

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
SECRETARIA DA INDÚSTRIA, COMÉRCIO, CIÊNCIA E TECNOLOGIA
AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

CORRELAÇÕES ANGULARES GAMA-GAMA

NO NÚCLEO ^{84}Kr

LUCIA CABRAL JAHNEL

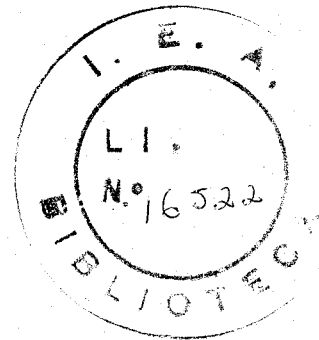
Dissertação apresentada ao Instituto
de Pesquisas Energéticas e
Nucleares como parte dos requisitos
para obtenção do grau "Mestre -
Área Tecnologia Nuclear"

Orientador: Dr. RAJENDRA N. SAXENA

São Paulo - 1979

Orientador
Dependia Nuclear Saneamento

Aos meus pais



Também se poderia perfeitamente dizer que a noite nasce, se levanta, pois é ao nível das terras, dos campos, dos trigais, dos pequenos bosques, das águas correntes ou paradas, ao nível da própria respiração da terra que a sombra incerta se forma, se ergue, ganha altura e, logo, o céu, o universo; pois é bem no alto, do céu que a luz solar se mantém visível por mais tempo, às vezes como um simples toque de claridade, cuja a fonte a muito desapareceu. Mas a linguagem conservou o espírito desse fenômeno aparente, do ritmo da aparição e do desaparecimento do sol além do horizonte - quando há horizonte, senão, simplesmente, além de uma casa, de uma fábrica, de uma chaminé, do alinhamento de antenas de televisão - e é por lembrança talvez do antigo deslumbramento, da aquela surpresa inquietante - pode-se imaginar - que se continua a dizer que a noite cai, que o dia nasce, como se a noite fosse uma queda - em que espécie de horror, angústia, em que desordem? - como se o dia fosse uma ascensão - rumo a que? - e não se vai querer agora mudar hábitos tão firmemente arraigados, ao que parece na maior parte das línguas.

Cai a noite, portanto.

Jorge Semprum

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

Este trabalho não teria sido realizado sem a orientação dos professores Rajendra N. Saxena e Fernando C. Zawislak. Ao Zawislak agradeço também a amizade dedicada durante todos estes anos e ao Saxena a paciência e compreensão tão importantes no nosso convívio diário.

Agradeço aos amigos: A. Bairro Nuevo Jr., João B. Borges, Roberto da Silva e Carlos R. Stopa que muito contribuíram para minha formação nos longos papos levados, diga-se de passagem, não só de física;

a todos os colegas do IPEN que direta ou indiretamente contribuíram para o sucesso desta pesquisa, realizando um importante trabalho de suporte.

Um agradecimento especial a minha filha Gabriela, que apesar da pouca idade soube compreender o que é ter uma mãe estudando física, cujo carinho e amor muito me incentivaram durante todo o trabalho.

Este trabalho foi financiado pela Comissão Nacional de Energia Nuclear (CNEN) e pelo Governo do Estado de São Paulo, através do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN).

R E S U M O

Realizou-se medidas de correlação angular direcional, das transições gama do ^{84}Kr , resultante do decaimento do ^{84}Br ($T_{1/2} = 32$ min), utilizando-se um espectrômetro automático Ge(Li)-NaI(Tl). Foram estudadas um total de dez cascatas gama, resultando as seguintes razões de mistura de multipolaridade: $\delta(605) = +0,01^{\pm 0,01}$; $\delta(736) = -0,07^{\pm 0,01}$; $\delta(802) = -0,04^{\pm 0,01}$; $\delta(987) = -0,08^{\pm 0,01}$; $\delta(1016) = +0,80^{\pm 0,03}$; $\delta(1741) = -1,05^{\pm 0,07}$; $\delta(1877) = -0,07^{\pm 0,03}$ e $\delta(2484) = +0,01^{\pm 0,01}$. Estes resultados permitiram estabelecer os spins nucleares, para os níveis a 2345 (4^+), 2623 (2^+), 2759 (2^+), 3082 (3^+), 3366 keV (1^+) e confirmar as previsões para os níveis a 1898 (2^+), 2095 (4^+) e 2700 keV (3^-). Os resultados experimentais são discutidos, brevemente, em termos de modelos nucleares, aplicáveis nesta região de massa. A comparação de algumas propriedades, dos estados 2_2^+ e 2_1^+ , no $^{84,82,80}\text{Kr}$ e com outros núcleos par-par (Ru, Rh e Cd), também, é realizada.

A B S T R A C T

The directional correlation of coincident γ -transitions in ^{84}Kr have been measured following the decay of 32 min. ^{84}Br using a Ge(Li)-NaI(Tl) spectrometer. Measurement have been carried out for ten gamma cascades, resulting in the following multipole mixing ratios: $\delta(605) = +0.01^{\pm 0.01}$, $\delta(736) = -0.07^{\pm 0.01}$, $\delta(802) = -0.04^{\pm 0.01}$, $\delta(987) = -0.08^{\pm 0.01}$, $\delta(1016) = +0.80^{\pm 0.03}$, $\delta(1741) = -1.05^{\pm 0.07}$, $\delta(1877) = -0.07^{\pm 0.03}$ and $\delta(2484) = +0.01^{\pm 0.01}$. These data permitted to assign spins to the levels at 2345(4^+), 2623(2^{\pm}), 2759(2^{\pm}), 3082(3^{\pm}), 3366 keV. (1^+) and confirmed previous assignments for the 1898(2^+), 2095 (4^+), and 2700 keV (3^-) levels. The experimental results are discussed briefly in terms of models applicable for nuclei in this mass region. A comparison of some properties of the 2_2^+ and 2_1^+ states in $^{84,82,80}\text{Kr}$ and in other even-even nuclei (Ru, Pd and Cd) is also presented.

Í N D I C E

	Pág.
INTRODUÇÃO	1
CAPÍTULO I - RESUMO TEÓRICO	4
I-1. Princípios Gerais da Correlação Angular	4
I-1-1. Introdução	4
I-1.2. Correlação Angular Direcional Gama-Gama ..	6
I-1.3. Função Correlação Angular	8
I-1.4. Correlação Angular Tripla	10
I-2. Probabilidade de Transição Gama	11
I-2.1. Fundamentos Teóricos da Probabilidade de Transição	11
I-2.2. Regras de Seleção para Transição Gama	13
CAPÍTULO II - MODELOS NUCLEARES	16
II-1. Introdução	16
II-2. Modelo de Camadas	17
II-3. Modelo Vibracional	20
II-4. Modelo de Quasi-Partícula	23
CAPÍTULO III - INSTRUMENTAÇÃO E ANÁLISE DE DADOS	26
III-1.1. Espectrômetro de Correlação Angular	26
III-1.2. Sistema Eletrônico de Correlação Angu lar	29
III-2. Análise de Dados	31
CAPÍTULO IV - CORRELAÇÃO ANGULAR DO ⁸⁴ Kr	36
IV-1. Introdução	36
IV-2. Medidas de Correlação Angular Direcional ..	37
IV-2.1. Preparação da Amostra	37
IV-2.2. Técnica Experimental	39
IV-3. Resultados Experimentais da Correlação Angular	42
IV-3.1. Dados Anteriores do ⁸⁴ Kr	42
IV-3.2. Dados Obtidos neste Trabalho	46
CAPÍTULO V - ANÁLISE E DISCUSSÃO DOS RESULTADOS EXPERI MENTAIS	53
V-1. Introdução	53
V-2. Parâmetros Experimentais	54

V-3. Análise em termos de Modelos Nucleares	56
CONCLUSÕES	60
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	62

I N T R O D U Ç Ã O

A compreensão da estrutura nuclear é um dos principais problemas da física atual. Várias teorias já foram propostas para explicar a força nuclear, mas ainda não foi possível obter uma formulação matemática precisa, calculável e única para esta força.

A determinação de parâmetros nucleares, tais como, energias, spins, paridades e momentos nucleares, tem contribuído para um mais completo entendimento da estrutura nuclear e auxiliado na formulação de vários modelos. Dentre as diversas técnicas de espectroscopia nuclear (medidas de espalhamento, reações nucleares, etc) a de correlação angular gama-gama ocupa um importante lugar. Ela baseia-se na medida de coincidência entre radiações gamas sucessivas e permite a determinação de spins, paridades e momentos nucleares, parâmetros estes fundamentais para o estudo do núcleo. Esta técnica, também, pode ser utilizada no estudo da estrutura física e química de ligas e cristais.

No presente trabalho foram realizadas medidas de correlação angular gama-gama no ^{84}Kr , utilizando um espectrômetro automático, com uma combinação de um detector de NaI(Tl) com um de Ge(Li). Estas medidas possibilitaram a determinação e/ou confirmação de vários spins nucleares dos níveis de energia do ^{84}Kr e de diversas razões de mistura multipolares das transições gama deste núcleo. Antes do presente trabalho, havia apenas a medida de uma correlação angular gama-gama no ^{84}Kr , realizada a partir do decaimento β^+ /EC do ^{84}Rb . Nas

experiências aqui apresentadas, os níveis de energia do ^{84}Kr foram estudados através do decaimento (β^-) do ^{84}Br . O ^{84}Br possui uma meia-vida de 31,8 minutos, de maneira que a experiência deve ser realizada próxima a um reator nuclear. A dificuldade na obtenção do radioisótopo do ^{84}Br (produto de fissão do ^{235}U , que envolve uma separação química) é um dos motivos dos poucos trabalhos existentes sobre o seu decaimento, o que limita consideravelmente, o número de informações conhecidas sobre o ^{84}Kr .

O estudo do ^{84}Kr é de considerável interesse para a compreensão da estrutura nuclear dos núcleos par-par, na região de massa $60 \leq A \leq 150$. Várias propriedades dos núcleos desta região de massa são, normalmente, atribuídas à vibrações coletivas ou rotações do caroço nuclear ou, então, em termos de excitação de duas quasi-partículas. Assim, informações experimentais sobre o spin, a paridade dos níveis e características multipolares das transições gama entre os níveis, são de grande importância para a compreensão deste núcleo, em termos de efeitos coletivos ou de partícula simples.

A apresentação dos resultados obtidos é precedida por uma descrição sucinta da teoria envolvida e da técnica empregada. No primeiro capítulo são apresentados os princípios gerais da correlação angular e da probabilidade de transição gama. No capítulo II é feito um breve resumo sobre alguns modelos nucleares, utilizados na interpretação do ^{84}Kr . O capítulo III contém uma descrição do arranjo experimental utilizada e dos métodos usados no tratamento de dados. O capítulo IV apresenta os resultados experimentais obtidos, precedi

do de um relato das medidas efetuadas. No capítulo V é realizada uma análise comparativa de alguns isótopos do Kr com isótopos do Ru, Pd e Cd (todos núcleos par-par), baseada em resultados experimentais de misturas de multipolaridades, $S(E2/M1)$, e probabilidade de transição, $B(E2)$. Neste capítulo faz-se, também, uma análise do ^{84}Kr em termos dos modelos nucleares, discutidos no capítulo II. Finalmente, são apresentadas as conclusões do experimento e as discussões sobre as possibilidades futuras de estudo, para um mais completo entendimento deste núcleo.

As expressões matemáticas são numeradas para cada capítulo, com o número do capítulo, em romano, precedendo o número de ordem. As tabelas e figuras são numeradas continuamente e distribuídas no texto, na ordem de surgimento. Encontram-se, as referências bibliográficas numeradas em ordem alfabética, após as conclusões.

CAPÍTULO I

RESUMO TEÓRICO

I-1- Princípios Gerais da Correlação Angular

I-1.1. Introdução

Em 1940, Dunworth¹⁵ aventou a hipótese da existência de uma dependência angular entre radiações nucleares sucessivas. No mesmo ano, Hamilton²¹ publicou o primeiro trabalho teórico sobre o assunto. Em 1947, Brady e Deutsch¹¹, obtiveram, as primeiras evidências experimentais, da existência da correlação angular, entre gamas emitidos em cascata.

No decorrer destes anos, tanto a teoria, como a técnica experimental da correlação angular desenvolveram-se bastante, tornando esta um padrão em espectroscopia nuclear. O desenvolvimento dos detectores de NaI(Tl) e, posteriormente, de Ge(Li) e Si(Li) aliado ao uso do analisador multicanal, foram uma importante contribuição, para o aperfeiçoamento das medidas de correlação angular.

A teoria da correlação angular está baseada em princípios gerais de simetria de rotação e de reflexão, que levam à conservação do momento angular e da paridade, no processo de emissão de radiação eletromagnética; as informações obtidas a partir desta teoria são independentes dos modelos nucleares.

Estudos completos da teoria de correlação angular podem ser encontrados nos trabalhos de H. Fauenfelder e R.M. Steffen¹⁹, H.J. Rose e D.M. Brink⁴⁴ e R.M. Steffen e K. Alder⁴⁹. Uma discussão sobre a técnica experimental pode ser obtida no trabalho de P.J. Twin⁵⁰ e W.D. Hamilton²².

A distribuição angular da radiação gama emitida por um conjunto de núcleos é isotrópica, quando os spins destes núcleos, estão orientados caoticamente. Afim de, observarmos a distribuição anisotrópica da radiação, é necessário haver uma orientação específica dos spins iniciais. Para obtermos um conjunto de núcleos com orientação específica dos spins, podemos colocar amostra em baixa temperatura e aplicar um campo magnético forte. Desta forma os spins nucleares ficam alinhados e/ou polarizados e é possível medir-se a distribuição angular anisotrópica da radiação emitida por estes núcleos. Podemos, também, selecionar núcleos orientados numa direção preferencial por Excitação Coulombiana³⁹.

Uma outra maneira de obter-se uma orientação dos spins, consiste em fixar-se a direção do primeiro gama γ_1 , usando para tanto, núcleos que decaem pela emissão sucessiva de dois gamas: γ_1 e depois γ_2 (cascatas gama) e medir-se a distribuição angular do segundo, γ_2 , em relação à direção do primeiro gama, γ_1 . A distribuição angular terá um padrão, em geral, anisotrópico, porque ao fixar-se a direção de γ_1 , estaremos selecionando um conjunto de núcleos com spins orientados numa determinada direção e não mais ao acaso.

Para que a correlação angular anisotrópi-

ca, entre dois gamas, possa ser observada, é necessário que o spin do estado intermediário permaneça alinhado, até a emissão do segundo gama. Perturbações extra nucleares no estado intermediário podem alterar a correlação angular normal. Estas perturbações são desprezíveis para estados intermediários com vida-média muito pequena ($\tau \sim 10^{-10}$ seg) ou quando a forma física da amostra é tal, que não existem campos extra nucleares. Um modo de obter-se esta condição, é usar fontes líquidas diluídas ou redes cristalinas cúbicas não ferromagnéticas. Nestas condições, a correlação é denominada correlação angular direcional não perturbada. As medidas de correlação angular gama-gama fornecem informações sobre spins dos níveis nucleares e multipolaridades das transições gama envolvidas. Para conhecer se diretamente as paridades relativas dos níveis são necessárias medidas de correlação angular com polarização (linear ou circular) das radiações.

I-1.2. Correlação Angular Direcional Gama-Gama

Na figura 1-A, tem-se a ilustração de uma cascata gama-gama, onde I_i , I e I_f são respectivamente, os spins dos níveis inicial, intermediário e final; E_i , E e E_f são respectivas energias; π_i , π e π_f as paridades correspondentes e τ a vida média do nível intermediário. As transições γ_1 e γ_2 são caracterizadas por suas multipolaridades respectivas L_1 e L_2 e por suas paridades π_1 e π_2 .

