

BRC 9229107

ISSN 0101-3084



CNEN/SP

ipen Instituto de Pesquisas
Energéticas e Nucleares

FUNDAMENTOS DA TEORIA DE CORRELAÇÃO ANGULAR
DIRECIONAL $\gamma\text{-}\gamma$

Cibele Bugno ZAMBONI e André Luis LAPOLLI

IPEN-PUB - - 316

PUBLICAÇÃO IPEN 316

SETEMBRO/1990

SÃO PAULO

**FUNDAMENTOS DA TEORIA DE CORRELAÇÃO ANGULAR
DIRECIONAL γ - γ**

Cibele Bugno ZAMBONI e André Luis LAPOLLI

DEPARTAMENTO DE FÍSICA E QUÍMICA NUCLEARES

**CNEN/SP
INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
SÃO PAULO -- BRASIL**

INIS Categories and Descriptors

A33.10

ANGULAR CORRELATION

GAMMA CASCADES

EXCITED STATES

SPIN

PARITY

**Fundamentos da Teoria de Correlação Angular
Direcional γ - γ**

Gibele Bugno ZAMBONI e André Luis LAPOLLI

**Comissão Nacional de Energia Nuclear -SP
Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares
Caixa postal 11049 Pinheiros
05499 - São Paulo - Brasil**

Resumo

A medida de correlação angular direcional de radiações nucleares é considerada, dentro do campo da espectroscopia nuclear, uma técnica poderosa para a determinação de parâmetros nucleares tais como spin e paridade de estados excitados. Na parte I do texto as bases teóricas desta técnica são descritas para uma cascata γ - γ . Na parte II é apresentado o método de análise bem como os recursos de processamento de dados necessários para cálculo dos parâmetros nucleares medidos.

(*)Este texto foi elaborado para ser apresentado na VI Workshop de Física Nuclear Experimental realizado no Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares - São Paulo SP, no período de 5 a 16 de fevereiro de 1990.

3/4

**Fundamental Concepts of γ - γ Directional Angular
Correlations Theory**

Cibele Bugno ZAMBONI e André Luis LAPOLLI

**Comissão Nacional de Energia Nuclear-SP
Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares
Caixa postal 11049 Pinheiros
05499 - São Paulo - Brasil**

Abstract

In nuclear spectroscopy, the measurement of directional angular correlations of nuclear radiations is a powerful technique for determining the spins and parities of nuclear states. In part I the theoretics basis of this technique are described for a double gamma cascade. The methods of analyses which are specially used in this technique are presented in part II and the final part of the text is devoted to computer processing of experimental data.

(*)The content of this paper was prepared to be presented on the IV Workshop in Experimental Nuclear Physics, held at IPEN - São Paulo - SP, February 5 - 10, 1990.

INTRODUÇÃO

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

A determinação experimental de alguns desses parâmetros nucleares pode ser feita através de diversas técnicas de espectroscopia nuclear. Em particular, a técnica de correlação angular γ - γ , descrita neste trabalho ocupa uma posição relevante neste campo, devido principalmente ao

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

P A R T E I

PRINCIPIOS GERAIS DA CORRELAÇÃO ANGULAR

I.1 - Introdução

A formulação teórica do fenómeno das correlações angulares, entre as direcções de emissão de radiações nucleares sucessivas, foi primeiramente sugerida por Dunworth¹ em 1940. Neste mesmo ano, foi desenvolvido por Hamilton² estudos teóricos destas correlações. Em 1946, Goertzel³ ampliou estes estudos ao considerar perturbações por campos extranucleares sobre a correlação angular. Após estes trabalhos, várias foram as tentativas de sua observação experimental, mas isto só foi possível ao se utilizar detectores mais eficientes que contadores Geiger-Muller como, por exemplo, detectores de cintilação. Assim, em 1947, foi obtido por Brady e Deutsch⁴ a primeira evidência experimental da existência de correlação angular. Em 1951, a teoria de correlação angular recebeu o tratamento da álgebra de Racah⁵, sendo até hoje este tratamento o usual.

