



AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

ESTUDO DA ESTRUTURA NUCLEAR DO ^{155}Eu

FREDERICO ANTONIO GENEZINI

Tese apresentada como parte dos requisitos para obtenção do Grau de Doutor em Ciências na Área de Tecnologia Nuclear-Aplicações.

Orientadora:
Dra. Cibele Bugno Zamboni

São Paulo
2004

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES

Autarquia Associada à Universidade de São Paulo

ESTUDO DA ESTRUTURA NUCLEAR DO ^{155}Eu

FREDERICO ANTONIO GENEZINI



Tese apresentada como parte dos
Requisitos para obtenção do grau de
Doutor em Ciências na Área de
Tecnologia Nuclear - Aplicações.

Orientadora:
Dra. Cibele Bugno Zamboni

SÃO PAULO
2004

À Alessandra, por ser tão especial.

À Vitoria e Julia, donas de meus pensamentos e do meu coração.

Agradecimentos

Os créditos deste trabalho devem ser divididos com várias pessoas. Em especial gostaria de agradecer:

À Dra. Cibele B. Zamboni, pela orientação, incentivo e compreensão, desde minha iniciação na pesquisa científica.

Ao Dr. Manoel Tiago Freitas da Cruz, pelas diversas e decisivas contribuições.

Ao Dr. Joel Mesa Hormaza, pelo enorme auxílio nos cálculos teóricos.

Ao Dr. Juan Yuri Zevalos-chávez, pela ajuda nos cálculos envolvendo o método de Monte Carlo e pela sincera amizade.

Aos amigos Agostinho, Guilherme, Ilca, Laura e Marcus, por toda ajuda, incentivo e amizade.

Ao Laboratório do Acelerador Linear do IFUSP por possibilitar a realização das medidas utilizando o controlador multidetector.

Ao IPEN/CNEN por possibilitar a realização deste trabalho.

Ao CNPq pelo suporte financeiro.

Finalmente aos meus pais, avós e irmãos pelo carinho e apoio em todos os momentos.

ESTUDO DA ESTRUTURA NUCLEAR DO ^{155}Eu

Frederico Antonio Genezini

RESUMO

O núcleo ^{155}Eu foi estudado por meio da técnica de correlação angular direcional, a partir do decaimento β^- do ^{155}Sm . A medida de correlação angular foi feita em um arranjo composto por quatro detectores de Ge e um sistema de aquisição de dados multiparamétrico. Para análise dos dados, foi desenvolvido um método de ajuste da função de correlação angular.

A razão de mistura multipolar foi obtida para vinte e seis transições γ , das quais sete são compatíveis com valores obtidos por estudos anteriores de correlação angular e conversão eletrônica e dezenove, obtidas pela primeira vez, confirmam a previsão de caráter multipolar predominante sugeridos por estudos anteriores de conversão eletrônica. Além disso foi possível também sugerir o spin do nível a 1106,83 keV bem como a paridade do nível a 1301,41 keV.

A estrutura de níveis do ^{155}Eu foi descrita com sucesso através do modelo de partícula única em um potencial de Woods-Saxon deformado, com adição de interação residual de emparelhamento, permitindo a reprodução das cabeças de banda rotacionais de quasi-prótons.

STUDY OF THE NUCLEAR STRUCTURE OF ^{155}Eu

Frederico Antonio Genezini

Abstract

The ^{155}Eu nuclide was investigated by the directional angular correlation technique following the β^- decay of ^{155}Sm . The angular correlation measurements were carried out using a setup with 4 Ge detectors and a multiparametric data acquisition system. To perform the data analysis a new methodology was developed.

The multipole mixing ratios of twenty six γ - transitions were determined. Seven of them agreed with the results of earlier angular correlation studies and nineteen obtained for the first time confirmed the multipolarity suggested in earlier electron capture studies. Besides, the spin of the level at 1106.83 keV as well as the parity of the level at 1301.41 keV have also been suggested.

The nuclear structure of ^{155}Eu was discussed successfully in terms of the single particle model using a deformed Woods-Saxon potential plus residual pairing interaction permitting the description of the rotational quasi-proton band heads.