Um arranjo experimental esquematizado, para medidas de correlação angular é mostrado na figura 1-B. A quantidade experimental obtida é o número de coincidências γ_1

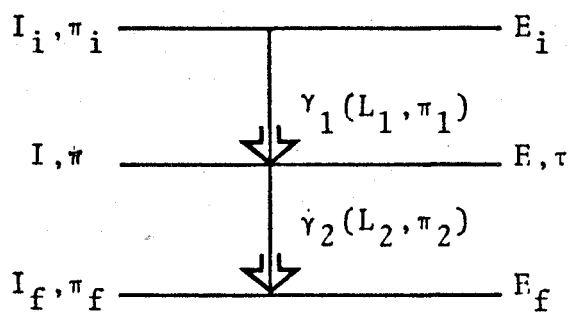


Figura 1A - Esquema típico de uma cascata gama-gama, com os parâmetros mais importantes.

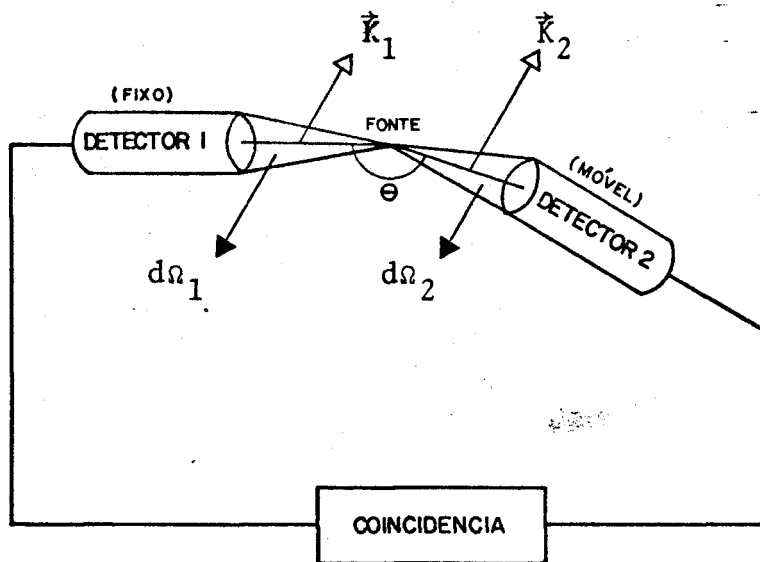


Figura 1B - Esquema simplificado para medidas de Correlação Angular

$\gamma_2(\theta)$, ou seja, o número de gamas, γ_2 , emitidos na direção \vec{k}_2 (dentro do ângulo sólido $d\Omega_2$), que forma um ângulo θ com a direção \vec{k}_1 do primeiro gama, γ_1 , (dentro do ângulo sólido $d\Omega_1$). Este número de coincidências é denominado $W^{\text{exp}}(\theta)$, que após algumas correções, a serem discutidas mais adiante, é comparado com a função teórica $W(\theta)$, para a sequência de spin correspondente a cascata em estudo. Deste ajuste obtêm-se os valores dos parâmetros nucleares, com spin dos níveis e multipolaridades das transições gamas. Um completa dedução da função correlação angular encontra-se no trabalho de Rose e Brink⁴⁴.

I-1.3. Função Correlação Angular

Demonstra-se (vide referência 44) que a função correlação angular, $W(\theta)$, para uma cascata $\gamma - \gamma$, conforme mostra a figura 1-A, é dada por:

$$W(\theta) = \sum_{k(\text{par})} A_{kk} P_k(\cos\theta) \quad \text{I.1}$$

onde:

θ é o ângulo entre os eixos do detector 1 e do detector 2

$$0 \leq k_{\text{máx}} \leq \min(2I, 2L_1, 2L_2)$$

$P_k(\cos\theta)$ é o polinômio de Legendre de ordem k , sendo que, o fato de aparecerem apenas termos pares do polinômio de Legendre, é uma consequência da conservação da paridade na interação eletromagnética.

Os coeficientes A_{kk} são expressos da seguinte maneira:

$$A_{kk} = A_k(\gamma_1) A_k(\gamma_2) \quad \text{I.2}$$

Os coeficientes da função correlação angular, A_k , dependem dos spins dos níveis e das multipolaridades das transições gama envolvidas e podem ser descritos da seguinte forma:

$$A_k(\delta_1) = \frac{F_k(I I_i L_1 L_1') + (-)^{L_1 - L_1'} 2\delta_1 F_k(I I_i L_1 L_1') + \delta_1^2 F_k(I I_i L_1' L_1')}{1 + \delta_1^2} \quad \text{I.3}$$

$$A_k(\delta_2) = \frac{F_k(I I_f L_2 L_2') + 2\delta_2 F_k(I I_f L_2 L_2') + \delta_2^2 F_k(I I_f L_2' L_2')}{1 + \delta_2^2} \quad \text{I.4}$$

Os coeficientes F_k podem ser calculados explicitamente da teoria e foram tabulados por Ferentz e Rosenzweig¹⁸. $L'_n = L_n + 1$, onde L_n ($n=1,2$) é a multipolaridade da mais baixa ordem da transição.

δ_n ($n=1,2$) é a razão de mistura multipolar da transição gama, dada por:

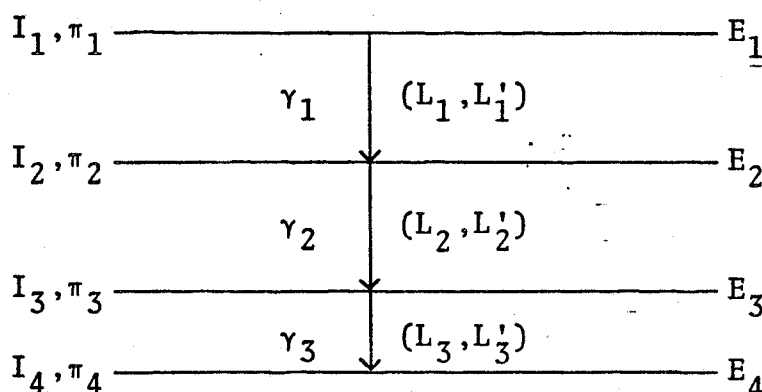
$$\delta_n^2 = \frac{\text{Intensidade de transição com multipolo } L'_n}{\text{Intensidade de transição com multipolo } L_n} \quad \text{I.5}$$

Normalmente, apenas os três primeiros coeficientes A_{kk} são suficientes para descrever a função correlação angular. Costuma-se, também, normalizar os coeficientes A_{kk} em relação a A_{00} , desta forma, obtêm-se a seguinte expressão para $W(\Theta)$:

$$W(\Theta) = 1 + A_{22} P_2(\cos \Theta) + A_{44} P_4(\cos \Theta) \quad \text{I.6}$$

I-1.4 Correlação Angular Tripla

No caso de termos um conjunto de níveis, como o esquematizado a seguir, podemos determinar uma expressão para a função correlação angular entre γ_1 e γ_3 , sem havermos observado γ_2 . Nestas condições temos então, a denominada Correlação Angular Tripla.



A função correlação angular $\gamma_1 - \gamma_3$ é definida, teoricamente, pela introdução na expressão de $W(\theta)$ (I.2) do fator multiplicativo $U_k(I_2, I_3)$, denominado coeficiente de distribuição angular da transição não observada. Temos assim que:

$$W(\theta) = \sum_{k(\text{par})} A_k(\gamma_1) U_k(I_2, I_3) A_k(\gamma_3) P_k(\cos \theta) \quad \text{I.7}$$

onde

$$U_k(I_2, I_3) = \frac{U_k(L_2, I_2, I_3) + \delta_2^2 U_k(L'_2, I_2, I_3)}{1 + \delta_2^2} \quad \text{I.8}$$

e as expressões de $A_k(\gamma_1)$ e $A_k(\gamma_3)$ são definidas da mesma maneira que I.3 e I.4 respectivamente e δ_2 por I.5. Os coeficientes $U_k(I_2, I_3)$ encontram-se tabelados na referência 44.

I-2- Probabilidade de Transição Gama

I-2.1. Fundamentos Teóricos da Probabilidade de Transição

A probabilidade de transição de um estado $|i\rangle$ para um estado $|f\rangle$, pode ser obtida da teoria quântica de perturbação, calculando-se a interação do núcleo com o campo eletromagnético da radiação gama. Um estudo detalhado desta interação foi realizado por Moszkowski³⁸. Apresentam-se aqui, apenas os aspectos mais importantes para o presente trabalho. Uma dedução da probabilidade de transição fornece o seguinte resultado:

$$T(\langle \sigma \rangle, L; I_i \rightarrow I_f) = \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!]^2} \frac{K^{2L+1}}{\hbar} B(\langle \sigma \rangle, L) \quad \text{I.9}$$

onde $B(\langle \sigma \rangle, L)$ é a probabilidade de transição reduzida, dada por:

$$B(\langle \sigma \rangle, L, I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{(2I_i+1)} |\langle f || T_L^{\langle \sigma \rangle} || i \rangle|^2 \quad \text{I.10}$$

sendo que

$\langle \sigma \rangle$ indica interação elétrica ($\langle \sigma \rangle = E$) ou magnética ($\langle \sigma \rangle = M$)
 $|i\rangle$ e $|f\rangle$ são, respectivamente, as funções de onda dos estados iniciais e finais do núcleo, para a transição gama considerada.

$T_L^{\langle \sigma \rangle}$ são operadores de interação multipolar, definidos no apêndice da referência 44.

Na dedução das expressões I.9 e I.10 não é feita nenhuma hipótese sobre o modelo do núcleo, elas são expressões

gerais, mas o cálculo explícito das probabilidades de transição é muito sensível a pequenas variações nas funções de onda, que dependem fortemente do modelo nuclear considerado. Isto faz com que, a determinação do valor experimental das probabilidades de transição seja um importante teste para os modelos nucleares.

Para o cálculo final das probabilidades de transição devemos conhecer as funções de onda radiais dos estados iniciais ($i >$) e finais ($f >$). Weisskopf⁶, utilizando o modelo de camadas para núcleos com um núcleon desemparelhado e supondo as funções de onda radiais constantes no interior do núcleo e zero fora do núcleo, calculou as probabilidades de transição para uma partícula simples. Os valores obtidos são conhecidos como estimativas de Weisskopf, sendo um procedimento comum, comparar a probabilidade obtida experimentalmente com as estimativas de Weisskopf, que são dadas pelas seguintes expressões:

$$T(ML) = \frac{2(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \times 10 \left(\frac{3}{L+2}\right)^2 \frac{e^2}{\hbar c} \left(\frac{\hbar/mc}{R}\right)^2 \left(\frac{wR}{c}\right)^{2L} w \quad I.11$$

$$T(EL) = \frac{2(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 \frac{e^2}{\hbar c} \left(\frac{wR}{c}\right)^{2L} w \quad I.12$$

onde

L é o momento angular do gama emitido

$\hbar w$ é a energia do gama emitido

R é o raio nuclear em unidades fêrmis

e \bar{e} a carga do elétron

m \bar{e} a massa de repouso do nêucleon desemparelhado

Finalmente, temos que, a razão de mistura multi
polar, dada pela expressão I.5, é definida teoricamente por:

$$\delta = \frac{\langle f || T_{L'}^{<G'>} || i \rangle / (2L'+1)^{1/2}}{\langle f || T_L^{<G>} || i \rangle / (2L+1)^{1/2}} \quad \text{I.13}$$

onde $L' = L + 1$ e $\langle G \rangle, \langle G' \rangle$ significam, respectivamente, transi
ção elétrica, ou magnética de multipolaridade L, L' ;

I-2.2. Regras de Seleção para Transição Gama

A conservação do momento angular e da paridade ,
num sistema composto de um núcleo mais a radiação, impõe re
gras de seleção quanto as multipolaridades possíveis do gama
emitido. Designando o momento angular e a paridade do estado
nuclear como I_i e π_i e do estado final como I_f e π_f , temos as
seguintes regras de seleção:

$$|I_i - I_f| \leq L \leq I_i + I_f \quad \text{I-14}$$

$$m = |m_i - m_f| \quad (\text{componente } z \text{ do momento angular}) \quad \text{I.15}$$

$$\Delta \pi = (-1)^L \quad \text{para radiação EL (multipolos elétricos)} \quad \text{I-16}$$

$$\Delta \pi = (-1)^{L-1} \quad \text{para radiação ML (multipolos magnéti} \quad \text{I.17}$$

cos)

sendo que $\Delta \pi = 1$ significa que o estado nuclear final para a
transição gama tem a mesma paridade que o estado nuclear ini

cial da transição; e $\Delta\pi = -1$ significa que os estados nucleares, entre os quais houve a transição, tem paridades opostas.

Mesmo quando as regras de seleção admitem uma mistura de tipos de multipolos, as intensidades relativas desses tipos são bem diferentes e geralmente um tipo, ou no máximo, dois são predominantes.

Um fato importante, em conexão com as regras de seleção, é que transições gama entre os estados nucleares $I_i = 0$ e $I_f = 0$ são proibidas. Esta conclusão vem da teoria do campo de radiação, em consequência de sua propriedade de transversalidade que não admite a presença de monopolos ($L=0$).

Apresentamos, na tabela 1, a relação entre o tipo de radiação e seu momento angular, para as transições gama mais frequentes. Entre parênteses está indicado se as paridades dos estados iniciais e finais são diferentes ou não e ΔI significa os valores possíveis, em módulo, dos momentos angulares para I_i ou I_f diferentes de zero.

L	Radiação	ΔI
dipolo L=1	E1 (sim)	0,1
	M1 (não)	0,1
quadrupolo L=2	E2 (não)	0,1,2
	M2 (sim)	0,1,2
octopolo L=3	E3 (sim)	0,1,2,3
	M3 (não)	0,1,2,3
L=4	E4 (não)	0,1,2,3,4
	M4 (sim)	0,1,2,3,4

Tabela 1 - Regras de seleção para transições gama, entre os níveis I_i e I_f .

CAPÍTULO II

MODELOS NUCLEARES

II.1. Introdução

Um dos problemas centrais da física nuclear consiste em descrever os movimentos dos núcleons de um núcleo, que interagem entre si. Quando tenta-se fazer esta descrição surgem as seguintes dificuldades:

- i) não sabemos resolver exatamente o problema de um sistema de muitos corpos;
- ii) as forças nucleares são extremamente complexas e conhecidas apenas de forma aproximada. Não existe, ainda, uma teoria de campo para as forças nucleares e assim, todo o conhecimento que tem-se destas forças está baseado na força nuclear fenomenológica obtida de experiências de espalhamento núcleon-núcleon.

Em virtude dessas dificuldades são formulados modelos, que representam sistemas físicos solúveis e que procuram reproduzir o núcleo real. Como, em princípio, não existe nenhuma relação entre os modelos e as forças nucleares, estes modelos envolvem um conjunto de parâmetros que caracterizam as simplificações feitas com relação às interações nucleares. Estes parâmetros podem ser determinados experimentalmente. O sucesso de um dado modelo é medido pela quantidade de fenômenos e núcleos que ele consegue descrever com uma variação suave dos parâmetros. Em alguns casos é possível justificar de maneira mais ou menos rigorosa um modelo, noutros, a única justifi-

cativa é a intuição e o acordo com a experiência.

Neste capítulo são apresentados alguns modelos de interesse para este trabalho. Primeiramente é discutido o modelo de camadas que é básico para todos os outros modelos nucleares, posteriormente é apresentado o modelo vibracional, pois várias propriedades dos núcleos da região de massa do ^{84}Kr são, normalmente, atribuíveis à vibrações coletivas do núcleo. Finalmente, é apresentado o modelo de quasi-partícula, que possui um formalismo quântico mais complexo e sua aplicação ao ^{84}Kr será discutida no capítulo V.

