

ATTENTION MICROFICHE USER,

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

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

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

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

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

- | | | |
|-------------------------------------|---------------------------------|-----|
| <input checked="" type="checkbox"/> | missing pages/figures numbered: | 37. |
| <input type="checkbox"/> | wrong pagination | |
| <input type="checkbox"/> | poor overall printing quality | |
| <input type="checkbox"/> | combinations of the above | |
| <input type="checkbox"/> | other | |

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

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

1807126-115

1105 - R1 - - 1119

**MEDIDAS DE CORRELAÇÃO ANGULAR DIRECIONAL GAMA-GAMA
PARA TRANSIÇÕES NO ^{135}Xe**

Josemary Angélica Corrêa Gonçalves

**Dissertação apresentada como parte dos
Requisitos para obtenção do Grau de
Mestre em Tecnologia Nuclear**

Orientador: Dr. Rajendra Narain Saxena

**SÃO PAULO
1989**



Aos meus pais.

Comissão Julgadora

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. Rajendra Narain Saxena, meu orientador, por seu total apoio, incentivo e dedicação integral durante o desenvolvimento e conclusão deste trabalho.

A Profa. Dra. Carmen Cecília Bueno Tobias, da Pontifícia Universidade Católica de São Paulo, por suas valiasas discussões, que muito auxiliaram o entendimento do espectrômetro de radiação gama.

A Dra. Cibele Bugno Zamboni pelas discussões elucidativas e pelo auxílio prestado na aquisição e análise de dados.

Ao André Luis Lapolli pelo auxílio prestado no sistema de computação e confecção de gráficos.

Ao Willi Pendl Junior e ao Artur Wilson Carbonari pelo incentivo, e pelo auxílio prestado na mudança da posição angular do detector móvel no sistema de correlação angular.

**Ao Eduardo Landulfo pelo auxílio
prestado na aquisição de dados.**

**A Emília K. Nakamura, da Divisão
de Apoio a Engenharia e Pesquisa
(IPP), pelo auxílio prestado na ob-
tenção de gráficos através do sis-
tema SAS, utilizando o terminal
gráfico TEKTRONIX.**

**Ao Conselho Nacional de Desenvolvi-
mento Científico e Tecnológico pe-
la concessão de bolsa de estudos
durante a realização deste traba-
lho.**

**A Superintendência do Instituto de
Pesquisas Energéticas e Nucleares
pelas facilidades proporcionadas
durante a realização deste traba-
lho.**

**Ao Francisco Olimpio da Silva pelo
trabalho de datilografia.**

A Autora.

MEDIDAS DE CORRELAÇÃO ANGULAR DIRECIONAL γ - γ PARA TRANSIÇÕES NO ^{135}Xe

Josemary Angélica Corrêa Gonçalves

R E S U M O

A Correlação Angular de transições gama coincidentes no ^{135}Xe foi estudada a partir do decaimento β^- do produto de fissão ^{135}I ($T_{1/2} = 6,7$ h), utilizando-se um espectrômetro composto de um detector de Ge(Li), e outro de GeHP.

As medidas foram realizadas para 14 cascatas gama: 434-1131 KeV, 547-1131 KeV, 650-1131 KeV, 837-1131 KeV, 1102-1131 KeV, 1124-1131 KeV, 1240-1131 KeV, 418-1260 KeV, 531-1260 KeV, 708-1260 KeV, 785-1260 KeV, 973-1260 KeV, 995-1260 KeV, 220-1458 KeV, populadas no ^{135}Xe , sete destas pela primeira vez.

As razões de mistura multipolar, δ , para as 13 transições gama foram determinadas no presente estudo:

$$\begin{array}{lll} \delta(434) = -0,43 \pm 0,10 & \delta(1124) = -1,08 \pm 0,20 & \delta(785) = -0,55 \pm 0,22 \\ \delta(547) = -0,14 \pm 0,01 & \delta(1240) = 0,68 \pm 0,10 & \delta(1458) = 3,99 \pm 0,83 \end{array}$$

$$\begin{aligned} \delta(1260) &= 0,49 \pm 0,06 & \delta(418) &= -1,15 \pm 0,35 & \delta(995) &= -0,11 \pm 0,50 \\ \delta(837) &= 3,58 \pm 0,10 & \delta(531) &= -0,56 \pm 0,46 & \delta(220) &= 2,26 \pm 0,18 \\ \delta(1102) &= 1,82 \pm 0,20 \end{aligned}$$

Foram atribuídos spin e paridade de diversos níveis no ^{135}Xe , confirmando resultados anteriores da literatura. Os níveis de menor energia estão em acordo com o padrão esperado para estados de partícula única na camada de 82 nêutrons.

γ-γ DIRECTIONAL CORRELATIONS MEASUREMENTS FOR TRANSITIONS IN ^{135}Xe

Josemary Angélica Corrêa Gonçalves

A B S T R A C T

The directional correlation of coincident γ -transitions in ^{135}Xe have been investigated from the β^- decay of fission product ^{135}I ($T_{1/2} = 6,7$ h), using a spectrometer consisting of a Ge(Li) and a HPGe detector.

The measurements have been carried out for 14 gamma cascades: 434-1131 KeV, 547-1131 KeV, 650-1131 KeV, 837-1131 KeV, 1102-1131 KeV, 1124-1131 KeV, 1240-1131 KeV, 418-1260 KeV, 531-1260 KeV, 708-1260 KeV, 785-1260 KeV, 973-1260 KeV, 995-1260 KeV, 220-1458 KeV, populated in ^{135}Xe , seven of them for the first time.

The multipole mixing ratios δ of 13 γ -transitions were determined from the present study. The results of the mixing ratios are:

$$\begin{array}{lll} \delta(434) = -0,43 \pm 0,10 & \delta(1124) = -1,08 \pm 0,20 & \delta(785) = -0,55 \pm 0,22 \\ \delta(547) = -0,14 \pm 0,01 & \delta(1240) = 0,68 \pm 0,10 & \delta(1458) = 3,99 \pm 0,83 \end{array}$$

$$\begin{aligned} \delta(1260) &= 0.49 \pm 0.06 & \delta(418) &= -1.15 \pm 0.35 & \delta(995) &= -0.11 \pm 0.50 \\ \delta(837) &= 3.58 \pm 0.10 & \delta(531) &= -0.56 \pm 0.46 & \delta(220) &= 2.26 \pm 0.18 \\ \delta(1102) &= 1.82 \pm 0.02 \end{aligned}$$

The spin and parity of several levels in ^{135}Xe have been assigned confirming the previous results. The low lying levels in ^{135}Xe seem to fit the expected pattern for a single hole state in the 82 neutron shell.

Í N D I C E

INTRODUÇÃO.....	11
I. CORRELAÇÃO ANGULAR DE RAIOS GAMA.....	15
I.1. Introdução.....	15
I.2. Transições eletromagnéticas.....	17
I.3. Correlação Angular Direcional Gama-Gama.....	22
I.3.a. Cascata gama tripla.....	26
II. ESPECTRÔMETRO DE CORRELAÇÃO ANGULAR.....	28
II.1. Detectores Semicondutores de Germânio.....	28
II.2. Arranjo experimental.....	30
II.3. Equipamento eletrônico.....	33
III. MÉTODO EXPERIMENTAL.....	35
III.1. Obtenção da fonte radioativa.....	35
III.2. Medida de Correlação Angular Direcional e Análise de dados.....	37
III.3. Medida de Correlação Angular Direcional para o núcleo de ^{60}Ni	43
IV. MEDIDAS DE CORRELAÇÃO ANGULAR DIRECIONAL GAMA-GAMA PARA O NÚCLEO DE ^{135}Xe	46
IV.1. Introdução.....	46
IV.2. Resultados obtidos.....	48
IV.3. Atribuição de spin aos níveis excitados do ^{135}Xe ..	65
IV.4. Discussão dos resultados.....	73
IV.5. Estudos teóricos para os níveis excitados do ^{135}Xe	78
V. CONCLUSÃO.....	81
BIBLIOGRAFIA.....	83
APÊNDICE I.....	88

I N T R O D U Ç Ã O

A compreensão e interpretação de propriedades nucleares dentro de uma teoria unificada constitui um problema fundamental na Física Nuclear. Para tanto, seria necessário a determinação das componentes da interação nucleon-nucleon, bem como a solução da função de onda nuclear, que poderia então ser utilizada para o cálculo de propriedades que caracterizam um estado nuclear, como energia, momento angular, paridade, momento magnético, momento de quadrupolo elétrico, e outras.

Entretanto, dada a complexidade da interação nucleon-nucleon, e sendo o núcleo um sistema de muitos corpos, com certo número de prótons e nêutrons, o tratamento acima tornou-se proibitivo. Isto conduziu a descrição de características estruturais do núcleo a partir de diversos modelos simplificados, capazes de explicar os fenômenos observados experimentalmente. De outro lado, para que as previsões teóricas possam ser confirmadas, faz-se necessário o conhecimento preciso das propriedades dos estados nucleares.

Nos últimos anos, acumulou-se um grande número de resultados experimentais neste sentido, e os avanços de técnicas e instrumentação durante as últimas décadas aumentaram consideravelmente a ação da Física Nuclear Experimental, notavelmente a espectroscopia nuclear.

Ao mesmo tempo, teve progresso a racionalização de estados excitados do núcleo em termos de modelos como, por exemplo, o Modelo de Camadas que tem grande sucesso em explicar várias propriedades nucleares, particularmente os "números mágicos", spin e paridade do estado fundamental de núcleos com A -ímpar. O acordo entre teoria e experimento foi ainda melhor dado pelo Modelo Coletivo, que explica o elevado momento de quadrupolo elétrico de certos núcleos, o aumento na probabilidade de transição de quadrupolos elétricos, bem como spin e paridade de níveis nucleares excitados.

Os dados experimentais concernentes a estrutura nuclear provêm basicamente de informações sobre reações nucleares e decaimento radioativo. Este último considera o decaimento de núcleos radioativos nos quais o núcleo pai frequentemente se desintegra por emissão de partículas alfa ou beta, deixando o núcleo filho em um estado excitado, sendo sua desexcitação para o estado fundamental caracterizada, na maioria das vezes, por emissão de radiação eletromagnética.

Diversos tipos de medida podem ser realizadas neste processo de decaimento, como medidas de meia-vida de estados excitados, coeficientes de conversão interna, correlação angular beta-gama, ou gama-gama, que permitem a determinação de parâmetros nucleares de interesse para comparação com previsões teóricas.

A medida de Correlação Angular Direcional Gama-Gama destaca-se no campo da espectroscopia nuclear por sua relativa simplicidade e precisão na obtenção do momento angular nuclear de estados

excitados, assim como do carácter multipolar de transições gama. Esta técnica baseia-se na observação, em coincidência, de dois (ou mais) raios gama emitidos em cascata por um núcleo excitado, como função do ângulo formado entre as direções de emissão destas radiações.

No presente trabalho procurou-se determinar para o núcleo de ^{135}Xe , spin de estados excitados e razão de mistura multipolar de transições gama, cujos níveis são populados por decaimento beta e gama, através da técnica de Correlação Angular Direcional Gama-Gama.

A escolha deste núcleo deveu-se ao particular interesse nas propriedades estruturais de núcleos com 81 nêutrons, uma vez que podem ser descritos a partir de configurações de partícula única. Além disto, existem até o presente, para o ^{135}Xe , poucas informações, principalmente a cerca da razão de mistura multipolar de transições gama, assim como níveis excitados com spin não definido.

Os resultados experimentais obtidos a partir do decaimento beta do ^{135}I ($T_{1/2} = 6,7$ horas), utilizando-se detectores de Ge(Li) e GeHP referem-se a determinação da natureza multipolar de várias transições gama, e atribuição, ou confirmação, de spin para alguns estados excitados, estudo que abrangeu 14 cascatas gama, 7 destas analisadas pela primeira vez (capítulo IV).

No capítulo I apresentam-se de forma sucinta um estudo sobre a teoria de Correlação Angular Gama-Gama e as propriedades fundamentais das transições eletromagnéticas. As características do espectrômetro gama, bem como a descrição do equipamento eletrônico utilizado nas medidas encontram-se no capítulo II. O método experimental e o procedimento de análise dos resultados são abordados no capítulo III. O capítulo IV dispõe os dados experimentais

obtidos em comparação com os resultados mais precisos da literatura, além de um estudo sistemático envolvendo os isótopos do ^{135}Xe . Uma discussão teórica do Modelo de Camadas para a estrutura nuclear do ^{135}Xe também é apresentada no capítulo IV.

I. CORRELAÇÃO ANGULAR DE RAIOS GAMA

I.1. INTRODUÇÃO

Quando do decaimento de um núcleo radioativo, o núcleo produto pode permanecer em um estado excitado, desexcitando-se na maior parte dos casos por meio da emissão de radiação eletromagnética. O tempo desta emissão é extremamente curto, em geral da ordem de 10^{-12} segundos (Bl 52), considerando-se sua emissão praticamente simultânea.

Em uma fonte radioativa, dada a orientação randômica dos núcleos, não há direção preferencial de emissão para os fótons de uma transição individual, e, conseqüentemente, ter-se-á distribuição isotrópica da radiação. O mesmo ocorre ainda quando da emissão de partículas alfa, beta e elétrons de conversão interna.

Por outro lado, particularizando-se uma emissão em cascata da radiação gama, existe frequentemente uma correlação angular entre as direções de emissão de dois raios gama sucessivos, γ_1 e γ_2 , provenientes de um mesmo núcleo. Dunworth (Du 40) utilizando o método de coincidência para determinação de esquemas de desintegração simples, foi quem primeiro sugeriu a existência do fenômeno de correlação angular de raios gama. Ainda em 1940, Hamilton

(Ha 40) calculou, para todas as combinações possíveis de radiação de dipolo e quadrupolo, a correlação angular de raios gama sucessivos. Posteriormente, Yang (Ya 48), Falkoff e Uhlenbeck (Fa 50), Blatt e Biedenharn (Bl 52), aplicando a teoria de grupo, obtiveram a expressão geral para função correlação angular. Da mesma forma, Rose e Brink (Ro 67), utilizando o formalismo de elementos de matriz reduzida, desenvolveram sistematicamente a teoria de distribuição angular de raios gama, relacionando a razão de mistura multipolar com os elementos de matriz reduzida dos operadores de interação multipolar, fazendo com que a razão de mistura tornasse uma quantidade física que pudesse ser comparada, em magnitude e sinal, com as previsões dos modelos nucleares.

As previsões teóricas até então estabelecidas foram confirmadas experimentalmente por Brady e Deutsch (Br 47), com medidas de correlação angular para o decaimento do ^{60}Co , e mais tarde, (Br 50), também para outros radionuclídeos.

A ocorrência desta correlação angular deve-se ao fato da direção da primeira radiação (γ_1) estar relacionada com a orientação do momento angular do estado intermediário I. Se o spin deste estado intermediário for diferente de zero, e sua vida média for da ordem de 10^{-12} segundos, a fim de que a direção do momento angular não se altere face a presença de campos extranucleares, então, a direção de emissão da segunda radiação (γ_2) estará vinculada à orientação do spin do estado intermediário (I), e, consequentemente com a direção de γ_1 .

O alinhamento do momento angular do nível intermediário de uma cascata gama é expresso em termos do número quântico magnético com respeito ao eixo de quantização do sistema. Essa orientação pode ser feita por meio da aplicação de um intenso campo magnético a baixas temperaturas, onde a direção deste campo externo define então o eixo de quantização. Entretanto a técnica de

orientação nuclear mais usual, inclusive pela sua simplicidade, é a de correlação angular de radiações sucessivas, tomando-se como direção fixada em laboratório a de emissão, por exemplo, da primeira radiação. Isto significa que a detecção de γ_1 em uma direção particular seleciona um conjunto de núcleos no estado intermediário com uma distribuição não isotrópica de direções de spin, que persistindo, ocasionará a emissão de γ_2 em uma direção correlacionada a do primeiro raio gama.

1.2. TRANSIÇÕES ELETROMAGNÉTICAS

O desenvolvimento da teoria quântica da radiação tornou possível classificar a radiação gama como radiação de multipolos elétrico ou magnético de várias ordens, e associar estas ordens com a diferença do momento angular e paridade entre os dois estados nucleares envolvidos em uma transição eletromagnética.

Blatt e Weisskopf (Bl 52) mostraram que o momento angular da radiação gama com respeito ao sistema emissor (ou absorvedor) é determinado pelo mesmo tipo de números quânticos ℓ , m , como o de uma partícula material; excessão feita ao fato de que para fótons, o momento angular orbital ℓ pode assumir apenas valores diferentes de zero.

Desta forma, o momento angular de um quantum de luz fica dado por $\hbar\sqrt{\ell(\ell+1)}$, e sua projeção em um eixo arbitrário como $m\hbar$, onde m é o número quântico magnético, com componente máxima igual a $\ell\hbar$.

De acordo com a conservação do momento angular em uma transição, ℓ é o vetor diferença entre o momento angular dos níveis nucleares inicial, I_i , e final, I_f , ou:

$$l = |\vec{I}_i - \vec{I}_f| \quad (1.2.1)$$

E uma vez que l pode ter apenas valores inteiros não nulos, teremos:

$$|I_i - I_f| < l < I_i + I_f \quad (1.2.2)$$

Da mesma forma, o número quântico magnético m da radiação gama fica dado pela diferença entre os números quânticos magnéticos dos estados inicial e final, ou:

$$m = m_f - m_i \quad (1.2.3)$$

Estas são as regras de seleção para o momento angular, que limitam a multipolaridade L de uma transição, isto é, o número de unidades de \hbar transferidas no processo radiativo. A ordem multipolar, L , da radiação gama é definida como $L = 2^l$, onde para $l = 1$ é chamada radiação de dipolo, $l = 2$ radiação de quadrupolo.

Para cada valor de l , e portanto para cada ordem multipolar, uma radiação de multipolo elétrico e magnético têm o mesmo momento angular, diferindo apenas quanto a paridade. Esta, para um multipolo elétrico é par para valores pares de l , e em um multipolo magnético para valores pares de l a paridade é ímpar.

Além disso, a combinação do momento angular orbital l e da paridade provém valores finitos para a probabilidade de uma transição. Quando o acoplamento de correntes nucleares e distribuições de magnetização for suficientemente fraco para que efeitos de segunda ordem sejam desprezíveis, a probabilidade por unidade de tempo de uma transição eletromagnética entre os níveis inicial e final é dada pela teoria de perturbação dependente do tempo de primeira ordem, segundo (Me 61), (He 54), como:

$$T_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | H_{em} | i \rangle|^2 \rho(E) \quad (I.2.4)$$

onde:

$\langle f | H_{em} | i \rangle = H_{if}$, é o elemento de matriz de interação eletromagnética entre os estados inicial e final, e tem dimensões de energia.

$\rho(E)$ é o fator de densidade de estados finais, que dá o número de estados por unidade de energia em um volume V no qual o processo considerado tem lugar.