A técnica de correlação angular gama-gama tem por base princípios gerais de simetria que levam em consideração a conservação do momento angular e da paridade. Esta técnica

permite a determinação de parâmetros nucleares, tais como spins dos níveis, multipolaridades das transições gama e momentos magnéticos de estados excitados. A técnica de correlação angular gama-gama é hoje empregada em diversas áreas da física, sendo bem estabelecida teoricamente como mostram os artigos de Rose e Brink⁶, Frauenfelder e Steffen⁷, Biedenharn e Rose⁸ e Steffen e Alder⁹. Quanto a detalhes sobre técnicas experimentais são relevantes os trabalhos desenvolvidos por Hamilton e Twin¹¹.

1.2 - Correlação Angular Direcional γ - γ

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

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

anisotrópico.

Uma das maneiras de observarem-se p' siveis anisotropias e que será apresentada neste trabalho, consiste em fixar um detector na direção de emissão do fóton γ_1 . Tal procedimento permite a seleção de um conjunto de estados nucleares intermediários com spins alinhados em relação à direção de emissão do fóton γ_2 . Desta forma, a segunda radiação, γ_2 , será seguramente emitida de um estado alinhado. Este método de medida é chamado de correlação angular direcional.

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

A figura 1.1 mostra um esquema de níveis nucleares onde os parâmetros relevantes estão em destaque. Cada um dos níveis nucleares, o inicial, o intermediário e o final da cascata, é caracterizado pela sua energia (E), pelo seu spin (I), pela sua paridade (π) e por τ que é a vida média do estado intermediário. As transições gama, por sua vez, são caracterizadas pelo número quântico momento angular (L_n), que é a sua multipolaridade de mais baixa ordem e por π_n que é sua paridade, a qual identifica o carácter eléctrico ou magnético da transição γ , onde $n = 1, 2$.

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

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

1.3 - Função Correlação Angular $\gamma - \gamma$

A partir do esquema apresentado na figura 1.1, é

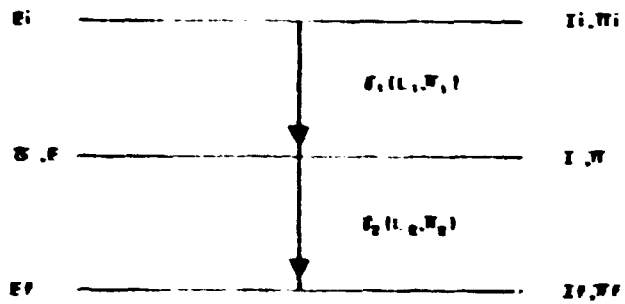


Figura I.1

Esquema típico de níveis de uma cascata γ - γ

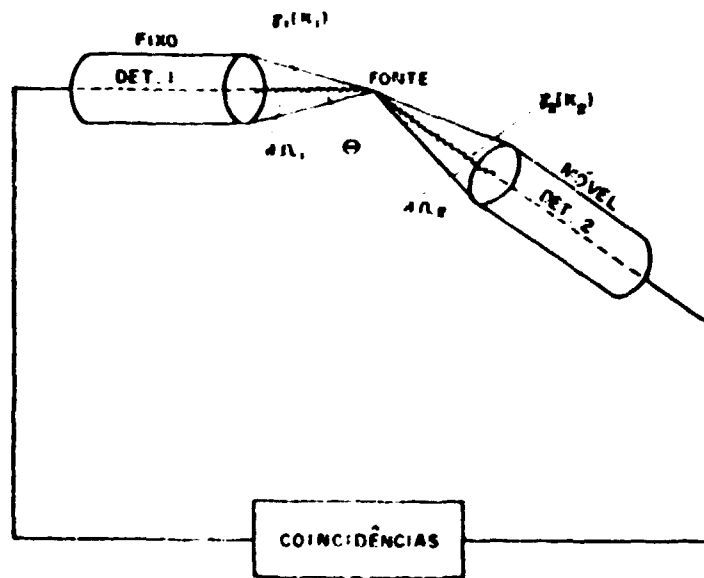


Figura I.2

Esquema simplificado do arranjo experimental

possível definir uma função que descreve a dependência angular das coincidências gama-gama. Esta função é dada por:

$$W(\theta) = \sum_k A_{kk} P_k(\cos \theta) \quad \text{com } k = 0, 2, 4, \dots \quad (I-1)$$

onde:

A_{kk} são os coeficientes de correlação angular.