II.2. Modelo de Camadas

O modelo de camadas é um dos mais importantes e mais úteis na compreensão da estrutura nuclear. Sua concepção e nome advem dos resultados de correlações empíricas de certos dados nucleares. Nos últimos anos, verificou-se que muitas propriedades nucleares variam periodicamente de um modo similar ao do sistema periódico dos elementos. A maior parte destas propriedades (energia de ligação, estabilidade, secção de choque, etc) apresenta descontinuidades marcantes para núcleos com o número de prótons Z ou número de nêutrons $N = A - Z$ igual aos números 2, 8, 20, 28, 50, 82 e 126. Estes números são denominados "números mágicos". Os números mágicos de nêutrons e prótons foram interpretados como se estivessem formando camadas fechadas de nêutrons e prótons independentes, por analogia com o preenchimento das camadas eletrônicas nos átomos.

Várias teorias foram propostas para explicar as

camadas de neutrons e protons ^{17,35,40}. Supõe-se que cada núcleon move-se em sua órbita dentro do núcleo, independentemente de todos os outros núcleons. A órbita é determinada pela função de energia potencial $V(r)$ que representa o efeito médio das interações entre todos os núcleons.

O potencial que melhor explica as previsões do modelo de camadas é o de Woods-Saxon⁴⁵, que é um potencial intermediário entre o tipo de poço quadrado infinito e o tipo oscilador harmônico. Estes potenciais possuem as seguintes apresentações matemáticas:

i) potencial tipo poço quadrado infinito

$$V(r) = \begin{cases} -V_0, & r \leq R \\ \infty, & r > R \end{cases} \quad \text{II-1}$$

onde R é o raio nuclear

ii) potencial tipo oscilador harmônico

$$V(r) = -V_0 + \frac{1}{2} M w^2 r^2 \quad \text{II.2}$$

onde w é a frequência clássica do oscilador harmônico.

iii) potencial de Woods-Saxon

$$V(r) = -V_0 \left(1 + e^{(r-R/a)} \right)^{-1} \quad \text{II.3}$$

A expressão matemática do potencial de Woods-Saxon não permite o cálculo analítico da energia dos níveis e das funções de onda, mas como a forma deste potencial está en

tre dois potenciais que possuem expressões matematicamente maneáveis (poço quadrado infinito e oscilador harmônico), os cálculos dos estados de energia dos núcleos foram realizados por estes dois potenciais. O princípio de exclusão de Pauli, onde no máximo cada nível pode ser preenchido por dois núcleons iguais com spins antiparalelos, deve ser aplicado, tanto aos prótons como aos nêutrons, no cálculo dos níveis de energia.

Apesar de terem sido realizados diversos cálculos, todos os números mágicos sô foram reproduzidos quando Mayer⁴¹ e Jensen et al²⁴ introduziram um termo adicional no potencial, que representa um acoplamento do momento angular orbital de um dado núcleon com o próprio momento angular intrínseco do spin, com a seguinte forma: $\vec{\lambda} \cdot \vec{s}$. A introdução do termo de acoplamento no potencial central, permitiu obter-se todos os números mágicos e também prever os spins e momentos magnéticos dos níveis fundamentais dos núcleos. Assim, para o estado fundamental de núcleos os par-par, o modelo de camadas prever spin zero e paridade positiva, fato este que já havia sido verificado experimentalmente. No caso de um núcleo par-ímpar ou ímpar-par, o spin nuclear é dado pelo momento angular nuclear do núcleon desemparelhado.

Os resultados experimentais confirmam, em grande parte, as previsões feitas pelo modelo de camadas para o spin nuclear do estado fundamental e para os níveis excitados de núcleos, com número de núcleons próximos aos números mágicos. Já para o caso de níveis excitados de núcleons cujo número de núcleons fora de uma camada fechada aumenta, o modelo de camadas não mais consegue prever os spins dos níveis.

Um resultado importante, baseado no modelo de camadas, é o cálculo realizado por Schmidt⁴⁸ dos momentos de dipolo magnético. Experimentalmente, os valores medidos do momento de dipolo magnético sempre estão entre os limites de Schmidt.

À medida que o número de núcleons, fora da configuração de uma camada fechada aumenta, as forças de longo alcance, entre os núcleons em órbita, com diferentes valores de momento angular, tendem a alterar a forma esférica do caroço. Esta idéia de deformação nuclear surgiu a partir das medidas de momento de quadrupolo elétrico, de uma série de núcleos. O momento de quadrupolo elétrico reflete a distribuição de cargas (i.e., de prótons) do núcleo. Assim, um núcleo que possui um momento de quadrupolo elétrico diferente de zero, não pode ter forma esférica, terá de ser elipsoidal ou esferoidal. Outra evidência experimental da deformação nuclear, são os esquemas de níveis obtidos para vários núcleos, bem diferentes do previsto pelo modelo de camadas. Estas deformações estão associadas com os movimentos do núcleo com um todo, ou seja, com movimentos coletivos, que pertencem a duas categorias, a saber: as vibrações nucleares (devido a pequenas forças de deformação) e as rotações nucleares (devido a grandes forças de deformação). Uma completa discussão, a respeito das deformações nucleares e movimentos coletivos é encontrada na referência 8.

II-3. Modelo Vibracional

O potencial esférico médio utilizado no modelo de camadas pode ser expandido em multipolos, afim de ser generalizado. O primeiro termo da expansão, monopolo, tem contribuição dominante e corresponde a parte esférica do potencial

do modelo de camadas. O segundo termo, dipolo, representa as os cilações de centro de massa. O terceiro termo, quadrupolo, re presenta as forças quadrupolares que atuam a longas distâncias, sendo muito fracas para núcleos na região das camadas fechadas. Essas forças podem tornar-se suficientemente intensas fora das camadas fechadas, tal que, as flutuações de um par de núcleons perturbam o campo nuclear médio, induzindo movimentos coeren tes de todos os pares, que tendem a deformar o núcleo⁸. Podem ocorrer, então, vibrações na superfície nuclear, e, com a adi ção de muitos núcleons fora da camada fechada, uma deformação permanente.

A teoria das vibrações nucleares assemelha-se ao tratamento teórico clássico das oscilações de uma gota líquida macroscópica. Um estudo do modelo da gota líquida encontra-se na referência 14.

Para oscilações nucleares de pequena amplitude e harmônicas, o espectro de energia resultante é o do oscilador harmônico, sendo que as energias de excitação são dadas por:

$$E = \sum_{\lambda} (n_{\lambda} + 1/2) \hbar \omega_{\lambda} \quad \text{II.4}$$

onde

λ é a ordem do modo de vibração

n_{λ} é o número de fonons (ou osciladores) de ordem λ , no es tado de energia E e deve ser inteiro (0, 1, 2, etc).

ω_{λ} é a frequência de oscilação do modo de vibração.

O fonon de vibração do tipo λ possui momento an

gular λ , de modo que a paridade é determinada por $(-1)^\lambda$. Modos de vibração com $\lambda = 0$ e $\lambda = 1$ descrevem oscilações de densidade e centro de massa, respectivamente, que não ocorrem. Assim os modos $\lambda = 2$ (oscilações quadrupolares) e $\lambda = 3$ (oscilações octopolares) são formas vibracionais fundamentais. Estas considerações, levam a esperar fonons de vibração nuclear com energias:

$$\hbar\omega_2, 2\hbar\omega_2, 3\hbar\omega_2, \hbar\omega_3, 2\hbar\omega_3 \dots$$

Um fonon de energia $\hbar\omega_2$ tem spin nuclear 2^+ . Um fonon de energia $\hbar\omega_3$ tem spin nuclear 3^- e um fonon de energia $\hbar\omega_4$ tem 4^+ . Se as vibrações envolve dois fonons de energia $\hbar\omega_2$ (i.e., $2\hbar\omega_2$) resulta um tripleto com $I = 0^+, 2^+$ e 4^+ , normalmente não degenerado e pode-se apresentar em ordem diferente¹³.

As transições gamas nos núcleos vibracionais, além das regras de seleção discutidas na secção I-2.2., obedecem também as seguintes regras de seleção de um oscilador harmônico de número quântico n :

$$\Delta n = 0, 2 \quad \lambda = 2$$

$$\Delta n = 1, 3 \quad \lambda = 3$$

$$\Delta n = 0, 2, 4 \quad \lambda = 4$$

Assim, para as transições quadrupolares temos dois grupos de excitação, com energia 0 e $2\hbar\omega$. Para $\lambda = 3$, de acordo com as regras de seleção, temos energia de excitação $\hbar\omega$ e $3\hbar\omega$.

Um estudo aprofundado do modelo vibracional encontra-se na referência 8.

II-4. Modelo de Quasi-Partícula

O estado fundamental para a hamiltoniana de partícula independente, sem interação residual, corresponde ao preenchimento dos níveis do modelo de camadas, com um corte abrupto da energia de Fermi, i.e., todos os níveis abaixo da energia de Fermi estão completamente ocupados e todos os níveis acima dessa energia estão completamente vazios. A interação de emparelhamento causa uma grande mistura de configuração e, conseqüentemente, as órbitas de partícula independente nas vizinhanças do nível de Fermi vão estar parcialmente ocupadas. A força de emparelhamento entre dois núcleos pode ser descrita, nestas condições, em termos de operadores de criação e aniquilação e de um parâmetro de intensidade³. Temos, então, que as excitações são equivalentes a transferência de partículas de uma camada a outra, i.e., a criação de buracos em camadas previamente cheias e de partículas em camadas vazias. Portanto uma excitação pode ser descrita por um operador que é uma combinação linear dos de criação e destruição de partículas; as excitações descritas por estes operadores, que obedecem à estatísticas de Fermi, recebem o nome de quasi-partículas. Por intermédio de uma transformação canônica (transformação de Bogoliubov-Valatin^{10,51}) os operadores de criação e de aniquilação são transformados em operadores de quasi-partículas:

$$\alpha_{jm} = u_{jm} a_{jm} - f_{jm} v_{jm} a_{j-m}^+ \quad \text{II.5}$$

$$\alpha_{jm}^+ = u_{jm} a_{jm}^+ - f_{jm} v_{jm} a_{j-m} \quad \text{II.6}$$

onde:

a_{jm}^\dagger é o operador de criação que, atuando no vácuo $|v=0\rangle$, cria uma partícula na órbita jm , do modelo de camadas.

a_{jm} é o operador de aniquilação que, atuando no vácuo, aniquila uma partícula da órbita jm , do modelo de camada.

$$f_{jm} = (-1)^{\lambda + j - m}$$

u_{jm} e v_{jm} são números reais que representam a amplitude de não-ocupação e ocupação, respectivamente, do estado $|j, m\rangle$, de tal forma que:

$$u_{jm}^2 + v_{jm}^2 = 1$$

A escolha de ($u_{jm} = 1$ e $v_{jm} = 0$) para estados acima da superfície de Fermi ($\epsilon_j > \lambda$) e ($u_{jm} = 0$ e $v_{jm} = 1$) para $\epsilon_j < \lambda$ transforma as partículas e buracos em excitações elementares.

As probabilidades de ocupação (v_{jm}^2) e não-ocupação (u_{jm}^2) são dadas por:

$$v_{jm}^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{\epsilon_j - \lambda}{(\epsilon_j - \lambda)^2 + \Delta^2} \right\} \quad \text{II.7}$$

$$u_{jm}^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{\epsilon_j - \lambda}{(\epsilon_j - \lambda)^2 + \Delta^2} \right\} \quad \text{II.8}$$

onde

ϵ_j é a energia de partícula simples, sem força de emparelhamento.

λ é a energia média de Fermi e é utilizada como multiplicador de Lagrange.

Δ é o parâmetro de emparelhamento.

Tanto λ como Δ podem ser determinados empiricamente, respectivamente, pela energia de separação de duas partículas e pelo espectro de energia.

Para este formalismo, as funções de onda são simplesmente operadores de criação de quasi-partícula operando num vácuo de quasi-partícula.

No caso de um núcleo par-par, o estado fundamental é o vácuo de quasi-partícula, ou seja, estados do modelo de camadas, onde os núcleos estão acoplados aos pares, de tal modo que $I = 0$ e a energia de excitação mínima correspondente à quebra de um par, ou seja, à criação de duas quasi-partículas. Neste caso, estados excitados são estados de 2, 4 etc quasi-partículas correspondendo a 2, 4 etc excitações elementares.

Pelo formalismo de quasi-partícula os operadores eletromagnéticos tomam a forma:

$$\langle \nu = 1; j_2 \| \mathcal{M}(E\lambda) \| \nu = 1, j_1 \rangle = (u_1 u_2 - v_1 v_2) \langle j_2 \| \mathcal{M}(E\lambda) \| j_1 \rangle_{sp} \quad \text{II.9}$$

$$\langle \nu = 1; j_2 \| \mathcal{M}(M\lambda) \| \nu = 1, j_1 \rangle = (u_1 u_2 + v_1 v_2) \langle j_2 \| \mathcal{M}(M\lambda) \| j_1 \rangle_{sp} \quad \text{II.10}$$

A. Bohr e B.R. Mottelson realizaram um completo estudo sobre o modelo de quasi-partícula⁹; discussões sobre alguns aspectos deste modelo são encontrados nas referências 7 e 8.

CAPÍTULO III

INSTRUMENTAÇÃO E ANÁLISE DE DADOS

III-1.1. Espectrômetro de Correlação Angular

Conforme foi visto no capítulo I, a expressão para a correlação angular $W(\Theta)$ pode ser descrita como:

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

As quantidades medidas desta equação são o ângulo Θ , entre os detectores, e $W(\Theta)$, que é o número de coincidências entre os dois gamas da cascata em estudo, em cada ângulo. A medida de $W(\Theta)$ em vários ângulos, fornece um sistema de equações, que permite o cálculo de A_{22} e A_{44} por ajuste de mínimos quadrados. Para podermos comparar os coeficientes obtidos experimentalmente, com os coeficientes teóricos necessita-se de algumas correções, a serem discutidas na segunda parte deste capítulo.

Os fons gamas produzem pulsos eletrônicos em detectores de radiação. Os resultados experimentais apresentados neste trabalho, foram obtidos pela coincidência destes pulsos. Utilizou-se uma combinação de um detector de Ge(Li) com um de NaI(Tl). Os detectores de Ge(Li) caracterizam-se por sua alta resolução em energia, enquanto que, os detectores de NaI(Tl) possuem uma melhor eficiência de detecção comparada com a do Ge(Li).

O arranjo experimental utilizado, constitui-se de uma mesa de correlação angular e dois detectores (um fixo e outro móvel), acoplados a um sistema eletrônico (descrito em II-1.2). Na figura 2, tem-se um esquema da mesa automática para correlação angular. Nas medidas realizadas o detector fixo é um Ge(Li) (coaxial com volume de 40 cm^3 - ORTEC) e o detector móvel um NaI(Tl) (7,6 cm x 7,6 cm - HARSHAW). O NaI(Tl) foi utilizado como detector de janela ("gating detector"), sendo o espectro de coincidências gama registrado pelo detector de Ge(Li).

Para eliminar coincidências beta-gama e efeitos de raios gama espalhados foram colocados, nos detectores, absorvedores de alumínio (1 cm de espessura) à sua frente, bem como blindagens de chumbo de forma cônica.

As posições angulares são pré-fixadas por pequenas chaves de parada, que acionam micro-chaves do sistema cujo movimento é conjunto ao do detector. No centro da mesa encontra-se um pino de metal, onde coloca-se o porta-amostra. Afim de minimizar qualquer anisotropia na forma da amostra, este pino gira a 4 rpm. Tanto a altura da fonte, com a sua distância em relação aos detectores são ajustáveis.