Para o nível inicial i , a probabilidade de transição radiativa $T_{if}(L)$ é o recíproco da vida média τ_γ para emissão de radiação de multipolaridade L , e de acordo com Blatt e Weisskopf (Bl 52) fica dada por:

$$T_{if}(L) = \frac{1}{\tau_\gamma} = \left(\frac{m_0 c^2}{4\pi} \right) \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^{2L+1} B_{if}(L) \quad (I.2.5)$$

onde:

m_0 é a massa de repouso do elétron.

c é a velocidade da luz no vácuo.

\hbar é a constante de Planck racionalizada.

E_γ é a energia do raio gama emitido (ou absorvido).

L é a multipolaridade da radiação gama.

$B_{if}(L)$ é a probabilidade de transição reduzida, contendo informações nucleares, e portanto depende fortemente do modelo nuclear empregado. Constitui essencialmente o quadrado do elemento de matriz do operador de multipolo apropriado, tomado sobre os $(2I_i + 1)$ subestados magnéticos m_i , e somado sobre os subestados m_f .

Em acordo com a teoria desenvolvida em 1951 por Weiskopf (Bl 52), baseada no modelo de camadas, a probabilidade de transição reduzida, para um estado final de momento orbital nulo, tem como resultado, no caso de multipolo elétrico, a seguinte expressão:

$$B(EL) = \frac{e^2}{4\pi} \left(\frac{3RL}{L+3} \right)^2 \quad (I.2.6)$$

e para multipolo magnético:

$$B(ML) = 10 \left(\frac{\hbar}{m_p cR} \right)^2 B(EL) \quad (I.2.7)$$

onde:

R é o raio nuclear.

m_p é a massa do próton.

\hbar é a constante de Planck racionalizada.

c é a velocidade da luz no vácuo.

B(EL) é probabilidade de transição reduzida para multipolo elétrico de multipolaridade L.

B(ML) é a probabilidade de transição reduzida para multipolo magnético de multipolaridade L.

e é a carga elementar do elétron.

Quando o momento angular dos estados inicial (I_i) e final (I_f) diferem de zero, pode-se ter transições de multipolaridade mista, usualmente $ML' + EL$, entre os estados correspondentes. A grandeza que fornece a razão dos elementos de matriz reduzidos dos diferentes multipolos que contribuem em uma transição gama entre estados nucleares bem definidos, constitui a chamada razão de mistura multipolar δ , dada por (Ro 67) como sendo:

$$\delta_L^{<\pi>} = \frac{\langle I_i \parallel T_L^{<\pi>} \parallel I_f \rangle (2L + 1)^{1/2}}{\langle I_i \parallel T_{L'}^{<\pi'>} \parallel I_f \rangle (2L' + 1)^{1/2}} \quad (\text{I.2.8})$$

onde:

L' é a multipolaridade de mais baixa ordem.

$$L = L' + 1.$$

$T_L^{<\pi>}$ } são operadores de interação multipolar elétrica
 $T_{L'}^{<\pi'>}$ } ($\pi = 0$) ou magnética ($\pi = 1$).

$\langle I_i \parallel T_L^{<\pi>} \parallel I_f \rangle$, $\langle I_i \parallel T_{L'}^{<\pi'>} \parallel I_f \rangle$ são os elementos de matriz reduzida para transições eletromagnéticas de multipolaridade L' e $L = L' + 1$.

A razão de mistura é de grande interesse como fonte de informação a cerca da estrutura de níveis nucleares, assim como permite comparações quantitativas com modelos teóricos nucleares, sendo frequentemente determinada a partir de medidas da correlação angular de raios gama com relação a um eixo de quantização, fixado experimentalmente.

Para certos propósitos porém, é suficiente conhecer o quadrado da razão de mistura, δ , cujo significado físico refere-se a razão das intensidades entre a transição de multipolaridade L , e a de mais baixa ordem L' :

$$\delta^2 = \frac{\text{intensidade da transição de multipolaridade } EL}{\text{intensidade da transição de multipolaridade } ML'}$$

1.3. CORRELAÇÃO ANGULAR DIRECIONAL GAMA-GAMA

Um dos métodos de maior simplicidade e emprego na determinação de spin de níveis nucleares e razão de mistura multipolar de transições gama é o de Correlação Angular Direcional entre transições eletromagnéticas sucessivas. Trata-se da correlação angular existente entre duas ou mais radiações gama emitidas em cascata por um núcleo excitado, quando observa-se a taxa de emissão simultânea destas radiações em função do ângulo θ formado entre as direções de emissão destas.

A figura 01 mostra a emissão gama em cascata de um núcleo de estados com spin I_1 , I_2 e I_3 , e transições de multipolo puro L_1 e L_2 . O primeiro decaimento $I_1 \rightarrow I_2$ produz uma população não uniforme dos subestados magnéticos do estado intermediário com spin I_2 , em relação ao eixo de quantização definido pela direção de emissão do fóton γ_1 .

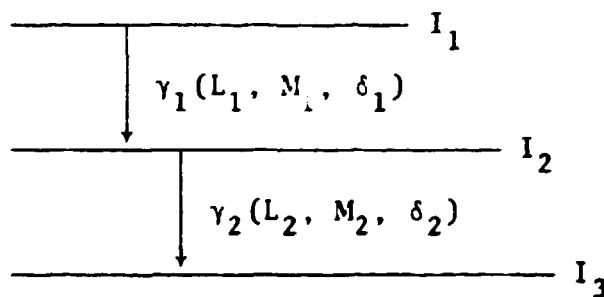


Figura 01

O núcleo em seu estado I_2 é dito então alinhado com respeito a esse eixo, e a população relativa deste estado fica dada segundo Frauenfelder e Steffen (Fr 65), pela expressão:

$$p(m_2) = \sum_{m_1} (I_2 L_1 m_2 M_1 | I_1 m_1)^2 F_{L_1}^{M_1}(\theta) \quad (1.3.1)$$

onde:

$(I_2 L_1 m_2 M_1 | I_1 m_1)$ são os coeficientes de Clebsch-Gordan.

$F_L^M(\theta)$ descreve a distribuição angular para um campo de multipolo apropriado, sendo de fato o quadrado do módulo da harmônica esférica correspondente.

sendo

$$m_1 = M_1 + m_2$$

A escolha deste eixo restringe os valores de M_1 em ± 1 para o fóton γ_1 observado em $\theta = 0^\circ$. Assim, de acordo com a equação (I.3.1), a função correlação angular $W(\theta)$ que dá a probabilidade por unidade de ângulo sólido que o segundo fóton γ_2 seja emitido em um elemento de ângulo sólido $d\Omega$, situado a um ângulo θ em relação à primeira radiação, fica dada por:

$$W(\theta)d\Omega = \sum_{m_3 m_2 m_1} (I_2 L_1 m_2 \pm 1 | I_1 m_1)^2 F_{L_1}^{\pm 1}(0^\circ) \times (I_3 L_2 m_3 M_2 | I_2 m_2)^2 F_{L_2}^{M_2}(\theta) \quad (I.3.2)$$

onde

$$m_2 = M_2 + m_3$$

assumindo o decaimento do estado antes de que seu alinhamento seja perturbado pela ação de campos externos.

A somatória sobre todos os números quânticos magnéticos, entretanto, torna-se exaustiva e pelo uso da álgebra de Racah, a expressão função correlação pode ser reescrita em uma forma mais usual, de acordo com Steffen e Alder (St 75), como:

$$W(\theta)d\Omega = \sum_k A_{kk} P_k(\cos \theta) \quad (I.3.3)$$

onde:

A_{kk} são os coeficientes da função correlação angular, e dependem do spin e razão de mistura multipolar das transições envolvidas.

$P_k(\cos \theta)$ são os polinômios de Legendre de ordem par, uma vez que há conservação de paridade em transições eletromagnéticas.

A maior potência par de $\cos \theta$ está restrita por L_1, I_2, L_2 , o que for menor, de modo que k seja o mínimo entre $2L_1, 2I_2, 2L_2$. Quanto à normalização de $W(\theta)$, esta foi escolhida para que o coeficiente $P_0(\cos \theta)$ na expansão anterior (equação I.3.3) seja unitário.

Os coeficientes A_{kk} , que correspondem a distribuição angular de γ_2 em relação a direção de γ_1 , podem ser representados por dois fatores, cada um deles dependendo apenas de características de uma das transições da cascata, da seguinte forma:

$$A_{kk} = A_k(\gamma_1) A_k(\gamma_2), \text{ ou} \quad (I.3.4)$$

$$A_{kk} = A_k(L_1 L'_1 I_1 I_2) A_k(L_2 L'_2 I_3 I_2) \quad (I.3.5)$$

Estes coeficientes além de normalizados, englobam também a possibilidade de duas componentes multipolares, L_1, L'_1 ou L_2, L'_2 , nas transições.

Falkoff e Ling (Fa 49) descreveram com sucesso a correlação angular para cascata onde existem transições de multipolaridade mista, resultando então a forma geral para os coeficientes da função correlação, segundo a convenção do fator de fase para a razão de mistura, de Becker e Steffen (Be 69).

$$A_k(L_1 L'_1 I_1 I_2) = \frac{F_k(L_1 L_1 I_1 I_2) + (-1)^{L_1 - L'_1} 2\delta_1 F_k(L_1 L'_1 I_1 I_2) + \delta_1^2 F_k(L'_1 L'_1 I_1 I_2)}{1 + \delta_1^2} \quad (1.3.6)$$

$$A_k(L_2 L'_2 I_3 I_2) = \frac{F_k(L_2 L_2 I_3 I_2) + 2\delta_2 F_k(L_2 L'_2 I_3 I_2) + \delta_2^2 F_k(L'_2 L'_2 I_3 I_2)}{1 + \delta_2^2} \quad (1.3.7)$$

onde:

F_k (para k par) são os coeficientes de Ferentz-Rosenzweig, tabelados por Ferentz-Rosenzweig (Fe 65), e que são definidos para estados inicial I_i , intermediário I , e final I_f , como sendo

$$F_k(L L' I_i I) = (-1)^{I_i + I - 1} (2L + 1)(2L' + 1)(2I + 1)(2k + 1)^{1/2} \begin{pmatrix} L & L' & k \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} L & L' & k \\ I & I & I_i \end{Bmatrix} \quad (1.3.8)$$

e:

$\begin{pmatrix} L & L' & k \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix}$ são os coeficientes 3-j de Wigner.

$\begin{Bmatrix} L & L' & k \\ I & I & I \end{Bmatrix}$ são os coeficientes 6-j de Wigner.

δ é a razão de mistura multipolar, descrita de acordo com a equação (I.2.8).

1.3.a. Cascata Gama tripla

O tratamento quantitativo dado ao mecanismo da correlação angular na secção anterior considerou, por questões de simplicidade, o caso de uma cascata simples. Entretanto, no processo de desexcitação nuclear pode-se ter mais de duas radiações emitidas em cascata, principalmente em núcleos com esquema de níveis complexo.

A figura 02 representa a configuração típica de uma cascata tripla, onde em termos experimentais, frequentemente, observa-se a correlação angular entre as radiações inicial (γ_1) e final (γ_3), sem a observação da radiação intermediária (γ_2). Isto provém um método de grande utilidade para obter-se informações da razão de mistura multipolar das transições observadas ou da não observada, e ainda, no caso da multipolaridade dessas transições serem conhecidas, o spin dos níveis envolvidos podem ser estudados.

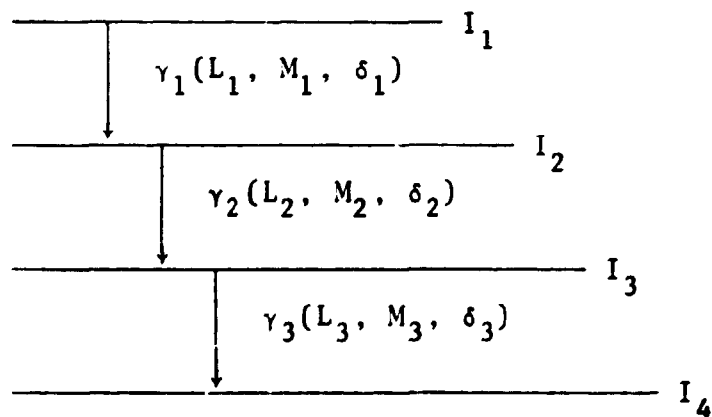


Figura 02

Biedenharn, Arfken e Rose (Bi 51), (Ar 52) e (Ha 75), estenderam a teoria de correlação angular para esquemas de decaimento mais complexos onde ocorrem diversas transições intermediárias entre os raios gama inicial e final, ficando a função correlação direcional expressa por:

$$W(\theta)d\Omega = \sum_k A_k(\gamma_1) U_k(\gamma_2) \dots U_k(\gamma_{n-1}) A_k(\gamma_n) P_k(\cos \theta) d\Omega \quad (I.3.a.1)$$

onde:

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

$U_k(\gamma_2) \dots U_k(\gamma_{n-1})$ são os chamados fatores de reorientação referentes às radiações intermediárias não observadas, e definidos em função da razão de mistura de acordo com a Fig. 2 como:

$$U_k(I_2 I_3) = \frac{U_k(L_2 I_2 I_3) + \delta_2^2 U_k(L_2' I_2 I_3)}{1 + \delta_2^2}$$

onde:

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

que encontram-se tabelados em (Ha 75).

Este tipo de medida de correlação apresenta apenas a desvantagem de que cada termo que contribui para função correlação angular direcional é geralmente menor que a unidade, de forma que o padrão de correlação $\gamma_1 - \gamma_n$ torna-se quase isotrópico para valores elevados de n .

II. ESPECTRÔMETRO GAMA

II.1. DETECTORES SEMICONDUTORES DE GERMÂNIO

Nos últimos anos, a detecção da radiação gama foi feita basicamente por meio de detectores de cintilação, particularmente com o uso de cristais de NaI(Tl), que apresentam como característica fundamental, alta eficiência de detecção de radiação eletromagnética. Entretanto, a resolução em energia deste cintilador é limitado, o que restringe sua aplicação ao estudo de núcleos com esquema de desintegração simples.

A importância do uso de detectores semicondutores de germânio compensados com lítio no campo da espectrometria de raios gama está vinculada a sua alta resolução em energia, a qual permitiu o estudo de núcleos com esquema de níveis complexo, cujos raios gama têm energias muito próximas, não resolvidas em um espectrômetro com NaI(Tl). Desta forma, a partir de 1960, passou a utilizar-se em medidas de correção angular detectores de germânio-lítio combinados a cintiladores de NaI(Tl).

Mais tarde, com o desenvolvimento da fabricação de germânio com alto grau de pureza, tornou-se possível obter detectores, chamados detectores de germânio hiper puro (GeHP),

de grande volume sensível, com eficiência de detecção de 40%, ou mais, em relação ao de NaI(Tl), sem comprometimento de sua resolução. Isto justifica o emprego em nosso espectrômetro de dois detectores semicondutores, um de Ge(Li) de 45 cm³, e outro de GeHP de 89 cm³, uma vez que o núcleo de ¹³⁵Xe apresenta níveis de excitação com energias próximas.

De uma forma simplificada, quando um fóton incide em um detector semicondutor perde sua energia em interações com elétrons da banda de valência do cristal, fundamentalmente através de efeito fotoelétrico, espalhamento Compton e produção de pares. Os elétrons secundários assim gerados podem sofrer uma transição da banda de valência para banda de condução. A vacância deixada pelo elétron na banda de valência é denominada lacuna, e os elétrons na banda de condução assim como a lacuna na banda de valência, podem mover-se livremente. Portanto, a coleta destes portadores de carga em eletrodos apropriados, sob ação de um campo elétrico, nos fornece um impulso elétrico como resposta à incidência da radiação γ .

A principal característica dos detectores de germânio-lítio (Ge(Li)) refere-se a sua excelente resolução em energia, em relação a de um cintilador de NaI(Tl). Isto porque o fator dominante no poder resolutivo destes detectores está na flutuação estatística no número de pares elétron-lacuna produzidos.

A energia média necessária para formação de um par elétron-lacuna em um cristal de germânio é cerca de 2,9 KeV, enquanto que para um cristal de NaI(Tl) este valor é de 30 KeV aproximadamente. Assim, para mesma energia de radiação incidente, por exemplo, o raio gama de 662 KeV, a resolução correspondente para o Ge(Li) é de $\sim 1,3$ KeV, comparada a ~ 45 KeV obtida para o NaI(Tl).

II.2. ARRANJO EXPERIMENTAL

A detecção da radiação gama foi feita com uso de dois detectores semicondutores de geometria coaxial: um de germânio hiper puro de 89 cm^3 , ORTEC modelo GEM 15.200, dotado de janela de alumínio e o outro, de Ge(Li) de 45 cm^3 , ORTEC modelo 8101/0424 também possuindo janela de alumínio.

Com a finalidade de absorver as partículas beta decorrentes da fonte radioativa utilizada, e por consequência evitar coincidências beta-gama, colocou-se um absorvedor de alumínio de 1 cm de espessura, na face de cada detector. E ainda, para minimizar a contribuição de coincidências devidas a radiação de espalhamento, revestiu-se os detectores com uma blindagem de chumbo em forma cônica.

Os detectores são dispostos sobre uma mesa de aço circular, com seus eixos horizontais no mesmo plano, estando a fonte radioativa centrada, em posição simétrica em relação aos dois detectores, e a 7 cm destes. O suporte para o porta amostra tem um movimento de rotação com 4 rpm, a fim de compensar possíveis anisotropias na forma física da amostra.

O detector de germânio hiper puro foi mantido fixo em um ângulo $\theta = 0^\circ$, enquanto o detector de Ge(Li) era móvel, podendo ocupar posições angulares no arco semicircular, (figura 03). Para a medida de correlação angular direcional, os ângulos de 90° , 120° , 150° e 180° , formados entre os eixos horizontais dos detectores, foram ocupados pelo detector móvel, sendo sua mudança de posição realizada manualmente.

A figura 03 representa o esquema da mesa de correlação angular utilizada.