SUMÁRIO

Conteúdo	página
Capítulo 1 - Introdução e Objetivos	
1. Introdução e objetivos.....	1
Capítulo 2 – Teoria da Correlação Angular	
2.1 Introdução.....	3
2.2 Teoria.....	4
Capítulo 3 – A Experiência	
3.1 Espectrômetro.....	9
3.1.1 Mesa de correlação angular.....	9
3.2 Eletrônica de multidetecção.....	11
3.3 Fontes radioativas.....	15
3.4 Análise de dados via multidetecção.....	15
Capítulo 4 – Análise de Dados	
4.1 Redução de dados.....	17
4.2 Programa BIDIM.....	17
4.2.1 Espectros bidimensionais.....	17
4.2.2 Ajustes de fotopicos bidimensionais.....	19
4.3 Coeficientes de correção de ângulo sólido.....	21
4.4 Ajuste da função.....	25
4.5 Eficiência do sistema de detecção.....	31
4.6 Minimização da função.....	34
4.8 Perturbações extra – nucleares.....	35
4.7 O gráfico do ajuste da função de correlação angular.....	37
Capítulo 5 – Resultados	
5.1 Razão de mistura multipolar.....	44
5.2 Determinação do spin do nível a 1107 keV.....	93
Capítulo 6 – Interpretação Teórica	
6.1 Introdução.....	94
6.2 Deformação nuclear.....	95
6.3 Cálculo dos estados excitados.....	96

6.3.1 Diagonalização da Hamiltoniana de partícula única.....	98
6.4 Cálculo dos níveis de quasi-partícula.....	100
6.5 Resultados.....	104

Capítulo 7 – Conclusões

7.1 Conclusões.....	108
7.2 Perspectivas.....	109

Capítulo 8 – Referências bibliográficas..... 110

Apêndice I.....	116
-----------------	-----

Apêndice II.....	124
------------------	-----

Apêndice III.....	125
-------------------	-----

Apêndice IV.....	127
------------------	-----

LISTA DE FIGURAS

	página
1.1- Esquema de níveis ilustrativo de um decaimento em cascata.....	3
3.1- Fotografia de mesa de correlação angular no LAL-IFUSP.....	10
3.2- Desenho esquemático do arranjo utilizado.....	11
3.3- Arranjo eletrônico associado a cada detector.....	12
3.4- Esquema da eletrônica completa utilizada.....	14
4.1- Tela principal do programa BIDIM.....	18
4.2- Janela de ajuste bidimensional.....	20
4.3- Apresentação do resultado do ajuste bidimensional.....	21
4.4- Ângulos entre detectores e entre raios γ	22
4.5- Coeficientes J_k para correção de ângulo sólido.....	24
4.6- Eficiência ajustada.....	32
4.7- Ajuste da cascata 1173-1332 keV do ^{60}Co - gráfico com pontos experimentais e ajustados.....	38
4.8- Gráfico com a função ajustada $W(\theta)$ e pontos experimentais para cascata 1173-1333 keV do ^{60}Co	39
4.9.a- Ajuste ponto a ponto da cascata 1173-1332 keV do ^{60}Co	40
4.9.b- Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90°	40
4.10.a- Ajuste ponto a ponto da cascata 81-356 keV do ^{133}Ba	41
4.10.b- Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90°	41
4.11.a- Ajuste ponto a ponto da cascata 344-778 keV do ^{152}Eu	42
4.11.b- Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90°	42
4.12.a- Ajuste ponto a ponto da cascata 344-1089 keV do ^{152}Eu	43
4.12.b- Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90°	43
5.1- Esquema de níveis adotado pelo Nuclear Data Sheets (NDS) [22].....	45