As coincidências gama-gama obtidas, são armazenadas em um analisador multicanal (AMC) de 4096 canais, cuja memória é dividida em quatro partes, cada uma para uma dada posição angular do detector móvel. O tempo de medida, em cada ângulo pode ser fixado, sendo o espectro resultante a somatória de várias medidas, no mesmo ângulo, que vão acumulando-se em cada

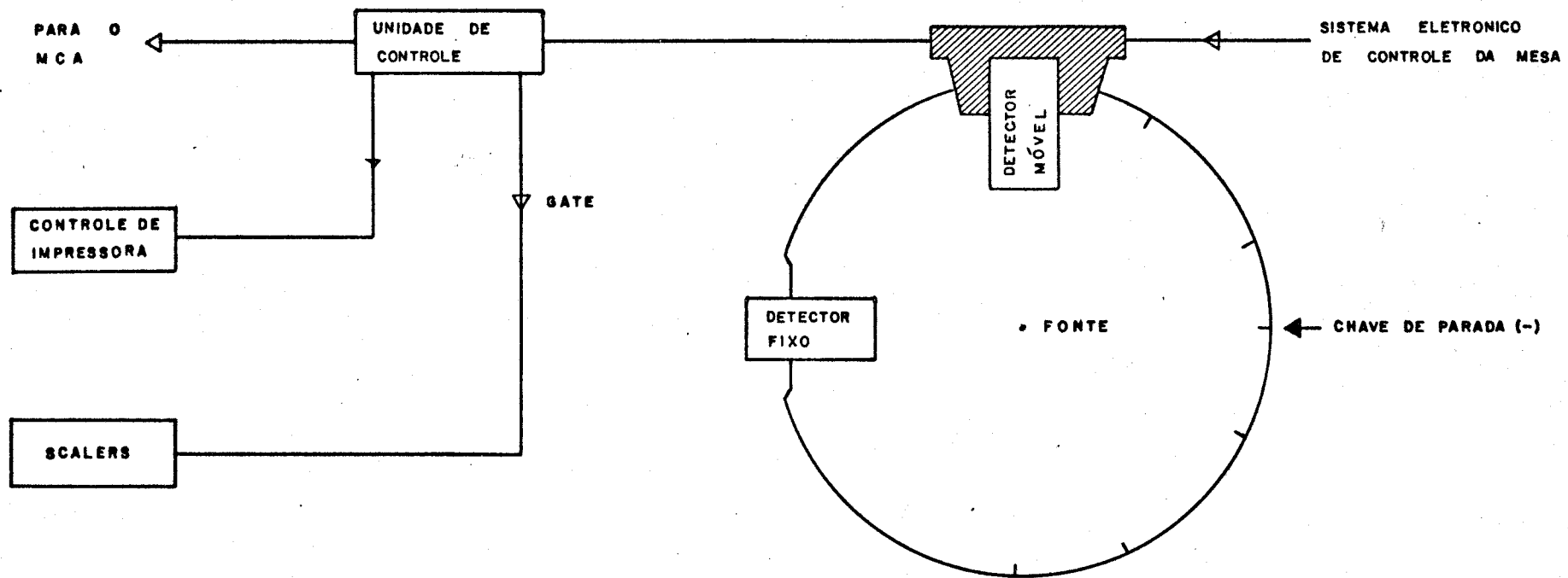


Figura 2 - Esquema indicativo da mesa automática para Correlação Angular Gama-Gama.

ciclo.

Uma completa descrição do espectrômetro automático para correlação angular, utilizado neste trabalho, encontra-se na referência 46.

III-1.2. Sistema Eletrônico de Correlação Integral

O conjunto eletrônico utilizado denomina-se Sistema Eletrônico de Correlação Integral, sendo empregado para medidas de Correlação Angular Direcional. O circuito eletrônico, deste sistema, está esquematizado na figura 3.

Os pulsos formados nos detectores de Ge(Li) e NaI(Tl) são, primeiramente, pré-amplificados em um módulo ORTEC-120 2B para o primeiro detector e ORTEC-113 para o segundo. Em seguida, estes pulsos passam por amplificadores (ORTEC-450 e ORTEC-440, respectivamente para o Ge(Li) e NaI(Tl)). O sinal amplificado originário do NaI(Tl) passa por um estabilizador analógico CANBERRA-1520, afim de compensar as variações eventuais de ganho. Este sinal é fornecido, em seguida, ao analisador monocanal ORTEC-420, para selecionar a região de energia de interesse, fornecendo um pulso lógico, com base de tempo de saída no cruzamento do zero do pulso bipolar do amplificador. Por sua vez, o sinal amplificado proveniente do Ge(Li) é fornecido diretamente para o analisador monocanal ORTEC-420A, cuja janela é completamente aberta. Esses dois pulsos originários dos monocanais são, então, enviados a unidades de coincidência rápida ORTEC-414A, com tempo de resolução ajustado em 70nseg. O sinal de saída desta unidade, que é utilizada como "gate" para o multicanal, juntamente com o sinal do amplifica-

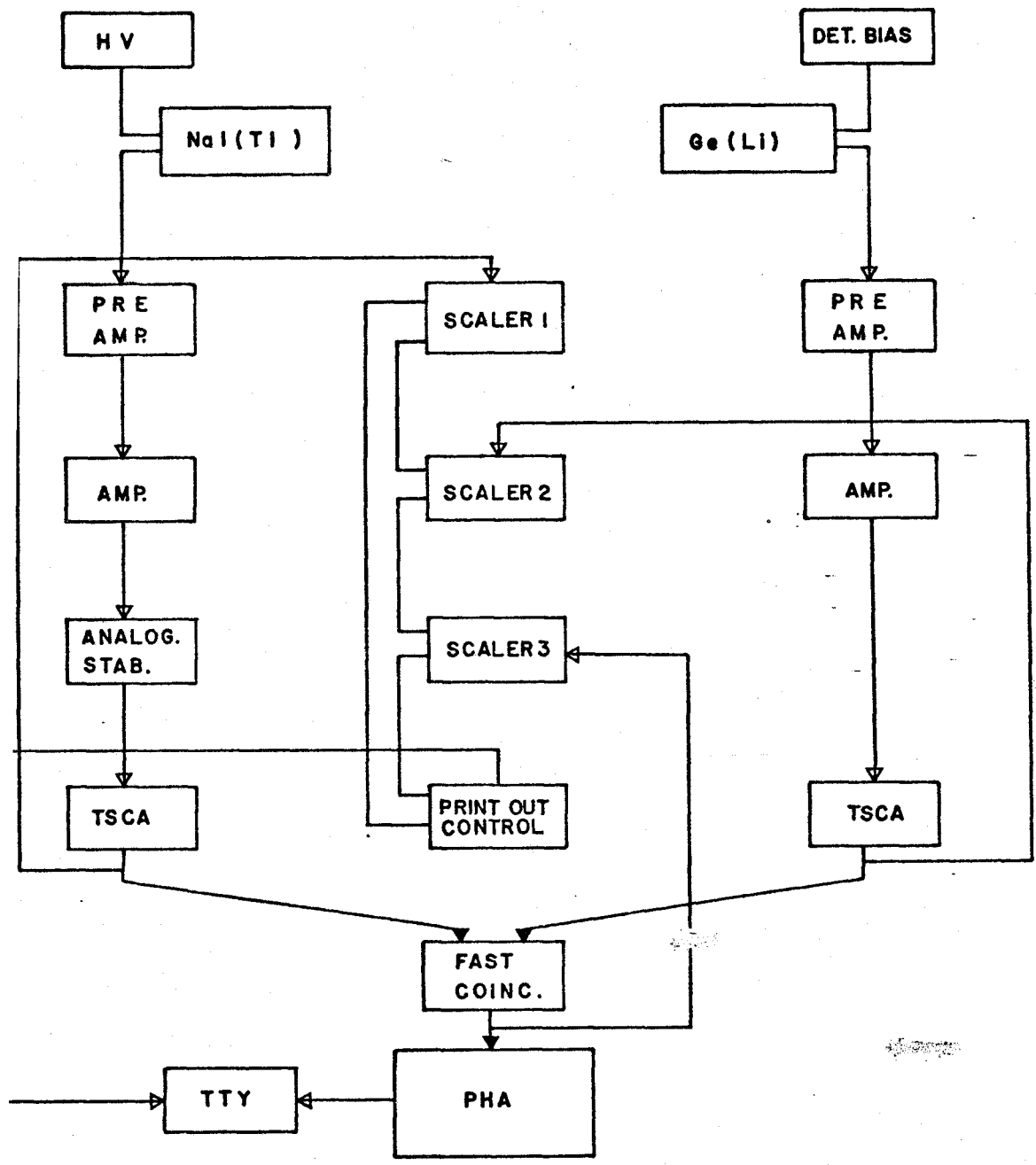


Figura 3 - Sistema Eletrônico Integral

dor do Ge(Li) vão produzir um eventual registro no multicanal (AMC). Portanto, o espectro resultante no multicanal é o de coincidência dos gamas com o eventos que estão na faixa de energia selecionada na janela do espectro do NaI(Tl).

Cada um dos três contadores armazenam, respectivamente, o número total de coincidência, as contagens simples do Ge(Li) e as do NaI(Tl), sendo que estas contagens são impressas automaticamente numa teletipo, acoplada ao sistema, ao final de cada medida. As contagens são usadas na normalização das coincidências.

O desempenho do espectrômetro automático e do sistema eletrônico para correlação angular utilizado neste trabalho, já foi verificado várias vezes^{2,16}, tendo demonstrado a confiabilidade do equipamento. Uma verificação do seu funcionamento foi realizada no início do presente experimento, medindo-se a correlação angular da cascata (1170-1330) keV do ^{60}Ni e os resultados obtidos estão em boa concordância com os valores teóricos previstos.

III-2. Análise de Dados

Conforme foi visto na secção anterior, neste trabalho seleciona-se a energia de uma transição da cascata no espectro do detector NaI(Tl), enquanto que o Ge(Li) fornece o espectro de coincidência. Este espectro que é obtido no AMC constitui-se de coincidências verdadeiras, somado com coincidências provenientes de cascatas com eventuais gamas de energia mais alta, que espalhados por efeito Compton produzem radia

ções na energia da janela selecionada. Temos, também, coincidências acidentais devido a gamas que não são originários do mesmo núcleo.

Para determinarmos as coincidências devido ao efeito Compton deslocamos a janela do NaI(Tl) para uma energia um pouco mais alta da energia selecionada; para as coincidências acidentais, introduz-se um atraso de 1 μ seg em um dos canais. Estas medidas são realizadas separadamente, para cada energia de transição selecionada no detector de NaI(Tl).

O número de coincidências obtém-se somando as contagens dos canais do fotopico de interesse e subtraindo-se a contagem de fundo, que é obtida pela média das contagens em ambos os lados do fotopico considerado. Este procedimento é feito não só para as contagens totais, como também para as acidentais e as devido ao efeito Compton.

Temos então, para cada ângulo, que:

$$W^v(\theta) = W^m(\theta) - W^{ac}(\theta) - W^{co}(\theta) \quad \text{III.1}$$

onde

$W^v(\theta)$ são as coincidências verdadeiras

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

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

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

Como são realizadas diversas (n) medidas em cada

ângulo, tem-se que:

$$W_t^v(\Theta) = \prod_{i=1}^n W_i^v(\Theta) \quad \text{III.2}$$

Conforme foi discutido em II-1.2, o número de coincidências é normalizado usando-se as contagens simples do detector NaI(Tl), em relação ao ângulo de 90° . Assim, para n medidas e denominando-se de C^S as contagens simples, tem-se que:

$$C_t^S = \sum_{i=1}^n C_i^S(\Theta) \quad \text{III.3}$$

Assim, o número de coincidências experimentais é dado por:

$$W_t^{\text{exp}}(\Theta) = W_t^v(\Theta) \times C_t^S(\Theta) / C_t^S(90^\circ) \quad \text{III.4}$$

Com a relação $W^{\text{exp}}(\Theta)/W^{\text{exp}}(90^\circ)$ faz-se um ajuste por mínimos quadrados, da curva de correlação angular, dada pela expressão I.6:

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

Este ajuste é feito por computador, sendo que o erro de $W^{\text{exp}}(\Theta)$ são erros estatísticos, dado por

$$\sqrt{W^{\text{exp}}(\Theta)}$$

Os valores A_{kk}^{exp} obtidos deste ajuste, são corrigidos para a geometria finita dos detectores, da seguinte maneira:

$$A_{kk} = A_{kk}^{\text{exp}} / Q_{kk} \quad \text{III.5}$$

onde $Q_{kk} = Q_k(1) \times Q_k(2)$, sendo que $Q_k(1)$ é o fator de correção para o detector 1 e $Q_k(2)$ para o detector 2. Estes fatores de correção dependem do ângulo sólido entre a fonte e o detector, e da energia de fotopico em estudo, e encontram-se tabelados na referência 53 para o detector de NaI(Tl) e nas referências 5 e 12 para o detector de Ge(Li).

Os coeficientes A_{22} e A_{44} são os únicos dados experimentais e conforme viu-se nas expressões I.3 e I.4 dependem, normalmente, de 7 parâmetros que não podem ser determinados simultaneamente, desta forma, é necessário o uso de outros tipos de informações, seja experimental ou teórica sobre os níveis de transições envolvidas na cascata em estudo. No caso de uma cascata como a da figura 1A, conhecendo-se através da literatura, informações sobre spins de dois níveis e a mistura de multipolar de uma transição é possível determinar o spin do terceiro nível e o valor da mistura multipolar da outra transição gama, pelo método da correlação angular.

Para os casos em que temos uma transições pura, ou seja, $\delta(\gamma_1)$ ou $\delta(\gamma_2)$ é nulo, a expressão para A_{kk} é simplificada, por exemplo, para $\delta(\gamma_2)$ igual a zero, tem-se que:

$$A_{kk} = \frac{F_k(I_2 I_1 L_1 L_1) + (-)^{L_1 - L'} 2\delta F_k(I_2 I_1 L_1 L_1') + \delta^2 F_k(I_2 I_1 L_1' L_1')}{1 + \delta^2} \times F_k(I_2 I_3 L_2 L_2') \quad \text{III.6}$$

Nestas condições pode-se, como no caso anterior, determinar a razão de mistura multipolar da transição γ_1 e o spin correspondente ao primeiro nível da cascata, pelo método da correlação angular. O valor da mistura multipolar desconhe-

cida obtém-se pelo teste de χ^2 , sendo este valor o correspondente ao menor χ^2 . As sequências de spins mais prováveis são propostas de acordo com as regras de seleção, para as transições e com os resultados já conhecidos da literatura.

O teste de χ^2 é realizado por um programa de computador, através da expressão:

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^m \left\{ \frac{W^{\text{teo}}(\theta_j) - W^{\text{exp}}(\theta_j)}{\sigma(\theta_j)} \right\}^2 \quad \text{III.7}$$

onde

m é o número de ângulos nos quais foram realizadas as medidas $W^{\text{teo}}(\theta_j)$ é o valor teórico da função correlação angular, dado por I.6, para uma determinada sequência de spin (I_i, I, I_f) $W^{\text{exp}}(\theta_j)$ é o valor experimental obtido para a função correlação angular dado por III.4

$\sigma(\theta_j)$ é o erro estatístico dado por:

$$\sigma(\theta_j) = \sqrt{W^{\text{exp}}(\theta_j)} \quad \text{III.8}$$

CAPÍTULO IV

CORRELAÇÃO ANGULAR DO ^{84}Kr

IV-1. Introdução

Os níveis de energia do $^{84}_{36}\text{Kr}_{48}$ já foram estudados tanto a partir do decaimento do $^{84}_{35}\text{Br}_{23,26}$ e 27 como a partir do decaimento do $^{84}_{37}\text{Rb}_{30,43}$, sendo que os spins e as paridades de alguns níveis de energia foram associados a partir de medidas de intensidade dos raios gamas e de log ft. Vários estudos foram, também, realizados utilizando-se reações nucleares, a saber: $(\alpha, 2n\gamma)^{36}$; $(p, t)^{33}$; $(p, p')^1$; captura de neutrons térmicos³⁴ e excitação coulombiana²⁵. Apesar de todos os estudos mencionados acima, ainda não foi possível obter-se um esquema de níveis definitivo para o ^{84}Kr , permanecendo, também, ambíguos os valores de vários spins e paridades dos níveis de energia deste núcleo.

