  ( $9/2^{**}$ )  $^{111}\text{In}$ . Outros dados referentes a esse núcleo e de interesse direto para a Correlação Angular encontram-se na tabela 3.

T A B E L A 3

Energia <sup>a</sup> do nível (KeV)	(He <sup>3</sup> , d) <sup>b</sup>  l P	J*	
		(n, n'γ) <sup>c</sup>	Decaimento <sup>d</sup>
0	1	1/2	3/2"
390	1	1/2	1/2"
487	3	5/2	5/2*
512	1	3/2	3/2"
964		7/2	5/2"
1107		7/2 (9/2)	7/2"
1494	4	7/2 (9/2)	9/2'
2247			(7/2')

a. energia do nível conforme ref. 22, 23, 24 e 25.

b.  $l_p$  é o momento angular do proton transferido (ref.28)

**i**

c J assinalado de acordo com a ref. 27.

d. J' assinalado por Zoller e outros (ref. 24).

Na tabela anterior, pode-se verificar que a maioria dos níveis tem os valores de  $I^{\pi}$  confirmados pelas ref. 24, 27 e 28:  $390(1/2^-)$ ,  $487(5/2^-)$ ,  $512(3/2^-)$  e  $1494\text{KeV}(9/2^+)$ , enquanto que, para o nível a 1107 KeV, Zoller e outros<sup>24</sup>, sugerem  $7/2^-$  e Velkley e outros<sup>27</sup>  $7/2^-$  com possibilidade de  $9/2^-$ . Quanto ao nível a 964 KeV esses autores discordam completamente. Tais casos serão analisados com maiores detalhes no próximo parágrafo.

#### 111-3,2 - Dados obtidos neste trabalho

O ajuste dos dados experimentais (coincidências verdadeiras  $w^{exp}(0)$ ) por mínimos quadrados da função correlação angular (II.2), conforme descrito em II-2, permitiu obter-se os coeficientes  $A_{\lambda\lambda}$  e  $k^{\lambda}$ . A tabela 4 mostra os presentes valores (corrigidos para ângulo sólido) e os de outros autores, e a fig.7 as curvas da função correlação angular para as sequências envolvidas.

Os coeficientes  $A_{\lambda\lambda}$  encontrados nas ref. 32 e 33, diferem em alguns casos dos encontrados neste trabalho, isto porque nas duas ref. os autores utilizaram detectores a NaI(Tl), os quais não resolveram as transições 487 e 512 KeV e ainda 596 e 620 KeV, dando origem a interferências entre as correlações.

#### A - Correlações 386-596 KeV, 753-386 KeV e 386-1107 KeV

Foi assumido que a transição 596 KeV ( $1107+512$  KeV) e quadrupolar pura ( $6(596) = 0$ ) com  $I(1107) \gg 7/2$  e  $I(512) = 3/2$ ; o que concorda com as medidas de espalhamento ( $n, n'y$ ) e log ft. A análise por  $x$  (expressão II.8) da cascata 386-596 KeV foi feita com as sequências de spins  $7/2-7/2-3/2$  e  $9/2-7/2-3/2$ , resultando as curvas da fig.8.

RESULTADOS DAS MEDIDAS DA CORRELAÇÃO DIRECIONAL DE TRANSIÇÕES  $\gamma$  NO  $^{66}\text{Ga}$ .

CASCATA GAMA (KeV)	Transição Selecionada (KeV)	$A_{22}$	$A_{44}$	Transição (KeV)	Razão da mistura multipolar $5fE2/M1$
386 - (596) - 121	386	0,031 $\pm$ 0,014	0,165 $\pm$ 0,025	121	-0,20 $\pm$ 0,3 2,4
386-142	386	0,039 $\pm$ 0,011	-0,1.16 $\pm$ 0,019	142	0,04 $\pm$ 0,04
386 - (620) - 487	386	0,023 $\pm$ 0,006	-0,039 $\pm$ 0,010	487	0,12 $\pm$ 0,05
		a) -0	$\approx 0^{**}$		
386 - (596) - 512	386	-0,042 $\pm$ 0,013	-0,012 $\pm$ 0,025	512	-0,08 $\pm$ 0,16
386-596	386	-0,062 $\pm$ 0,009	-0,032 $\pm$ 0,013	386	-0,003 $\pm$ 0,014
		a) -0,0'90 $\pm$ 0,017	0,030 $\pm$ 0,030**		
386-620	386	-0,107 $\pm$ 0,006	-0,043 $\pm$ 0,010	620	1,3 $\pm$ 0,8 0,5
		t>) -0,205 $\pm$ 0,017	-0,064 $\pm$ 0,028		
753-386	386	0,093 $\pm$ 0,029	-0,053 $\pm$ 0,046	753	0,0 $\pm$ 0,01
386 - (142) ^ 965	386	-0,112 $\pm$ 0,032	-0,107 $\pm$ 0,045	965	0,60 $\pm$ 0,9 0,3
386-1107	386	-0,010 $\pm$ 0,036	0,056 $\pm$ 0,061		
		b) -0;017 $\pm$ 0,019	0,096 $\pm$ 0,019		
620-487	620	-0,199 $\pm$ 0,007	0,007 $\pm$ 0,010	487	-0,04 $\pm$ 0,08
		a) -0,140 $\pm$ 0,017	0,080 $\pm$ 0,030**		
		b) 0,223 $\pm$ 0,029	0,07 $\pm$ 0,04		
596-512	596	-0,003 $\pm$ 0,013	0,006 $\pm$ 0,020	S12	-0,20 $\pm$ 0,05
- i					

a) ref. 311 (66Sc 18)

\*\* valores para as transições combinadas 487 + 512 KeV.

b) ref; '33[

valores para as transições combinadas 596 + 620 KeV

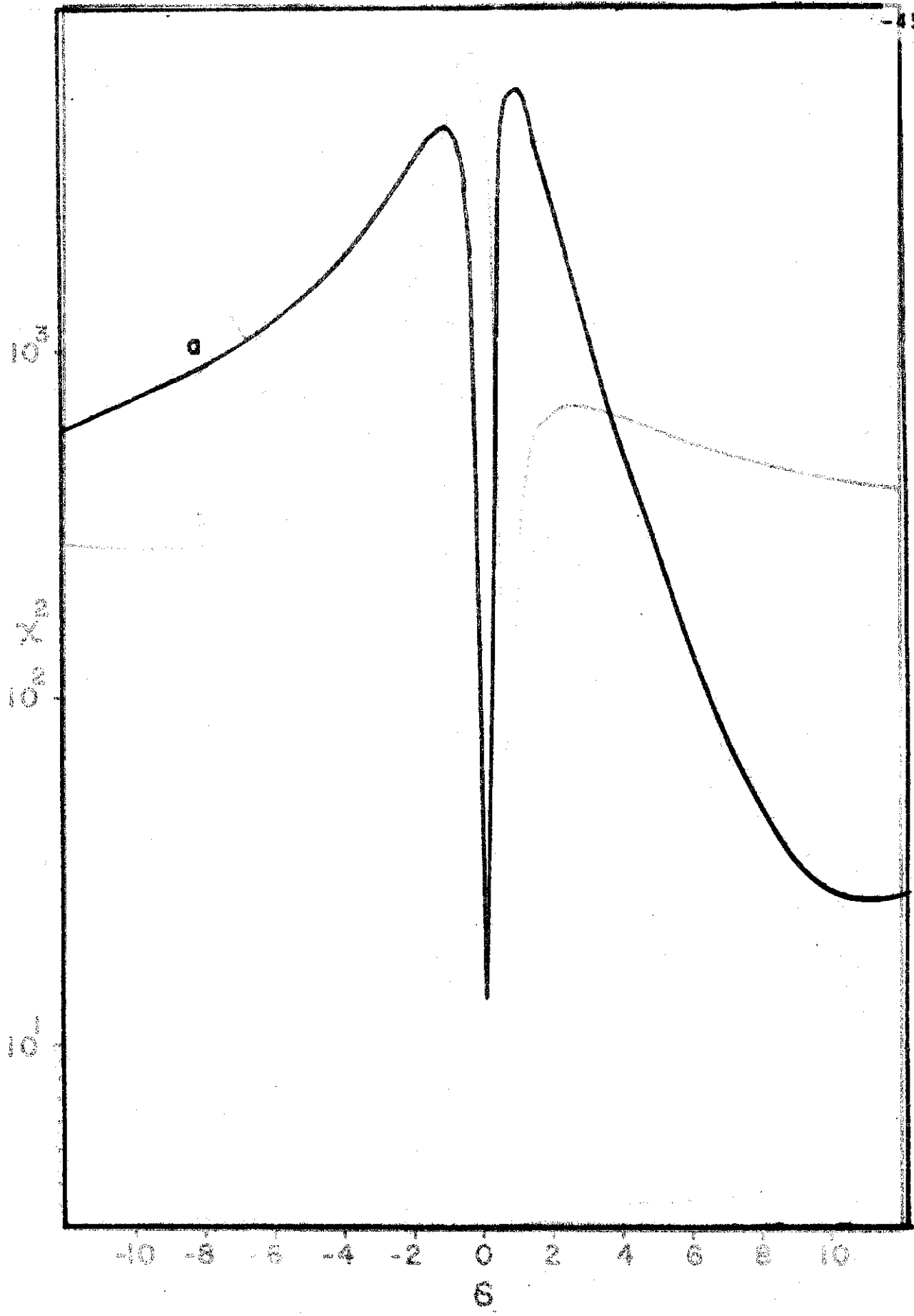


Fig. 9 - Curvas de  $I_{\text{rel}}$  em função de  $B$  (expressas em G) para cascata 386-556-101 do  $^{81}\text{Ga}$  com as seqüências de spins: a)  $9/2^-(1) \rightarrow 7/2^-(2) \rightarrow 3/2^-$  e b)  $7/2^-(1) \rightarrow 5/2^-(2) \rightarrow 3/2^-$ .