5.2- Esquema de níveis simplificado.....	46
5.3.a- Espectro do detector d.....	47
5.3.b- Espectro do detector d – continuação.....	47
5.3.c- Espectro do detector d – continuação.....	48
5.3.d- Espectro do detector d – continuação.....	48
5.4.a- Ajuste ponto a ponto da cascata 62-246 keV do ^{155}Eu	51
5.4.b- Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90°	51
5.5.a- Ajuste ponto a ponto da cascata 138-65 keV do ^{155}Eu	52
5.5.b- Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90°	53
5.6.a- Ajuste ponto a ponto da cascata 138-90 keV do ^{155}Eu	54
5.6.b- Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90°	54
5.7.a- Ajuste ponto a ponto da cascata 104-141 keV do ^{155}Eu	56
5.7.b- Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90°	56
5.8.a- Ajuste ponto a ponto da cascata 84-138 keV do ^{155}Eu	57
5.8.b- Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90°	58
5.9.a- Ajuste ponto a ponto da cascata 62-141 keV do ^{155}Eu	59
5.9.b- Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90°	60
5.10.a- Ajuste ponto a ponto da cascata 522-141 keV do ^{155}Eu	60
5.10.b- Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90°	61
5.11.a- Ajuste ponto a ponto da cascata 167-79 keV do ^{155}Eu	62
5.11.b- Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90°	62
5.12.a- Ajuste ponto a ponto da cascata 138-169 keV do ^{155}Eu	63
5.12.b- Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90°	64
5.13.a- Ajuste ponto a ponto da cascata 196-665 keV do ^{155}Eu	65
5.13.b- Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90°	65
5.14.a- Ajuste ponto a ponto da cascata 203-104 keV do ^{155}Eu	66
5.14.b- Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90°	67
5.15.a- Ajuste ponto a ponto da cascata 79-229 keV do ^{155}Eu	68
5.15.b- Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90°	68
5.16.a- Ajuste ponto a ponto da cascata 426-84 keV do ^{155}Eu	69
5.16.b- Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90°	70

5.17.a- Ajuste ponto a ponto da cascata 461-138 keV do ^{155}Eu	70
5.17.b- Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90°	71
5.18.a- Ajuste ponto a ponto da cascata 523-246 keV do ^{155}Eu	72
5.18.b- Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90°	73
5.19.a- Ajuste ponto a ponto da cascata 572-246 keV do ^{155}Eu	74
5.19.b- Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90°	74
5.20.a- Ajuste ponto a ponto da cascata 604-246 keV do ^{155}Eu	75
5.20.b- Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90°	76
5.21- Janela na transição γ em 631,2 keV.....	77
5.22.a- Ajuste ponto a ponto da cascata 631-246 keV do ^{155}Eu	78
5.22.b- Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90°	78
5.23.a- Ajuste ponto a ponto da cascata 649-169 keV do ^{155}Eu	79
5.23.b- Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90°	80
5.24.a- Ajuste ponto a ponto da cascata 664-104 keV do ^{155}Eu	81
5.24.b- Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90°	81
5.25.a- Ajuste ponto a ponto da cascata 665-245 keV do ^{155}Eu	82
5.25.b- Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90°	83
5.26- Janela na transição γ em 677,2 keV.....	84
5.27.a- Ajuste ponto a ponto da cascata 677-246 keV do ^{155}Eu	85
5.27.b- Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90°	85
5.28.a- Ajuste ponto a ponto da cascata 713-104 keV do ^{155}Eu	86
5.28.b- Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90°	87
5.29.a- Ajuste ponto a ponto da cascata 933-169 keV do ^{155}Eu	88
5.29.b- Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90°	88
5.30.a- Ajuste ponto a ponto da cascata 998-104 keV do ^{155}Eu	89
5.30.b- Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90°	90
5.31.a- Ajuste ponto a ponto da cascata 1003-104 keV do ^{155}Eu	91
5.31.b- Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90°	91
5.32.a- Ajuste ponto a ponto da cascata 1223-79 keV do ^{155}Eu	92
5.32.b- Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90°	93

6.1- Curvas de nível da energia total em função dos parâmetros de deformação.....	105
6.2- Comparação entre a descrição do presente estudo (BARRIER) e outros modelos.....	106
6.3- Comparação entre os níveis de quasi-partícula calculados e experimentais [22].....	107
II.1- Rótulo da embalagem da amostra.....	124
IV.1- Curva de eficiência do detector <u>a</u>	127
IV.2- Curva de eficiência do detector <u>b</u>	128
IV.3- Curva de eficiência do detector <u>d</u>	129