Até a realização deste trabalho, foi efetuada apenas uma medida de correlação angular, da cascata gama 1016-882 keV do ^{84}Kr , utilizando detectores de NaI(Tl) e a partir do decaimento β^+/Ec do $^{84}\text{Rb}^{43}$. Dado o baixo valor de Q_β para este decaimento, são apenas populados os níveis de 882 e 1898 keV do ^{84}Kr , o que não permite obterem-se informações mais completas, a respeito dos níveis de mais alta energia. Para obter-se informações sobre esses níveis, é necessário popular estes níveis a partir do decaimento β^- do estado fundamental do ^{84}Br .

No presente trabalho, usando o radioisótopo de

^{84}Br , mediu-se a correlação angular de diversas cascatas gama do ^{84}Kr , o que permitiu determinar e/ou confirmar os spins de vários níveis de energia do ^{84}Kr e também obteve-se, para diversas transições gama, o valor da razão de mistura multipolar.

IV-2. Medidas de Correlação Angular Direcional

IV-2.1. Preparação da Amostra

O ^{84}Br é produzido pela fissão nuclear do ^{235}U com neutrons térmicos e pode ser separado quimicamente dos outros produtos de fissão, pelo método de extração com solvente. Cerca de 1,2g de nitrato de uranila foi selada em tubo de vidro (3 cm x 0,8 cm de diâmetro) e irradiada num fluxo de neutrons térmicos de $\sim 4 \times 10^{11}$ neutrons/cm² seg no reator IEA-R1 (estação 4 - sistema pneumático), durante 25 minutos. Ao término da irradiação e passado um período de 5 minutos, realizou-se o seguinte procedimento de separação, baseado no apresentado na referência 28.

Procedimento:

1. Dissolver a amostra irradiada em 10 ml de H_2O e transferir para um funil de separação; adicionar 0,5 ml de KBr (10mg/ml) e 0,5 ml de KI (10mg/ml), estes são usados como carregadores para o bromo e o iodo.
2. Adicionar 1 ml de HNO_3 (6M) e 4-6 gotas de KMnO_4 (1M) (até obter-se a cor púrpura do KMnO_4). Colocar 10 ml de CCl_4 e agitar por 1 minuto. Descartar a fase aquosa.
3. Agitar, por um minuto, a camada com CCl_4 juntamente com 10

- ml de H_2O e 0,5 ml de $NH_2OH.HCl$ (1M). Eliminar a camada com CCl_4 .
4. Agitar, por um minuto, a camada com H_2O juntamente com 10 ml de CCl_4 , 1 ml de $NaNO_2$ (1M) e 1 ml de HNO_3 (6M). Descartar a camada com CCl_4 .
 5. Colocar a solução aquosa em um tubo de centrífuga, após breve aquecimento; adicionar 1 ml de $AgNO_3$ (1M) para completar a precipitação de $AgBr$. Centrifugar o precipitado por 2-3 minutos. Jogar fora a parte líquida. Finalmente dissolver o precipitado em 2-4 gotas de $Na_2S_2O_3 \cdot 5H_2O$ (2M).

O método utilizado consiste em primeiramente, introduzir KBr e KI como carregadores para o Br^- e I^- , em seguida, estes anions foram oxidados com $KMnO_4$ e extraídos com CCl_4 , na forma de bromo e iôdo, sendo então separados dos outros produ^{tos} de fissão que permaneceram na fase aquosa, fase esta desprezada. O Br_2 é removido do CCl_4 por agitação com água contendo $NH_2OH.HCl$, que o reduz seletivamente. Para eliminarmos totalmente o iodeto, que por ventura, tenha permanecido na fase aquosa, usamos $NaNO_2$ que oxida apenas o anion iodeto. O brometo é finalmente precipitado como $AgBr$, que é dissolvido em $Na_2S_2O_3 \cdot 5H_2O$.

O material radioativo obtido, após este procedimento, foi colocado em um porta-amostra de lucite para ser contado. As contagens foram iniciadas, em média, 40 minutos após o término da irradiação, não sendo observada nenhuma impureza na solução final.

IV-2.2. Técnica Experimental

Todas as medidas realizadas utilizaram as transições gama provenientes do decaimento $^{84}\text{Br} \xrightarrow[31.8 \text{ min.}]{\beta^-} ^{84}\text{Kr}$, pois o tempo decorrido após a irradiação para o início das medidas, (~40 minutos) é suficiente para eliminar o estado isomérico de 6 minutos do ^{84}Br . A fonte de ^{84}Br foi obtida conforme o procedimento descrito na secção anterior.

O arranjo experimental utilizado foi o descrito na secção II-1.1. e III-1.2 usando uma combinação de um detector de Ge(Li) e um de NaI(Tl). A função correlação angular foi medida num total de quatro ângulos (90° , 120° , 150° e 180°), em dois quadrantes da mesa de correlação angular. O tempo de medida em cada ângulo foi de 5 minutos, sendo o tempo total de medida de cada amostra, em média, de uma hora e meia, com um número de coincidências obtidos da ordem de 100 contagens/minuto. Utilizou-se um total de 80 fontes, no decorrer do experimento.

As figuras 4 e 5 apresentam o espectro gama simples obtido com os detectores de Ge(Li) e de NaI(Tl), respectivamente. Conforme está assinalado na figura 5, seleccionou-se, separadamente, os fotopicos 882 keV e 1898 keV no canal do detector NaI(Tl), sendo que o canal do Ge(Li) permaneceu totalmente "aberto".

Foram realizadas medidas de correlação angular das seguintes cascatas gama: 1016-882 keV; 1213-882 keV; 1464-882 keV; 1741-882 keV; 605-1213-882 keV; 1877-882 keV; 736-1464-882 keV; 987-1213-882keV;

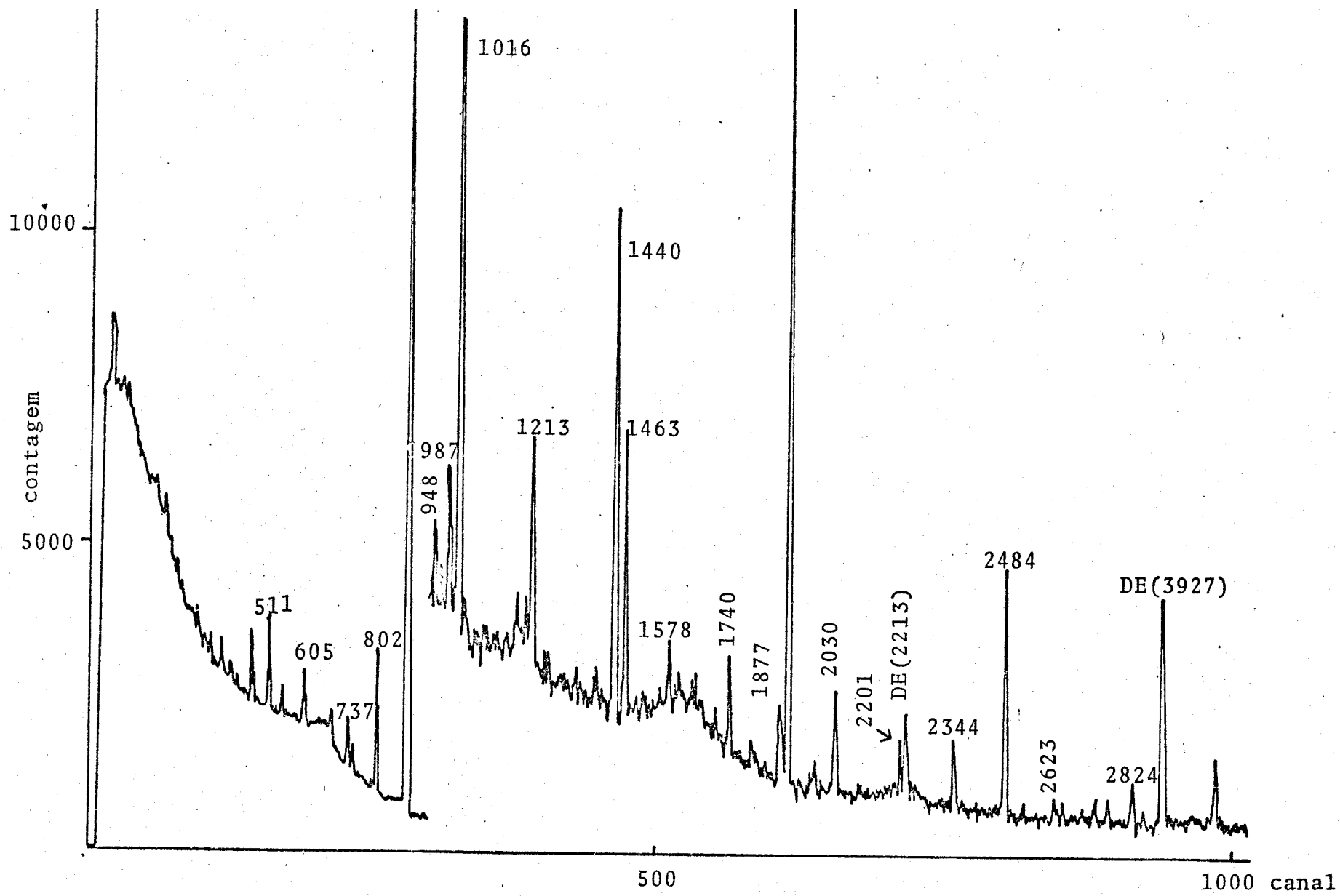


Figura 4 - ^{84}Kr - espectro direto Ge(Li)

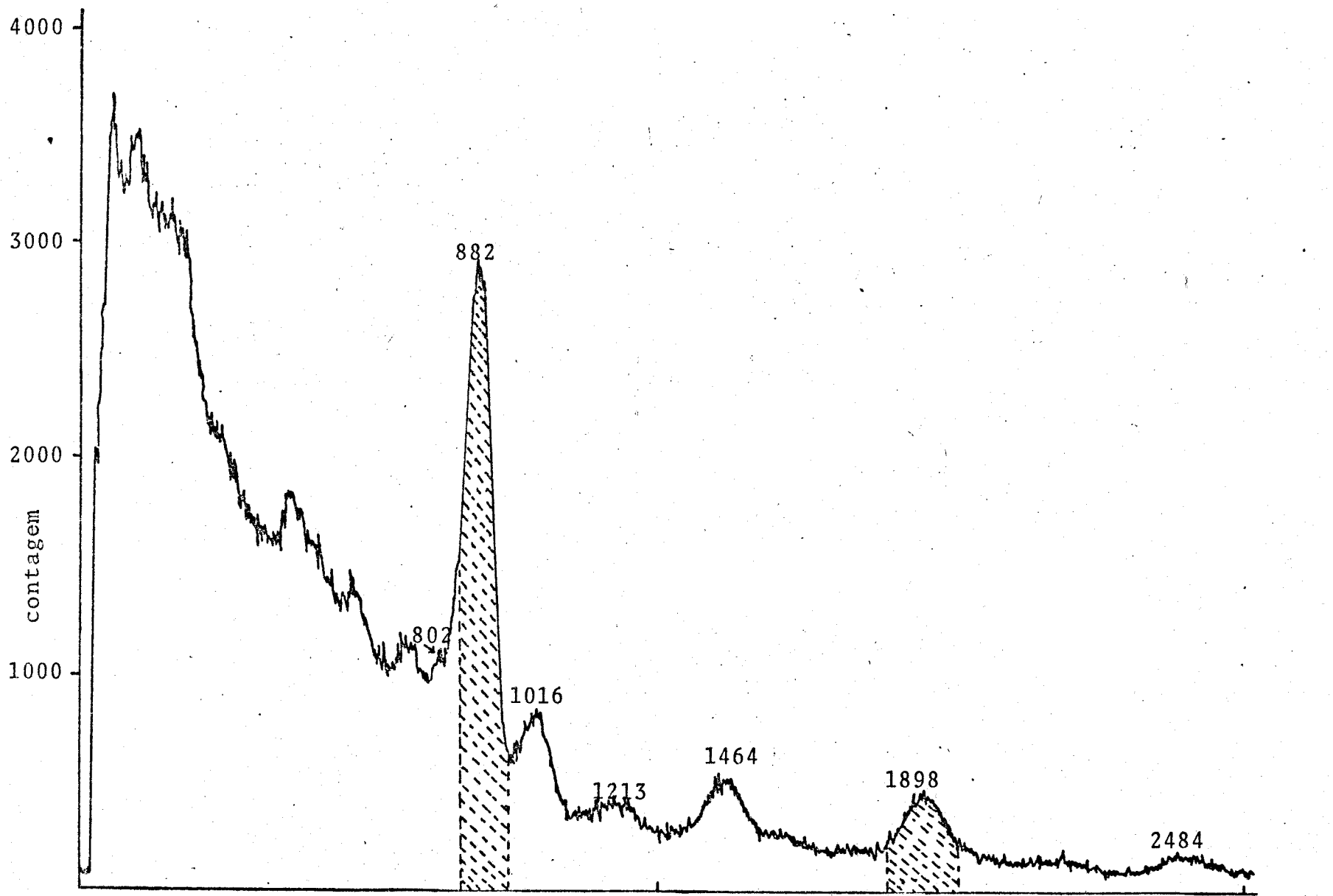


Figura 5 - ^{84}Kr - espectro direto NaI(Tl)

2484-882 keV e 802-1898 keV. Na figura 6 temos o espectro de coincidências gama-gama para o fotopico 882 keV e na figura 7 para o fotopico 1898 keV.

As coincidências acidentais foram determinadas separadamente para cada cascata gama estudada e as contribuições Compton, devido aos gamas de alta energia, foram negligenciadas, pois sua contribuição mostrou-se muito pequena. O cálculo do número de coincidências verdadeiras foi realizado conforme o descrito na secção III-2; adotou-se a definição de Becker e Steffen⁴ para a fase da razão de mistura multipolar.

IV-3. Resultados Experimentais da Correlação Angular

IV-3.1. Dados Anteriores do ^{84}Kr

Conforme discutiu-se na secção IV-1, ainda não foi possível obter-se um esquema de níveis definitivos para o ^{84}Kr . O spin e a paridade do estado fundamental do ^{84}Kr é 0^+ , como para todos os núcleos par-par. Para o primeiro nível excitado do ^{84}Kr (882 keV) temos que $I^\pi=2^+$, spin e paridade estes confirmados por todos os trabalhos sobre este núcleo, desde o estudo de excitação coulombiana realizado por Heydenburg et al.²⁵ em 1957. Os outros resultados sobre spins e paridades do ^{84}Kr , de interesse para este estudo de correlação angular são apresentados na tabela 2; as energias dos níveis assinalados estão de acordo com a referência 26.