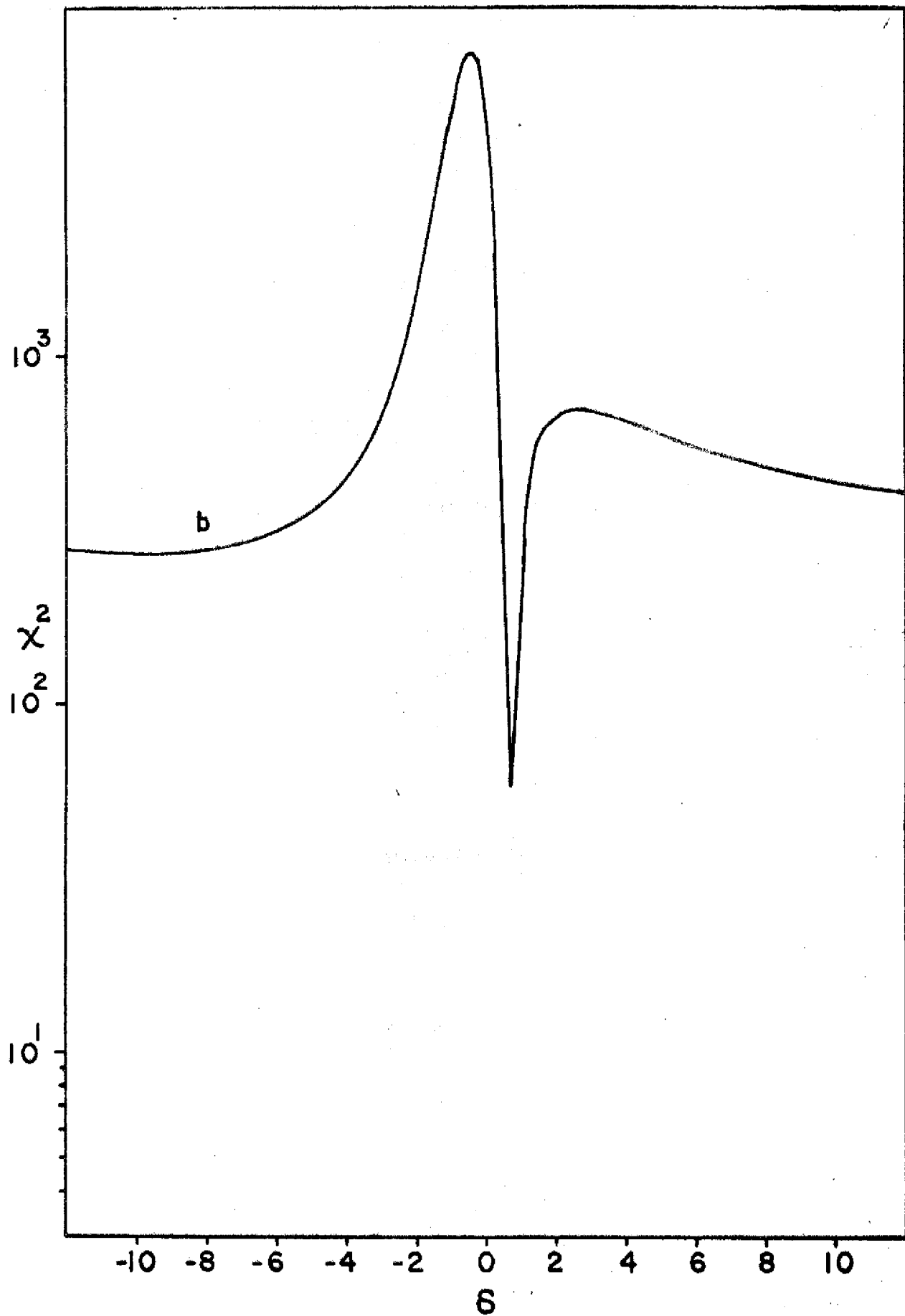


Fig. 8 - Curvas de  $\chi^2$  função de  $\delta$  (expressão II.8) para a cascata 386-596 KeV do  $^{71}\text{Ga}$  com seqüências de spin\* - .0 o/'íl.n?/2í2)V;' M '/Ml .7)7/2(2)3/2.

A primeira sequência de spins resultou em grande mistura de quadrupolo em relação a dipolo para a transição de 386 KeV. Entretanto, de acordo com Velkley e outros<sup>(27)</sup>, essa transição é predominantemente dipolar e além disso, Zoller e outros<sup>C241</sup> assinalam  $I_{\gamma}(1494) = 9/2^+$  o que confirma a segunda sequência com:

$\langle 5 \text{ (fp)} \rangle = 0,003 - 0,014$ , para a transição de 386 KeV.

Os valores obtidos para  $A_{\gamma}(386)$  (tab.4) permitiram uma análise semelhante à anterior, para a cascata 753-386 KeV com as sequências de spins:  $7/2 - 9/2 - 7/2$  e  $5/2 - 9/2 - 7/2$ , sendo que no primeiro caso, os resultados foram mais consistentes, obtendo-se:

4

$6 \text{ (753)} = 0,01 * 0,01$  para a sequência  $7/2^-(M1) - 9/2^-(E1) - 7/2^-(M1)$

A mesma análise não pode ser efetuada com a cascata 386-1107 KeV devido à existência de duas transições com energias próximas a 1107 KeV (vide esquema de níveis na ref.24), em coincidência com a transição de 386 KeV. Entretanto, aceitando-se o spin  $7/2^-$  para o nível a 1107 KeV, a sua deexcitação para o estado fundamental ( $I^{\pi} = 3/2^-$ ) deve ser quadrupolar pura..

B - Correlações 386-620 KeV e 620-487 KeV

Utilizando-se os valores  $A_{\gamma}(386)$  obtidos nas medidas anteriores, a sequência 386-620 KeV foi analisada com três conjuntos de spins:

$9/2^- - 7/2^- - 3/2^-$ ,  $9/2^- - 7/2^- - 5/2^-$  e  $9/2^- - 7/2^- - 7/2^-$

para os níveis a 1494, 1107 e 487 keV, respectivamente. Curvas semelhantes da fig.8 permitiram determinar os valores de  $\rho(620)$  para uma das sequências de spins acima. O valor  $I = 3/2$  para o nível a 487 KeV foi eliminado por resultar em grande mistura octupolar em relação à quadrupolar, o que é inaceitável. A escolha entre as duas últimas possibilidades ( $I(487) \ll 5/2$  ou  $7/2$ ) foi feita com o auxílio da cascata 620-487 KeV. O mínimo  $\rho$  foi obtido associando-se o valor  $5/2$  para o spin procurado. Para as misturas multipolares encontrou-se:

$$\rho(487) \ll 0,04 - 0,08 \text{ e } \rho(620) \ll 1,3 / \rho(487) \text{ para a sequência } 7/2^-(M1 + E2) \ 5/2^-(M1 + E2) \ 3/2^-.$$

Pode-se verificar na tabela 3 que os resultados acima são compatíveis com os de outros autores.

#### C - Correlação 386 (620) 487 KeV

Todos os parâmetros envolvidos na Correlação Tripla 386 (620) 487 KeV (620 KeV não é observado) foram determinados nas medidas das sequências anteriores, o que permitiu testar a consistência do experimento.

A correlação (1,3) acima foi analisada de maneira análoga as anteriores (A e B) através das expressões (1.6) e (1.7) e a hipótese da sequência  $9/2^-(E1) \ 7/2^-(M1 + E2) \ 5/2^-(M1 + E2) \ 3/2^-$ .

O resultado para a mistura multipolar da terceira transição foi:

$$\rho(487) = 0,12 - 0,05$$

o que é compatível com o encontrado na análise das correlações



386-620 KeV e 620-487 KeV. Assim, pode-se associar aos níveis envolvidos os seguintes spins e paridades:

$$I^* (1494) - 9/2^+$$

$$I^* (1107) - 7/2^+$$

$$I^* (487) = 5/2^+$$

D - Correlações 386-142 KeV e 386(142)964 KeV

Zoller e outros assinalam  $I = 5/2$  para o nível 71

a 964 KeV do Ga em discordância com Velkley e outros que propõem  $I = 7/2$ .

Embora o valor de Zoller seja mais razoável quando se verifica a transição de 575 KeV para o nível a 390 KeV ( $I = 1/2$ ), os resultados das correlações 386-142 KeV e 386(142) 964 KeV não permitiram selecionar um entre os dois valores de  $I$  propostos para o nível em consideração. Supondo o assinalamento de Zoller, as duas sequências acima permitiram retirar os seguintes resultados:

$$\text{Correlação } 386-142 \text{ KeV } \rho(142) = 0,04 - 0,04$$

$$\text{Correlação } 386(142) \text{ } 964 \text{ KeV } \rho(964) = 0,60 \pm 0,05, \text{ isto é } - 0,3$$

as duas transições tem o dipolo magnético como predominante, para o conjunto de spins e paridades:  $9/2^+ (E1) \ 7/2^+ (E2 + M1) \ 5/2^+$  e  $9/2^+ (E1) \ 7/2^+ (E2 + M1) \ 5/2^+ (E2 + M1) \ 3/2^+$ , respectivamente.