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

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

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

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

$$W(\theta) = 1 + A_{22} P_2(\cos \theta) + A_{44} P_4(\cos \theta) \quad (I-2)$$

Os coeficientes da correlação angular, A_{kk} , dependem

dos spins dos níveis e das multipolaridades das transições gama. Podem ser escritos como o produto de dois fatores, em que cada um depende, somente, de uma das transições:

$$A_{kk} = A_k(\gamma_1) \cdot A_k(\gamma_2) \quad (I-3)$$

onde:

$$A_k(\gamma_1) = \frac{F_k(i_1, L_1, L_1) + (-)^{L_1 - L'_1} 2\delta_1 F_k(i_1, L_1, L'_1) + \delta_1^2 F_k(i_1, L'_1, L'_1)}{1 + \delta_1^2} \quad (I-4)$$

e

$$A_k(\gamma_2) = \frac{F_k(i_2, L_2, L_2) + 2\delta_2 F_k(i_2, L_2, L'_2) + \delta_2^2 F_k(i_2, L'_2, L'_2)}{1 + \delta_2^2} \quad (I-5)$$

Os coeficientes F_k dependem dos spins dos níveis e das multipolaridades das transições gama e podem ser calculados, explicitamente, da teoria. Estes coeficientes foram tabelados por Ferentz e Rosenzweig¹².

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

multipolar é expressa por:

$$\delta^2 = \frac{\text{intensidade da transição com multipolaridade } L_n'}{\text{intensidade da transição com multipolaridade } L_n} \quad (I-6)$$

I.4 - Correlação Angular Tripla

Quando há emissão de três raios gama em sucessão, formando uma cascata tripla, é possível obter-se uma expressão para a função correlação angular entre a primeira e a terceira transição, sem a observação da segunda transição da cascata. A figura I.3 ilustra uma cascata tripla com os parâmetros que as caracterizam em destaque.

Teoricamente obtém-se a função correlação angular $\gamma_1\gamma_3$, sem observação de γ_2 , introduzindo-se na equação (I-1) um fator multiplicativo $U_k(I_2 I_2')$, que é denominado coeficiente de distribuição angular da transição não observada, γ_2 . Este fator é dado por:

$$U_k(I_2 I_2') = \frac{U_k(L_2 I_2 I_2') + \delta^2 U_k(L_2' I_2 I_2')}{1 + \delta^2} \quad (I-7)$$

onde: L_2 e L_2' representam as menores ordens multipolares e δ a mistura multipolar da transição gama

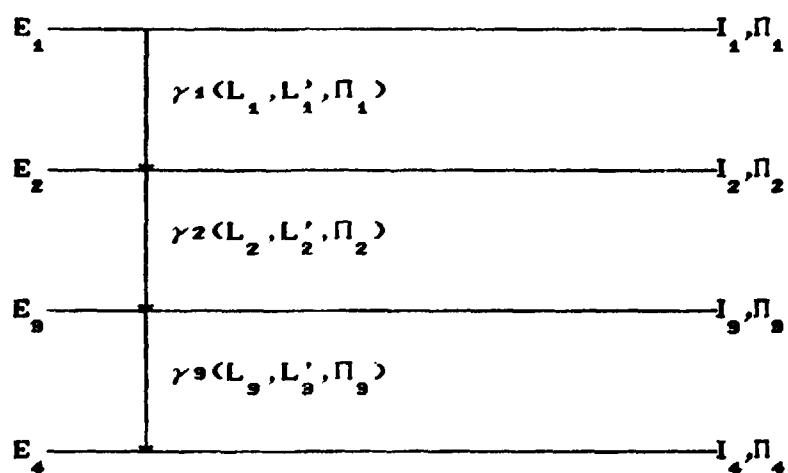


FIG. 1.3 Esquema típico de níveis de uma cascata-gama tripla

não observada (γ_2).