Conforme pode-se verificar na tabela apresentada, apenas os três primeiros níveis excitados do ^{84}Kr possuem os

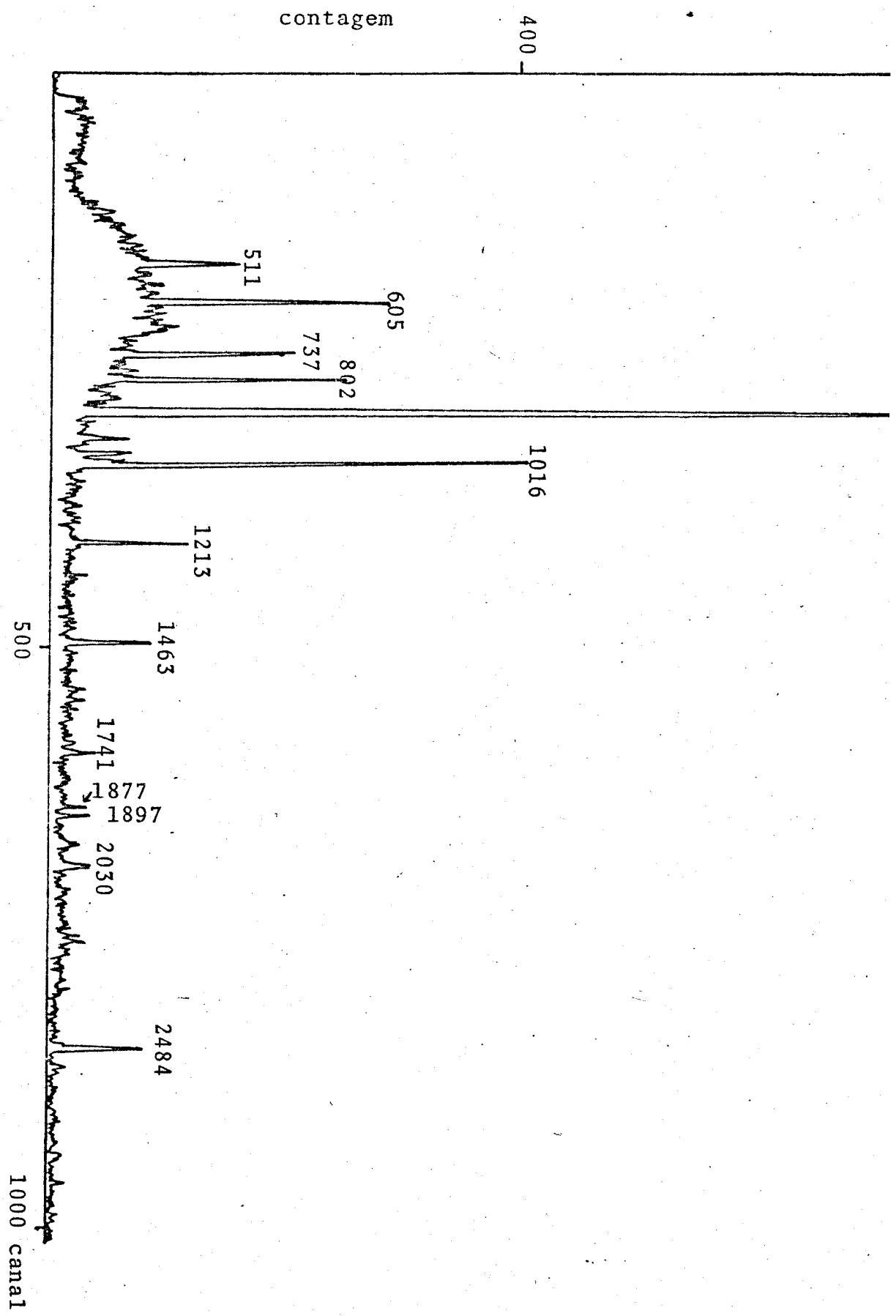


Figura 6 - ^{84}Kr - espectro de coincidências gama-gama - gate 882 keV

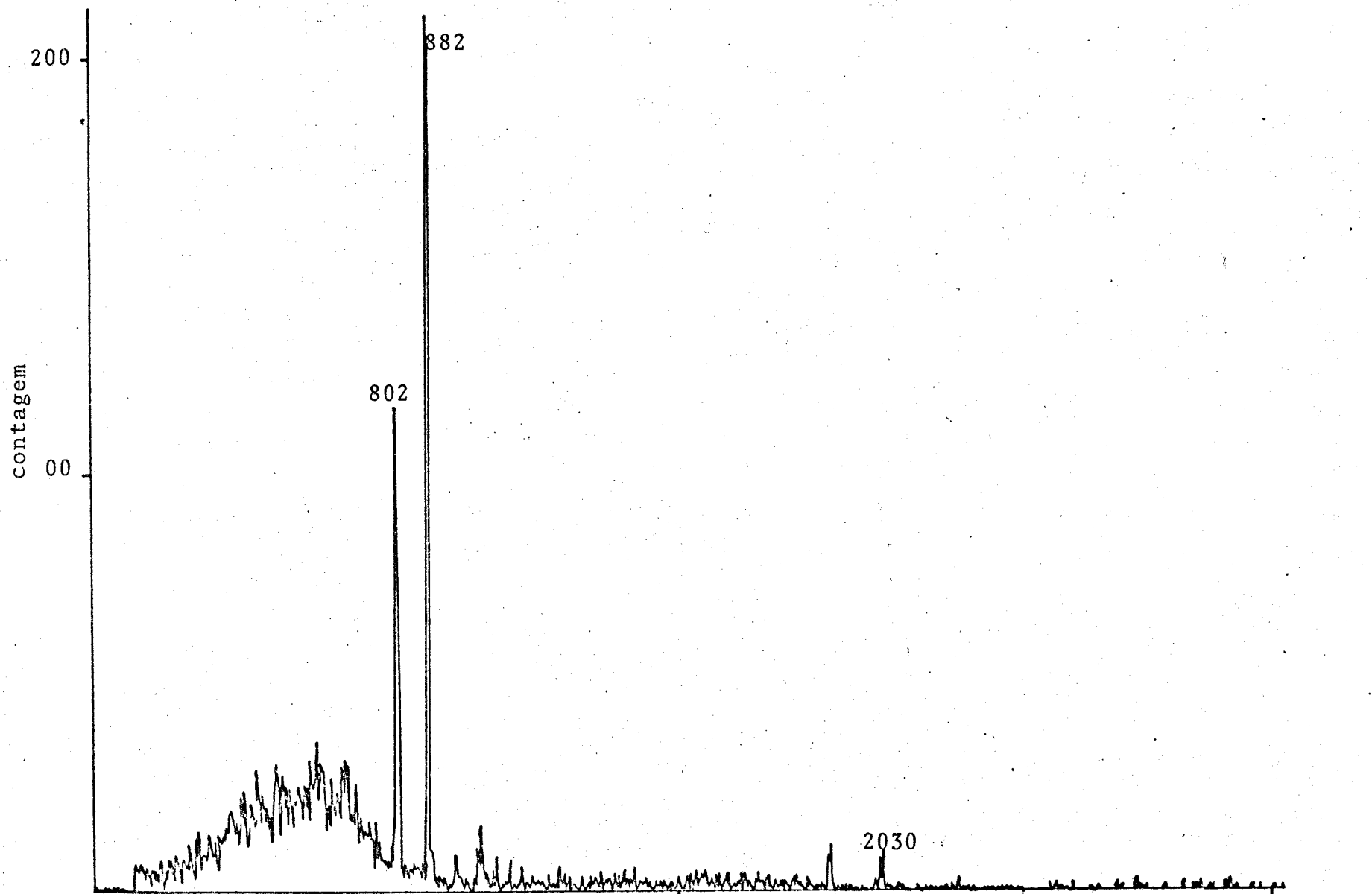


Figura 7 - Espectro de coincidências gama-gama do ^{84}Kr - gate 1898 keV

Energia do nível (keV)	J^π					
	decaimento β^-	a)	decaimento β^-	b)	(p,p')	(p,t)
					c)	d)
0	0^+		0^+		0^+	
882	2^+		$(2)^+$		2^+	
1898	2^+		$(2)^+$		2^+	
2095	4^+		$(4)^+$		4^+	
2345			$(4)^+$		4^+	
2623	(1,2)		$(2,3)^+$			
2700	2,3		3^-		3^-	3^-
2759	1,2		$(1,2)^+$			
3082	2,3		$(2,3)^+$			3^-
3366	1,2		$(1,2)^+$			

a) referência 26

b) referência 23

c) referência 1

d) referência 33

Tabela 2 - Alguns resultados do ^{84}Kr

spins bem determinados, para os demais níveis deste núcleo, estudados no presente trabalho, quase não há informação ou quando há, estas são ambíguas.

É importante assinar, que como os níveis excitados do ^{84}Br foram obtidos pelo decaimento β^- do ^{84}Br , cujo spin do estado fundamental é 2^- , (vide ref.23), só são populados diretamente os níveis com spins 1, 2 e 3, de acordo com as regras de seleção para o decaimento beta. Os outros níveis de energia do ^{84}Kr podem ser observados por reações nucleares^{1,34}.

IV-3.2. Dados Obtidos Neste Trabalho

Os coeficientes de correlação angular A_{22} e A_{44} determinados, pelo ajuste dos dados experimentais ($W^{\text{exp}}(\theta)$) da função correlação angular (I.6) são apresentados na tabela 3. Estes valores já estão corrigidos para ângulo sólido^{12 e 53}. São, também, apresentados na tabela 3 os valores da razão de mistura multipolar, determinados conforme o procedimento descrito na secção II-2, e a sequência de spins mais prováveis, de acordo com estas medidas de correlação angular.

Na figura 8 temos as curvas teóricas ("parametric plots") de A_{22} e A_{44} , em função da mistura multipolar, para as sequências de spins estudadas, onde estão assinalados os valores dos coeficientes A_{kk} com seus respectivos erros, obtidos neste trabalho. Na figura 9, mostra-se o esquema parcial de níveis de energia do ^{84}Kr , de acordo com Hill e Wang²⁶, destacando-se apenas os níveis de interesse para este trabalho. Os spins e paridades assinalados, são os deduzidos pela presente investigação, com base na experiência realizada e nos dados e conclusões da literatura já referidas (referências 1, 23, 25, 26, 27, 30, 33, 34, 36 e 43).

As atribuições de spins e paridade iguais a 0^+ e 2^+ para o estado fundamental e o primeiro estado excitado (882 keV), respectivamente, do ^{84}Kr são muito bem estabelecidas.

O resultado experimental para a cascata 1213-882 keV está em ótima concordância com os valores teóricos dos coeficientes A_{kk} para a sequência de spin 4-2-0 ($A_{22}=0,102$ e $A_{44} = 0,09$), o

Nível de Energia (keV)	Cascata Gama	A ₂₂	A ₄₄	Sequência de spin	Transição com Mistura	Razão de Mistura Multipolar $\delta(E2/M1)$
1898	a) 1016-882	-0,235±0,014 -0,056±0,050*	0,164±0,022 0,426±0,089	2(1,2)2(2)0	1016	+0,80±0,03 >10
2095	b) 1213-882	0,108±0,023	0,008±0,036	4(2)2(2)0		
2345	c) 1464-882	0,078±0,026	0,030±0,070	4(2)2(2)0		
2623	d) 1741-882	0,429±0,044	0,163±0,070	2(1,2)2(2)0	1741	-1,05±0,07
2700	e) 802-1898	-0,106±0,027	0,046±0,047	3(1,2)2(2)0	802	-0,04±0,01**
2700	f) 605-1213-882	-0,161±0,019	0,023±0,030	3(1,2)4(2)2(2)0	605	+0,01±0,01**
2759	g) 1877-882	0,317±0,049	0,013±0,079	2(1,2)2(2)0	1877	-0,07±0,03
3082	h) 736-1464-882	-0,067±0,024	-0,050±0,038	3(1,2)4(2)2(2)0	736	-0,07±0,01
3082	i) 987-1213-882	-0,067±0,036	-0,021±0,056	3(1,2)4(2)2(2)0	987	-0,08±0,01
3366	j) 2484-882	-0,252±0,028	0,053±0,041	1(1,2)2(2)0	2484	+0,01±0,01

* referência 38

** valores para $\delta(M2/E1)$

Tabela 3 - Resultados das Medidas de Correlação Angular para Transições Gama do ⁸⁴Kr

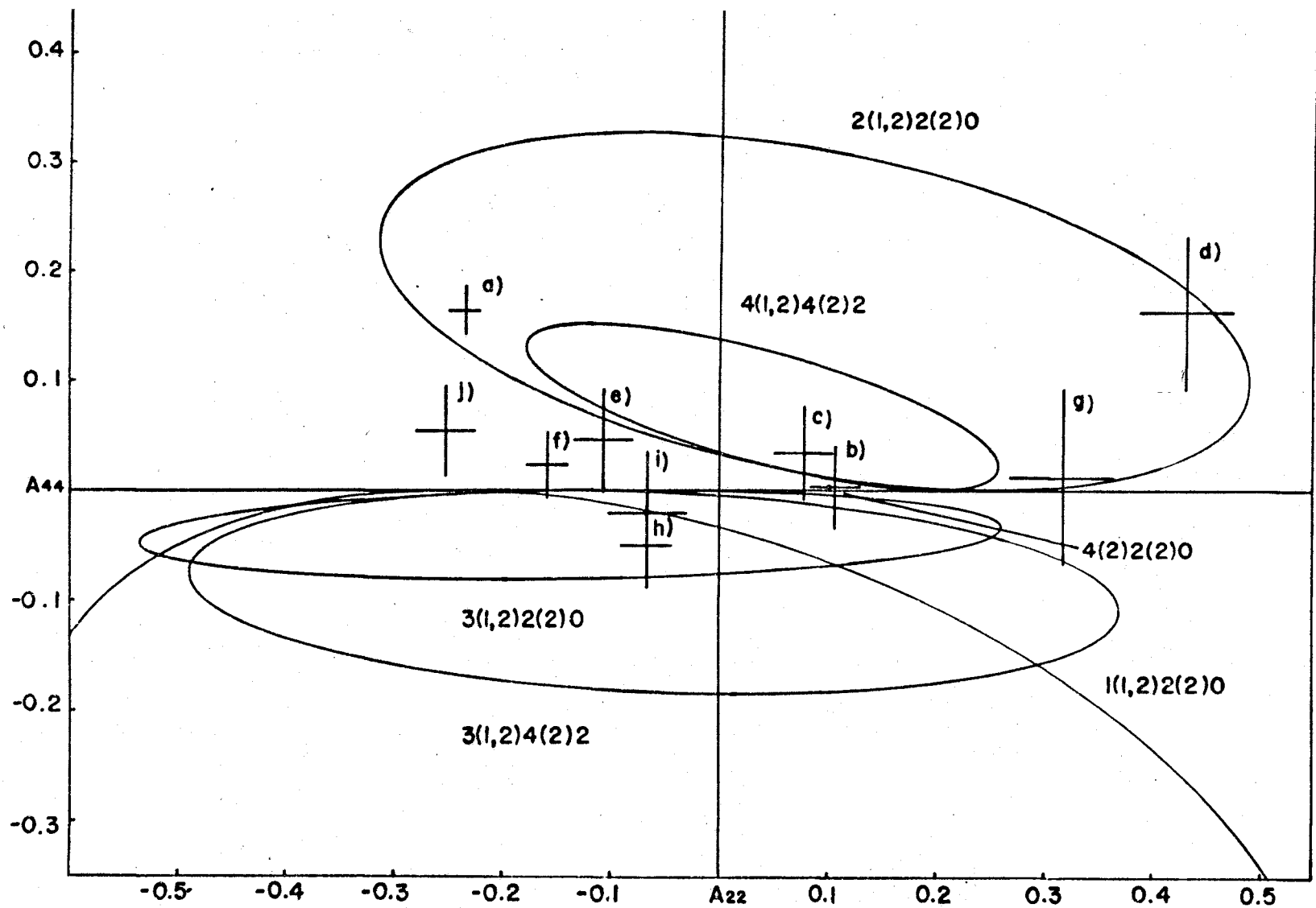
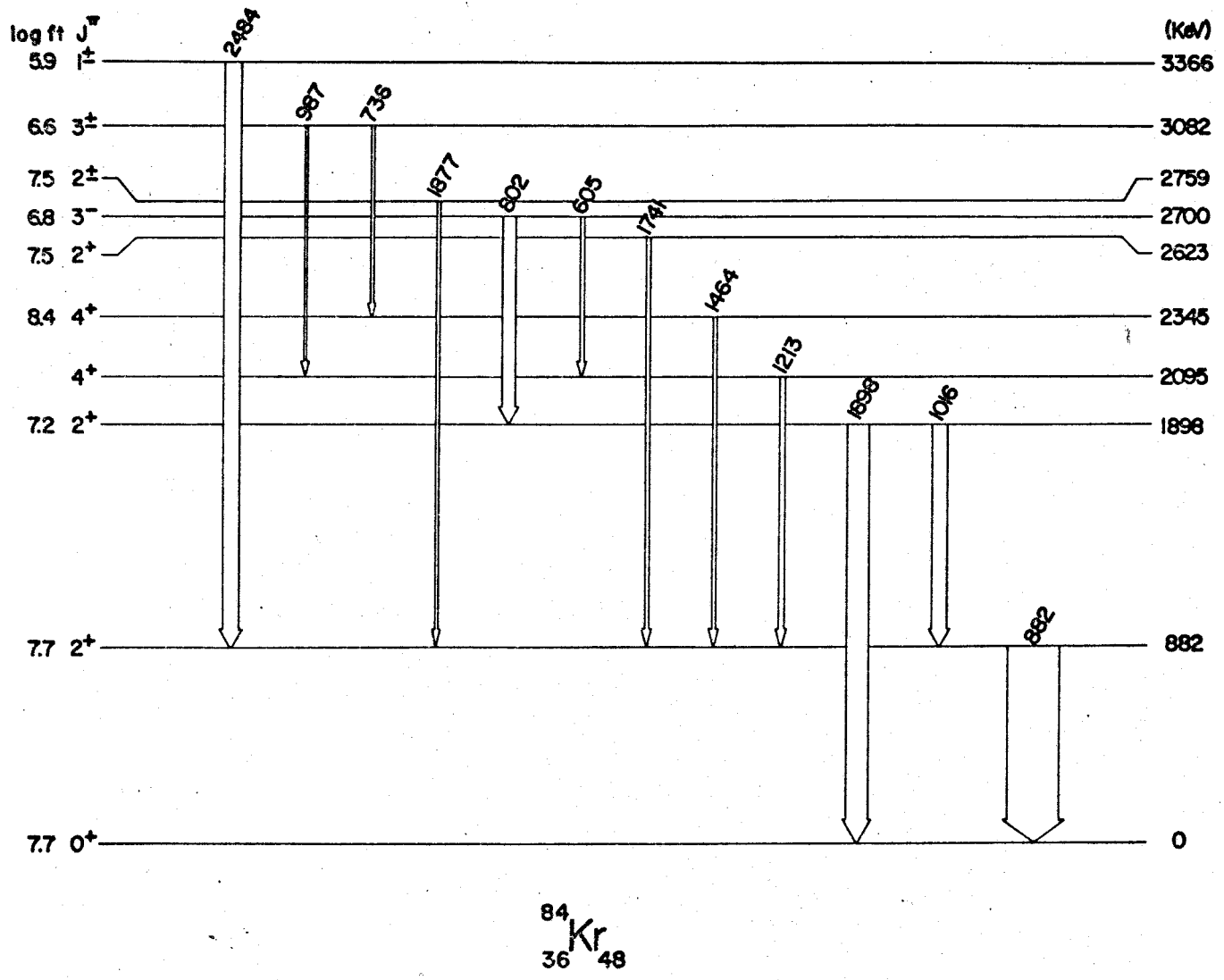