E ~ Correlações 596-512 KeV, 386 (596)512 KeV e 386(596)121 KeV

Nas sequências acima os únicos parâmetros a determinar são as razões das misturas multipolares das transições 121 KeV e 142 KeV, todos os outros foram medidos nas correia -

ções anteriores.  
*i*

A cascata 386 (596) 512 KeV foi afetada pela radiação de aniquilação de positrons (511 KeV) de impurezas contidas - no invólucro de sílica da amostra, embora, a cascata 596-512 KeV não o tenha sido. Devido a essa interferência as contagens a 165» e 180\*, da correlação afetada, foram eliminados.

Os resultados finais foram:

- Sequência 386 (596) 121 KeV com a característica  
9/2<sup>+</sup> (E1) 7/2<sup>+</sup> (E2) 3/2<sup>+</sup> (M1 • E2) 1/2<sup>+</sup>

$$6(121) \gg - 0,20 \cdot 10^{-3} \\ - 2,4$$

- Sequência 596 - 512 KeV com a característica  
7/2<sup>+</sup> (E2) 3/2<sup>+</sup> (M1 • E2) 3/2<sup>+</sup>,

$$6(512) - - 0,20 - 0,05$$

- Sequência 386 (596) 512 KeV com a característica  
9/2<sup>+</sup> (E1) 7/2<sup>+</sup> (E2) 3/2<sup>+</sup> (M1 + E2) 3/2<sup>+</sup>,

$$6(512) - - 0,08 - 0,16$$

*i*

### III - 4 MeiaVida do Nível a 1494 KeV

A meia-vida do nível a 1494 KeV foi medida anteriormente por Khodzaev<sup>3</sup> e Li e Monaro<sup>3</sup> pelo método de coincidências atrasadas 8-y, e os valores encontrados foram:

$$\text{Ref. 32} - T_{1/2} - 150 \text{ pseg}$$

$$\text{Ref. 23} - T_{1/2} - (154 - 15) \text{ pseg}$$

A tentativa para medida da meia-vida desse nível foi feita pelo método de coincidências atrasadas gama-gama com o

sistema eletrônico diferencial descrito em II-1.5 e detetores plásticos, dopados com 5% de chumbo, acoplados a fotomultiplicadoras rápidas descritas em II-1.2.

Selecionou-se em um dos canais ("start") a transição - de 753 KeV e no outro ("stop") a energia de 386'KeV. O "prompt" <sup>60</sup> foi obtido com uma fonte de Co **nas** energias da sequencia 753 - 386 KeV.

A introdução de linhas com atrasos conhecidos no canal de "stop" permitiu determinar a resolução em tempo e a calibração do sistema.

O nosso resultado e (1494 KeV) - 150 pseg, o que concorda com as referencias (23) e (32).

# C A P Í T U L O

## I V

### "CORRELAÇÃO ANGULAR DO $^{69}\text{Ga}$ "

#### IV - 1 Introdução

O esquema de níveis do núcleo  $^{69}\text{Ga}$  tem sido estudado extensivamente, e os dados obtidos até 1968 encontram-se na ref. 34. Os níveis e as transições gama de interesse para este trabalho encontram-se na fig. 9.

71  
Similarmente ao  $^{71}\text{Ga}$ , diversas técnicas experimentais<sup>1</sup> tem sido aplicadas ao  $^{69}\text{Ga}$ : decaimento  $\gamma$  ( $^{3-4}$ ); reações nucleares ( $V d$ )  $\rightarrow$  " "  $^6$ ), ( $d. \text{ "}$ ) , ( $n, \text{ "}$   $> Y$ )  $^{(2,7)}$  •' («.  $\text{fy}$ ) (29). excitação coulombiana<sup>30</sup>; ressonância nuclear - f261f39) fluorescente\*<sup>- JK J</sup>; assim como captura radioativa de prótons<sup>4</sup> e correlação angular gama-gama<sup>3\* 32</sup>.

Os resultados das correlações angulares das referências (31) e (32) foram prejudicados pela resolução insuficiente dos detetores utilizados (cristais de  $\text{NaI(Tl)}$ ).

Na primeira parte deste capítulo apresentamos os detalhes mais importantes do procedimento experimental e em seguida fazemos um resumo dos parâmetros de interesse para a correlação angular, conhecidos antes deste trabalho. Na última parte, é feita a análise das presentes medidas da função correlação angular para as sequências dc-transições gama: 553-318, 787-318, 1206-318, 234-872, 1051-872, 1349-574 e - 587-1336 KeV.

A combinação desta e de outras medidas permitiu asso-

553-318				KeV
			$\bar{m} \ 5-$	
1-1-	7/2-		K o 5	1923
			$\infty$	
787-318	(3/2*.5 / 2) -		$\infty$	-1525
	7/2"		$\infty$	-1336
	(3/2.5/2 >		$\infty$	-1106
1206-318	3/2"		$\infty$	-872
	5/2"		$\infty$	•574
234-872	1/2-		$\infty$	•318
	3/2-		$\infty$	
			6 9	
			31 ° 38	

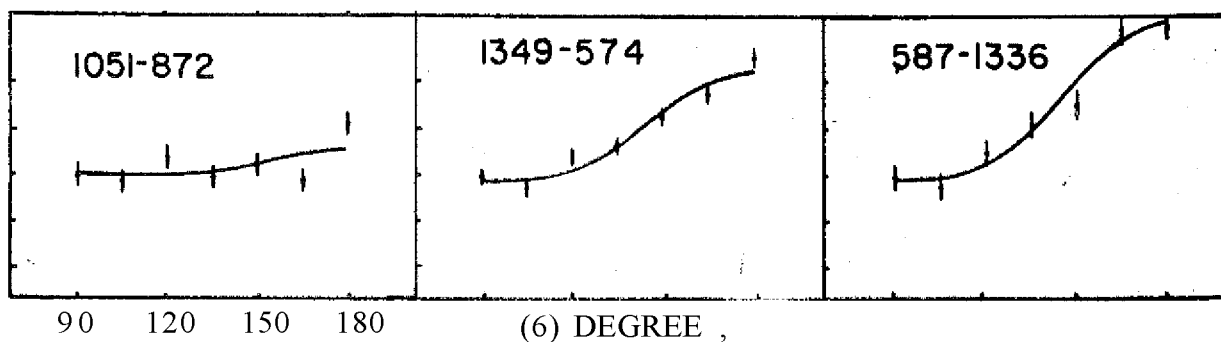


Fig. 9 - Esquema parcial de níveis do núcleo Ga, e curvas da função correlação angular, das seqüências de transições gama medidas neste trabalho.

ciar spins e paridades aos níveis: 318(1/2"), 574(5/2"), 872(3/2"), 1106(3/2", 5/2"), 1336(7/2") e 1923 KeV (7/2). Além disso, foi possível determinar as razões das misturas multipolares de uma serie de transições envolvendo os níveis acima, conforme discussão no paragrafo IV-3 (tabela 6).

T A B E L A 6

RESULTADOS DAS MEDIDAS DA CORRELAÇÃO DIRECIONAL DE TRANSIÇÕES  $\gamma$  NO  $^{60}\text{Ca}$

j	cascata gama (KeV)	1 transição J selecionada (KeV)	$A_{22}$	$A_{44}$	Razão da mistura multipolar	
					transição (KeV)	$6(E2/M1)$
	553-318	318	0,015 - 0,014	-0,016 + 0,022		
	787-318	318	-0,001 - 0,024	-0,070 + 0,037		
	1206-318	318	0,003 - 0,032	0,039 + 0,051		
	234-872	872	-0,030 - 0,009	0,001 + 0,014	234	0,28 - 0,04 <sup>a)</sup>
	1052-872	872	0,007 - 0,023	-0,042 + 0,040	1052	0,08 *- 0,02 <sup>b)</sup>
	1349-574	1349	0,150 * 0,015	0,053 + 0,083	1349	0,0 + 0,10 <sup>c)</sup>
	587-1336	1336	0,208 - 0,023	0,075 + 0,120	587	-1,10 - 0,08

a) com spin 3/2 para o nível a 1106 KeV.

b) com spin 5/2 para o nível a 1116 KeV.

c) este valor e para  $6(-jrf)$

#### IV-2 - Técnica Experimental

As transições gama do  $^{69}\text{Ga}$  foram estudadas através do decaimento  $^{69}\text{Ge} \xrightarrow[\beta^+]{38\text{h}}$   $^{69}\text{Ga}$ , e a fonte radioativa de  $^{69}\text{Ge}$  foi obtida por reação  $(\gamma, n)$  em Ge natural (800 mg) no acelerador linear do IFUSP. Irradiações durante 25 horas com bremsstrahlung de 70 MeV (corrente aproximada de 0,1 uA) foram suficientes.

O espectro simples (com detetor a Ge(Li)), obtido imediatamente após a irradiação, mostrou a existência do isótopo

$^{72}\text{Ge}$  ( $T_{1/2} = 14\text{h}$ ) produzido por reação  $(\gamma, p)$ . Esse inconveniente foi eliminado estocando a amostra durante 35 horas, antes do início da experiência. As vidas médias pequenas ( $< 150\text{ pseg}$ ) dos níveis envolvidos permitiram a utilização de amostras em pó sem que houvesse perturbações da correlação angular.