•

$$U_k(L_2 I_2 I_3) = (-1)^{I_2 + I_3 + K + L} \left[\begin{matrix} (2I_2 + 1) & (2I_3 + 1) \\ & \end{matrix} \right]^{1/2} \begin{Bmatrix} I_2 & I_3 & K \\ I_2 & I_2 & L \\ I_3 & I_3 & L \end{Bmatrix}$$

Os coeficientes de distribuição angular, $U_k(L_2 I_2 I_3)$ e $U_k(L_2' I_2' I_3')$ encontram-se tabelados na referência (10).

Desta forma, a função $W(\theta)$ dada pela equação (I-1) pode ser escrita como:

$$W(\theta)_{\gamma_1, \gamma_2} = \sum_{k \text{ par}} A_k(\gamma_1) U_k(I_2 I_3) A_k(\gamma_2) P_k(\cos \theta) \quad (\text{I-8})$$

onde $A_k(\gamma_2)$ é definido pela equação (I-5) e δ_2 pela equação (I-10).

Como $U_0(L_2 I_2 I_3) = 1$ e $U_k(L_2 I_2 I_3) = U_k(L_2' I_2' I_3')$ tem-se $U_k(I_2 I_3) = 1$ para $k = 0$. Logo a função correlação angular dada por (I-8), quando normalizada passa a ser apresentada por:

$$W(\theta)_{\gamma_1, \gamma_2} = 1 + \sum_{k \text{ par}} A_k(\gamma_1) U_k(I_2 I_3) A_k(\gamma_2) P_k(\cos \theta) \quad (\text{I-9a})$$

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

introduzindo-se os coeficientes $U_k(I, I_{i+1})$ na equação (I-9a), para cada raio gama não observado na cascata:

$$W(\theta)_{\gamma_1 \gamma_n} = \sum_{k \text{ par}} A_k(\gamma_1) U_k(I_1, I_2) \dots U_k(I_{n-2}, I_{n-1}) A_k(\gamma_n) P_k(\cos\theta) \quad (\text{I-9b})$$

onde $A_k(\gamma_1)$ e $A_k(\gamma_n)$ são os coeficientes de correlação referentes as radiações observadas.

I.5 - Probabilidade de Transição Gama

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

A probabilidade de transição total pode ser expressa pela soma de termos de diferentes multipolaridades sendo que, para cada transição gama as regras de seleção, conservação de spin e paridade, restringem os multipolos

permitidos. A grande maioria dos resultados experimentais mostra que a probabilidade de transição diminui rapidamente com o aumento da ordem multipolar, sendo, portanto, consideradas apenas as duas ordens multipolares mais baixas apesar de serem permitidas componentes multipolares de ordem mais alta.

Desta forma, a equação (I-6) pode ser expressa da seguinte maneira:

$$\delta_n = \frac{\langle I_f || T_{L_n'}^{\langle \pi' \rangle} || I_i \rangle / (2L_n' + 1)^{1/2}}{\langle I_f || T_{L_n}^{\langle \pi \rangle} || I_i \rangle / (2L_n + 1)^{1/2}} \quad (I-10)$$

onde:

$T_{L_n}^{\langle \pi \rangle}$ são os operadores de interação multipolar definidos no apêndice da referência (6), sendo que $\langle \pi \rangle = E$ representa a interação elétrica e $\langle \pi \rangle = M$ representa a interação magnética.