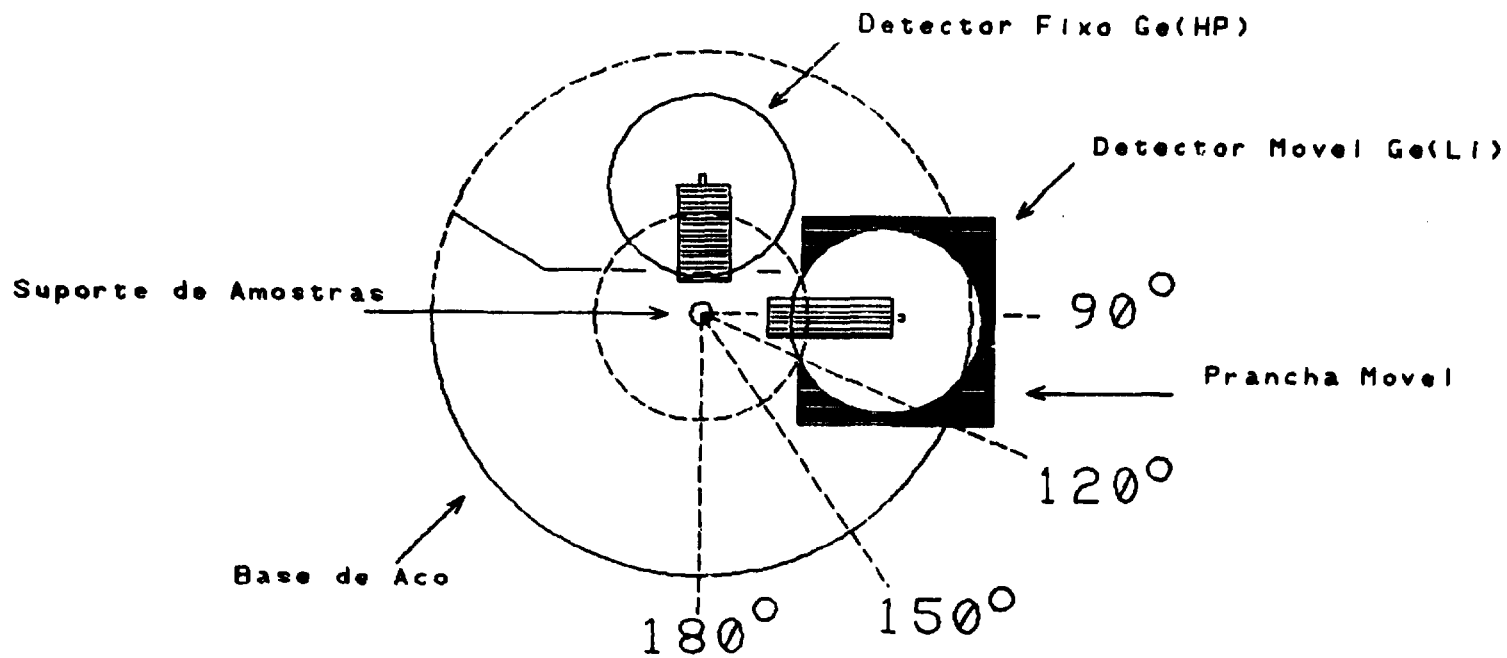


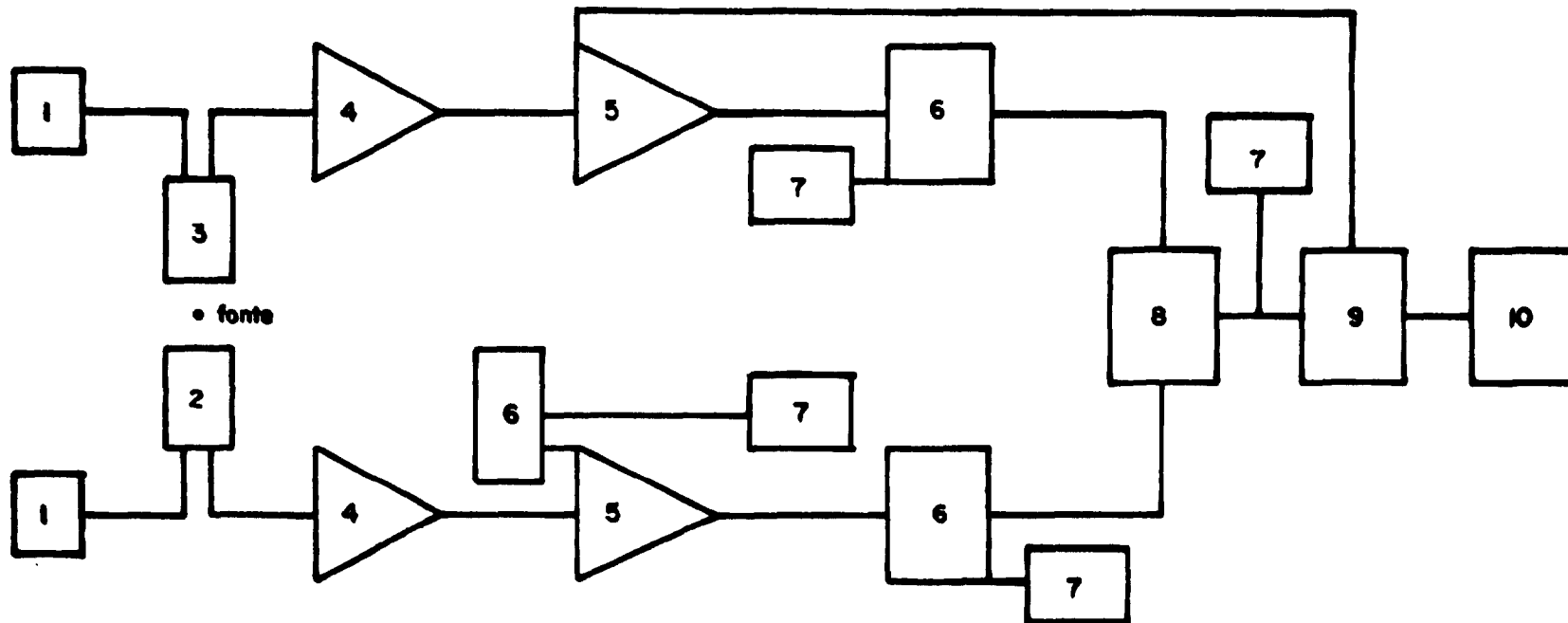
Fig.03- Espectrômetro de Correlação Angular Gama-Gama (vista superior)

II.3. EQUIPAMENTO ELETRÔNICO

A figura 04 mostra o diagrama de blocos do sistema de coincidências empregado nas medidas de correlação angular direcional.

Os impulsos provenientes dos detectores de GeHP e Ge(Li), depois de passarem por pré-amplificadores sensíveis a carga, ORTEC, modelo 137 CP2, diretamente acoplados a saída dos detectores, são introduzidos por meio de cabos coaxiais em amplificadores ORTEC, modelo 572, de baixo ruído e alto ganho, com entrada inversora, a fim de termos impulsos positivos em sua saída. A constante de tempo dos amplificadores foi ajustada de modo a estabelecer um compromisso entre operar com uma constante de tempo pequena, e ter-se a melhor relação sinal-ruído possível. Para os dois detectores utilizou-se uma constante de tempo de 1 μ s.

A seguir, os impulsos eram injetados em discriminadores diferenciais, ORTEC, modelo 420, a fim de serem selecionados em amplitude, sendo selecionados no detector de Ge(Li) os raios gama de 1131 KeV, 1260 KeV e 1458 KeV, coincidentes com as radiações de interesse, e permanecendo o detector de GeHP com a janela de discriminação aberta. Este sistema diferencial de discriminação fornece em sua saída impulsos retangulares de amplitude 5 V constante, introduzidos em duas entradas independentes de uma unidade de coincidência rápida, ORTEC, modelo 440A, que dá um impulso retangular como resposta apenas se os impulsos em sua entrada estiverem separados por um intervalo de tempo inferior ou igual ao seu tempo de resolução. Por sua vez, este foi ajustado em 110 ns considerando-se a vida média dos estados excitados estudados, bem como o tempo de resposta das linhas de detecção gama, de modo a evitar perda de coincidências verdadeiras.



- 1. Fonte de alta tensão estabilizada, ORTEC (modelo 459)
- 2. Detector de Ge(Li), ORTEC (modelo 8101-0522 S)
- 3. Detector de Ge HP, ORTEC (modelo Gem 15200)
- 4. Pré-amplificador, ORTEC (modelo 137CP2)
- 5. Amplificador, ORTEC (modelo 572)

- 6. Analisador Monocanal, ORTEC (modelo 420)
- 7. Scaler, ORTEC (modelo 430)
- 8. Unidade de Coincidência, ORTEC (modelo 414 A)
- 9. Analisador Multicanal, ORTEC (modelo 6240 B)
- 10. Impressora Teletype

Fig.04 - Diagrama de Blocos do sistema eletrônico utilizado

Finalmente, a saída do circuito de coincidências foi conectada ao analisador multicanal ORTEC, modelo 6240B, de 4096 canais, para juntamente com os impulsos do detector de GeHP fornecerem os espectros de coincidências para os ângulos de 90°, 120°, 150°, 180°. Os espectros gerados eram então enviados a uma impressora Teletype, modelo 33TC.

Além disso, as contagens individuais dos detectores, dos canais de coincidências foram registradas por scalers ORTEC, modelo 430.

As duas fontes de alta tensão estabilizadas utilizadas para alimentação dos detectores eram idênticas, ORTEC, modelo 459 de até 5.000 V, sendo a tensão de operação no detector de GeHP de 4500 V, e para o detector de Ge(Li) de 2700 V.

Com a finalidade de avaliar o poder de resolução do sistema global, bem como sua linearidade, os espectros de energia do ^{60}Co e ^{137}Cs foram registrados nos detectores de Ge(Li) e GeHP. A análise destes espectros mostrou uma resolução de energia (FWHM) de 0,16% (ou 2,0 KeV) para o detector de GeHP, e de 0,17% (ou 2,2 KeV) para o detector de Ge(Li), medidas para energia de 1332 KeV do ^{60}Co . Estes resultados estão de acordo com o esperado para detectores dessas dimensões e evidenciam as excelentes condições das linhas de detecção gama.

III. MÉTODO EXPERIMENTAL

III.1. OBTENÇÃO DA FONTE RADIOATIVA

As fontes radioativas de ^{135}I ($T_{1/2} = 6,7$ horas) foram produzidas a partir da separação química do iodo dos produtos de fissão do ^{235}U , induzida por nêutrons térmicos. Para cada amostra irradiou-se cerca de 1,0 g de nitrato de uranila por 7 minutos, em um fluxo da ordem de 10^{12} nêutrons/cm² s, no reator IEA-R1 do IPEN.

O método empregado para separação química foi o de extração com solvente orgânico, tetracloreto de carbono, seguindo-se um ciclo de oxidação e redução, de acordo com o procedimento descrito por Kleinberg e Cowan (K1 60). A fonte, em sua fase final, encontrava-se em forma de precipitado de iodeto de prata, posteriormente depositado em um cilindro de lucite de 3 mm de diâmetro interno, e 20 mm de altura, ficando o depósito da amostra confinado a dimensões de 3 mm x 1,5 mm. O esquema do processo de separação química está representado na figura 05 e detalhado no Apêndice I.

Um período de decaimento de aproximadamente 2 horas após o término da separação química era aguardado antes do início das medidas, de modo a reduzir a atividade do isótopo ^{134}I ($T_{1/2} = 52$

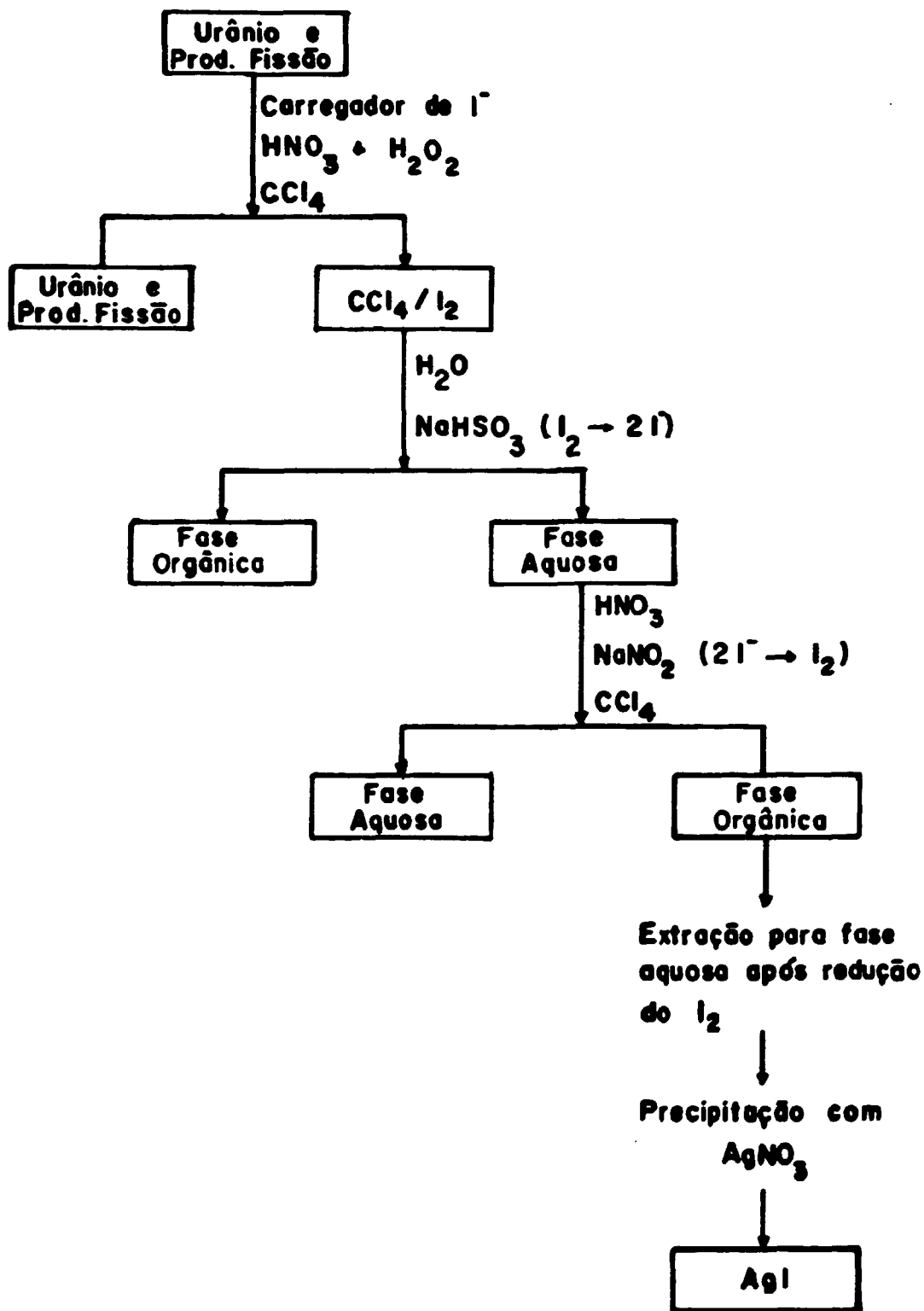


Fig.05 Esquema simplificado da separação química do iodo dos produtos de fissão do ^{235}U

$$C_i^V(\theta) = C_i^M(\theta) - C_i^{ac}(\theta) - C_i^{comp}(\theta) \quad (\text{III.2.1})$$

onde:

$C_i^V(\theta)$ → número de coincidências genuínas devidas a correlação angular para i -ésima medida, em um ângulo θ .

$C_i^M(\theta)$ → número de coincidências totais em um ângulo θ para i -ésima medida de correlação angular.

$C_i^{ac}(\theta)$ → número de coincidências casuais para i -ésima medida, em um ângulo θ .

$C_i^{comp}(\theta)$ → número de coincidências devidas a contribuição Compton de raios gama de maior energia, para i -ésima medida em um ângulo θ .

Como a emissão de radiação pela fonte radioativa é estatística, e portanto a distribuição dos impulsos também, nas entradas do circuito de coincidências pode ocorrer a chegada de impulsos considerados simultâneos e que não pertençam a um mesmo processo nuclear, gerando então as coincidências acidentais. Eckart (Ec 37) demonstrou que a magnitude destas coincidências depende diretamente do produto das contagens individuais dos dois detectores e do tempo de resolução do circuito de coincidências. Portanto seu grau de perturbação nas medidas pode ser atenuado utilizando-se fontes radioativas de baixa intensidade e menor tempo de resolução possível. Em nosso caso as coincidências casuais foram determinadas, para cada janela, introduzindo-se um atraso de $1 \mu s$ nos impulsos de um dos detectores gama, que chegam a entrada da unidade de coincidências. O espectro de coincidências acidentais assim gerado, permitiu a obtenção do número de coincidências casuais a partir das áreas dos fotopicos correspondentes.

A influência nas medidas de coincidências causadas pela possibilidade de raios gama de maior energia, em relação as selecionadas, sofrerem espalhamento Compton foi verificada experimentalmente deslocando-se a faixa de discriminação dos impulsos para logo após o fotopico de interesse e registrando-se o espectro no multicanal. Em todos os fotopicos estudados, a contribuição Compton mostrou-se desprezível.

Assim sendo, a partir dos resultados experimentais avaliou-se as seguintes grandezas:

$$C^V(\theta) = \sum_i C_i^V(\theta) \quad (\text{III.2.2})$$

$$N(\theta) = \sum_i N_i(\theta) \quad (\text{III.2.3})$$

$$W(\theta) = C^V(\theta) / N(\theta) \quad (\text{III.2.4})$$

onde $C^V(\theta)$ é o número total de coincidências verdadeiras, no ângulo θ , $N_i(\theta)$ são as contagens simples da i -ésima medida em certo ângulo θ , referentes à normalização dos espectros de coincidências. $W(\theta)$ correspondem às coincidências verdadeiras no ângulo θ normalizadas para os respectivos ângulos.

Finalmente, $W(\theta) / W(90^\circ)$ definem os valores, normalizados para $\theta = 90^\circ$, da função correlação angular experimental para uma cascata gama.

Uma vez que as transições eletromagnéticas estudadas neste trabalho caracterizam-se por radiações dipolares e quadrupolares apenas, a função correlação direcional dada pela fórmula (I.3.3) reduz-se ao seguinte polinômio, em relação ao qual os resultados experimentais, $W^{\text{exp}}(\theta) = W(\theta) / W(90^\circ)$, são ajustados através do método por mínimos quadrados:

$$N^{\text{exp}}(\theta) = 1 + A_{22} P_2(\cos \theta) + A_{44} P_4(\cos \theta) \quad (\text{III.2.5})$$

onde $P_2(\cos \theta)$ e $P_4(\cos \theta)$ são os polinômios de Legendre definidos por:

$$P_2(\cos \theta) = \frac{1}{2} (3 \cos^2 \theta - 1) \quad P_4(\cos \theta) = \frac{1}{8} (35 \cos^4 \theta - 30 \cos^2 \theta + 3)$$

Este ajuste permitiu-nos determinar os valores experimentais dos coeficientes de correlação direcional A_{22}^{exp} e A_{44}^{exp} , normalizados para $A_{00} = 1$, com seus respectivos desvios.

Estes coeficientes A_{kk}^{exp} , entretanto, não podem ser utilizados para comparação com previsões teóricas. Isto porque não incluem correções devidas a geometria finita dos detectores e da fonte radioativa.

Quanto às dimensões da fonte, podem ser consideradas desprezíveis em nossas condições experimentais. Assim, as correções ficam dependentes da geometria dos detectores e da energia da radiação incidente.