As figuras 10a e 10e mostram os espectros simples, nas regiões de interesse, obtidos com detetores a Ge(Li) e NaI(Tl), respectivamente, com o mesmo arranjo experimental

71

utilizado nas correlações do  $^{69}\text{Ga}$ .

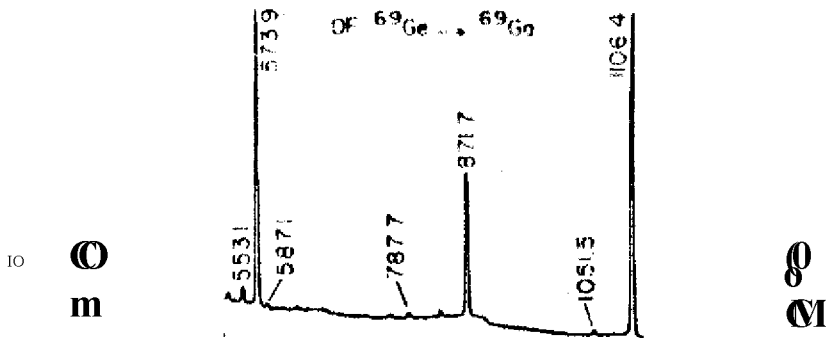
A seleção da transição de  $31^8\text{ KeV}$  (fig. 10e), no canal do NaI(Tl), permitiu obter simultaneamente coincidências com as transições de  $553,787$  e  $120^8\text{ KeV}$ , como se verifica na figura 10b. Outras coincidências foram obtidas com a seleção, em duas etapas, das transições de  $872\text{ KeV}$  ( $234-872$  e  $1051^872 - \text{KeV}$  na fig. 10c) e  $1336 + 1349\text{ KeV}$  ( $1349-574$ ,  $587-1336\text{ KeV}$  na fig. 10d), de maneira idêntica à anterior.

As coincidências acidentais e as contribuições de espalhamento Compton das altas energias foram desprezíveis em relação ao **erro** estatístico.



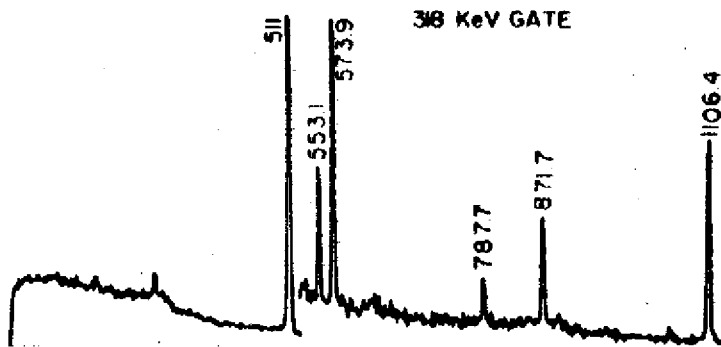
DIRECT GAMMA RAY SPECTRUM IN THE DECAY

OF  $^{69}\text{Ge}$  TO  $^{69}\text{Ga}$



x4.5

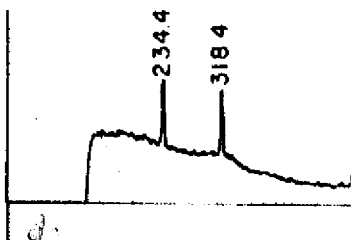
318 KeV GATE



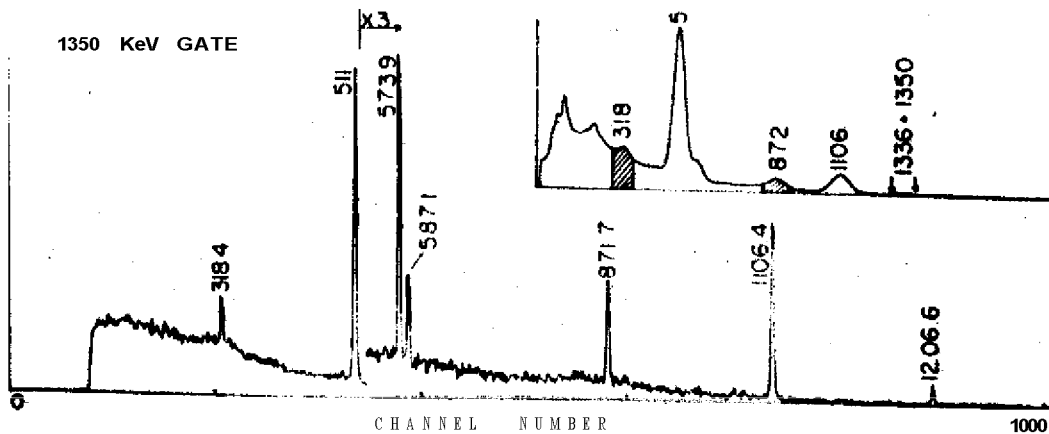
\*A5

872 KeV GATE

A (JA)



DIRECT  $\gamma$ -SPECTRUM WITH NaI(Tl) DETECTOR  $\Gamma$  SHOWING GATES



10 - Espectros simples fcom demores de Ce(Li) e NaI(Te)), e das coincidências obtidas neste

A função correlação angular foi medida em um total de sete ângulos, nos dois quadrantes do espectrômetro, em passos de 15° a partir de 90°.

IV-3 - Resultados experimentais da correlação angular

## IV-3.1 Dados anteriores do Ha

Ha razoável quantidade de informações sobre os cinco primeiros estados nucleares (tabela 5), em consideração neste trabalho (0,318, 574, 872 e 1106 KeV), embora o mesmo não ocorra com os dois últimos (1136 e 1123 KeV).

O spin do estado fundamental do  $^{63}\text{Zn}$  foi determinado como sendo  $3/2$ , e a paridade é negativa com base no seu momento magnético  $\mu$  e na transição permitida  $^{63}\text{Zn}(1/2^+) \xrightarrow{e^-} ^{63}\text{W}^{3/2^-}$ .

Os dados da tabela 5 confirmam o valor  $I = 3/2$  para o estado fundamental.

O nível a 872 KeV tem seu spin e paridade assinalados como  $5/2^-$  por Zoller e outros<sup>(34)</sup>, e  $3/2^-$  por Raman e Couch<sup>(35)</sup>.

, sendo que este último concorda com os resultados de reações nucleares  $(^3\text{He}, d)$   $(^{28})$   $(^{36})$ .  $(n, n'\gamma)$   $(^{27})$ . Raman e Couch mostram que esse nível é populado pelo decaimento  $\beta^-$  do  $^{63}\text{Zn}(1/2^+)$  e não pelo  $^{63}\text{Zn}(9/2^+)$  como foi proposto por Zoller e outros.

Os resultados dos experimentos de reações nucleares  $^{68}\text{Zn}(^3\text{He}, d)$   $(^{36})$  e  $^{68}\text{Zn}(d, n)$   $(^{37})$  mostram um nível a 1100 KeV com  $J = 1$ , identificado por Velkley e outros, e Zoller e outros, como sendo o estado a 1106 KeV, e os últimos propõem  $1^-(1106) \approx 3/2^-$ . Entretanto, Riccato e David<sup>(38)</sup> e Couch e outros<sup>(39)</sup> identificam a linha a 1100 KeV como sendo o estado a 1027 KeV, além disso os primeiros<sup>(38)</sup> mostram que  $1^-(1106) \approx 5/2^-$  também é compatível com as características das transições observadas.

T A B E L A

Energia do nível (KeV)	(h) (He <sup>5</sup> , d) *r	(c) (d, n)	j"		
			(n, n' Y) <sup>(d)</sup> +	decaimento B- Y	Ressonância nuclear ^
0	1	1	decaimento y	5/2" (e)	
318	1	1		1/2" (e)	
574	3	3	5/2	S/2* (>	3/2, 5/2
872	1		3/2	5/2" (i) 3/2" (e>	3/2, 5/2
1106	* 1	* 1	* 5/2	3/2" (e)	3/2, S/2
336	(3)		7/2		

- a) Energia do nível conforme ref. (34).
- b) , c) tp é\* o momento angular do proton transferido conforme referências (28) e (37), respectivamente.
- d) J<sup>n</sup> assinalado conforme ref. (27)
- e) , f) e g) J<sup>n</sup> assinalados por Zoller e outros (34) -, Raman e Couch<sup>35</sup> \ Langhoff e Frevert<sup>39</sup>, respectivamente.

\* vide discussão no texto.

IV-3.2 Dado sob t idos neste t rabalho

O ajuste por mínimos quadrados dos resultados experimentais das correlações do <sup>69</sup>Ga, de maneira idêntica ã do -  
71

Ga, permitiu obter-se os coeficientes A<sub>2,2</sub><sup>o</sup> da tabela 6. A fig. 10 mostra as curvas da função correlação angular para cada caso.

As correlações 553-318, 787-318, e 1206-318 KeV, aproximadamente isotrópicas, confirmam o spin 1/2 do nível intermediário (318 KeV); como consequência nenhuma informação sobre as multipolaridades dessas transições pode ser obtida.