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

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

Na tabela I.1 são apresentadas as regras de seleção para as transições gama entre os estados I_i e I_f , onde: a

conservação da paridade, $\pi_i, \pi_f = \pi_L$, já o caráter elétrico ($\pi_L = (-)^L$) ou magnético ($\pi_L = (-)^{L+1}$) da transição gama e a conservação do momento angular que restringe o número de multipolos possíveis para cada transição, ou seja, $|i-f| < L < i+f$.

Uma estimativa da ordem de grandeza das probabilidades de transição foi obtida por Blatt e Weisskopf¹⁹, utilizando o modelo de camadas com um núcleon desemparelhado e supondo as funções de onda radiais, R_i e R_f , dos estados inicial e final ($|i\rangle$ e $|f\rangle$) constantes através do núcleo e iguais a zero para distâncias maiores que o raio nuclear.

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

$$T(\text{ML}) = \frac{2(L+1)}{L[(2L+1)!!!]^2} \times 10 \left(\frac{3}{L+2} \right)^2 \frac{e^2}{\hbar c} \left(\frac{\hbar \omega}{R} \right) \left(\frac{\omega R}{c} \right)^{2L} \omega \quad (I-11)$$

$$T(\text{EL}) = \frac{2(L+1)}{L[(2L+1)!!!]^2} \left(\frac{3}{L+3} \right)^2 \frac{e^2}{\hbar c} \left(\frac{\omega R}{c} \right)^{2L} \omega \quad (I-12)$$

onde:

L é a multipolaridade da radiação gama.

\hbar é a constante de Planck racionalizada.

e é a carga elementar do elétron.

$\hbar \omega$ é a energia do raio gama (E_γ) emitido ou absorvido

c é a velocidade da luz no vácuo.

m é a massa de repouso do nucleon desemparelhado.

R é o raio nuclear

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

P A R T E I I

ANÁLISE DE DADOS

II.1 - Espectros de coincidência

As medidas de correlação angular gama-gama são feitas utilizando-se o espectrômetro descrito na referência (16). Pode-se fazer medidas para várias regiões do espectro-gama, selecionadas em um dos detetores, e, medir as respectivas coincidências com os raios gama do outro detetor.

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

determina-se as áreas dos fotopicos de interesse, manualmente, somando-se os números de contagens para cada canal do fotopico e subtraindo-se dos mesmos as contagens de fundo.

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

$$W^v(\theta) = W^t(\theta) - W^{ac} - W^{co}(\theta) \quad (II-1)$$

onde:

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

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

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

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

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

onde n é o número de medidas.

O número de coincidências para cada ângulo deve ser normalizado. Esta normalização é feita considerando-se as contagens simples, $C^s(\theta)$, de uma janela de energia auxiliar, isto é, uma janela colocada em um fotopico isolado e livre de interferência de raios gama próximos. É procedimento usual normalizar-se em relação ao ângulo de 90° , assim as coincidências verdadeiras passam a ser dadas pela relação:

$$W^{\text{exp}}(\theta) = \frac{W_T^v(\theta)}{C^s(\theta)/C^s(90^\circ)} \quad (\text{II-3})$$

com

$$C^s(\theta) = \sum_{i=1}^n C_i^s(\theta) \quad (\text{II-4})$$

onde:

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

II.2 - Cálculo dos coeficientes A_{kk}

A razão $W^{\text{exp}}(\theta)/W^{\text{exp}}(90^\circ)$ permite o cálculo dos coeficientes A_{kk} por ajuste de mínimos quadrados da função de $W(\theta)$, dada pela equação (I-2). Este ajuste é feito com o auxílio de um programa de computador. Os erros, $\sigma(\theta)$, nos valores de $W^{\text{exp}}(\theta)$ são erros estatísticos dados por:

$$\sigma(\theta) = \sqrt{W^{\text{exp}}(\theta)} \quad \text{(II-5)}$$

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

$$A_{kk} = A_{kk}^{\text{exp}} / Q_{kk} \quad \text{(II-6)}$$

com

$$Q_{kk} = Q_k(\gamma_1) Q_k(\gamma_2) \quad \text{(II-7)}$$

onde os fatores Q_{kk} são funções da geometria dos detectores, do ângulo sólido entre o detector e a fonte e das energias dos raios gama da cascata em questão. Assim