Figura 8 - Curvas Teóricas de A_{22} e A_{44} , com os valores experimentais

35 49

β^-



$^{84}_{36}\text{Kr}_{48}$

Figura 9 - Esquema parcial de decaimento do ^{84}Br

que confirma o spin 4^+ previsto para o nível 2095 keV, resulta do este já proposto pelo estudo do decaimento do $^{84}\text{Br}^{26}$ e pelo trabalho de reação nuclear (p,p')¹.

O spin e paridade atribuídos ao nível 1898 keV é 2^+ , baseados na medida de correlação angular da cascata gama 1016-882 keV realizada a partir do decaimento do $^{84}\text{Rb}^{38}$. As presentes medidas confirmam a sequência de spin 2-2-0 para essa cascata, mas os valores obtidos para os coeficientes A_{kk} diferem, consideravelmente, dos determinados por Roalsvig et. al.³⁸ (vide tabela 3). Esta discrepância, acreditamos, é devido a erros sistemáticos introduzidos na experiência por Roalsvig devido ao longo tempo de medida, combinado com a baixa estatística. No presente trabalho tivemos um total de 7000 coinc/ângulo, enquanto que na experiência citada acima foram obtidas apenas 600 coinc/ângulo e as medidas foram realizadas apenas em 3 ângulos. Os resultados para a razão de mistura multipolar da transição 1016 keV são: $\mathcal{S} = +0,80 \pm 0,03$ ou $\mathcal{S} = +2,96 \pm 0,76$ sendo que a análise de χ^2 favorece o valor mais baixo.

Para o nível 2345 keV temos $\log ft = 8,4^{26}$, o que limita os valores de spin entre 0 e 4. Os dados da reação (p,p')¹ atribuem o valor 4^+ para o spin deste nível, identificando este como sendo o nível 2337 keV da referência 1. O valor de A_{22} obtido para a cascata gama 1464-882 keV, apesar de ser um pouco mais baixo, que o esperado teoricamente para a sequência de spin 4-2-0, está de acordo com este, dentro do erro experimental. Esta pequena discrepância, pode ser explicada, considerando-se que temos alguma contribuição da cascata gama 2484-882 keV, com A_{22} negativo, incluída no resultado da cascata 1464 -

882 keV. O escape duplo do fotopico 2484 keV é 1462 keV e não pode ser resolvido do fotopico 1464 keV. Portanto pode atribuir-se o spin 4^+ para o nível 2345 keV.

Os valores encontrados dos coeficientes A_{kk} para a cascata gama 1741-882 keV indicam a sequência de spin 2-2-0, estabelecendo, portanto spin 2 para o nível a 2623 keV. A razão de mistura multipolar para a transição 1741 keV, calculada a partir dos resultados experimentais dos A_{kk} , foi $\delta = -1,05 \pm 0,07$. Este resultado implica em paridade positiva para o nível 2623 keV, pois paridade negativa é um resultado conflitante para a transição 1741 keV ($2_3^+ \rightarrow 2_1^+$), com transição de quadrupolo elétrico dominante.

O estudo de decaimento beta²⁶ associa os spin 2 ou 3 para o nível 2700 keV. O presente resultado de correlação angular da cascata gama 605-1213 keV indica, claramente, a sequência de spin 3-4-0, sendo que o resultado da cascata 802-1898 keV é consistente com as sequências de spin 2-2-0 e 3-2-0. O resultado, combinado, dessas duas cascatas confirmam o spin 3 para o nível 2700 keV. Esta associação também é alimentada pelos dados da reação (p,t)³³ e (p,p')⁴¹ que propoem, igualmente, $I^\pi = 3^-$ para este nível. O presente resultado é consistente com esta determinação, pois tanto a transição 605 keV como a 902 keV possuem caracter predominante de dipolo.

Para a cascata gama 1877-882 keV, os valores experimentais dos coeficientes A_{kk} estabelecem a sequência de spin 2-2-0, o que associa o spin 2 ao nível 2759 keV. Este resultado é consistente com o estudo de decaimento beta²⁶, que

indica os spins 1 e 2 para este nível.

O valor de $\log ft = 6,6^{26}$ limita o spin do nível a 3082 keV em 1,2 ou 3. Contudo as transições gama de 736 keV e 987 keV, relativamente fortes, populam respectivamente, os níveis 2345 keV, ambos com spin 4, o que exclui spin 1 para o nível a 3082 keV. Os resultados combinado de correlação angular, das cascatas gama 736-1464-882 keV e 987-1213-882 keV, indicam o spin 3 para o nível a 3082 keV. Os dados da reação nuclear (p,t)³³, também, propoem o spin 3⁻ para este nível.

Pelo estudo de decaimento beta²⁶ do nível a 3366 keV são possíveis os spins 1 e 2 para este nível; o presente resultado de correlação angular, da cascata gama 2484-882 keV é consistente com esta proposição, mas está mais próximo da sequência de spin 1-2-0, conforme indica a figura 8.

É importante assinalar, que as medidas realizadas neste trabalho possuem uma boa estatística, que aliada a confiabilidade do equipamento utilizado nos permite, com segurança, estabelecer os spins dos níveis do ⁸⁴Kr discutidos acima, bem como as razões de misturas multipolares das transições gama estudadas.

CAPÍTULO V

ANÁLISE E DISCUSSÃO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

V-1. Introdução

Até o presente momento, são conhecidos poucos dados a respeito do ^{84}Kr . O presente trabalho preenche, em parte, esta lacuna, pois foram determinados e/ou confirmados um total de dez spins, para os níveis de energia do ^{84}Kr e, também, foram determinados oito razões de misturas multipolares, para o mesmo número de transições gama, deste núcleo. A medida da razão de mistura multipolar, $\xi(E2/M1)$, é de grande importância para o conhecimento da estrutura nuclear, pois estas razões podem dar informações a respeito de contribuições coletivas ou de quasi-partícula no núcleo.

Normalmente, os núcleos par-par, da região de massa $60 \leq A \leq 150$, são discutidos em termos de vibrações em torno de sua forma de equilíbrio esférica, ou de rotação do caroço deformado ou, então, de excitação de duas quasi-partículas. O objetivo deste capítulo é, justamente, procurar compreender melhor a estrutura do ^{84}Kr e qual o modelo que melhor aplica-se a este núcleo, tendo em vista os resultados experimentais obtidos. Esta discussão é realizada apenas em termos qualitativos. É feita, também, uma análise da variação da razão de mistura multipolar, para as transições $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$, dos núcleos ^{80}Kr , ^{82}Kr e ^{84}Kr , em relação aos núcleos de Ru , Pd e Cd . Esta análise fornece uma sistemática interessante, conforme será discutido a seguir.

V-2. Parâmetros Experimentais

A razão de mistura multipolar, correspondente a transição $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$, medida foi $\delta = +0,80 \pm 0,03$; o que indica uma contribuição maior que 50% de dipolo magnético. A correspondente transição no ^{80}Kr ($\delta = 17_{-9}^{+80}$)⁴² e no ^{82}Kr ($\delta = 2,6 \pm 0,2$)⁴⁷ possuem, por sua vez, uma contribuição forte de quadrupolo elétrico. Teoricamente, pelo modelo vibracional, a transição $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$, deve ser uma transição E2 pura. Esta mistura de M1 na transição, pode ser explicada, considerando-se a contribuição de quasi-partícula nos estados, conforme será discutido na secção seguinte.

Com base na compilação realizada por Krane^{31 e 32} são apresentados, na tabela 4, alguns resultados dos isótopos ^{80}Kr , ^{82}Kr e ^{84}Kr e dos isótopos de Ru, Pd e Cd, a fim de ilustrar as similaridades observadas, em algumas de suas propriedades. As referências com respeito a estes dados, encontram-se nos trabalhos de Krane^{31 e 32}. Os núcleos de Ru, Pd e Cd analisados possuem, respectivamente, 44, 46 e 48 prótons, que são iguais aos números de nêutrons do ^{80}Kr , ^{82}Kr e ^{84}Kr .

Notamos, que para cada grupo de núcleos, as energias dos estados excitados 2_1^+ e 2_2^+ aumentam, com o correspondente aumento do número de prótons ou nêutrons, de 44 para 48, i.e., ocorre um acréscimo das energias de excitação, quando o número de núcleons aproxima-se de uma camada fechada de N ou Z = 50. Paralelamente, a razão $\delta(E2/M1)$, para as transições $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ decresce, sendo que o sinal permanece constante, para cada grupo de núcleos. Observamos, também, a diminuição de

	$E_{2_1^+}$ (keV)	$E_{2_2^+}$ (keV)	$B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0^+)$ $10^{-2} (\text{eb})^2$	$\frac{B(E2, 2_2^+ \rightarrow 0^+)}{B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0^+)}$	$2_2^+ \rightarrow 2_1^+ \delta (E2/M1)$
$^{80}_{36}\text{Kr}_{44}$	618	1260	6,8	0.016	$+17_{-9}^{+80}$
$^{82}_{36}\text{Kr}_{46}$	777	1476	3,5	0.018	$+2,6 \pm 0,2$
$^{84}_{36}\text{Kr}_{48}$	882	1898	3,0	0.073	$+0,80 \pm 0,03$
$^{102}_{44}\text{Ru}_{58}$	475	1102	15	0.038	-60 ± 20
$^{104}_{46}\text{Pd}_{58}$	556	1345	11	0.060	$-4,8 \pm 0,4$
$^{106}_{48}\text{Cd}_{58}$	633	1715	9,3	0.31	$-0,90 \pm 0,2$
$^{104}_{44}\text{Ru}_{60}$	358	895	19	0.049	$-9,0 \pm 2,0$
$^{106}_{46}\text{Pd}_{60}$	512	1120	13	0.024	$-7,0 \pm 2,0$
$^{108}_{48}\text{Cd}_{60}$	633	1601	11	0.097	$-1,5_{-0,6}^{+1,5}$
$^{108}_{46}\text{Pd}_{62}$	434	928	15	0.013	$-3,1 \pm 0,4$
$^{110}_{48}\text{Cd}_{62}$	658	1467	10	0.041	$-1,2 \pm 0,2$
$^{110}_{46}\text{Pd}_{64}$	374	815	19	0.014	-5_{-1}^{+2}
$^{112}_{48}\text{Cd}_{64}$	617	1308	11	0.036	$-0,77 \pm 0,6$

Tabela 4 - Algumas propriedades dos estados 2_1^+ e 2_2^+ dos isótopos do Kr, comparadas com os isótopos do Ru, Pd e Cd

$B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0^+)$ e o aumento da razão $B(E2, 2_2^+ \rightarrow 0^+) / B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0^+)$, quando o número de núcleons varia de 44 para 48. Pela estimativa de Weisskopf, espera-se um aumento da razão $B(E2, 2_2^+ \rightarrow 0^+) / B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0^+)$ da ordem de 10^3 o valor obtido experimentalmente e, portanto, com a predominância de $B(E2, 2_2^+ \rightarrow 0^+)$.

O aumento na energia de excitação e da contribuição de $B(M1, 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ verificado, presumivelmente, corresponde a um acréscimo da contribuição de quasi-partícula, e uma correspondente, diminuição da contribuição coletiva, pois o número de núcleons aproxima-se do número mágico 50.

V-3. Análise em termos de Modelos Nucleares

Uma análise apenas dos níveis de energia, dos spins e das paridades do ^{84}Kr , indica que este núcleo possui a estrutura de níveis, esperada para núcleos vibracionais par-par. Assim, temos, por exemplo, claramente identificado o estado correspondente a um fonon 2^+ a 882 keV e o tripleto de dois fonons 0^+ , 2^+ e 4^+ a 1837, 1898 e 2095 keV, respectivamente. A razão, esperada pelo modelo vibracional, entre as energias do tripleto de dois fonons e de um fonon é 2, que não varia muito da média obtida de 2,2. O nível a 2700 keV com $I^\pi = 3^-$ corresponde, provavelmente, ao estado vibracional de um fonon octopolar. Esta interpretação é, igualmente, feita para os núcleos de ^{78}Se , ^{82}Se , ^{86}Sr e ^{82}Kr , todos núcleos par-par, que possuem um nível 3^- nesta região de energia (~2700 keV), que é considerado como o primeiro nível octopolar²³. Outra evidência, para esta interpretação, é o cálculo da distribuição de oscilações octopolares, para núcleos par-par, nesta região de massa,

realizado por Veje⁵², que resulta na posição de um estado 3^- no ^{84}Kr a 2,89 MeV.

No entanto, não é possível identificar, claramente, os níveis do terceiro fonon quadrupolar (0^+ , 2^+ , 3^+ , 4^+ e 6^+), na região de energia entre 2700 e 3100 keV. O nível a 2345 keV com $I^\pi = 4^+$, possui uma energia muito baixa, para ser considerado como nível do terceiro fonon, como também, popula, com relativa intensidade, o primeiro fonon quadrupolar, o que não está de acordo com as regras de seleção, do modelo vibracional. Similarmente, os níveis a 2623 keV ($I^\pi = 2^+$) e a 2759 keV ($I^\pi = 2^+$), também, popula, preferencialmente, o primeiro fonon quadrupolar e, provavelmente, não correspondem ao terceiro fonon quadrupolar. A não identificação do terceiro fonon quadrupolar, normalmente, ocorre no estudo dos núcleos par-par vibracional, usualmente, apenas um ou dois estados são identificados, como componentes do quinteto deste fonon.