A - Correlação 234-872 KeV

A razão da mistura multipolar da transição do nível a 872 KeV para o estado fundamental, foi determinada por vários autores: Langhoff e Frevort (39) encontraram  $\langle (t_{fp})^2 \rangle < 0,55$  e Nemashita e outros indicam -0,11 e -3,05. A escolha da mistura multipolar que melhor se ajusta foi feita calculando-se a vida-média do nível a 872 KeV, com o auxílio do valor  $B(E2)_{1(872 \text{ KeV} \rightarrow 0 \text{ KeV})} \approx 0,0085 \cdot 10^{-48} \text{ cm}^4$  (tabela 7) e das expressões IV.1 e IV.2 (suposto o coeficiente de conversão interna desprezível).

$$T = \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{1}{\tau} \cdot \frac{1}{I} \quad (IV. 1)$$

$$\tau(E2) = 8,19 \cdot 10^{-14} (AE)^{-5} B(E2) \tau^{-1} \quad (IV. 2)$$

onde:

T • vida-média em seg,

AE • energia do nível em MeV.

B(E2) • probabilidade reduzida de transição quadrupolar elétrica em unidades de  $e^2 \cdot \text{cm}^4 \cdot 10^{-48}$

I • intensidade relativa da transição considerada.

T

As expressões acima podem ser deduzidas com relativa facilidade através de (1.14) e da definição de  $\tau$ .

Desse modo, as vidas-médias encontradas foram:

$\langle (E2/M1) \rangle$	T, (pseg)
-0,11	0,23
-3,05	17,2

Comparando os valores acima com o medido por Langhoff e Frevert (0,31 - 0,06 pseg), pode-se eliminar a segunda possibilidade (-3,05).

A análise da correlação angular 234-872 KeV com as sequências de spins  $3/2(1,2)$   $3/2(1,2)3/2$  e  $5/2(1,2)$   $3/2(1,2)3/2$  (onde  $\langle (E2/M1) \rangle_{g72} = -0,11$ ), resultou para a transição de 234 KeV as razões multipolares 0,28 - 0,04 e 0,08 + 0,02, respectivamente.

Embora a correlação angular não tenha permitido eliminar a ambiguidade quanto ao spin, pode-se concluir que a transição 1106 — 872 KeV é predominantemente dipolar.

B - Correlações 1051-872 KeV, 587-1336 KeV e 1348-574 KeV.

\*\*\*\_CTfHrwwHwiHiiimiiWmnnfflniFifiimtrniMnaMMmntnwMW— . \* . w • Win—M,uii W.-\*w ~~unifivii qjnn MMH—MELW:HiWM usmna n. ELWUMI djjim-i~~

1

As medidas efetuadas por Velkley e outros e Nemashkalo e outros, indicam para a razão da mistura multipolar da transição do nível a 574 KeV, para o estado fundamental, os valores:

0,03 - «- 0,1 ou 1,5  $3 \gg 5$  e -0,04 ou 3,05 respectivamente.

Analogamente à transição de 872 KeV, o cálculo da vida-média do nível envolvido (Com B(E2)+574 • - 0,00057  $10^{-48} e^2 cm^4$ , (da tabela 7) resultou:

A (E2/M1)	T (pseg)
0,03 - 0,1	2-20
1,5 - 3,5	2300-2130
-0,04	3,7
3,05	2080

Ivascu e outros (33) e I,av^gnoff e outros (34) determinaram experimentalmente (D.S.A.e ressonância nuclear fluorescente) a vida-média desse nível como sendo:

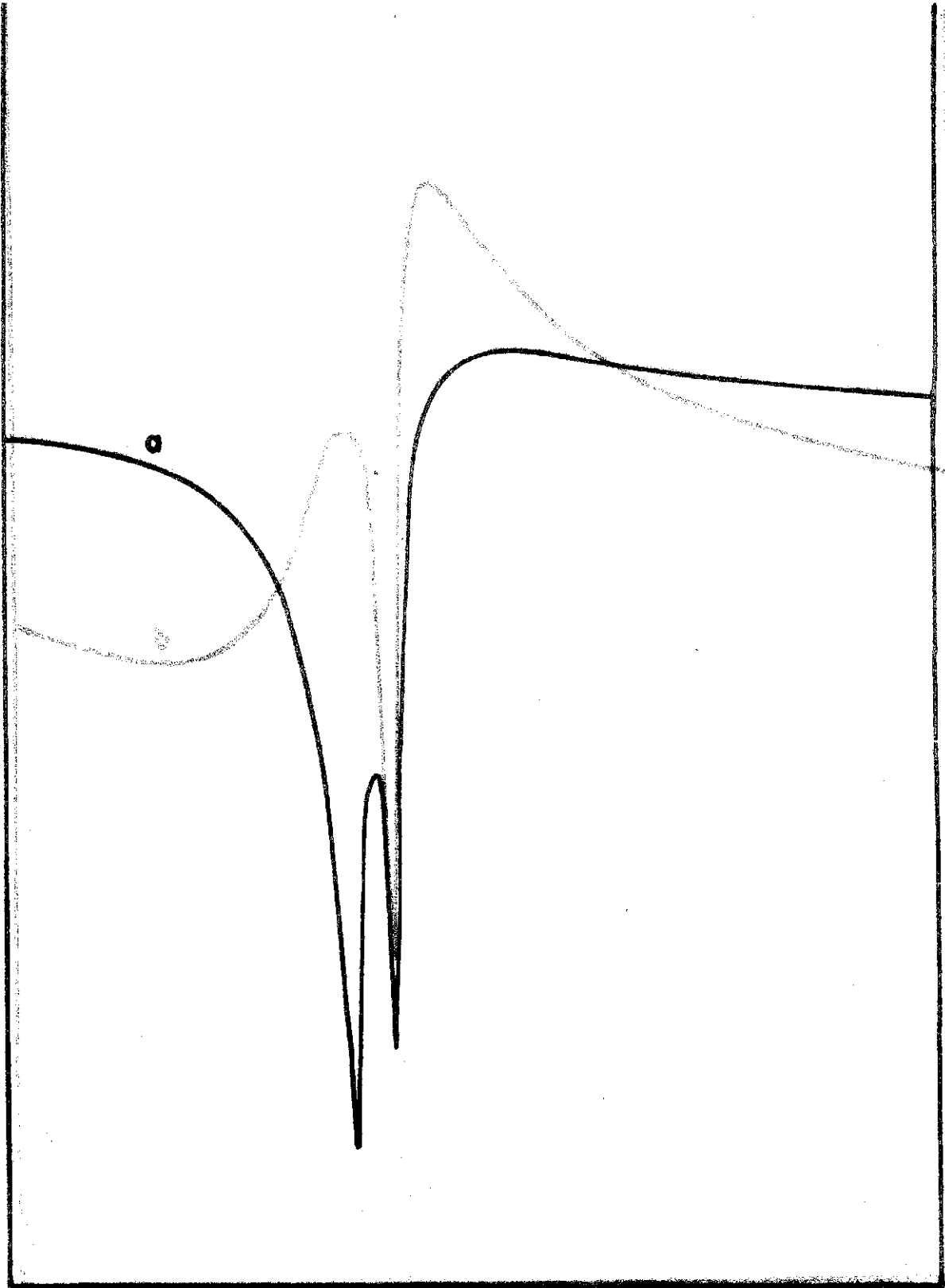
2,4 - 1,0 pseg e 7,5 - 3,0 pseg, respectivamente, o que indi\_

ca como escolha razoável  $6 \left( \frac{E2}{M1} \right) \bullet -0,04$ .  
M1 574

O nível a 1923 KeV de onde se originam as sequências 1051-872, 587-1336 e 1348-574 KeV, é populado pelo decaimento B\*(CE) do estado fundamental da  $^{68}\text{Ge}$  ( $1^+ - 5/2^-$ ) (33) (34) com 1 q q e t m s e (34), indicando transição permitida com  $\Delta I \bullet 0, -1$  e  $\Delta \pi \ll +$ . Nesse caso os possíveis spins para esse nível são: 7/2, 5/2 e 3/2.

A análise dos X dos resultados experimentais das sequências 1051-872 e 1348-574 KeV não permitiu eliminar nenhuma das tres possibilidades para o spin do nível a 1923 KeV. Entretanto, a sequência 587-1336 KeV indica  $1(1923) \bullet 7/2$ , pois o spin 3/2 resulta em grande mistura octopolar para a transirão de 587 KeV, o que pode ser rejeitado, enquanto que o mínimo para o spin 5/2 é\* muito grande comparado ao do 7/2 como se pode verificar na fig. 11. Com essa hipótese, obteve-se para as razões multipolares os valores: '

$6(E2/M1) - 0,13 - 0,03, 0,0 - 0,10$  e  $-1,1 - 0,08$ , para as transições de 1348, 1051 e 587 KeV, respectivamente, supondo-se no ultimo caso, que a transição^de 1336 KeV é quadrupolar