$Q_k(\gamma_1)$ e $Q_k(\gamma_2)$ expressam esta correção para os detectores individuais de γ_1 e γ_2 , conforme mostra a figura 1.2. Os valores de Q_k estão tabelados na referência (14) para o detector de Ge(Li) e na referência (15) para os detectores de NaI(Tl). Para os detectores de HPGe são feitos cálculos com o auxílio de um programa de computador detalhado na referência (16).

II.3 - Cálculo da Razão de Mistura Multipolar

Os valores de A_{kk} são os únicos dados experimentais obtidos e, de acordo com as equações (I-4) e (I-5), dependem em geral, de sete parâmetros: I_1 , I_2 , I_3 , δ_1 , δ_2 , L_1 e L_2 , os quais não podem ser obtidos simultaneamente. Desta forma, é necessário o uso de outros tipos de informações, seja teórica ou experimental, sobre os níveis e as transições gama envolvidas na cascata em estudo. Nos casos em que já existem informações sobre spins de dois níveis e sobre a mistura multipolar de uma das duas transições, para uma cascata simples, como a descrita na figura 1.1, é possível determinar o spin do terceiro nível e o valor da mistura multipolar da outra transição gama pelo método da correlação angular.

O procedimento para esta determinação é o seguinte: com base em informações referentes ao decaimento beta e transições gama, supõe-se um ou mais valores apropriados ao

spin desconhecido. Esta suposição possibilita que os coeficientes F_k^{12} , dados nas expressões (I-4) e (I-5), sejam estabelecidos. Consequentemente, chega-se ao valor da mistura multipolar com o auxílio de um programa de computador, descrito no apêndice I da referência (17). Em resumo, este programa fornece o melhor ajuste entre a sequência de spins apropriada e a razão de mistura multipolar procurada por meio do valor mínimo de χ^2 , o qual é definido por:

$$\chi^2 = \sum_{l=1}^m \left[\frac{W^{teo}(\theta_l) - W^{exp}(\theta_l)}{\sigma(\theta_l)} \right]^2 \quad (II-8)$$

onde:

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

$W^{teo}(\theta_l)$ é o valor teórico da função correlação angular calculado conforme a equação (I-2), para a sequência de spins escolhida.

$W^{exp}(\theta_l)$ é o valor experimental obtido para a função correlação angular.

$\sigma(\theta_l)$ é o desvio padrão dado na equação (II-5).

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

As porcentagens de cada componente da mistura

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

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

e

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

Esta análise é possível sempre que uma das razões de mistura multipolar é conhecida. Entretanto, pode acontecer casos em que os dois valores de δ sejam desconhecidos. Nesta situação a análise é semelhante ao do caso anterior. Primeiramente escolhe-se um dos δ , por exemplo δ_1 , e a este atribui-se um valor inicial. A seguir utilizando-se o programa do caso anterior chega-se ao valor de δ_2 . O programa ao fazer esta análise atribui a δ_1 , 75 valores entre -10^{90} e 10^{90} , em intervalos que diminuem com o módulo de δ_1 . Em cada passo são calculados os valores da função correlação angular teórica e χ^2 . No final de toda variação de δ_1 é feita uma inspeção nos valores de χ^2 e seu mínimo irá então fornecer o valor de δ_2 . O inverso deste procedimento, onde a variação em passos é feita para δ_2 , por sua vez fornece o melhor ajuste de χ^2 para um certo valor ou par de valores de δ_1 . Os resultados finais de ambos os procedimentos são comparados e normalmente é possível a escolha de um valor, ou par de valores, para δ_1 e δ_2 , que correspondem ao valor mínimo de χ^2 .