No caso de considerarmos, as propriedades eletromagnéticas das transições gama, entre os níveis do ^{84}Kr , ocorre várias dificuldades na interpretação, deste núcleo, em termos do modelo vibracional. Os resultados experimentais indicam que diversas transições possuem forte contribuição de dipolo magnético (M1); por exemplo, a transição $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ é proibida, como M1, se estes estados são considerados estados fonons puros. Mesmo no caso, da interpretação dos níveis do ^{84}Kr , em termos do modelo vibracional simples, tem-se algumas limitações.

Hattula et. al.²³ discute que a interpretação

dos níveis excitados do ^{84}Kr , pode se dar em duas direções: excitação coletiva ou excitação de quasi-partícula, que está de acordo com a análise de Hill et. al.²⁶, de que os estados de baixa energia do ^{84}Kr , podem ser descritos em termos de vibração de quadrupolo, de acordo com cálculos realizados por Kisslinger e Sorensen²⁹, mas para os estados, com energias maiores de 2200 keV, tornam-se necessários cálculos de quasi-partícula. Uma outra base, da necessidade de cálculos em termos de quasi-partícula, para a compreensão do ^{84}Kr , é o estudo realizado por Meredith e Meyer³⁷, do ^{82}Kr , em termos de quasi-partícula, com relativo sucesso.

Considerando-se os estados do ^{84}Kr como uma mistura de fonon mais duas quasi-partícula, pode-se compreender a presença de M1 nas transições gama, deste núcleo e, consequentemente, a diminuição da contribuição de quadrupolo elétrico, nos isótopos ^{80}Kr , ^{82}Kr e ^{84}Kr (nesta ordem), pois com o amento do número de neutrons, mais aproxima-se do número mágico 50 e, portanto, menor deve ser a contribuição coletiva e maior a contribuição de quasi-partícula, uma vez que a soma dos quadrados das amplitudes, relativas a cada contribuição, é constante e igual a 1.

Krane³², realizou cálculos da razão de mistura multipolar $\delta(E2/M1)$, para transição $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$, introduzindo uma mistura de estado de duas quasi-partículas no estado fonon, esta mistura foi tratada como uma perturbação, no estado vetor fonon. Ele obteve razoável sucesso da ordem de grandeza de $\delta(E2/M1)$, para núcleos da região de massa $58 \leq A \leq 150$. Estes cálculos são, no entanto, limitados, pois foram utilizados pa

râmetros nucleares médios e não os específicos, de cada núcleo. Ele também, não conseguiu reproduzir o sinal de δ concordante com o sinal experimental. Este sinal é importante, pois está relacionado com a fase do elemento de matriz e, portanto, com a estrutura nuclear.

Uma generalização do operador M1, incluindo contribuições de fonons, de mais alta ordem, foi realizada por Greiner²⁰, para o cálculo do fator-g e da razão de mistura $\delta(E2/M1)$, nos núcleos de Ru, Pd, Cd e Te. No caso, da razão de mistura multipolar, os resultados fornecem o mesmo sinal que os obtidos experimentalmente, mas diferentes magnitudes. Por outro lado, para o fato-g, as incertezas dos resultados experimentais são muito grandes, para permitir uma conclusão significativa, a respeito do modelo proposto por Greiner.

Para uma interpretação mais consistente da estrutura nuclear do ⁸⁴Kr, tornam-se necessário cálculos mais refinados, utilizando-se parâmetros experimentais do núcleo, o que extrapola o objetivo do presente trabalho. Entretanto, os resultados experimentais obtidos, que fornecem parâmetros importantes, aliados com a limitada discussão realizada neste capítulo indicam, em parte, o caminho a ser seguido em cálculos futuros.

CONCLUSÕES

Foram estudadas, experimentalmente, na presente dissertação, as características nucleares de alguns níveis e transições gama do ^{84}Kr . As medidas realizadas utilizaram a técnica de correlação angular gama-gama. O aprimoramento de equipamento utilizado, a boa qualidade dos dados experimentais permite uma considerável confiabilidade nos resultados experimentais.

Com o presente trabalho, foi possível preencher, em parte, a lacuna existente com relação aos parâmetros nucleares do ^{84}Kr , pois como foi visto, existiam poucos dados sobre este núcleo. A determinação dos spins nucleares, dos níveis estudados, e das razões de mistura multipolar, das transições gama, aliada com os outros dados existentes na literatura, possibilitam um melhor esquema dos níveis do ^{84}Kr , até 3,3 MeV.

As razões de mistura multipolar, δ (E2/M1), das transições gama, fornecem informações sobre as propriedades eletromagnéticas do núcleo, e permitem testar, mais criticamente, a capacidade de um modelo nuclear.

A predominância de M1 nas multipolaridades das várias transições gama do ^{84}Kr , permitiu concluir a existência de uma contribuição de quasi-partícula, nos níveis excitados deste núcleo, pois o modelo vibracional prevê, para as transições estudadas, forte contribuição de quadrupolo elétrico. Uma análise qualitativa dos resultados obtidos, leva a concluir, que o estudo deste núcleo, a partir de estados ba

seadas em uma combinação de fonon mais duas quasi-partícula, é um possível caminho a ser seguido, em cálculos futuros.

A sistemática observada para os isótopos do Kr, juntamente com os isótopos de Ru, Pd e Cd (núcleos par-par), mostram uma série de propriedades semelhantes neste núcleo, como por exemplo, a diminuição da contribuição de quadrupolo elétrico nas transições, quando o número de núcleons aproxima-se do número mágico 50. O número de informações experimentais existentes, com respeito a probabilidade de transição, para núcleos na região de massa $60 \leq A \leq 150$ e sua não concordância com os modelos nucleares coletivos (vibracional e rotacional), implicam na necessidade de cálculos teóricos mais complexos e precisos. Para uma melhor compreensão dos núcleos, desta região de massa.

Os cálculos teóricos existentes não são, suficientemente, completos e detalhados, para uma análise explicativa, mais profunda dos resultados experimentais. As diversas apreciações teóricas servem para, juntamente, com os dados experimentais sugerir novas medidas, tendo em vista um melhor conhecimento da estrutura nuclear. Assim, os resultados experimentais obtidos neste trabalho, fornecem importantes informações sobre os níveis excitados, até 3,3 MeV, do ^{84}Kr . Estudos dos níveis de mais alta energia, tornam-se necessários, para uma mais completa compreensão da estrutura nuclear do ^{84}Kr , para tanto, é preciso popular estes níveis por reações nucleares.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. ARORA, B.K.; OLSEN, D.K.; RILEY, P.J. & BROWNE, C.P.
Elastic and inelastic scattering of 12.0 - MeV protons from $^{84,86}\text{Kr}$. Phys.Rev., C10 (6):2301-11, Dec. 1974.
2. BAIRRIO NUEVO JR., A. Correlações Angulares Gama-Gama nos Núcleos ^{71}Ga e ^{69}Ga . São Paulo, 1975 (Tese de mestrado, Instituto de Física, Universidade de São Paulo).
3. BARDEEN, J.; COOPER, L.N. & SCHRIEFFER, J.R. Theory of superconductivity. Phys.Rev. 108(5):1175-204. Dec. 1957.
4. BECKER, A.J. & STEFFEN, R.M. M1-E2 mixing ratios and conversion electron particle parameters for the electromagnetic transitions in ^{75}As . Phys.Rev. 180(4): 1043-8, Apr. 1969.
5. BLACK, J.L. & GRUHLE, W. Calculation of angular correlation attenuation factors and efficiencies for lithium drifted germanium detectors. Nucl. Instrum. Meth., 46: 213-22, 1967.
6. BLAT, J.M. & WEISSKOPF, V.F. Theoretical Nuclear Physics. N.York, J.Wiley e Sons., 1954.
7. BOHR, A. & MOTTELSON, B.R. Nuclear structure I. Amsterdam, W.A. Benjamin, 1969.
8. BOHR, A. & MOTTELSON, B.R. Nuclear Structure II. Amsterdam, W.A. Benjamin, 1969.
9. BOHR, A. & MOTTELSON, B.R. Pair correlations and quasi-particle spectra. (não publicado).
10. BOGOLIUBOV, N.N. On a new method in the theory of superconductivity. Nuovo Cimento. 7(6):794-805, Mar. 1952.
11. BRADY, E.L. & DEUTSCH, M. Angular correlation of successive gamma-ray quanta. Phys.Rev., 72(9):870-1, Nov. 1947.

12. CAMP, D.C. & VAN LEHN, A.L. Finite solid-angle corrections for Ge(Li) detectors. Nucl. Instrum. Meth., 78:192-240, 1969.
13. COHEN, B.L. Concepts of nuclear physics. N. York, Mc Graw-Hill, 1971.
14. DUARTE, J.L.M. Vibrações da gota líquida. (não publicado).
15. DUNWORTH, J.W. The application of the coincidence counting to experiments in nuclear physics. Nucl. Instrum. Meth., 11:167-80, 1940.
16. ESTEVES, V.A.P. Correlações Angulares Gama-Gama no núcleo ^{105}Rh . São Paulo, 1978 (Tese de mestrado, Instituto de Energia Atômica).
17. FERENBERG, E & HAMACK, K.C. Nuclear shell structure. Phys. Rev., 75(12):1877-93, jun. 1949.
18. FERENTZ, M. & ROSENZWEIG, N. Table of angular correlation coefficients. In: SIEGBAHN, K. ed. Alpha, beta and gamma-ray spectroscopy. Amsterdam, North-Holland, 1965.
19. FRAUNFELDER, H. & STEFFEN, R.M. Angular distribution of nuclear radiation: (A) Angular correlations. In: SIEGBAHN, K., ed. Alpha, beta and gamma-ray spectroscopy. Amsterdam, North-Holland, 1965. p.997-1198.
20. GREINER, W. Magnetic properties of even nuclei. Nucl. Phys., 80:417-433, 1966.
21. HAMILTON, D.R. On directional correlation of successive quanta. Phys. Rev., 58:122-31, Jul. 1940.
22. HAMILTON, W.D. Gamma-ray angular distribution and correlation measurements (I) Experimental methods using radioactive sources. In: HAMILTON, W.D., ed. The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy. Amsterdam, North-Holland, 1975. p.645-700.

23. HATTULA, T.; ANDRE, S.; SCHUSSLER, F. & MOUSSA, A.
 Désintégration des isomères de ^{84}Br (31.8 min et 6.0 min).
Nucl. Phys., A158:625-43, 1970.
24. HEXEL, O.; HANS, J.; JENSEN, D. & SUESS, H.E. On the "magic numbers" in nuclear structure. Phys. Rev., 75(11):1766, Jun. 1949.
25. HEYDENBURG, N.P.; PIEPER, G.F. & ANDERSON, C.E. Coulomb excitation of krypton. Phys. Rev., 108(1):106-7, Oct. 1957.
26. HILL, J.C. & WANG K.H. Decay of ^{84}Br . Phys. Rev., C5(3): 805-13, Mar. 1972.
27. JOHSON, N.R. & O'KELLEY, G.D. Nuclear decay of ^{84}Br and the level scheme in ^{84}Kr . Phys. Rev., 108(1):82-90, Oct. 1957.
28. KLEINBERG, J. & COWAN, G.A. The radiochemistry of fluorine, chlorine, bromine and iodine. Washington, NAS - NRC, 1960. p.5.(Nuclear Sciences Series, 3005).
29. KISSLINGER, L.S. & SORENSEN, R.A. Spherical nuclei with simple residual forces. Rev. Mod. Phys., 35:853-915, 1963.
30. KNEISSE, U.; SCHNEIDER, H.; VOLPEL, R. & WOLCKEN, K.
 Isomerenverhältnisse für die Reaktionen $^{85}\text{Rb}(n,2n)$
 $^{84m,g}\text{Rb}$ und $^{85}\text{Rb}(\gamma,n)$ $^{84m,g}\text{Rb}$. Nucl. Phys., A135:395-400, 1969.
31. KRANE, K.S. E2, M1 multipole mixing ratios in even-even nuclei, $58 \leq A \leq 150$. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 20:211-239, 1977.
32. KRANE, K.S. E2/M1 multipole mixing ratios of $2^+ \rightarrow 2^+$ gamma transitions in even-even spherical nuclei. Phys. Rev., C10(3):1197-210, Sep. 1974.

33. LEVINE, M.J. & MAY, E.C. (não publicado).
34. MATTSSON, C.G.; ARNELL, S.E. & JONSSON, L. Thermal neutron capture in natural krypton. Phys. Scripta, 5:58-62, 1972.
35. MAYER, M.G. On closed shells in nuclei. II. Phys. Rev., 75(12):1969-70, Jun 1949.
36. McCAULEY, D.G. & DRAPER, J.E. Measurement and analysis of ground-state band transitions and 2^+ states in $^{78,80,82,84}\text{Kr}$ from $(\alpha, xn\gamma)$. Phys. Rev., C4(2):475-93, Aug. 1971.
37. MEREDITH, G.R. & MEYER, R.A. Two-quasiparticle states of ^{82}Kr populated in the decay of ^{82g}Br . Nucl. Phys., A142:513-24, 1970.
38. MOSZKOWSKI, S.A. Theory of multipole radiation. In: SIEGBAHN, K., ed. Alpha, beta and gamma-ray spectroscopy, Amsterdam, North-Holland, 1965. v.2.
39. NEWTON, J.C. Coulomb Excitation. In: HAMILTON, W.D., ed. The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy. Amsterdam, North-Holland, 1975.
40. NORDHEIM, L.W. On spins, moments and shells in nuclei. Phys. Rev., 75(12):1894-901, Jun. 1949.
41. MAYER, M.G. Nuclear configurations in the spin-orbit coupling model. Phys. Rev., 78(1):16-23, Apr. 1950.
42. RAMAYYA, A.V.; HAMILTON, J.H.; van NOOIJIN, B. & JOHNSON, N.R. Search for members of the two-phonon triplets in ^{80}Se and ^{80}Kr . Phys. Rev., 157(4):1015-21, May, 1967.
43. ROALSVIG, J.P. & CASPER, K.L. Angular correlation of gamma rays in the decay of ^{84}Rb . Phys. Rev., 138(6B):1378-81, Jun. 1965.
44. ROSE, H.J. & BRINK, D.M. Angular distributions of gamma rays in terms of phase-defined reduced matrix elements.

- Rev. modern. Phys., 39(2):306-47, Apr. 1967.
45. ROY, R.R. & NIGAN, B.P. Nuclear physics: theory and experiment. New York, N.Y., Wiley, 1967.
46. SAXENA, R.N.; MONTEIRO, N.T.S. & BAIRRIO NUEVO JR., A. Espectrômetro automático para correlação angular γ - γ . São Paulo, Instituto Energia Atômica, 1974. (IEA-Pub-359).
47. SATYANARAYANA, G. & LAKSHMINARAYANA, V. Gamma-Gamma directional correlation studies in ^{82}Kr . Nuovo Cimento 9A(2):243-53, Mag. 1972.
48. SCHMIDT, T. Über die magnetischen Momente der Atomkerne. Zeitz. für Phys., 106:358-61, 1937.
49. STEFFEN, R.M. & ALDER, K. Angular distribution and correlation of gamma rays (I) Theoretical basis. In: HAMILTON, W.D., ed. The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy. Amsterdam, North-Holland, 1975.
50. TWIN, P.J. Gamma-ray angular distribution and correlation measurement (II) Experimental methods following nuclear reactions. In: HAMILTON, W.D. ed. The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy. Amsterdam, North-Holland, 1975.
51. VALATIN, J.G. Comments on the theory of superconductivity. Nuovo Cimento, 7(6):843-57, Mar. 1958.
52. VEJE, C.J. Distribution of octupole oscillator strength in even-even spherical nuclei from Ni to Pb. Mat.-Fys. Medd. Dan. Vind. Selsk., 35(1):1-91, 1966.
53. YATES, M.J.L. Finite solid angle corrections. In: KARLSSON E.; MATTHIAS, E. & SIEGBHAN, K. eds. Perturbed angular correlations: proceedings on ..., Uppsala, May, 27-30. 1963. Amsterdam, North-Holland, 1964, p.453-66.