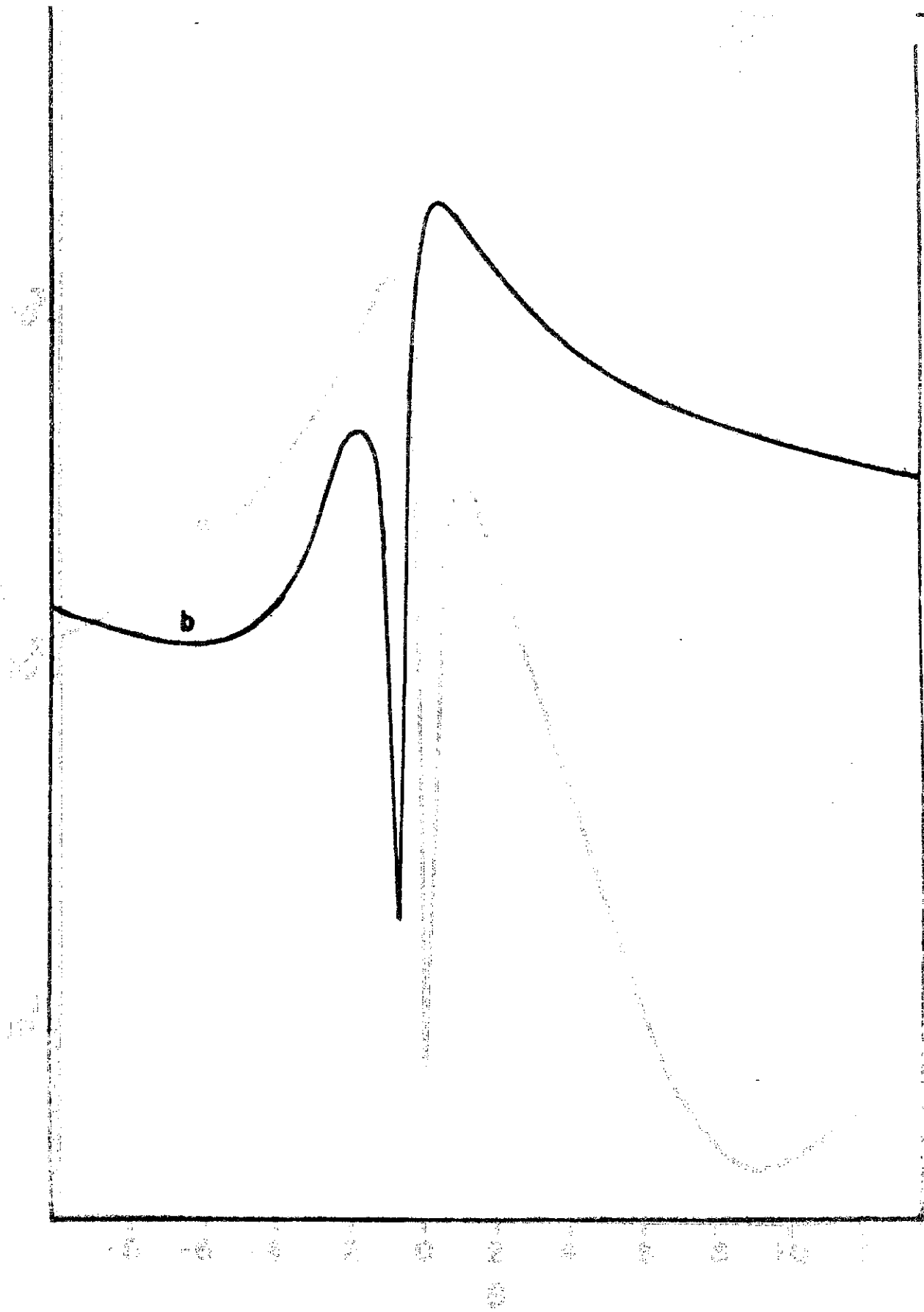


Fig. 1. - 1977 - d.  $\gamma$  para a frequência 50-1000 Hz. a) 1720 Hz; b) 1710 Hz; c) 1700 Hz.

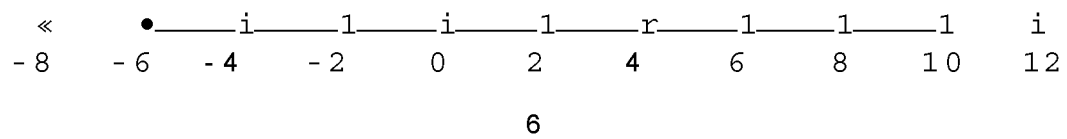


FIG. 11 - Curvas de  $X^*$  para a sequência 587-1336 KeV coin as seq.

a)  $7/2(1,2) \ 7/2 \ (2) \ 3/2,$

**b)**  $5/2(1,2) \ 7/2 \ (2) \ 3/2,$

c)  $3/2(2.3) \ 7/Z \ (2) \ 3/2.$

pura.

Os resultados anteriormente citados não permitem associar qualquer paridade para o nível a 1923 KeV.

## C A P Í T U L O

## V

"ANÁLISE DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS"V-1 - Introdução

Até o presente momento não há teoria que possa explicar satisfatoriamente os níveis a baixa energia dos núcleos esféricos de A-ímpar e em particular aqueles da região 28 - Z - 40. Entretanto várias aproximações tem sido propostas para os

71  $\mu$ Q

casos específicos do  $^{71}\text{Ga}$ , as quais serão analisados neste capítulo, frente aos dados experimentais conhecidos, dos referidos núcleos.

Sempre que possível a análise será feita em termos de - probabilidade de transição, as quais em conjunto com os momentos de dipolo magnético e quadrupolo elétrico, são mais sensíveis à estrutura intrínseca do núcleo.

V-2 - Parâmetros Experimentais

Alguns dos parâmetros experimentais mais significativos

71 69

\*

do • Ga encontram-se nas tabelas 3,4,5,6 e 7. A quarta coluna da última tabela apresenta as probabilidades reduzidas de transição quadrupolar ( $B(E2)$ ) determinadas por experimentos de excitação coulombiana<sup>30</sup>, enquanto que na nona coluna encontram-se as vidas-médias ( $T$ ) de alguns níveis nucleares desses isótopos, medidas por DSA<sup>29</sup>. Os valores de  $T$  da oitava coluna dessa mesma tabela, foram calculados através das expressões IV.1 e IV.2, com os  $B(E2)$  e  $\mu$ 's experimentais e mos

## TJL!UL!iJL~Z

E <sup>γ</sup> (keV)	I <sup>*</sup>	KXP <sup>A)</sup>	C <sup>2</sup> 10 <sup>-5</sup> "CM <sup>4</sup>			fii		c <sup>2</sup> s	
			teóri RO	t. qí riq	LOOR 1«N	IX!"	3	14,ni	
» <sub>GA</sub>				b)					
189,9	1/2"		«50,034	1.66	0,192		-	0,8,	
487,3	5/2"	0,04	*0,022	5,2	0,09	>22,4		0,53	
511,6	3/2"	0,03	0,80	2,5	0,20	5,0	2.1*1.0	0,10	
	3/2"		0,20	0,0083	0,056				
910,3							0,35*0,23		
	1/2"		0,40	0,0166					
965	5/2"	0,56	2,15	0,78	1,01	0,92			
119?	7/2"	H2	0,15	2,54	0,18	1.6	>0,5		
1109	1/2'		1,25		1.04	°	#	0,7	
	5/2"		0,64	0,07					
L395								1,1*0,7	
	7/2"		0,48	0,05					
	5/2"		«0,34	0,46					
1470									
	7/2"		«0,26	0,35	-				
69 <sub>GA</sub>				c)					
318,9	1/2"		1,3	1,38	0,82 0,45	1,2 1,4		0,63	0,6
573,9	5/2'	0,01	0,057	3,7	0,28 0,16	0,3 0,4	3,68	2,4 *i,0	0,75 0,77
871,7	3/2"	-0,02	0,85	1,9	3,70 2,28	2,4 3,1	; 0,23		0,85 0,75
1027	1/2"		0,74	0,20	2,56 1,79	1,9 2,5		«0,16	0,07« 0,08
	3/2"		3,4	0,0061	5,55 3,4q				
1106,4								0,35*0,10	
	5/2"		2,3	0,004	-	m			
133611	7/2"	E2	1,9	2,35	3,48 2,5KJ	2,7 3,7		0,48*0,16	10,08 0,05

í

Valores de B(E2), i e cs dos núcleos • Ca.

a) ref. 30    b) ref. 44    c) ref. 46    d) ref. 45    «} \* f. 29  
 £) ref. 28    G) ref, 38

\* refere-se às transições do nível da ca  
 luna um para o fundamental,  
 \*\* medida através da transição 1107 \* 487 KeV.

tram razoável concordância com as medidas diretas.

As estimativas do modelo coletivo para as probabilidades reduzidas de transição quadrupolar foram determinadas pelas médias dos valores experimentais dos núcleos par-par vizinhos (tabela 8) ao  $^{67}\text{Ga}$ , encontrando-se'

$$B(E2)_{fp-p} = 0,038 e^2 10^{-48} \text{ cm}^4 \text{ para o } ^{67}\text{Ga}$$

$$B(E2)_{fp-p} = 0,030 e^2 10^{-48} \text{ cm}^4 \text{ para o } ^{69}\text{Ga}$$

Por outro lado, a expressão 1-18 permite obter-se a estimativa de Weisskopf para esse parâmetro:

$$B(E2)_w = 0,0017 e^2 10^{-48} \text{ cm}^4$$

O MEPS permite, ainda, estimar os momentos de dipolo magnético ( $\mu$ ) e quadrupolo elétrico ( $Q$ ) do estado fundamental desses núcleos, através das expressões V.1 e V.2,

$$\mu = \langle P \rangle_{j, m} = g_j \cdot \langle j, m | j_z | j, m \rangle = \frac{1}{2} g_j \cdot m \quad \text{em n.m.} \quad (V.1)$$

com  $g_j = 0$  ou  $1$  para próton ou nêutron e,

$$g = 5,585 \text{ ou } -3,826 \text{ para próton ou nêutron.}$$

$$Q = \text{MEPS} \frac{\langle r^2 \rangle}{2j + 2} \quad (V.2)$$

com  $\langle r^2 \rangle = \frac{3}{5} r_0^2 A^{2/3}$  e  $r_0 = 1,2 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$

(\*) válida para  $j = t + 1/2$

(\*\*) quando se trata de estado buraco o sinal dessa expressão deve ser trocado.