Em particular, para núcleos par-par esta análise é simplificada. Isto devido ao fato de que o estado fundamental e o primeiro estado excitado são sempre 0^+ e 2^+ respectivamente, o que dá a transição $2^+ \rightarrow 0^+$ um caráter E2 ($\delta_2 = 0$). Portanto em casos onde as cascatas-gama têm a transição $2^+ \rightarrow 0^+$ como final, isto é, $l_1(l_1, l_1') 2(2)0$, os únicos parâmetros desconhecidos são o spin do estado inicial e a razão de mistura multipolar da primeira transição (γ_1). Nesta situação estes parâmetros são determinados unicamente pela medida de correlação angular. É possível também, neste caso, obter as curvas paramétricas (figura II.4)¹⁰ dos valores teóricos de A_{22} e A_{44} como uma função da razão de mistura multipolar para as sequências de spins. Assim, os valores experimentais de A_{22} e A_{44} , dados pelos pontos (A_{22}, A_{44}) , são colocados na curva com os erros mostrados em barras. Em muitos casos uma única possibilidade de spin é viável, contudo, pode acontecer do erro associado ao ponto (A_{22}, A_{44}) interceptar mais de uma curva, não sendo possível a escolha de uma única sequência de spins.

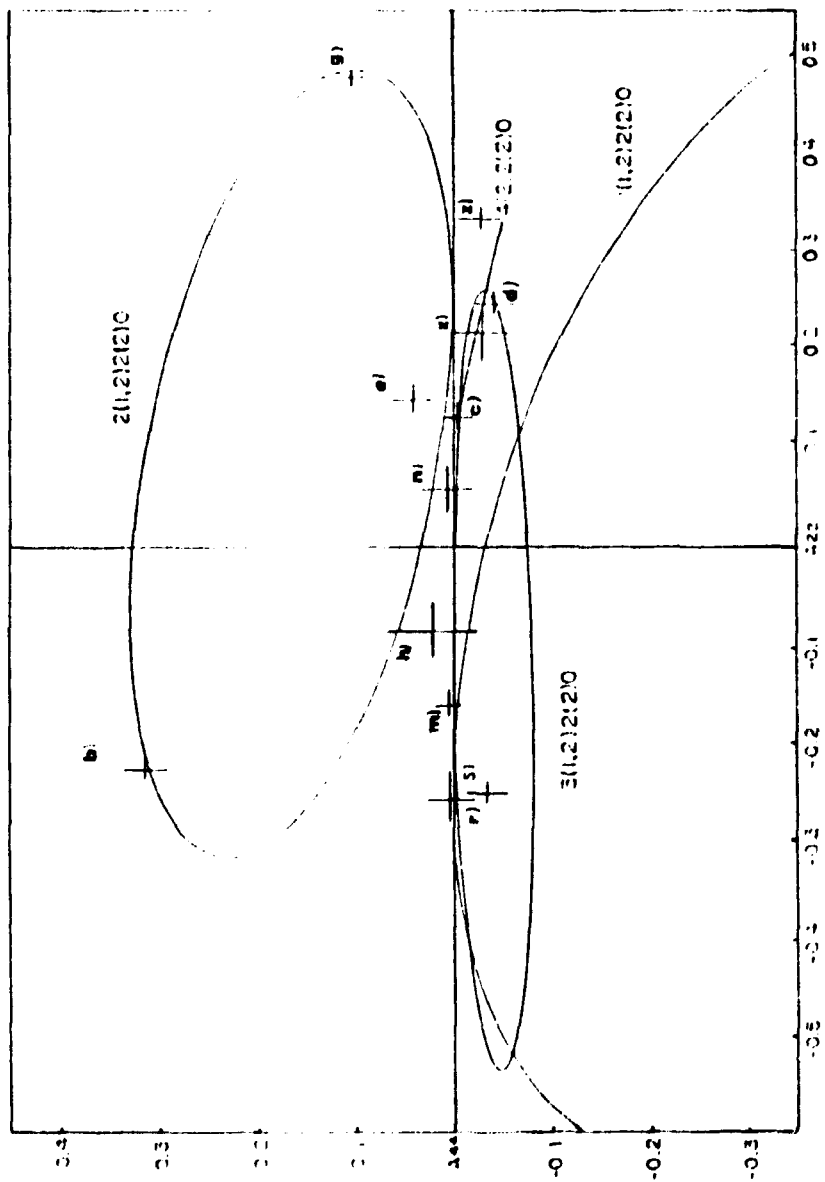


Figura II - 6 - Curvas paramétricas dos valores de A_{2k}

R E F E R E N C I A S

- 01 - DUNWORTH, J.W. The application of the coincidence counting to experimentes in nuclear physics. Nucl. Instrum. Methods, 11:167-80,1940.
- 02 - HAMILTON, D.R. On direcional correlation of successive quanta. Phys. Rev.,58:122-31, 1940.
- 03 - GOERTZEL, G. Angular correlation of gamma-rays. Phys. Rev., 70(11-12):897-909, 1946 .
- 04 - BRADY, E.L.& DEUTSCH, M. Angular correlation of successive gamma ray quanta. Phys. Rev., 72(9):870-1, 1947.
- 05 - FERGUSON, A.J. Angular correlation methods in gamma-ray spectroscopy. Amesterdan, North - Holland,1965.
- 06 - ROSE, H.J.& BRINK, D.M. Angular distributions of gamma rays in terms of phase-defined reduced matrix elements. Rev. Mod. Phys., 39(2):306- 47, 1967.