Para detectores com simetria radial, os fatores de atenuação da correção angular, Q_k , são definidos como:

$$Q_k = J_k / J_0, \quad (\text{III.2.9})$$

$$J_k = \int \epsilon(\theta) P_k(\cos \theta) d(\cos \theta) \quad (\text{III.2.10})$$

onde $\epsilon(\theta)$ é a eficiência angular de detecção, θ é o ângulo formado entre o eixo do detector e a direção de propagação do raio gama e $P_k(\cos \theta)$ são os polinômios de Legendre de ordem k . Invariavelmente, os fatores Q_k são calculados usando o método de Monte Carlo, uma vez que sua determinação experimental em alguns casos torna-se difícil.

Os valores de Q_k apropriados para detectores de Ge(Li) de diferentes dimensões e geometria, para diversas energias de radiação γ , bem como várias distâncias fonte-detector, são tabulados na literatura e foram utilizados neste trabalho para correção de A_{22}^{exp} e A_{44}^{exp}

Quando se tem dois detectores fazendo parte de um sistema de coincidências, deve-se considerar o efeito de geometria finita para ambos, de forma que o fator de correção fica dado pelo produto dos fatores Q_k individuais, ou:

$$Q_{kk} = Q_k^{(1)} Q_k^{(2)} \quad (\text{III.2.11})$$

Portanto os coeficientes de correlação angular ficam escritos como:

$$A_{kk} = \frac{A_{kk}^{exp}}{Q_{kk}} \quad (\text{III.2.12})$$

Em medidas de correlação angular direcional de uma cascata simples, tem-se em princípio cinco parâmetros nucleares a determinar, ou seja, os valores de spin para os três níveis envolvidos, e a razão de mistura multipolar das duas transições correspondentes. Entretanto, esta técnica de medida fornece apenas dois coeficientes A_{kk} normalizados, de forma que uma única solução do problema não pode ser obtida. Na realidade, em muitos casos, algumas grandezas são previamente conhecidas por meio de outros experimentos, como o spin do estado fundamental, mudanças na paridade e spin (dadas por medidas de conversão interna), e, além disso, sistemática de núcleos vizinhos bem como modelos nucleares podem ser empregados para indicar spins e paridades.

Desta forma, para análise e apresentação dos resultados, métodos gráficos tornam-se de grande valia quando tem-se uma ou duas grandezas a determinar. Coleman (Co 58) mostrou a conveniência de representar os dados experimentais para uma distribuição angular típica, (equação I.3.3), plotando-se os valores de A_{22} e A_{44} , que constituem as chamadas curvas paramétricas. Os valores teóricos dos coeficientes de correlação como função da razão de mistura multipolar ($A_{22}(\delta)$ e $A_{44}(\delta)$) são então assinalados para as sequências de spin mais relevantes, utilizando-se as tabelas de Taylor (Ta 71). Por sua vez, os resultados experimentais, também assinalados, são definidos por um ponto nas curvas paramétricas onde ocorre a intersecção das barras de erro associadas a A_{22} e A_{44} .

Em muitos casos a análise destas curvas permite a determinação univocamente do spin do nível nuclear considerado. Entretanto frequentemente as barras de erro interceptam mais de uma elipse, e assim, apenas medidas de correlação angular não são capazes de apontar com precisão o momento angular nuclear, necessitando-se de dados adicionais provenientes de medidas de coeficientes de conversão interna e características de decaimento para sua confirmação.

A razão de mistura multipolar de transições gama foi determinada, em cada caso, a partir do comportamento de χ^2 em função de δ para a sequência de spin mais provável, onde χ^2 é definido por:

$$\chi^2 = \sum_i \left[\frac{W^{teo}(\theta_i) - W^{exp}(\theta_i)}{\sigma(\theta_i)} \right]^2 \quad (\text{III.2.13})$$

onde:

$W^{teo}(\theta_i)$ é a função correlação angular teórica para uma dada sequência de spin.

$W^{exp}(\theta_i)$ é a função correlação angular obtida experimentalmente e $\sigma(\theta_i)$ é o desvio correspondente a $W^{exp}(\theta_i)$.

O valor mínimo de χ^2 aponta então o valor de δ experimental, em acordo com Ferguson (Fe_a 65) e James et al (Ja 74).

III.3. MEDIDA DE CORRELAÇÃO ANGULAR DIRECIONAL PARA O NÚCLEO DE N_i^{60}

O N_i^{60} é o produto estável do decaimento β^- do ^{60}Co , um importante radionuclídeo dada a sua longa meia-vida ($T_{1/2} = 5,2$ anos) bem como energias de suas transições medidas com grande precisão.

Brady e Deutsch (Br 47) primeiro estudaram o esquema de desintegração do ^{60}Co através de medidas de correlação angular direcional gama-gama, determinando o momento angular dos estados nucleares excitados de 2,5 MeV e 1,33 MeV como obedecendo a sequência de spin 4(2) 2(2) 0. Este resultado foi confirmado por medidas precisas de coeficientes de conversão interna, e mais tarde por Steffen (St 55) também utilizando a técnica de correlação angular, encontrando-se em acordo com a previsão teórica, bem estabelecida, para função correlação angular deste radionuclídeo:

$$W(\theta) = 1 + 0,1020 P_2(\cos \theta) + 0,0091 P_4(\cos \theta) \quad (\text{III.3.1})$$

Desde então várias medidas realizaram-se para o N_i^{60} que tornou-se um padrão em medidas de correlação direcional gama-gama.

Procurou-se então, como forma adicional de verificação das condições de simetria da mesa de correlação, alinhamento dos detectores e fonte radioativa, e equipamento eletrônico, medir a correlação angular entre os raios gama de 1173 KeV e 1332 KeV emitidos em cascata pelo núcleo de N_i^{60} . Para tanto utilizou-se uma fonte de ^{60}Co de 12 μCi , produzida por irradiação do ^{59}Co com nêutrons térmicos, segundo a reação $^{59}\text{Co} (n, \gamma) ^{60}\text{Co}$.

A figura 06 apresenta os resultados obtidos da função correlação angular. A curva pontilhada corresponde ao ajuste dos pontos experimentais (representados com seus respectivos desvios) ao polinômio expresso na equação (III.2.5), feito a partir do método de mínimos quadrados.

Os valores experimentais de A_{22} e A_{44} obtidos desta curva ajustada, e já corrigidos para ângulo sólido finito, segundo Camp e Van Lehn (Ca 69) são os seguintes:

$$A_{22} = 0,101 \pm 0,001$$

$$A_{44} = 0,008 \pm 0,002$$

Estes mostram-se em acordo com valores teóricos, equação (III.3.1), evidenciando as excelentes condições do espectrômetro gama utilizado.

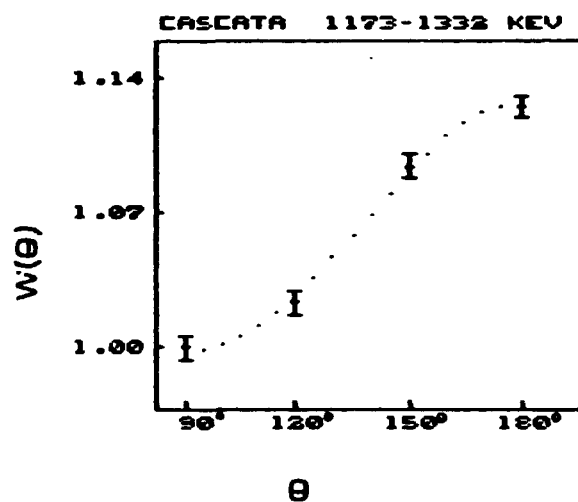


Fig.06 Função Correlação Angular Direcional para cascata gama de 1173-1332 keV no ^{60}Ni

IV. MEDIDAS DE CORRELAÇÃO ANGULAR DIRECIONAL GAMA-GAMA PARA O NÚCLEO DE ^{135}Xe

IV.1. INTRODUÇÃO

O estudo dos estados excitados do núcleo de ^{135}Xe é de grande interesse uma vez que este radioisótopo apresenta apenas uma lacuna na camada fechada de 82 nêutrons, assim como, quatro prótons além da camada fechada de 50 prótons. Isto confere aos níveis de energia mais baixa deste núcleo características de estados de partícula única na camada de nêutrons, sendo os estados de maior energia descritos pelo acoplamento de um caroço excitado a estados de partícula única, ou interações de três quase-partículas.

As primeiras informações a cerca dos níveis excitados do ^{135}Xe , devidas a Schneid e Rosner (Sc 66) e Moore (Mo 68), provêm da reação nuclear $^{136}\text{Xe} (d, t) ^{135}\text{Xe}$. Entretanto, o fato de utilizar-se nesses experimentos alvos gasosos conduziu a um comprometimento da resolução em energia, não permitindo distinguir-se níveis de energias muito próximas. Por outro lado, Alexander e Lau (Al 68) e Macias et al (Ma 70), empregando o método de coincidências $\gamma - \gamma$ e um conjunto de detectores de $\text{NaI(Tl)} - \text{Ge(Li)}$, estuda

ram o decaimento beta do ^{135}I . Mais tarde, Saxena (Sa 72), utilizando detectores de Ge(Li), também estudou o decaimento beta do ^{135}I , estabelecendo um esquema de níveis simplificado para o ^{135}Xe . Recentemente, Walters et al (Wa 82) aprimoraram estes resultados, com uso de detectores de Ge(Li) de grande volume, medindo com precisão valores de energia e intensidades absolutas de raios gama, o que possibilitou a construção de um esquema de níveis com 31 níveis abaixo de 2700 KeV para o ^{135}Xe . Foram realizadas também, por Macias e Walters (Ma 71) e Begzhanov et al (Be 73), medidas de correlação angular direcional para algumas transições gama de intensidade mais significativa no ^{135}Xe , utilizando-se detectores de NaI(Tl) e Ge(Li), e os autores atribuíram spin e paridade para alguns estados excitados a partir destes resultados. Além disto, Achterberg et al (Ac 72) mediram coeficientes de conversão interna (α_k) para as transições de 220,5 KeV, 417,7 KeV, 1038,8 KeV, 1131,5 KeV, 1260,4 KeV, 1457,7 KeV e 1678,0 KeV, e determinaram o caráter multipolar destas transições.

Os primeiros cálculos e previsões teóricas sobre o núcleo de ^{135}Xe foram realizadas por Kisslinger e Sorensen (Ki 65), utilizando um modelo que inclui forças de emparelhamento e interação quadrupolar. Uma descrição teórica mais recente das propriedades nucleares do ^{135}Xe foi feita por Walters et al (Wa 82), a partir do Modelo de Camadas, utilizando um esquema de acoplamento com quatro prótons e um lacuna de nêutrons com um caroço de ^{132}Sn .

O objetivo principal do presente trabalho é medir a correlação angular direcional gama-gama, para tantas cascatas gama quantas possíveis, incluindo as transições de intensidade baixa e intermediária, para confirmar ou atribuir spin e paridade de vários estados excitados no ^{135}Xe , além da determinação de mistura multipolar, δ , para diversas transições gama a fim de obter-se uma melhor compreensão da estrutura nuclear do ^{135}Xe .

Devido a relativa complexidade do esquema de níveis do ^{135}Xe , populado a partir do decaimento β^- do ^{135}I , utilizou-se um espectrômetro de correlação angular $\gamma-\gamma$ constituído por uma combinação de detectores de Ge(Li) e GeHP para realização das presentes medidas.

IV.2. RESULTADOS OBTIDOS

Verificadas as boas condições de operação do sistema de detecção gama e da mesa de correlação angular, procurou-se registrar o espectro de energia dos raios gama no decaimento beta do ^{135}I ($T_{1/2} = 6,7$ horas). A figura 07 representa este espectro para região de 0 a 2,0 MeV, registrado com uso de um cristal de GeHP de 89 cm^3 . O espectro foi registrado cerca de 2 a 3 horas após o término da separação química do iodo dos produtos de fissão do ^{235}U , com a finalidade de minimizar a contribuição do isótopo de ^{134}I ($T_{1/2} = 52$ min) na amostra. Uma análise deste espectro mostrou a presença de todos os raios gama no decaimento do ^{135}I nesta região de energia, que foram observados anteriormente por Macias e Walters (Ma 71) com detector de Ge(Li) de 26 cm^3 , bem como a ausência de qualquer contaminação por outros produtos de fissão, com excessão dos isótopos de iodo (principalmente 134 , ^{133}I). Os raios gama provenientes da radioatividade natural, como ^{40}K , e produtos do decaimento de urânio e tório, presentes normalmente no ambiente também foram assinalados neste espectro, quando existentes.

Considerando o esquema de níveis do ^{135}Xe (NDS 88) e o espectro de energia de raios gama no decaimento do ^{135}I , selecionou-se para janelas em energia os raios gama de 1131 KeV, 1260 KeV e 1458 KeV, não apenas pela elevada intensidade destas transições para o estado fundamental, como também por serem coincidentes com

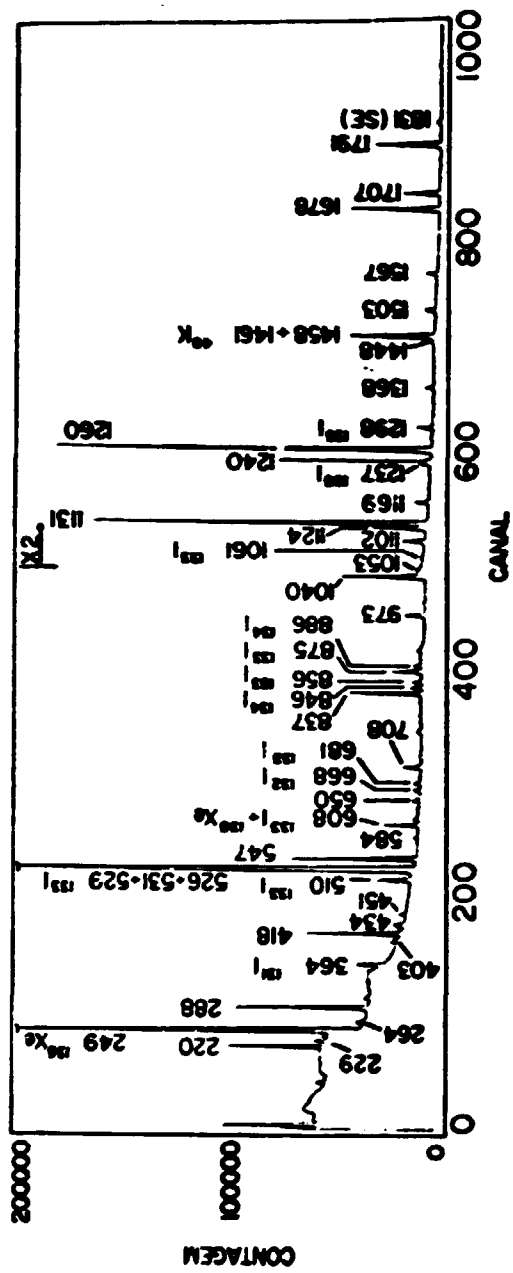


Fig.07 Espectro Gama do ^{135}I observado com detector de GeHP de 89cm^3

várias radiações gama de interesse. As energias (E_{γ}) e intensidades relativas (I_{γ}) dos raios gama de interesse neste trabalho são apresentadas na tabela I, (NDS 88):

TABELA I

E_{γ} (KeV)	I_{γ} (%)
220,5	6,1
417,7	12,3
433,7	1,9
530,8	0,1
546,6	24,9
649,8	1,6
707,9	2,3
785,5	0,5
836,8	23,3
972,6	4,2
995,1	0,5
1101,6	5,6
1124,0	12,6
1240,5	3,1
1131,5	78,7
1260,4	100,0
1457,6	30,2

A seleção dos raios gama de 1131 KeV, 1260 KeV e 1458 KeV foi feita a partir dos impulsos do detector de Ge(Li), utilizando-se um analisador monocanal ORTEC, modelo 420, ficando a janela em energia fixada em ~ 30 KeV para os três raios gama. A janela em energia para os impulsos do detector de GeHP foi mantida aberta. Os espectros de coincidências, observados a partir do detector de GeHP, para cada janela selecionada, foram registrados em um analisador multicanal em quatro memórias correspondentes aos ângulos de 90° , 120° , 150° e 180° , ocupados pelo detector móvel. A posição angular deste detector móvel foi alterada em intervalos de 1 hora. Cada fonte radioativa de ^{135}I foi utilizada por cerca de 12 horas,

quando então era substituída por uma nova fonte com atividade inicial aproximadamente igual à anterior. Um total de 60 fontes radioativas foram utilizadas para as experiências.

As figuras 08, 09 e 10 representam os espectros de coincidências para as janelas de 1131 KeV, 1260 KeV e 1458 KeV respectivamente. Estes espectros são parciais, e portanto não incluem correções devidas a coincidências acidentais e Compton.

As contribuições devidas a inclusão de eventos Compton dos raios gama de mais alta energia coincidentes e incluídos nas janelas foram consideradas desprezíveis após um exame minucioso do esquema de decaimento do ^{135}I . Isto também foi verificado experimentalmente, deslocando-se a faixa de discriminação dos impulsos do detector de Ge(Li) para região imediatamente posterior ao fotopico, e registrando-se o espectro de coincidências. De fato, para todas as janelas, as coincidências devidas a espalhamento Compton estavam dentro da flutuação estatística do background, e portanto são negligenciáveis.

A seguir, determinou-se as coincidências acidentais, separadamente para cada "gate" selecionado, introduzindo-se um atraso de $\sim 1\mu\text{s}$ nos pulsos do detector de GeHP, antes destes serem enviados à unidade de coincidências, e então registrou-se o espectro de coincidências.