TABELA 8

núcleo	nível KeV	*B(E2)+ e <sup>2</sup> IO <sup>"48</sup> cm <sup>4</sup>
<sup>68</sup> Zn	1080	0,025
	887	0,032
<sup>70</sup> Ge	1040	0,0334 <sup>"4</sup>
<sup>72</sup> Ge	835	0,046

Valores experimentais de B(E2)+para os núcleos par-par vizinhos ao <sup>71</sup>Ga e <sup>69</sup>Ga, conforme ref. 50.

TABELA 9

Quant.	Exp* >	MEPS	teórico <sup>^</sup>	teórico	teórico
<sup>71</sup> Ga <sup>^</sup>		-			
M <sub>0</sub> (n.m)	2,565	3,79	2,50	2,57 <sup>e)</sup>	2,56 <sup>d)</sup>
Q <sub>0</sub> (barn)	0,12	0,06	0.17	0,14	-0,15
<sup>69</sup> Ga					
P <sub>0</sub> (n.m)	2,016	3,79	2,19	1,99 <sup>e)</sup> *	1.94 <sup>«</sup>
Q <sub>0</sub> (barn)	0,19	0,06	0,16	0,10 0,14	0,18

Momentos de dipolo magnético e quadrupolo elétrico dos núcleos <sup>71,69</sup>Ga,

a) ref. 43

b) ref. 30

c) ref. 44

d) ref. 22

e) ref. 46

f) ref. 45

A tabela 9 apresenta esses resultados de  $u_0$  e  $Q_0$  juntamente com os valores experimentais, e os dos modelos teóricos aplicáveis ao  $^{71,69}\text{Ga}$ . Os resultados desses modelos para os  $B(E2)$  encontram-se na tabela 7. Essa última tabela contém, ainda, os fatores espectroscópicos determinada por reações  $(^3\text{He}, d)$  e  $(d, n)$ .

### V-3 - Análise em termos de modelos nucleares

Os parâmetros experimentais da tabela 7 combinados com os  $B(E2)$  calculados no parágrafo anterior mostram que alguns níveis do  $^{69}\text{Ga}$  apresentam fortes características de partícula (573,9 e 871,7 KeV), ou coletivas (1106,4 e 1336,1 KeV), enquanto que outros (318,4 e 1027 KeV) indicam uma estrutura mais complexa.

Os dois primeiros níveis (573,9 e 871,7 KeV) tem suas características de partícula confirmadas não só pela predominância M1 nas transições para o estado fundamental, e alto fator espectroscópico nas reações de "pick-up" de prótons, como também pelos  $B(E2)$  lentos comparados aos núcleos par-par vizinhos. A conclusão de forte caráter coletivo dos níveis a 1106,4 e 1336,1 KeV se deve as rápidas transições  $B(E2)$  dos dois estados, para o fundamental, em relação às estimativas de Weisskopf, além do baixo fator espectroscópico do segundo deles, e a não identificação do primeiro nas reações  $(^3\text{He}, d)$  e  $(d, n)$ .

Análise semelhante para o  $^{71}\text{Ga}$  indica que os níveis a 389,9 e 487,3 KeV apresentam forte caráter de partícula, de modo que os fatores espectroscópicos para reações  $(^3\text{He}, d)$  e  $(d, n)$  dos mesmos são elevados e a deexcitação para o estado funda



mental é predominantemente M1, com B(E2) baixo em relação aos núcleos par-par vizinhos. Entretanto, a estrutura desse núcleo mostra-se mais complexa que o anterior, pois com exceção dos dois níveis acima, todos os outros situam-se em uma posição intermediária do modelo coletivo e de partícula simples, embora ocorram tais casos também no  $^{71}\text{Ga}$ .

Resumindo, a análise feita aqui demonstra a impossibilidade de um estudo da estrutura nuclear dos referidos isótopos através de um modelo simples. Em casos como esses os resultados experimentais têm sido analisados em termos de acoplamento de 1 ou 3 partículas numa camada  $j$ , interagindo com um caroço par-par.

Isakov<sup>11</sup> propõe para o  $^{71}\text{Ga}$  uma aproximação em que trata os três últimos prótons interagindo por forças residuais do tipo gaussiana, e movimentando-se no campo médio produzido pelo caroço par-par ( $^{68}\text{Ni}$ ). O caroço de  $^{68}\text{Ni}$  tem dupla camada fechada espera-se então, que a energia do primeiro estado  $2^+$  seja muito grande em relação à energia de separação dos estados de partícula simples da camada correspondente a  $Z > 28$  ( $2p_{3/2} \rightarrow 2p_{1/2} + \pi/2$ ). Isso permitiu que as interações com o caroço fossem consideradas através da introdução de uma carga efetiva  $e_{\text{ef}}$ , que é independente das transições do  $^{71}\text{Ga}$ , ajustada a partir dos dados experimentais (parâmetro livre). O espectro energético obtido é razoável, e os valores de  $e$  e  $Q_0$  (tabela 9) concordam bem com os experimentais. Os resultados para B(E2)<sub>+</sub> (tabela 7), também possuem um bom grau de concordância com aqueles da excitação coulombiana.

A aproximação semi-microscópica proposta por V. Paar e R. Almar e outros para os isótopos ímpares do Ga supõe os três últimos prótons interagindo via força de «aparelhamento

to, e acoplados fracamente, a um vibrador quadrupolar. Os cálculos são efetuados explicitamente para o  $^{69}\text{Ga}$ , considerando os estados de partícula simples  $2p_{3/2} \rightarrow 5/2 \rightarrow 1/2$  zero e um fonon do caroço. Os valores previstos para os níveis de energia  $E_n$  e  $B(F?)$  (tabela 9) e  $B(F?)$  (tabela 7) estão em concordância razoável com os experimentais.

Os resultados das correlações angulares gama no  $^{71}\text{Ga}$   $f_{33} \approx 1$

de  $^{71}\text{Ga}$  de Khodzaev', levaram este autor a tentativa de interpretar alguns níveis a baixa energia desses núcleos, em termos do modelo de excitação de caroço de de-Shalit<sup>47</sup>, Nessa aproximação o autor supõe que os níveis a 390 (1/2"), 512 (3/2"), 487 (5/2") e 1107 KeV (7/2") do  $^{71}\text{Ga}$ , e 318 (1/2"), 574 (5/2"), 872 (3/2") e 1923 KeV (7/2") do  $^{69}\text{Ga}$ , são resultados do acoplamento do primeiro estado excitado  $2^+$  do caroço par-par com o de partículas simples  $2p_{3/2}$  do  $31^+$  próton. Entretanto, o modelo de de-Shalit proíbe transições M1 do quarteto para o estado fundamental (desde que estas transições referem-se ao caroço p.ir-par) e E2 pura entre os níveis desse quarteto (desde que esta transição tem como responsável a partícula). Tais características estão em completa discordância com os nossos resultados (tabelas 4 e 6), os quais mostram claramente a predominância M1 nas transições para o estado fundamental, e a existência de transições E2 pura entre os níveis do suposto quarteto.

Aproximações em que se considere acoplamento de um só próton com um caroço par-par foram tentadas por Temperley e outros<sup>48</sup>, Cooper e Easterday, Andreew e outros<sup>49</sup> e Scholz e Malik<sup>146</sup>,

Os tres primeiros propõem um acoplamento de intensidade intermediária entre os estados de partícula  $2p_{3/2} \rightarrow 2^+ \rightarrow S/2$

2p<sub>1/2</sub> (a ref. 22 considera também o estado 1g<sub>7/2</sub>) \* \* \* \* estados de um e dois fonons das vibrações quadrilpolares do cálcio (a ref. 22 considera também vibração octupolar 3<sup>+</sup>). A Hamiltoniana desses modelos é basicamente a expressão I.10. Para o cálculo da integral radial (que envolve K(r)), Temperley e outros escolheram um potencial de forma gaussiana, Andreew e outros, o de Saxon-Woods, e Cooper e outros efetuaram os cálculos com esses dois potenciais e um terceiro que foi a derivada do potencial de Saxon-Woods.

\* 69

O espectro energético do <sup>67</sup>Ga, assim obtido por Temperley e outros e Andreew e outros, concordam bem entre si, e com o experimental. Na segunda referência (Andreew e outros), são calculados também os parâmetros B(E2) (tabela 7), u<sub>0</sub> e Q<sub>0</sub> (tabela 9), que concordam bem com os resultados experimentais e os teóricos de Almar e outros e V.Paar.

71

Para o <sup>67</sup>Ga o espectro de energia calculado por Cooper, e Easterday não concorda com o experimental de Zoller e outros <sup>49</sup>. Por exemplo, os dois primeiros níveis surgem na ordem inversa 5/2<sup>+</sup> e 1/2<sup>+</sup> e acima destes a energia de excitação dos estados previstos é muito alta. O valor de u<sub>0</sub> (tabela 9) é \* o muito próximo do experimental mas, o sinal de Q<sub>0</sub> (tabela 9) - está em completa discordância.

Um espectro energético melhor para esse isótopo é obtido por Andreew e outros o qual não difere muito dos resultados de Isákov. Entretanto, o mesmo não se pode afirmar sobre as estimativas de B(E2) (tabela 7), p<sub>0</sub> e Q<sub>0</sub> (tabela 9), que não estão em tão boa concordância com os resultados experimentais, quanto os de Isakov.