LISTA DE TABELAS

	página
3.1- Características dos detectores utilizados.....	10
4.1- Razão de mistura multipolar ou valores de A_{kk} obtidos através do ajuste nos dados do multidetector, em comparação com Firestone <i>et al.</i> [20].....	34
4.2- Cascatas e respectivos valores de G_2 obtidos nos ajuste.....	36
5.1- Razões de mistura multipolar das transições γ do ^{155}Eu	49
6.1- Parâmetros ajustados do potencial utilizados neste estudo e utilizados por CWIOK <i>et al.</i> [39].....	105
II.1- Composição isotópica do Samário.....	124

LISTA DE SÍMBOLOS

Símbolo	Significado do símbolo
δ	Razão de mistura multipolar
L	Momento angular orbital
I	Spin
π	Paridade
W	Função de Correlação Angular
ρ	Operador densidade
m	Momento magnético
H	Operador de interação eletromagnética
k	Direção da radiação
σ	Polarização da radiação
α	Constante de normalização da função de correlação angular
Γ	Quantidades não observadas na matriz densidade
A_{kk}	Coefficientes da função de correlação angular
P_k	Polinômio de Legendre
T	Operador de interação multipolar
I_γ	Intensidade de transição gama
A_j	Amplitude de fotopico gaussiano
σ_p	Desvio padrão de fotopico gaussiano
Q_{kk}	Coefficiente de correção de ângulo sólido
ε	Eficiência de detecção
J_k	Coefficiente da integral da eficiência e polinômio de Legendre de ordem k
R_0	Eficiência absoluta obtida de simulações numéricas
S	Número de desintegrações durante a medida
$d\Omega$	Ângulo sólido de emissão da radiação
Y_{12}	Intensidade da ocorrência do par γ_1 - γ_2
F_k	Convolução das eficiências pelo polinômio de Legendre de ordem k
M	Matrizes de covariância
\mathfrak{S}	Matriz das derivadas parciais de W por ε
p_i	Parâmetros de correção do tempo vivo de detecção
Q	Função a ser minimizada no ajuste
G_k	Termo de perturbação da função de correlação angular

- válidos do capítulo 1 ao 5

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO E OBJETIVOS

1. Introdução e Objetivos

Neste trabalho pretende-se obter informações adicionais do núcleo ^{155}Eu por meio da determinação experimental de parâmetros nucleares, utilizando a técnica de correlação angular direcional $\gamma\gamma$. Um dos parâmetros nucleares que pode ser obtido por esta técnica diz respeito à razão de mistura multipolar $[\delta(L_{n+1}/L_n)]$ de transições gama, sendo possível também a proposição dos valores de spin (I) e paridade (π) para os estados excitados do núcleo em estudo. A descrição teórica, com um modelo apropriado para esta região de massa, também será usada para tornar possível uma melhor compreensão do núcleo em estudo.

O núcleo ^{155}Eu pertence à região de massa denominada transicional deformada, fazendo parte da sistemática de estudo do Laboratório de Estrutura Nuclear (LEN) do IPEN/CNEN-SP. Este estudo se restringe aos estados excitados do núcleo ^{155}Eu alimentados pelo decaimento β^- do ^{155}Sm ($T_{1/2} = 22,3$ min). A motivação para tal estudo deve-se, primordialmente, à falta de dados presentes na literatura. Uma recente pesquisa bibliográfica mostra que o estudo de maior relevância referente a este decaimento foi realizado em 1969 por Ungrin *et al.* [1], usando detectores de Ge(Li) e NaI(Tl). Particularmente, encontram-se na literatura apenas dois trabalhos que estudam este núcleo através da técnica de correlação angular [2,3], sendo o mais recente realizado em 1974 por Begzhanov *et al.* [3], porém a maior parte das informações sobre a multipolaridade das transições gama provém da medida de conversão eletrônica realizada Prokofjev *et al.* [4], onde é determinado o caráter predominante das transições. Os estudos mais recentes dos estados excitados do ^{155}Eu envolvem reações nucleares, a saber: $^{152}\text{Sm}(t, \alpha)$ [5], $^{153}\text{Eu}(t, p)$ [6], $^{154}\text{Sm}(^3\text{He}, d)$ [7], que populam níveis com energia de excitação superior a do decaimento beta.