Estes dados permitiram a avaliação, conforme detalhado na secção III.2, do número de coincidências verdadeiras em função do ângulo θ formado entre os detectores, para cada fotopico de interesse. Estas coincidências, que constituem a função correlação angular $W(\theta)$, foram normalizadas em relação a $\theta = 90^\circ$, e estão representadas na figura 11, em função do ângulo θ , para as 14 cascatas gama estudadas. Os pontos experimentais estão assinalados com as respectivas barras de erro, e a curva pontilhada corresponde a

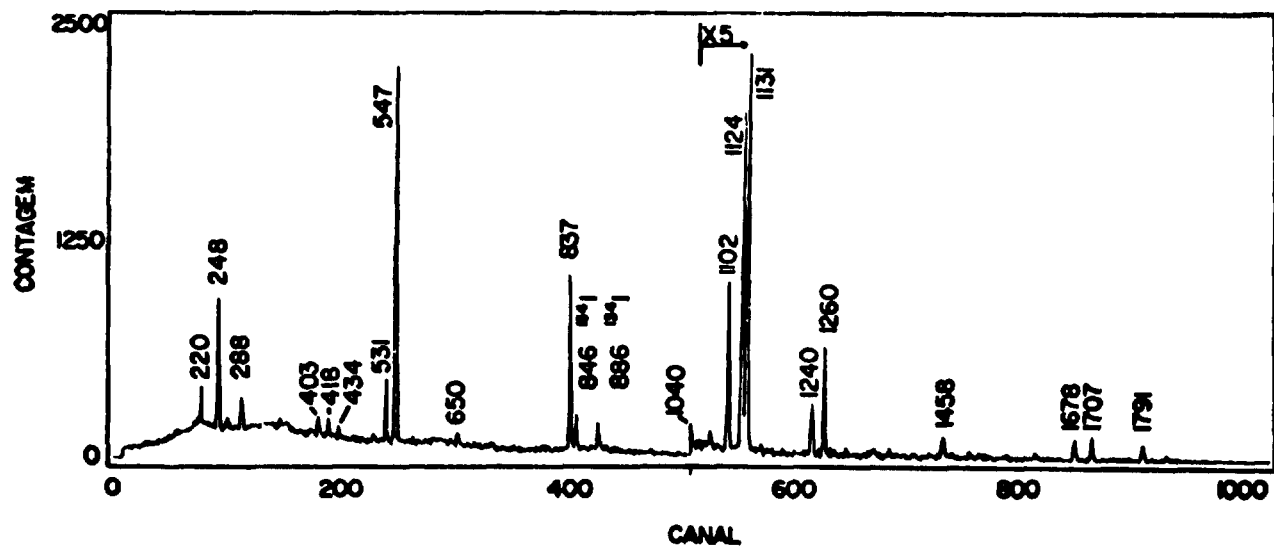


Fig.08 Espectro Gama em coincidência com fotopico de 1131 keV

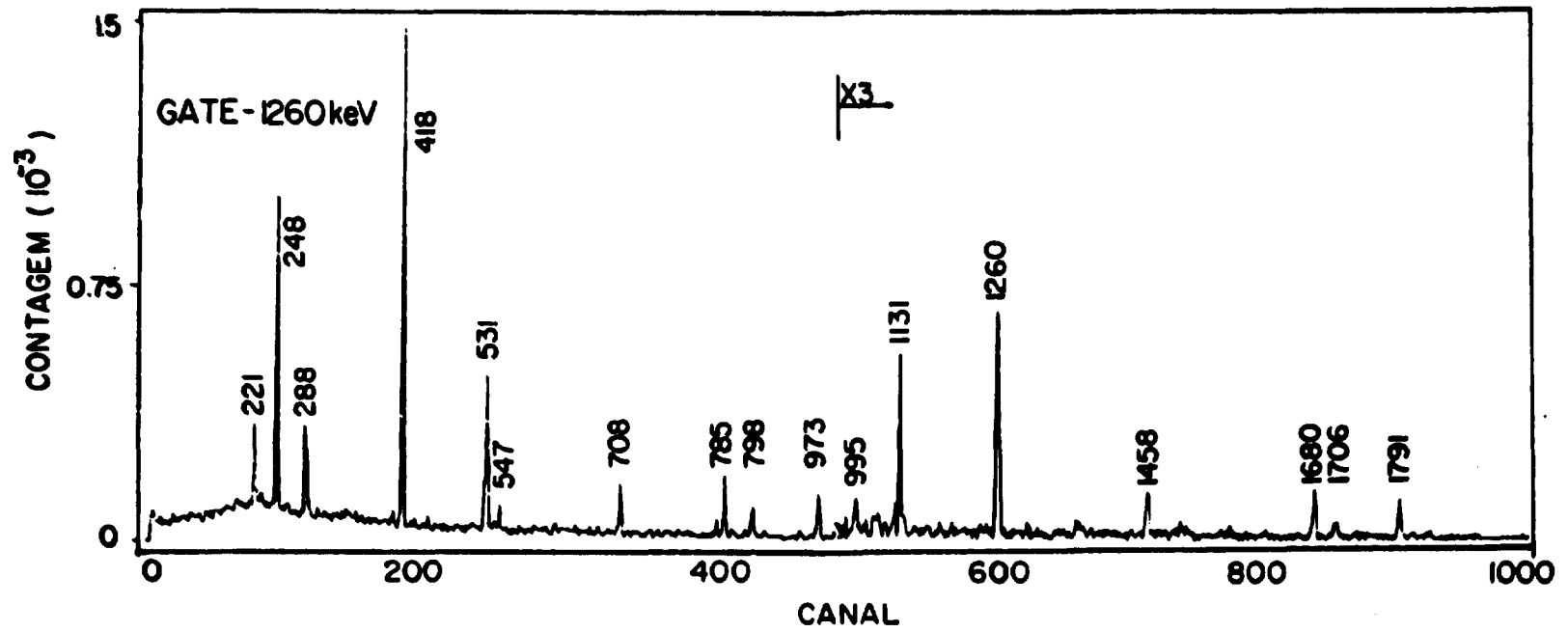


Fig.09 Espectro Gama em coincidência com fotopico de 1260 keV

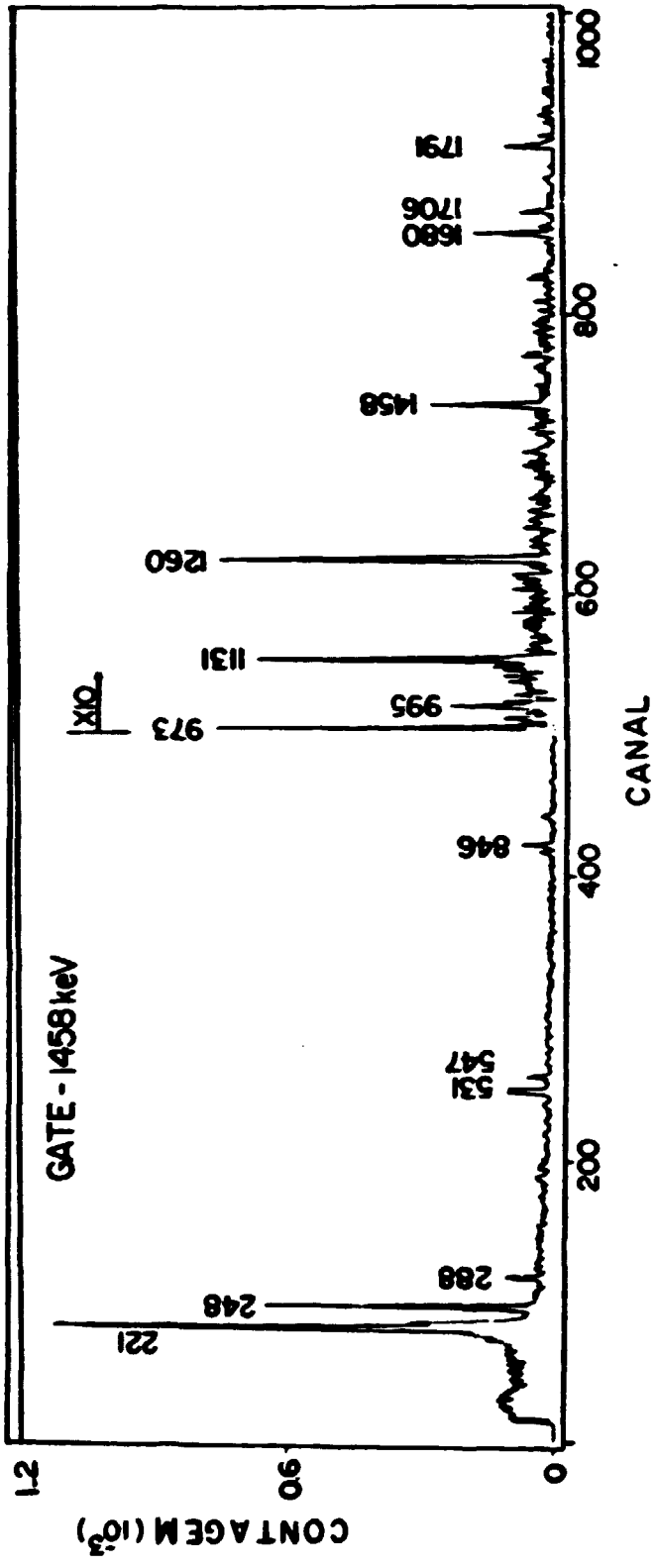


Fig.10 Espectro Gama em coincidência com fotopico de 1458 keV

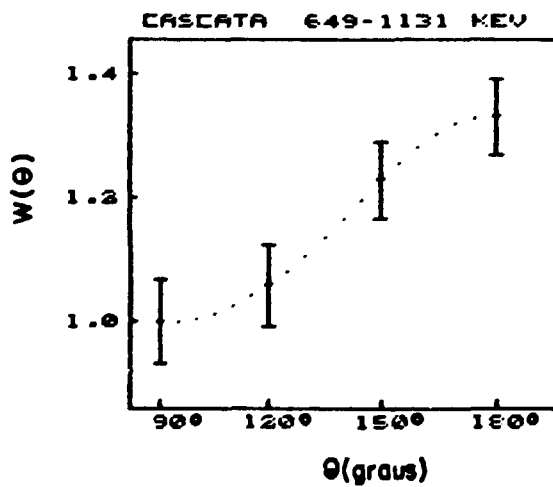
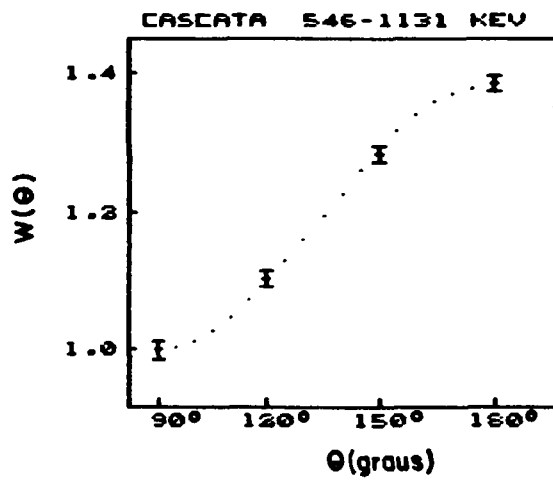
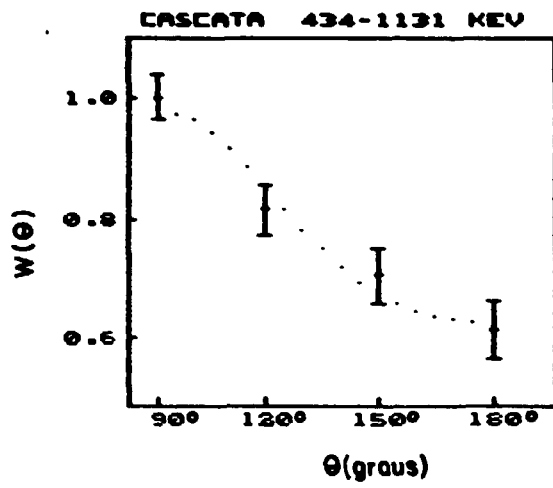


Fig.11 Função Correlação Angular Direcional para 14 cascatas gama do ^{135}Xe

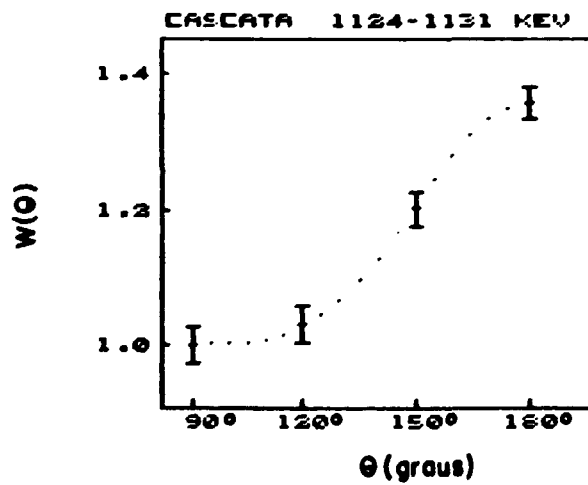
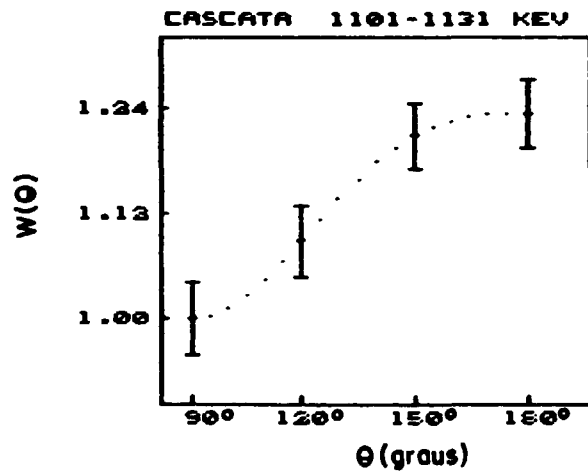
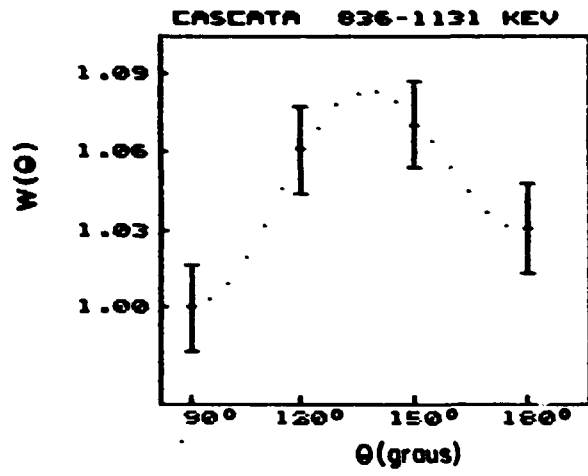


Fig.11 continuação

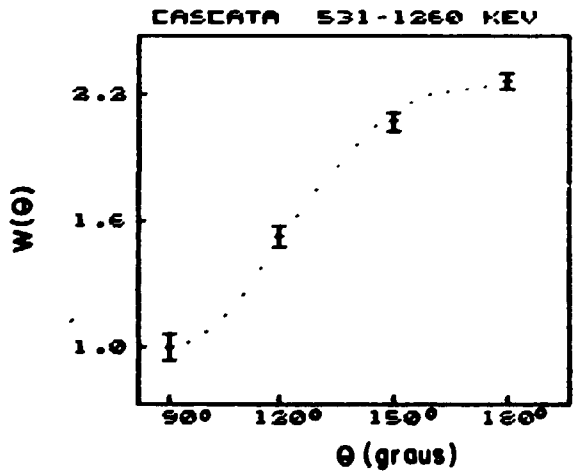
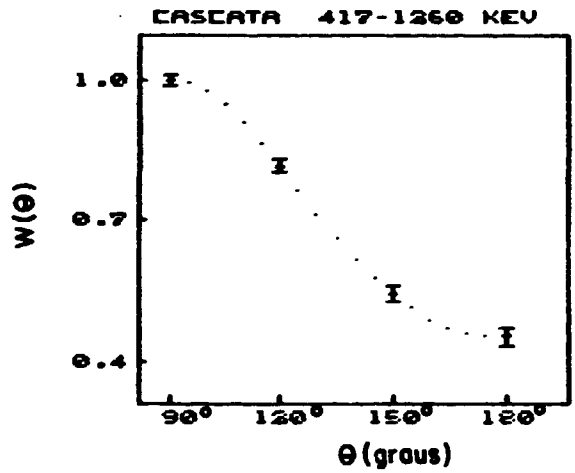
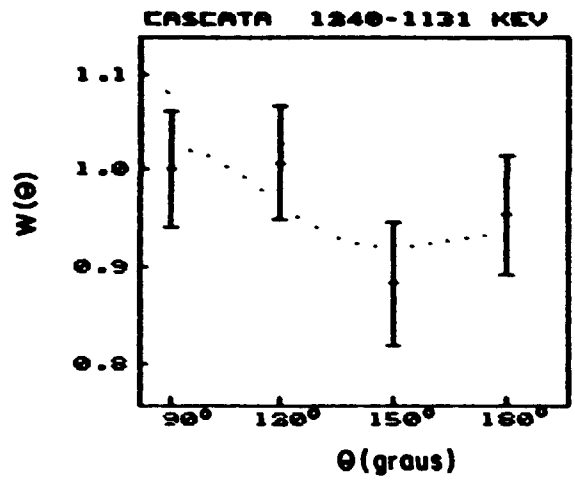


Fig.II continuação

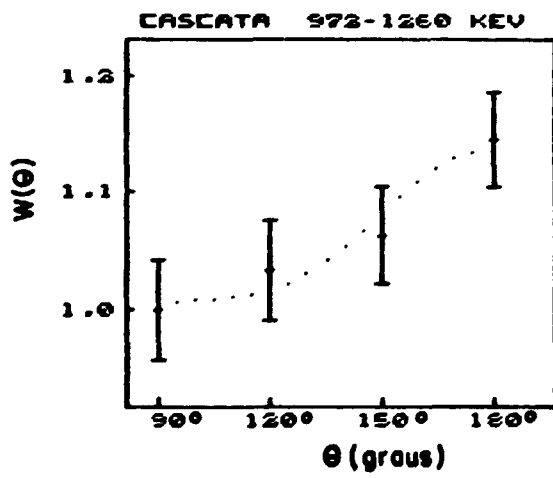
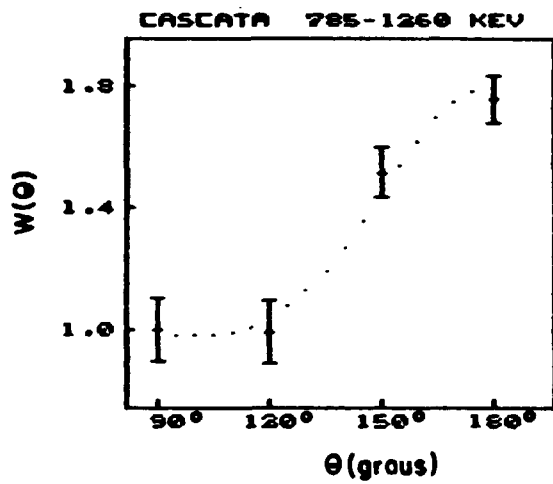
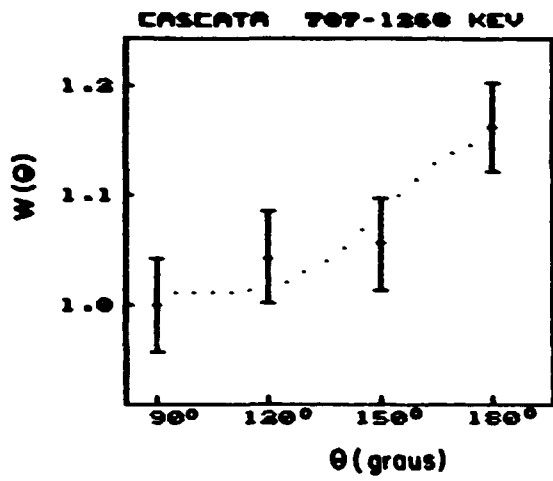


Fig.II continuação

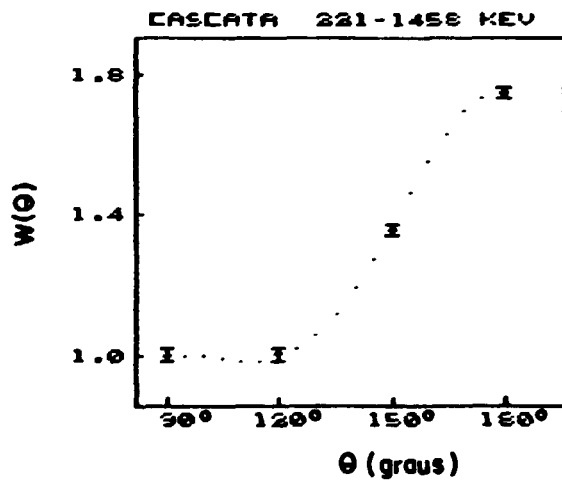
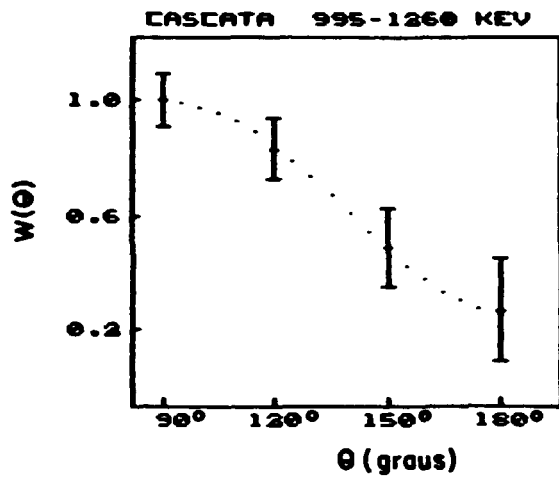


Fig.II continuação

um ajuste por mínimos quadrados dos dados experimentais em relação ao polinômio:

$$W(\theta) = 1 + A_{22} P_2(\cos \theta) + A_{44} P_4(\cos \theta) \quad (\text{IV.2.1})$$

Os coeficientes de correlação angular, A_{kk} , decorrentes deste ajuste são apresentados na tabela II. Estes coeficientes A_{kk} já foram corrigidos para efeitos de ângulo sólido finito dos detectores utilizados. Os fatores de correção para ângulo sólido (Q_{kk}), encontram-se tabelados por Camp e Van Lehn (Ca 69) para o detector de Ge(Li), e determinados por cálculos numéricos, segundo estudo feito por Ribas (Ri 84), para o detector de GeHP.