A última aproximação a ser analisada aqui é a de Scholz e Malik<sup>49</sup> que propõem um acoplamento forte de uma partícula

e um caroço rotacional, com interações residuais do tipo emparelhamento, entre os prótons do mesmo. O espectro energético

71

obtido para o  $^{71}\text{Ga}$  não concorda com o experimental, pois inverte os dois primeiros níveis e resulta em energia de excitação muito baixa para os outros níveis.

Finalmente salientamos que os modelos aqui considerados são aproximações teóricas mostrando 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 acoplamentos, mas sim, o uso destes, quando possível, como guias auxiliares para o melhor conhecimento experimental da estrutura nuclear.

CONCLUSÕES

No presente trabalho são estudadas, experimentalmente, características nucleares dos níveis e transições do  $^{71,69}\text{Ga}$  núcleos esféricos, com A-ímpar. Os estudos são feitos através da Técnica de Correlação Angular Direcional Gama-Gama. O equipamento utilizado é tecnicamente aprimorado, pois os detectores têm alto poder de resolução em energia, e os circuitos são transistorizados (ou integrados) com excelente esta-

$^{71}$

$^{69}$

bilidade. Tanto o  $^{71}\text{Ga}$  quanto o  $^{69}\text{Ga}$  foram investigados largamente por trabalhos anteriores, e o nosso propósito ao estudá-los é, usando os mais recentes avanços técnicos, fornecer parâmetros adicionais para uma melhor compreensão de suas estruturas nucleares.

$^{71}$

No  $^{71}\text{Ga}$  foram estudadas onze correlações angulares gama-gama e no  $^{69}\text{Ga}$

$^{69}$

sete, sendo que nenhuma delas tinha sido medida anteriormente com espectrômetro a Ge(Li)-NaI(Tl). Os resultados obtidos possibilitaram uma determinação conclusiva dos spins dos níveis a 2247, 1107 e 964 KeV do  $^{71}\text{Ga}$  e 1923,

$^{69}$

1336 e 872 KeV do  $^{69}\text{Ga}$ , sobre os quais havia poucas informações ou controvérsias. Por outro lado, o nosso experimento asso-

ciado aos de outros autores permitiu determinar as razões das

misturas multipolares  $6(E2/M1)$ , com os respectivos sinais,

da maioria das transições mais intensas desses dois núcleos.

Dentro das possibilidades do nosso equipamento, o estudo lo

$^{71}$   $^{69}$

\*  $^{71}\text{Ga}$  foi completo e a precisão nos valores de  $6(E2/M1)$  pode ser melhorada somente com a utilização de um espectrômetro a Ge(Li)-Ge(Li).

As razões das misturas multipolares com as probabilidades de transição  $B(E2)$  (determinados por excitação coulombiana)

biana), possibilitaram estimativas das vidas médias de alguns níveis, dos referidos núcleos, que concordaram com as medidas diretas. Foi possível observar também algumas semelhanças na estrutura nuclear desses dois isótopos, tais como:

- a predominância de transições M1 para o estado fundamental,
- a sequência de spins ( $1/2, 5/2, 3/2, 1/2, 3/2, 5/2, 7/2$ ) dos primeiros níveis, assim como suas energias de excitação e
- os momentos de dipolo magnético e quadrupolo elétrico do estado fundamental.

Isso encoraja-nos a supor que a introdução de um par de

69

neutrons no. Ga não altera drasticamente a sua estrutura nuclear.

Finalmente, foi feita uma análise comparativa entre os resultados experimentais e os calculados através dos modelos nucleares. As aproximações estudadas aqui podem ser divididas basicamente em dois tipos: as que consideram um próton acoplado a um caroço par-par, e as que consideram três prótons acoplados ao caroço. Os resultados das aproximações do segundo tipo (Isakov, R. Almar e outros e V. Paar) de um modo geral são melhores. Isso é bastante razoável, desde que os núcleos  $^{71}\text{Ga}$  possuem três prótons fora de uma camada fechada ( $1f_{7/2}$ ) e,

distinguir um deles para interagir com o caroço é artificial, embora, alguns parâmetros assim calculados concordem bem com os experimentais.

As razões das misturas multipolares de transições desses dois isótopos, aqui obtidas, além dos spins nucleares, devem fornecer mais elementos, para a construção de um modelo teórico que se ajuste melhor às propriedades nucleares dos mesmos.

Entretanto, o estudo de outros isótopos de proton ímpar da região  $69 \leq A \leq 85$ , se faz necessário para uma compreensão mais acurada da estrutura dos núcleos aqui envolvidos.

REPERÊNCIAS

- l<sup>m</sup>. J.W. Dunworth  
- Rev. Sei, Instr, **H** (1940) 167.
- ft.** D.R.Hamilton  
- Phys. Rev. 58 (1940) **VI?**.,
- %f.** G.Goertzel  
- Phys. Rev. 70 (1946) 897.
4. E.L.Brady and M.Deutsch  
- Phys. Rev. 72 (1947) 870.
- JS\** L.C.Biedenhan and M.R.Rose  
- Rev. Mod. Phys. 25\_ (1953) 729.  
H.Frauenfelder and R.M.Steffen, em Alpha-Beta and Gamma-Ray Spectroscopy (ed. K.Siegbahn, vol.2, North Holland Publishing Co. 1965) .
- y.** H.J.Rose e D.M.Brink  
Rev. Mod. Phys 39 (1967) 306.
- Jf.** M. Ferentz and N.Rosenzweig, em Alpha-Beta and -Gamma- Ray Spectroscopy (ed. K.Siegbahn, vol.2, North Holland Publishing Co, 1965) Ap. 8.  
A. Bohr, and B. R.Mot tel son, em Nuclear Structure I (W. A. Benjamin, Inc., Amsterdam, 1969)..
10. J.P.Elliot and A.M.Lane, em Handbuch der Physik 39 (Springer, Berlim, 1957) 240.
11. J.M.Eisemberg and W.Greiner, em "Nuclear Model" vol. I (North-Holland Publishing Co, Amsterdam, 1970).
- 1-2. M.A.Preston, em "Physics of the Nucleus" (Addison-Wesley Publishing Co. Inc., Massachusetts, 1962).



H.W.Taylor and B.Singh

- Nucl. Phys. A 148 (1970) 548.

Raymond G.Arnold, Edward CBooth and Willion J.Alston

- Phys. Rev. C\_7 (1973) 1490.

D.E.Velkley, K.C.Chung, A.Mittler, 1.V,RrawJenberger and  
M.T.McEllistrem

- Phys. Rev. 179 (1969) 1090.

A.Riccato and P.David

- Nucl. Phys. A\_J228 (1974) 461 .

M,Ivascu,D.Bucurescu, D.Popporn, V.Avri granu and E.Dra-  
gulescu

- Nucl. Phys. A 225 (1974) 357.

D.S.Andreev, A.P.Grimberg, G.M.Gusinskii, K.I.Erokhina,  
V.S.Zvonov and I.Kh. Lemberg

- Bull. Acad. Sei. USSR Physical Series 36 (1972) 738.

Nuclear Data Sheet vol. 10 (1973) 219 (ref. 59 La 04,  
62 Ghol. 66 Sc. 18) .

M.M.Khodzaev

**TI** So v. Journal Nucl. Phys. 10 (1970) 516.

D. Von Ehreinstein and J.P.Schiffer

**T** Phys. Rev. 164 (1967) 1374

W.H.Zölller, G.E.Gordon and W.B.Walters

- Nucl.Phys. A 124 (1969) 15.

Subramaian Raman and Richard G.Couch

- Phys. Rev. CJL\_ (1970) 744.

B.Zeldman, R.H.Siemssen and L.L.Lee Jr.

- Bull. Am. Soc. 10 (1965) 1126.

V.V.Okorokov, V.P.Bochim, V.S. Romanov, V.M.Serezhim, V  
A.Smotryaev, D.L.Tolchewkov, I.S.Trostin and Yu.N.Che -  
blukov

- Sov. J. Nucl. Phys. 8 (1969) 387.

R.G.Couch, J.A.Biggerstaff, F.G.Percy, S.Raman and K.K.  
Seth

Phys. Rev. C\_2 (1970) 149.

H.Langoff and L.Frevert

- Nucl. Phys. A 111 (1968) 225.

B.A.Nemashkalo, V.E.Storizhko, V.F.Boldyshev, O.I. Ekhi  
chev, A.P.Klyucharev and A.I.PopOv

- Sov. J. Nucl. Phys. 17 (1973) 117.

I.Lindgren, em Alpha-Beta and Gamma Ray Spectroscopy  
(Ed. K.Siegbahn, North Holland Publishing Co.1965).

C.M.Fon, R.W.Zurmihle and M.Soyce

- Nucl. Phys. A 97 (1967) 458.

Nuclear Data B\_2 (1968) n\*6, 1.

V.I.Isäkov

- Bull. Acad. Sei. USSR Physical Series 36 (1972) 727.

V. Paar

- Nucl3 Phys. A 211 (1973) 29.

R.Almar, O.Civitarese, F.Krmpotic and J.Navaza

- Phys. Rev. C\_6 (1972) 187.

A.de-Shalit

- Phys. Rev. 122 (1958) 1530, Phys. Rev. Lett.1(1962)264

J.K.Tenlperley, D.K.McDaniels and D.O.Wells

- Phys. Rev. 139 (1965) 1125.

W.Scholz and F.R.Malik

- Phys. Rev. 176 (1968) 1355

P.H.Stelson and K.K.McGawan

- Nucl. Phys. 32 (1962) 652