- 07 - FRAUENFELDER, H. & STEFFEN, R.M. Angular distribution of nuclear radiation: (A) Angular correlation. In:SIEGBAHN., ed. Alpha beta and gamma-ray spectroscopy. Amsterdan, North-Holland, 1965.V.2,p.997- 1198.
- 08 - BIEDENHARN, L.C. & ROSE, M.E. Theory of angular correlation In: Siegbahn, K. ed. Alpha, beta and gamma-ray spectroscopy. Amsterdam , Nort-Holland,

1965. V.2, p. 997-1198.

- 09 - STEFFEN, R.M. & ALDER, K. Angular distribution and correlation of gamma-ray. In: HAMILTON, W.D., ed. The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy. Amsterdam, North-Holland, 1975. p. 505-82.
- 10 - 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. cap.14, p.645 p. 645-700.
- 11 - TWIN, P.J. Gamma-ray angular distribution and correlation measurement experimental methods following nuclear reaction. in: HAMILTON, W.D., ed. The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy. Amsterdam, North-Holland, 1975.
- 12 - FERENTZ, M. & ROSENZWEIG, N. Table of angular correlation coefficients. In: SIEGBAHN, K., ed. Alpha, beta and gamma-ray spectroscopy. Amsterdam, North-Holland, 1965. V.2, p.1687-90.
- 13 - BLATT, J.M. & WEISSKOPF, V.F. Theoretical Nuclear Physics. New York, N.Y., John Wiley, 1952.
- 14 - CAMP, D.C. & VAN LEHN, A.L. Finite solid-angle corrections for Ge(Li) detectors. Nucl. Instrum. Methods, 76:192-240, 1969
- 15 - YATES, M.J.L., Finite solid angle corrections. In: KARLSON, E.; MATHIAS, E.; SIEGBAHN, K. eds.

Perturbed Angular correlations: proceedings of the meeting..., held in Uppsala, May 27-30, 1963. Amsterdam, North-Holland, 1964.

- 16 - RIBAS, R. São Paulo, Univ. São Paulo, Instituto de Física. Comunicação pessoal, 1984.
- 17 - SOUSA, M.O.M.D. Correlação angular gama-gama para transições nos núcleos de Te^{127} e Te^{129} . São Paulo, 1984, (Tese de doutoramento, Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares).
- 18 - ZAMBONI, C.B. & SAXENA, R.N. Gamma-gamma angular correlations in the decay of ^{76}As . Phys. Rev C 39(6), 2379 - 84, 1989.