As razões de mistura multipolar (δ) para as transições gama, juntamente com as sequências de spin consistentes com os dados de correlação angular e propriedades de decaimento, estão na tabela III. A determinação das razões de mistura foi feita pelo método usual de análise do comportamento de χ^2 como função de δ para as sequências de spin relevantes em cada cascata, conforme descrito no capítulo 3. A convenção de Becker e Steffen (Be 69) foi adotada para a definição da fase de δ .

Nesta tabela os resultados de Macias et al (Ma 71) e Begzhanov et al (Be 73), também são apresentados para comparação.

As curvas paramétricas para algumas transições gama, considerando-se as sequências de spin mais relevantes, são mostradas na figura 12 e permitem avaliar, de forma qualitativa, as sequências de spin associadas às cascatas gama.

Nesta representação são plotados os valores teóricos de $A_{44} \times A_{22}$ em função de δ , para as sequências de spin consideradas relevantes. Os valores experimentais de A_{22} e A_{44} com as barras de erro associadas são também assinalados nestas curvas.

TABELA II

Cascata	Macias et al (Ma 71)	Begzhanov et al (Be 73)	Este trabalho
434-1131 KeV			$A_{22} = -0,33 \pm 0,05$ $A_{44} = 0,08 \pm 0,06$
547-1131 KeV	$A_{22} = 0,25 \pm 0,04$ $A_{44} = -0,04 \pm 0,07$		$A_{22} = 0,24 \pm 0,01$ $A_{44} = -0,002 \pm 0,001$
650-1131 KeV			$A_{22} = 0,21 \pm 0,01$ $A_{44} = 0,03 \pm 0,02$
837-1131 KeV	$A_{22} = 0,11 \pm 0,06$ $A_{44} = -0,22 \pm 0,09$		$A_{22} = 0,05 \pm 0,02$ $A_{44} = -0,08 \pm 0,03$
1102-1131 KeV			$A_{22} = 0,17 \pm 0,01$ $A_{44} = -0,05 \pm 0,02$
1124-1131 KeV	$A_{22} = 0,09 \pm 0,08$ $A_{44} = 0,13 \pm 0,13$	$A_{22} = 0,15 \pm 0,03$ $A_{44} = -0,02 \pm 0,01$	$A_{22} = 0,21 \pm 0,03$ $A_{44} = 0,09 \pm 0,04$
1240-1131 KeV		$A_{22} = 0,16 \pm 0,07$ $A_{44} = 0,06 \pm 0,05$	$A_{22} = -0,09 \pm 0,01$ $A_{44} = 0,06 \pm 0,02$
418-1260 KeV	$A_{22} = -0,55 \pm 0,06$ $A_{44} = 0,04 \pm 0,09$		$A_{22} = -0,54 \pm 0,01$ $A_{44} = 0,10 \pm 0,02$

TABELA II (continuação)

Cascata	Macias et al (Ma 71)	Begzhanov et al (Be 73)	Este trabalho
531-1260 KeV			$A_{22} = 0,64 \pm 0,05$ $A_{44} = 0,19 \pm 0,10$
708-1260 KeV			$A_{22} = 0,08 \pm 0,05$ $A_{44} = 0,05 \pm 0,02$
785-1260 KeV			$A_{22} = 0,45 \pm 0,01$ $A_{44} = 0,21 \pm 0,06$
973-1260 KeV		$A_{22} = 0,09 \pm 0,03$ $A_{44} = 0,04 \pm 0,03$	$A_{22} = 0,08 \pm 0,01$ $A_{44} = 0,04 \pm 0,02$
995-1260 KeV			$A_{22} = -0,65 \pm 0,12$ $A_{44} = -0,06 \pm 0,01$
220-1458 KeV	$A_{22} = 0,31 \pm 0,06$ $A_{44} = 0,01 \pm 0,10$	$A_{22} = 0,21 \pm 0,02$ $A_{44} = -0,024 \pm 0,009$	$A_{22} = 0,38 \pm 0,02$ $A_{44} = 0,27 \pm 0,03$

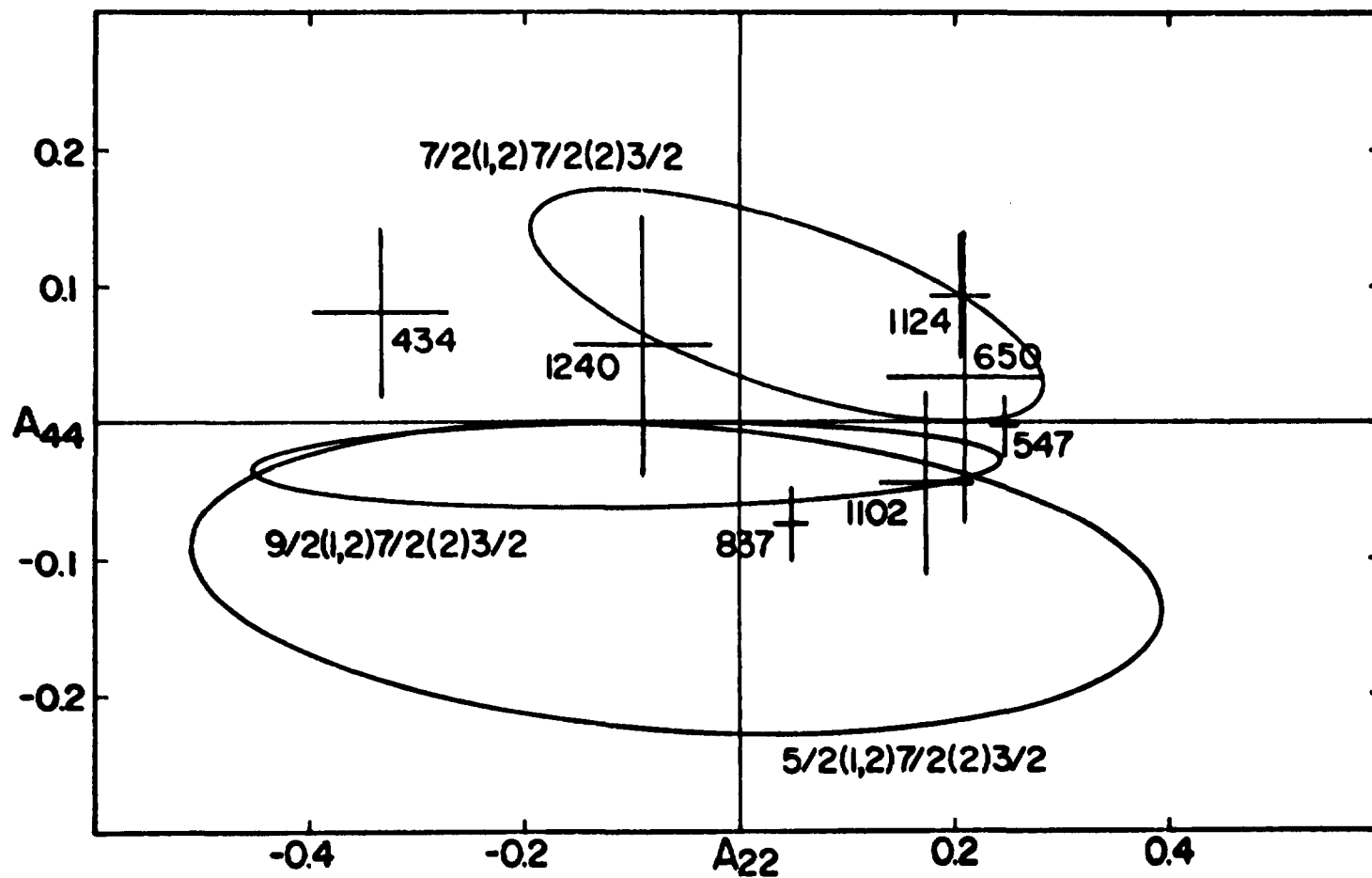


Fig.12 Curvas Paramétricas de $A_{44}(\delta) \times A_{22}(\delta)$ para várias sequências de spin

TABELA III

Nível (KeV)	Transição (KeV)	$I_i - I_f$	Razão de Mistura (δ)
1565	434	$9/2^+ - 7/2^+$ (este trabalho)	$-0,43 \pm 0,10$
1678	220	$7/2^+ - 5/2^+$ (este trabalho) $5/2^+, 7/2^+ - 5/2^+$ (Be 73) $(7/2^+) - 5/2^+$ (Ma 71)	$2,26 \pm 0,18$
	418	$7/2^+ - 5/2^+$ (este trabalho) $(7/2^+) - 5/2^+$ (Ma 71)	$-1,15 \pm 0,35$ $-1,2 \quad +0,8$ $-1,2$
	547	$7/2^+ - 7/2^+$ (este trabalho) $(7/2^+) - 5/2$ (Ma 71)	$-0,14 \pm 0,01$ $-0,5 \quad +0,5$ $-0,6$
1781	650	$11/2^+ - 7/2^+$ (este trabalho)	E2
1791	531	$5/2^+ - 5/2^+$ (este trabalho)	$-0,56 \pm 0,46$
1968	708	$9/2^+ - 5/2^+$ (este trabalho)	E2
	837	$9/2^+ - 7/2^+$ (este trabalho) $5/2^+ - 7/2^+$ (Ma 71)	$3,58 \pm 0,10$ $2,5 \quad +1,0$ $-0,7$
2046	785	$5/2^+ - 5/2^+$ (este trabalho)	$-0,55 \pm 0,22$
2233	973	$9/2^+ - 5/2^+$ (este trabalho) $(5/2^+, 7/2^+) - 5/2^+$ (Be 73)	E2
	1102	$9/2^+ - 7/2^+$ (este trabalho)	$1,82 \pm 0,20$
2255	995	$7/2^+ - 5/2^+$ (este trabalho)	$-0,11 \pm 0,50$
	1124	$7/2^+ - 7/2^+$ (este trabalho) $7/2^+ - 7/2^+$ (Ma 71)	$-1,08 \pm 0,20$
		$5/2^+ - 7/2^+$ (Be 73)	
2372	1240	$7/2^+ - 7/2^+$ (este trabalho)	$0,68 \pm 0,10$
		$9/2^+ - 7/2^+$ (este trabalho)	$0,02 \pm 0,10$
		$7/2^+ - 7/2^+$ (Be 73)	$0,2 \pm 0,2$
		$9/2^+ - 7/2^+$ (Be 73)	$0,4 \quad +3$ -2

A figura 13 mostra um esquema de níveis simplificado do ^{135}Xe , onde apenas as transições gama de interesse neste estudo são indicadas. As atribuições de spin e paridade indicadas nesta figura são consistentes com os presentes resultados, bem como com outros dados da literatura (NDS 88).

A atribuição de spin e paridade dos níveis do ^{135}Xe e a análise dos resultados das medidas de correlação angular deste trabalho são discutidos a seguir, para cada nível em separado.

IV.3. ATRIBUIÇÃO DE SPIN AOS NÍVEIS EXCITADOS DO ^{135}Xe

Os resultados experimentais de Schneid e Rosner (Sc 66) para reação $^{136}\text{Xe} (d, t) ^{135}\text{Xe}$, apresentados na tabela IV, estabelecem spin e paridade para o estado fundamental e para os níveis de 288,5 KeV e 526,5 KeV, como sendo $3/2^+$, $1/2^+$ e $11/2^-$ respectivamente. Estes dados também são consistentes com a sistemática de níveis de menor energia em isótopos do xenônio com A-ímpar nesta região de massa. Além disso, as medidas de coeficientes de conversão interna (Ac 72) para a transição de 526,5 KeV confirmam a multipolaridade M4 para esta transição e spin e paridade $11/2^-$ para o nível de 526,5 KeV.

TABELA IV

E (MeV)	ℓ_n	J^π
0,0	2	$3/2^+$
0,29	0	$1/2^+$
0,53	5	$11/2^-$
1,28	(2)	$(5/2^+)$
1,47	(2)	$(5/2^+)$
(1,53)	(0 + 4)	$(1/2^+, 7/2^+)$
1,83	2	$(5/2^+)$
2,10	2	$(5/2^+)$

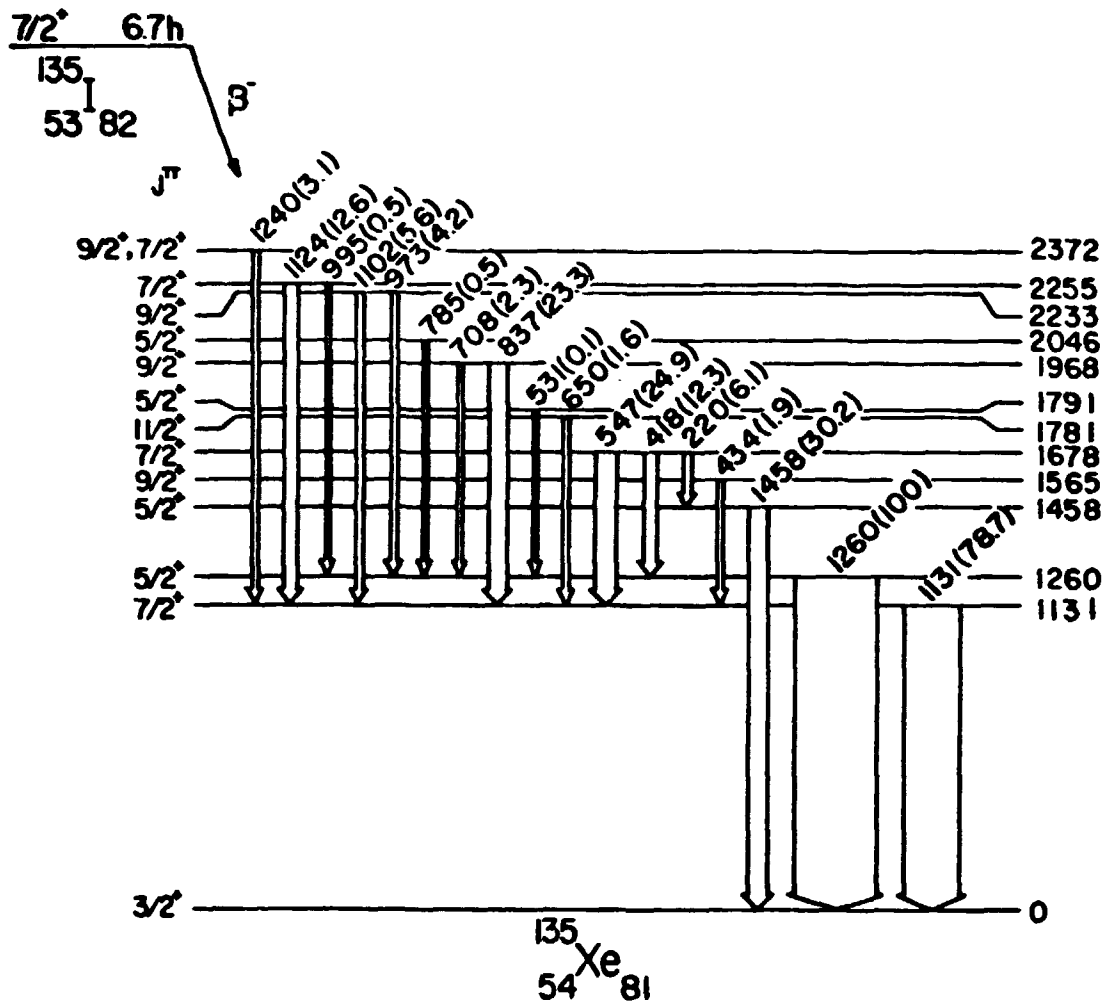


Fig.13 Esquema de níveis simplificado do ^{135}Xe

NÍVEL 1131 KeV

Embora o valor de $\log ft$ para o decaimento beta do ^{135}I ($7/2^+$) para o nível de 1131 KeV seja de 8,4, e portanto elevado para uma transição permitida, este nível deve ter spin e paridade de $5/2^+$ ou $7/2^+$, uma vez que desexcita-se para o estado fundamental, com spin e paridade $3/2^+$, e não o faz para o estado isomérico de 526 KeV ($11/2^-$), ou para o nível de 288 KeV ($1/2^+$). Esta atribuição é consistente com as medidas de coeficientes de conversão interna feitas por Achterberg et al (Ac 72), que evidenciam multipolaridade $M1 + E2$ ou $E2$ para a transição de 1131 KeV. Macias et al (Ma 71) através da observação da correlação direcional da cascata gama de 547-1131 KeV, também indicaram multipolaridade $M1 + E2$, porém favorecendo spin e paridade $7/2^+$ para o nível de 1131 KeV, a partir do estudo sistemático em isótonos com 81 nêutrons.

No presente trabalho, admitiu-se o valor $7/2^+$ para spin e paridade deste nível, e conseqüentemente a multipolaridade da transição de 1131 KeV como sendo $E2$ pura. Neste resultado baseou-se toda a análise de dados deste trabalho, para as cascatas gama que envolvem a transição de 1131 KeV.

NÍVEIS DE 1260 KeV e 1458 KeV

Os valores de $\log ft = 7,1$ para o nível de 1260 KeV e $\log ft = 7,3$ para o nível de 1458 KeV, sugerem transições beta permitidas para estes níveis. Este tipo de decaimento pode popular apenas níveis com spin e paridade $5/2^+$, $7/2^+$ ou $9/2^+$, a partir do estado fundamental $7/2^+$ do ^{135}I (NDS 88). Por outro lado, as transições gama de 972 KeV e 1169 KeV observadas a partir dos níveis de 1260 KeV e 1458 KeV para o estado de 288 KeV ($1/2^+$) excluem

as possibilidades de spin e paridade $7/2^-$ e $9/2^-$.

Os resultados experimentais de Schneid e Rosner (Sc 66) para reação $^{136}\text{Xe} (d,t) ^{135}\text{Xe}$, apresentam um valor de $t_n = 2$, conforme tabela IV, para estas transições, o que indica spin $5/2^-$ e paridade positiva para estes estados.

No presente trabalho foi estudada a correlação angular direcional para as cascatas gama 531-1260 KeV, 708-1260 KeV, 995-1260 KeV, 418-1260 KeV, 973-1260 KeV e 220-1458 KeV, sendo as quatro primeiras medidas pela primeira vez. Os resultados destas cascatas concordam com spin e paridade de $5/2^+$ para estes dois níveis, e serão tratados de forma individual posteriormente. Além disso, os valores calculados de coeficientes de conversão interna (α_k) para as transições de 1260 KeV e 1458 KeV, utilizando os valores de mistura multipolar deste trabalho, ou $\delta(1260) = 0,49$ e $\delta(1458) = 3,99$, assim como os valores de coeficientes de conversão tabelados por Sliv e Band (Sl 58), concordam com os dados experimentais de Achterberg et al (Ac 72), e estão apresentados na tabela V.

TABELA V

TRANSIÇÃO (KeV)	MISTURA DE MULT.		VALORES CALCULADOS DE $\alpha_k 10^3$ (este trabalho)	VALORES EXPERIMENTAIS $\alpha_k 10^3$ (Ac 72)
	M1 (%)	E2 (%)		
220,3	16,37	83,63	56,86	70 ± 30
417,7	43,06	56,04	20,90	15 ± 9
1131,5	0,0	100,0	1,33	$1,18 \pm 0,24$
1260,5	80,54	19,46	1,69	$0,90 \pm 0,14$
1458,1	5,9	94,1	0,593	$0,70 \pm 0,24$

NÍVEL 1565 KeV

Este nível pode assumir spin e paridade de $7/2^-$, $9/2^-$ ou $9/2^+$, uma vez que é alimentado por decaimento beta com valor de $\log ft = 7,20$, caracterizando uma transição permitida ou proibida de 1ª ordem, e ainda, este nível decai para o estado isomérico de 526 KeV ($11/2^-$).

Macias et al (Ma 71) atribuíram spin e paridade $7/2^-$ para este nível, sem entretanto descartarem os valores $9/2^\pm$. Por outro lado, os dados de coeficientes de conversão interna (Ac 72) conferem carácter E1 para a transição gama de 1039 KeV e sugerem spin e paridade $9/2^+$ para o nível de 1565 KeV. A medida de correlação angular direcional para a cascata γ 434-1131 KeV, realizada neste trabalho, também estabelece spin $9/2$ para este estado, como mostram as curvas paramétricas na figura 12, em acordo com os resultados de Achterberg et al.

NÍVEL 1678 KeV

O spin e a paridade do nível de 1678 KeV são estabelecidos como $7/2^+$, (NDS 88), tendo em vista a natureza permitida do decaimento beta, com $\log ft = 6,6$, e também as transições gama de intensidade significativa para os estados fundamental ($3/2^+$), 1131 KeV ($7/2^+$), 1260 KeV ($5/2^+$) e 1458 KeV ($5/2^+$). Os resultados de correlação angular para as cascatas gama de 547-1131 KeV e 418-1260 KeV, de Macias et al (Ma 71) atribuem valores de spin e paridade de $5/2^+$ ou $7/2^+$ para o nível 1678 KeV. A medida do coeficiente de conversão, (Ac 72), para a transição de 1678 KeV, por sua vez, é consistente com valor $7/2^+$ para spin e paridade deste nível. Os resultados do presente trabalho para correlação angular

das cascatas γ 547-1131 KeV, 418-1260 KeV e 220-1458 KeV confirmam, sem ambigüidade, spin e paridade $7/2^+$ para o estado 1678 KeV, descartando a possibilidade de spin $5/2^+$ dada por Macias et al.

NÍVEL 1781 KeV

A ausência de decaimento beta para o nível de 1781 KeV, com logft bastante elevado, caracteriza uma transição proibida de 2.^a ordem. Também a observação de transições gama apenas para estados com spin e paridade $11/2^-$ e $7/2^+$ são razões para atribuição segundo (NDS 88), de spin e paridade $11/2^+$ para este estado.

O resultado deste trabalho para a cascata gama de 650-1131 KeV, medida pela primeira vez, concorda, dentro do erro experimental de A_{22} e A_{44} , com os valores teóricos $A_{22} = 0,127$ e $A_{44} = 0,003$ da sequência de spin $11/2 - 7/2 - 3/2$, com as duas transições E2 puras. Confirma-se então spin $11/2$ para o nível de 1781 KeV.

NÍVEL 1791 KeV

Macias et al (Ma 70) atribuíram spin e paridade $7/2^+$ ao nível de 1791 KeV, levando em consideração que o decaimento beta do estado fundamental $7/2^+$ do ^{135}I para este nível tem $\log ft = 6,8$, caracterizando uma transição permitida, e como tal, pode popular apenas níveis $5/2^+$, $7/2^+$ ou $9/2^+$. Por outro lado, como é observada uma transição gama de 1502 KeV a partir do nível de 1791 KeV para o estado de 288 KeV ($1/2^+$), pode-se descartar a possibilidade de spins $7/2^+$ e $9/2^+$ para o nível de 1791 KeV, de acordo com (NDS 88).

O resultado da medida de correlação angular para a casca ta gama de 531-1260 KeV, realizada pela primeira vez no presente estudo, indica spin e paridade $5/2^+$ para o nível 1791 KeV

NÍVEL 1968 KeV

Para o nível de 1968 KeV podem ser atribuídos spins e paridade $7/2^+$ ou $9/2^+$ de acordo com a natureza permitida do decaimento beta para este nível ($\log ft = 6,5$), bem como a partir das transições gama observadas para os estados de 1131 KeV ($7/2^+$) e 1260 KeV ($5/2^+$), e da ausência de transições para o estado de 288 KeV ($1/2^+$) e estado fundamental. As medidas de correlação direcional realizadas por Macias et al (Ma 71) para a cascata de 837-1131 KeV são consistentes com spin e paridade $5/2^+$ para este nível.

No presente trabalho, duas cascatas gama, 708-1260 KeV e 837-1131 KeV foram medidas, sendo a cascata 708-1260 KeV medida pela primeira vez. O resultado para a cascata gama mais intensa, de 837-1131 KeV, claramente indica a sequência de spin $9/2 - 7/2 - 3/2$ como mostra a figura 12. Além disso, o resultado da cascata gama de 708-1260 KeV também está em acordo com spin $9/2^+$ para o nível 1968 KeV.

NÍVEL 2046 KeV

O nível 2046 KeV foi observado através da reação ^{136}Xe (d,t) ^{135}Xe por Schneid e Rosner (Sc 66), que encontraram para este nível uma distribuição angular correspondente a $\ell_n = 2$, o que indica spin e paridade $5/2^+$ para este nível.

Os resultados de correlação angular para a cascata gama de 785-1260 KeV, estudada pela primeira vez neste trabalho, são concordantes com a atribuição de spin $5/2$ para este nível.

NÍVEL 2233 KeV

Para este nível, o valor de $\log ft = 5,8$ indica paridade positiva com spins possíveis de $5/2$, $7/2$ ou $9/2$. Entretanto as transições gama observadas para os estados $7/2^+$ e $5/2^+$, bem como a ausência de transições para estados $3/2^+$ e $1/2^+$ limitam o spin e a paridade para o nível de 2233 KeV em $9/2^+$ (NDS 88).

Os resultados experimentais de Begzhanov et al (Be 73) para correlação angular da cascata gama 973-1260 KeV, indicam como possíveis os spins $5/2^+$ e $7/2^+$ para o nível de 2233 KeV. No presente trabalho, as medidas de correlação angular para as cascatas gama 1102-1131 KeV (estudada pela primeira vez) e 973-1260 KeV são consistentes, conforme mostra a figura 12, com a sequência de spin $9/2 - 7/2 - 3/2$.

NÍVEL 2255 KeV

O nível de 2255 KeV é populado por uma transição beta permitida, com $\log ft = 5,9$, e possui transições gama para estados $3/2^+$, $5/2^+$ e $7/2^+$. Isto conduz a um valor de spin e paridade de $5/2^+$ ou $7/2^+$. Os dados de correlação angular de Macias et al (Ma 71) para cascata γ 1124-1131 KeV descartam a possibilidade de spin $5/2^+$, indicando assim spin $7/2^+$ para este nível. Já os resultados de Begzhanov et al (Be 73) para a mesma cascata gama (de 1124-1131 KeV), estabeleceram spin $5/2^+$ para o nível de 2255 KeV.

As medidas de correlação angular deste trabalho para as cascatas gama de 1124-1131 KeV e 995-1260 KeV, esta última medida pela primeira vez, atribuíram de forma clara, como pode ser visto na figura 12, spin $7/2$ para o nível 2255 KeV, em concordância com o resultado de Macias et al.

NÍVEL 2372 KeV

O nível de 2372 KeV, tendo um valor de $\log ft = 6,2$, é caracterizado por uma transição beta permitida. Sendo assim, este decaimento pode popular apenas níveis com spin e paridade $5/2^+$, $7/2^+$ ou $9/2^+$ a partir do estado fundamental $7/2^+$ do ^{135}I .

As medidas de correlação angular de Begzhanov et al (Be 73) para a cascata γ de 1240-1131 KeV indicam como possíveis os spins $7/2^+$ ou $9/2^+$ para este estado. Os resultados do presente trabalho para a mesma cascata γ , embora não estabeleçam univocamente o spin para o nível de 2372 KeV, favorecem ligeiramente o valor de $7/2$ para o spin, como mostra a figura 12.

IV.4. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

O esquema de níveis proposto pelo presente estudo para o ^{135}Xe a partir do decaimento beta do ^{135}I parece concordar com as previsões características de estados onde há uma lacuna na camada de 82 nêutrons. Como esperado, o estado fundamental e os dois níveis de menor energia (288,5 KeV e 526,5 KeV) são intensamente excitados na reação (d,t), evidenciando o caráter de partícula única (lacuna), representada nos orbitais $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$ ou $1h_{11/2}$. Um conjunto de seis níveis cuja configuração é devida ao acoplamento

de um caroço excitado com os estados de partícula única $1/2^+$ ou $3/2^+$ são então esperados, a cerca de 1 MeV acima dos dois níveis de menor energia (Ma 71). São atribuídos a essas excitações os níveis de 1131 KeV ($7/2^+$), 1260 KeV ($5/2^+$), 1448 ($3/2^+$) e 1458 KeV ($5/2^+$). Já os estados de spin mais baixos, como $1/2^+$ e $3/2^+$ não podem ser populados a partir do estado fundamental $7/2^+$ do ^{135}I , de acordo com as regras de seleção para o decaimento beta. Os níveis com energia superior a 1600 KeV apresentam configurações mais complexas, envolvendo provavelmente estados $5/2^+$ e $7/2^+$, com excitações de três quase partículas nas quais um par de prótons é desemparelhado.

No decaimento beta do ^{135}I , um dos nêutrons emparelhados decai para um próton, deixando uma lacuna na camada fechada de 82 nêutrons. Como os estados $d_{3/2}$, $s_{1/2}$ e $h_{11/2}$ são os mais baixos do ^{135}Xe , o decaimento do ^{135}I é, em sua maioria, a partir de nêutrons ocupando estes orbitais. Uma vez que estes estados podem decair para um próton $g_{7/2}$, é favorecido o decaimento beta do ^{135}I para os estados com dois prótons desemparelhados, acoplados a um nêutron desemparelhado. Em estados deste tipo, os prótons desemparelhados acoplam-se a spins 4^+ , 5^+ ou 6^+ . São incluídos também os estados nos quais prótons desemparelhados são acoplados a spins 1, 2 ou 3, e o nêutron desemparelhado é acoplado para dar um spin total de $5/2$, $7/2$ ou $9/2$. O elevado decaimento beta para os níveis entre 2,2 MeV e 2,4 MeV sugere que estes estados sejam predominantemente de três quase partículas.

A partir destes resultados, pôde-se estabelecer uma comparação entre os níveis excitados dos isótopos do xenônio com A-ímpar, mostrada na figura 14. Esta evidencia que o comportamento sistemático com respeito ao espaçamento entre os níveis excitados de menor energia se reduz com o decréscimo do número de nêutrons. A energia do estado $1/2^+$ também decresce progressivamente com o nú-

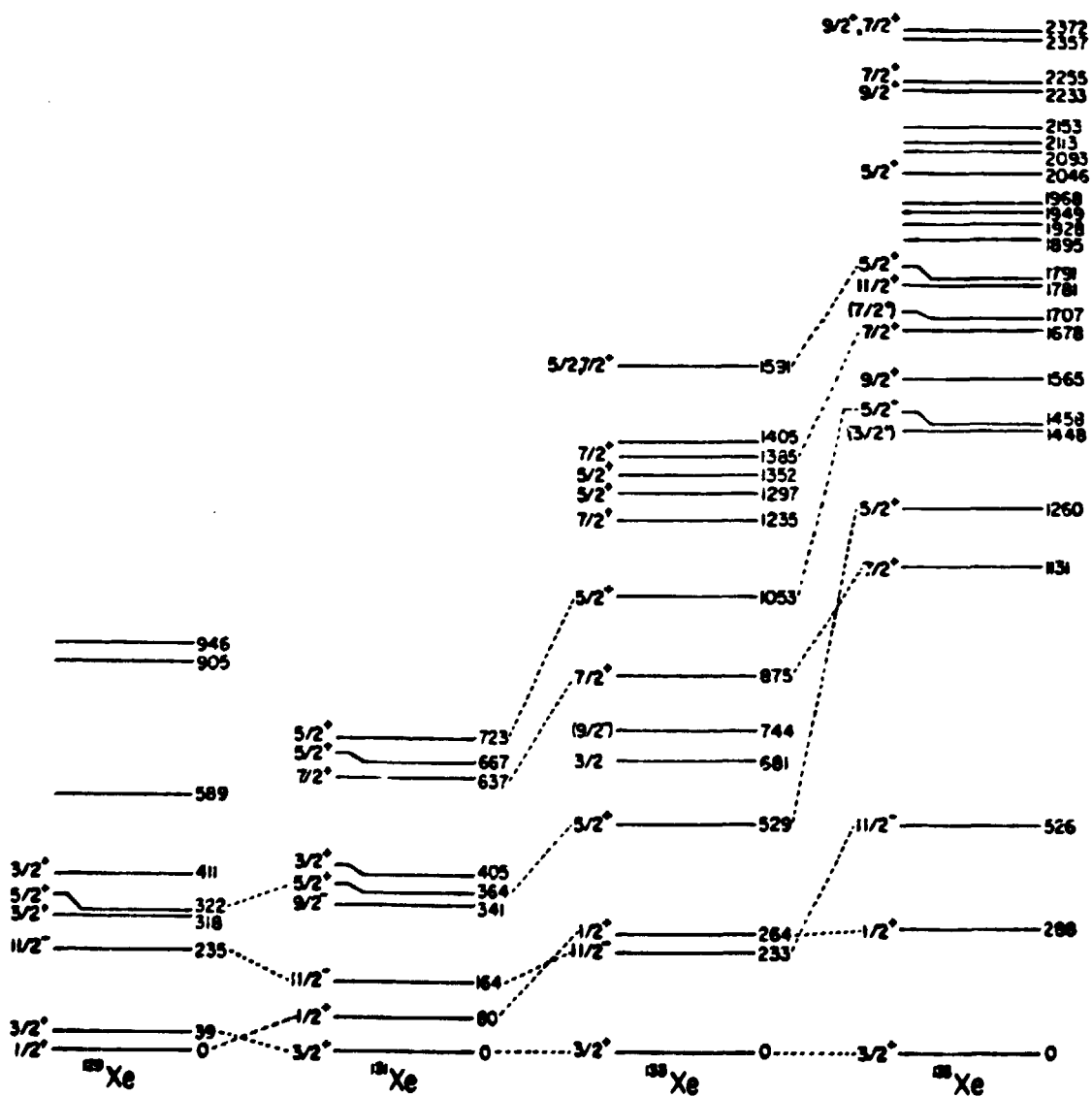


Fig.14 Comparação dos níveis do ^{129}Xe , ^{131}Xe , ^{133}Xe , ^{135}Xe populados no decaimento beta

mero de nêutrons, onde este estado torna-se o estado fundamental para o ^{129}Xe . Quanto a energia do estado $11/2^-$, esta aumenta no sentido do ^{131}Xe para o ^{135}Xe . Estes fatos estão relacionados ao decréscimo da energia necessária para causar excitações coletivas, com a diminuição do número de nêutrons. Desta forma, os estados excitados no ^{135}Xe são facilmente identificados como estados de partícula única fracamente acoplados a excitações do caroço.

O estado $9/2^-$ mais baixo, observado no ^{131}Xe (NDS 74) e no ^{133}Xe (Ko 74), não é encontrado no ^{135}Xe . Isto é consistente com o fato de que este nível é caracterizado como de três quase partículas (lacuna), formado pelo acoplamento de três nêutrons $11/2^-$ com estado $9/2^-$. E portanto, desde que apenas uma lacuna $11/2^-$ está presente no ^{135}Xe , este nível não era esperado.

A tabela VI mostra uma comparação das razões de mistura multipolar para algumas transições γ nos isótopos do xenônio 131, 133, ^{135}Xe , que confirmam o comportamento dos níveis de energia destes isótopos.

TABELA VI

TRANSIÇÃO $I_i - I_f$	RAZÃO DE MISTURA MULTIPOLAR		
	^{131}Xe (NDS 88)	^{133}Xe (Ko 74)	^{135}Xe (este trabalho)
$(5/2^+)_1 \rightarrow (3/2^+)$	$\delta(364) = -4,53 \pm 0,12$	$\delta(529) = 1,85 \pm 0,20$	$\delta(1260) = 0,49 \pm 0,06$
$(5/2^+)_2 \rightarrow (3/2^+)$	$\delta(723) = 0,207 \pm 0,005$	$\delta(1053) = 0,18 \pm 0,02$ ou $-9,0 \pm 1,5$	$\delta(1458) = 3,99 \pm 0,83$
$(5/2^+)_3 \rightarrow (5/2^+)_1$	- - - - -	$0,25 \leq \delta(769) \leq 1,0$	$\delta(531) = -0,56 \pm 0,46$
$(7/2^+)_2 \rightarrow (5/2^+)_1$	- - - - -	$\delta(856) = 0,47 \pm 0,07$ ou $4,4 \pm 1,0$	$\delta(418) = -1,15 \pm 0,35$
$(7/2^+)_3 \rightarrow (5/2^+)_1$	- - - - -	$\delta(1061) = 0,55 \pm 0,10$ ou $3,0 \pm 1,2$	$\delta(995) = -0,11 \pm 0,50$

IV.5. ESTUDOS TEÓRICOS PARA OS NÍVEIS EXCITADOS DO ^{135}Xe

Kisslinger e Sorensen (Ki 63), (Ki 66), realizaram um estudo sistemático detalhado de várias propriedades nucleares, como níveis de energia, probabilidade de transição, taxas de reação, para núcleos do Ni até o Pb, sendo possível identificar em alguns casos, no espectro de baixa energia, estados que parecem corresponder ao movimento de partícula única ou quase-partícula.

Para tanto, foi utilizado um modelo nuclear a partir de uma força simples de dois corpos representada por duas componentes: uma força de emparelhamento de curto alcance, discutida para o caso nuclear por Bohr, Mottelson e Pines, e uma força quadrupolar de longo alcance. A principal característica deste modelo é de que os estados de menor energia de um núcleo esférico podem ser tratados em termos de dois modos básicos de excitação, o de quase-partículas e o de excitação de fonons. Para núcleos par-par as excitações mais baixas são devidas a fonons, e apenas estas são consideradas em detalhe. Para núcleos com A-ímpar, os dois modos de excitação são presentes e devem ser considerados, tanto quanto suas interações.

Em consequência de nêutrons e prótons ocuparem diferentes níveis, o emparelhamento é admitido apenas do tipo próton-próton e nêutron-nêutron, sendo descrito por dois parâmetros independentes. A força de quadrupolo, entretanto, é efetiva para prótons e nêutrons e próton-nêutron, sendo descrita então por três constantes de acoplamento. Para a escolha de níveis de partícula única e constantes de acoplamento, o Hamiltoniano de emparelhamento é primeiro diagonalizado pelo uso de transformações de quase-partículas para nêutrons e prótons, separadamente. A força de quadrupolo é então introduzida como interação entre quase-partículas de próton e nêutrons. Ajustando estas interações e empregando energias de par

tícula única (Modelo de Camadas), Kisslinger e Sorensen reproduziram com sucesso os níveis de energia dos isótopos do xenônio com A-ímpar, $^{127}, ^{129}, ^{131}, ^{133}, ^{135}\text{Xe}$. A figura 15, mostra este resultado.

Recentemente, Walters et al (Wa 82) utilizaram o Modelo de Camadas em sua versão estendida para calcular energias, spins, paridades, energia de separação de prótons e nêutrons e probabilidade de transições eletromagnéticas para o ^{135}Xe , considerando cinco excitons (partículas e lacunas) no caroço de ^{132}Sn . Para o ^{135}Xe são disponíveis os orbitais de $g_{7/2}, 2d_{5/2}, 2d_{3/2}, 1h_{11/2}$ e $3s_{1/2}$ para os prótons de valência, e $2d_{5/2}, 2d_{3/2}, 1h_{11/2}$ e $3s_{1/2}$ para os nêutrons de valência, sendo a interação efetiva utilizada um potencial de dois corpos dependente do spin, com um caroço rígido. Em valores de energia de partículas, carga efetiva e fator-g efetivo foram empregados os dados experimentais na região do ^{132}Sn .

Os cálculos foram realizados apenas para os estados com spin e paridade $1/2^+, 3/2^+, 5/2^+, 7/2^+$ e $9/2^+$, até a energia de 2,5 MeV, e reproduzem bem os resultados experimentais uma vez que praticamente todos os níveis e transições γ previstos teoricamente foram observados experimentalmente.

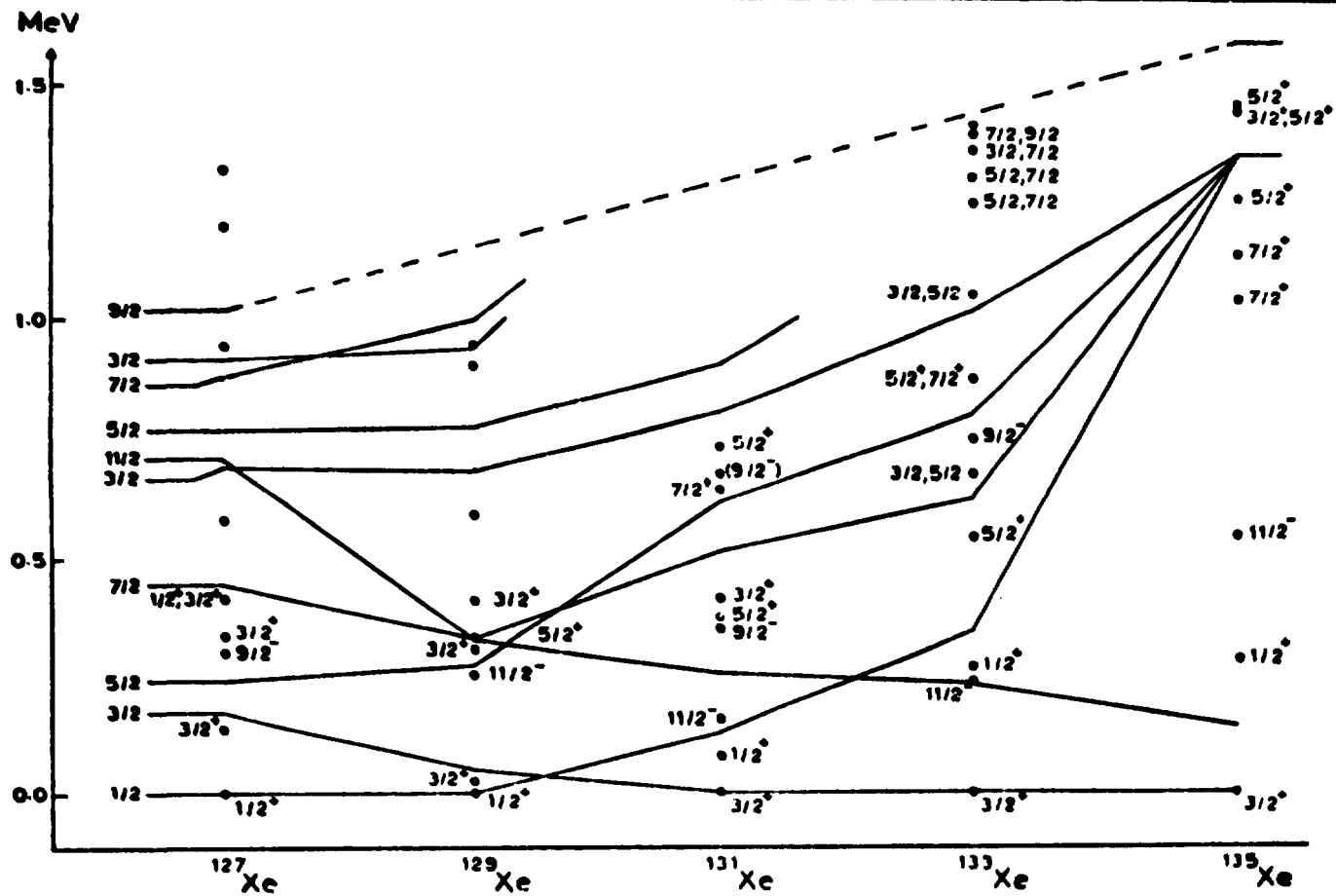


Fig.15 Níveis de energia do $^{127},^{129},^{131},^{133},^{135}\text{Xe}$ segundo cálculo de Kisslinger e Sorensen (Ki 63)
(o - representam os valores experimentais)

V. CONCLUSÃO

No presente trabalho foram realizadas medidas de correlação angular gama-gama direcional para 14 cascatas gama no núcleo de ^{135}Xe , 7 entre elas medidas pela primeira vez, utilizando-se um espectrômetro constituído por um detector de GeHP, de 89 cm^3 , e outro de Ge(Li), de 45 cm^3 .

Os resultados experimentais permitiram confirmar e estabelecer definitivamente spin e paridade de doze níveis excitados no ^{135}Xe , até a energia de 2,4 MeV. Além disso, foram determinados os valores de razão de mistura multipolar, $\delta(E2/M1)$, para treze transições gama neste núcleo, sendo alguns destes valores comparados com dados experimentais de coeficientes de conversão eletrônica, mostrando excelente concordância. Com isto, pôde-se fazer uma comparação mais precisa e relevante sobre a sistemática das propriedades nucleares dos núcleos vizinhos do ^{135}Xe com A-ímpar, envolvendo por exemplo energia, spin, paridade e mistura multipolar, $\delta(E2/M1)$, para vários níveis e transições.

Acreditamos que a contribuição mais significativa deste trabalho foi, além de estabelecer claramente spin e paridade de

níveis, a determinação dos valores de mistura multipolar para diversas transições gama no ^{135}Xe , uma vez que para este núcleo os dados de razão de mistura eram limitados a poucas transições gama. Superposto a isto, esta grandeza, correspondendo ao momento de transição, representa o parâmetro mais sensível para comparação quando pretende-se realizar cálculos teóricos com auxílio de modelos nucleares.

Assim, esperamos que os resultados do presente trabalho possam estimular futuros cálculos teóricos, resultando uma melhor compreensão da estrutura nuclear do ^{135}Xe .

B I B L I O G R A F I A

- (Ac 72) ACHTERBERG, E.; IGLESIAS, F.C.; JECH, A.E.; MORAGUES, J. A.; OTERO, D.; PÉREZ, M.L.; PROTO, A.N.; ROSSI, J.J.; SCHEUER, W.; SUÁRIZ, J.F. Conversion-coefficient measurements and spin-parity assignments for excited levels in 133 , 135 , ^{136}Xe , 135 , 137 , ^{139}Cs , and ^{138}Ba . *Phys. Rev.*, 5 (5): 1759-85, 1972.
- (A1 68) ALEXANDER, P. & LAU, J.P. Nuclear structure in 133 , ^{135}Xe and 133 , ^{135}Cs . *Nucl. Phys.*, A121: 612-24, 1968.
- (Ar 52) ARFKEN, G.B.; BIEDENHARN, L.C.; ROSE, M.E. Angular correlation of first and third gamma-rays. *Phys. Rev.*, 86 (5): 761-63, 1952.
- (Be 69) 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, 1969.
- (Be 73) BEGZHANOV, R.B.; KOBILOV, O.Sh.; SABIROV, Kh.S.; SALIMOV, S. Kh.; KHUDAIBERGENOV, U. Kh. The angular correlation of γ -rays of neutron rich xenon isotopes. *Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser.*, 36 (1): 2190-4, 1973.

- (Bi 51) BIEDENHARN, L.C.; ARFKEN, G.B.; ROSE, M.E. Angular correlation in the triple cascade transitions. *Phys. Rev.*, 83 (3): 586-93, 1951.
- (Bl 52) BLATT, J.M. & WEISSKOPF, V.F. *Theoretical Nuclear Physics*. New York, N.Y., John Wiley, 1952.
- (Br 47) BRADY, E.L. & DEUTSCH, M. Angular correlation of successive gamma ray quanta. *Phys. Rev.*, 72 (9): 870-1, 1947
- (Br 50) BRADY, E.L. & DEUTSCH, M. Angular correlation of successive gamma rays. *Phys. Rev.*, 78 (5): 558-66, 1950.
- (Ca 69) CAMP, D.C. & VAN LEHN, A.L. Finite solid-angle corrections for Ge(Li) detectors. *Nucl. Instrum. Methods.*, 76: 192-240, 1969.
- (Co 58) COLEMAN, C.F. The analysis of angular and direction-polarization correlation measurements on mixed transitions. *Nucl. Phys.*, 5: 495-503, 1958.
- (Du 40) DUNWORTH, J.V. The application of the method of coincidence counting to experiments in nuclear physics. *Rev. Sci. Instrum.*, 11: 167-80, 1940.
- (Ec 37) ECKART, C. The correction of continuous spectra for the finite resolution of the spectrometer. *Phys. Rev.*, 51: 735-38, 1937.
- (Fa 49) FALKOFF, D.L. & LING, D.S. Interference effects in gamma gamma angular correlations. *Phys. Rev.*, 76 (11): 1639-48, 1949.
- (Fa 50) FALKOFF, D.L. & UHLENBECK, G.E. On the directional correlation of successive nuclear radiations. *Phys. Rev.*, 79 (2): 323-34, 1950.
- (Fe 65) 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.

- (Fe_a 65) FERGUSON, A.J. *Angular correlation methods in gamma ray spectroscopy*. Amsterdam, North-Holland, 1965.
- (Fr 65) FRAUENFELDER, H. & STEFFEN, R.M. Angular distribution of nuclear radiation: (A) angular correlation. In: SIEGBAHN, K., ed. *Alpha, Beta and Gamma Ray Spectroscopy*. Amsterdam, North-Holland, 1965. V.2, p. 997-1198.
- (Ha 40) HAMILTON, D.R. On directional correlation of successive quanta. *Phys. Rev.*, 58: 122-31, 1940.
- (Ha 75) 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, 1965. cap. 14, p. 645-700.
- (He 54) HEITLER, W. *Quantum theory of radiation*. London, Univ. Press., 1954.
- (Ja 74) JAMES, A.N.; TWIN, P.J.; BUTLER, P.A. The statistical analysis of γ -ray angular correlation experiments. *Nucl. Instrum. Methods.*, 115: 105-13, 1974.
- (Ki 63) KISSLINGER, L.S. & SORENSEN, R.A. Spherical nuclei with simple residual forces. *Rev. Mod. Phys.*, 35 (4): 853-911, 1963.
- (Ki 66) KISSLINGER, L.S. A note on coupling schemes in odd-man nuclei. *Nucl. Phys.*, 78: 341-52, 1966.
- (Kl 60) KLEINBERG, J. & COWAN, G.A. The radiochemistry of fluorine, chlorine, bromine and iodine. Washington, D.C., National Academy of Sciences, 1960. p. 31-4, procedure 15. (Nuclear science series, 3005).
- (Ko 74) KOENE, B.K.S.; LIGTHART, H.; POSTMA, H. Directional distribution of γ -rays from oriented ^{133}I . *Nucl. Phys.*, A 235 : 267-77, 1974.

- (Ma 70) MACIAS, E.S.; BEECK, J.P.; WALTERS, W.B. Decay of $6,7h$ ^{135}I to levels of ^{135}Xe . *Nucl. Phys.*, A147: 513-26, 1970.
- (Ma 71) MACIAS, E.S. & WALTERS, W.B. Gamma-gamma directional correlations in ^{135}Xe following the decay of ^{135}I . *Nucl. Phys.*, A169: 305-16, 1971.
- (Me 61) MERZBACHER, E. *Quantum Mechanics*. New York, N.Y., John Wiley, 1961.
- (Mo 68) MOORE, P.A.; RILEY, P.J.; JONES, C.M.; MANCUSI, M.D.; FOSTER, J.L. ^{136}Xe (d,p) and ^{136}Xe (d,t) reactions. *Phys. Rev.*, 175 (4): 1516-22, 1968.
- (NDS 74) Nuclear data sheets, 17 (4), 1976.
- (NDS 88) Nuclear data sheets, 52 (2), 1988.
- (Ri 84) RIBAS, R. Comunicação pessoal, 1984.
- (Ro 67) 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.
- (Sa 72) SAXENA, R.N. *Energy levels of $^{132}, ^{133}, ^{135}\text{Xe}$ and ^{140}Ce A gamma ray study*. Waterloo, Can., Univ. Waterloo, Dec. 1972. (Ph. D. Thesis).
- (Sc 66) SCHNEID, E.J. & ROSNER, B. Study of (d,p) and (d,t) reaction on the ^{136}Xe isotope. *Phys. Rev.*, 148 (3): 1241-46, 1966.
- (S1 58) SLIV, L.A. & BAND, I.M. Tables of internal conversion coefficients. In: SIEGBAHN, K., ed. *Alpha, Beta and Gamma Ray Spectroscopy*. Amsterdam, North-Holland, 1965. v.2, p. 1639-72.
- (St 55) STEFFEN, R.M. Extranuclear effects on angular correlations of nuclear radiations. *Adv. Phys.*, 4 (15): 293-362, 1955.

- (St 75) STEFFEN, R.M. & ALDER, K. Angular distribution and correlation of gamma rays. In: HAMILTON, W.D., ed. *The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy*. Amsterdam, North-Holland, 1975. cap. 12, p. 505-82.
- (Ta 71) TAYLOR, H.W.; SINGH, B.; PRATO, F.S.; McPHERSON, R. A tabulation of gamma-gamma directional-correlation coefficients. *Nucl. Data Tables*, A9: 1-83, 1971.
- (Ya 48) YANG, C.N. On the angular distribution in nuclear reactions and coincidence measurements. *Phys. Rev.*, 74: 764-72, 1948.
- (Wa 82) WALTERS, W.B.; LANE, S.M.; SMITH, N.L.; NAGLE, R.J.; MEYER, R.A. Shell model description of N = 81 five-exciton ^{135}Xe and the decay of ^{135}I . *Phys. Rev.*, 26 (5): 2273-80, 1982.

APÊNDICE I

No processo de separação química é feita dissolução do nitrato de uranila em 10 ml de água destilada e adicionado 2 ml de solução de KI (10 mg de I^- /ml) como carregador de iodo. Então acidifica-se a solução com 3 ml de HNO_3 (1M), e com a finalidade de efetuar a oxidação do I^- para I_2 , adiciona-se 2 ml de peróxido de hidrogênio (H_2O_2). A seguir, acrescenta-se 10 ml de tetracloreto de carbono (CCl_4), extraíndo-se o iodo na fase orgânica, sendo descartada a fase aquosa contendo urânio e outros produtos de fissão. Adiciona-se 10 ml de água destilada junto a fase orgânica, que contém o iodo, e coloca-se 1 ml de sulfito de sódio, $NaHSO_3$, 1M, agitando-se a solução. Nesta segunda etapa, o iodo (I_2) é reduzido para I^- e extraído na fase aquosa, sendo descartada a fase orgânica.

A seguir, a fase aquosa é acidificada com adição de 1 ml de ácido nítrico, HNO_3 , 6M, e acrescentadas algumas gotas de solução de nitrito de sódio, $NaNO_2$, 1M. Desta forma, adicionando-se 10 ml de CCl_4 extrai-se o iodo na fase orgânica. As segunda e terceira etapas são repetidas mais uma vez, e finalmente tem-se a solução aquosa contendo iodo (I^-). Este é precipitado em AgI através da adição de 2 ml de solução de nitrato de prata, $AgNO_3$, e então coagulado e centrifugado, utilizando-se o precipitado como fonte radioativa.