Apesar da significativa contribuição de dados recentes, via reações nucleares, existem poucas informações para a maioria dos níveis excitados do ^{155}Eu , sendo necessária,

para uma maior compreensão do núcleo em estudo, a determinação de parâmetros nucleares.

Este trabalho foi dividido em oito capítulos e quatro apêndices. O capítulo 2 trata a teoria da correlação angular. Os capítulos 3 e 4 descrevem a parte experimental do trabalho e a metodologia de análise dos dados, respectivamente. O capítulo 5 apresenta os resultados da medida de correlação angular e a discussão de cada resultado; o capítulo 6 trata da interpretação teórica do núcleo ^{155}Eu e o capítulo 7 apresenta as conclusões deste trabalho. As seções que puderam ser destacadas do texto sem prejuízo à seqüência deste, foram colocadas no apêndice.

Figuras, tabelas e fórmulas são numeradas, dentro de cada capítulo, na seqüência de citação. As referências bibliográficas são indicadas no texto pelo número de seqüência de citação, estando organizadas no capítulo 8 seguindo esta ordem.

CAPÍTULO 2

TEORIA DA CORRELAÇÃO ANGULAR

2.1 Introdução

A probabilidade de emissão de radiação por núcleos radioativos relaciona-se diretamente com o ângulo entre o eixo dos spins nucleares dos níveis envolvidos e a direção de emissão dos fótons. Como uma fonte radioativa contém muitos núcleos radioativos orientados ao acaso, a emissão da radiação acontecerá em um padrão isotrópico. Portanto, para verificar tal dependência angular é desejável obter uma distribuição anisotrópica da radiação emitida e isso pode ser feito preparando um conjunto de núcleos que não estejam dispostos ao acaso. Um método para isso, denominado correlação angular, consiste na observação da primeira radiação γ_1 na direção \mathbf{k}_1 com um detector e da segunda radiação γ_2 em outra direção \mathbf{k}_2 com outro detector. Nesse caso, o método somente é viável quando as amostras radioativas dispõem de núcleos que decaem segundo emissões sucessivas de dois fótons, γ_1 e γ_2 , onde é possível selecionar os núcleos que atingiram o estado intermediário de decaimento com spins alinhados em uma mesma direção. Na figura 1.1 é ilustrada uma cascata, onde cada estado é caracterizado pela sua energia (E), pelo seu spin (I) e por sua paridade (π), e cada transição pelo momento angular por ela carregado.

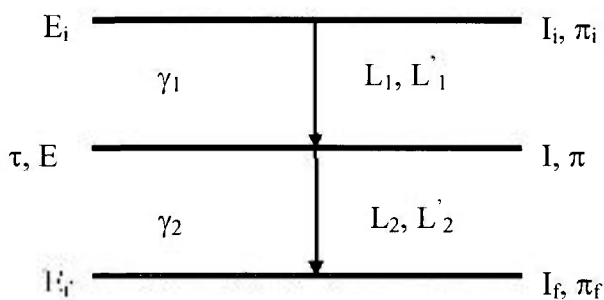


Figura 1.1- Esquema de níveis ilustrativo de um decaimento em cascata.

Em geral, um dos fótons, por exemplo o fóton γ_1 é detectado por um detector **a** considerado como referência e o segundo fóton γ_2 por outro detector **b** posicionado de forma que entre os

eixos dos detectores seja descrito um ângulo θ (note que a polarização dos fótons foi ignorada). Quando o detector referência registra os fótons γ_1 estão sendo selecionados os núcleos cujos spins obedecem a uma distribuição angular anisotrópica. Para que esta seleção continue válida até a emissão do segundo fóton, é necessário que o spin associado ao estado intermediário não tenha sua orientação perturbada por campos extra nucleares. Isso requer que a vida média do estado intermediário, τ , seja da ordem ou menor que 10^{-10} s e que a forma física da amostra seja tal que ela não produza campos eletromagnéticos.

Do ponto de vista histórico, o primeiro trabalho teórico sobre correlação angular foi produzido em 1940 por Hamilton [8]. Motivados por este estudo, foram realizados alguns trabalhos experimentais, porém sem sucesso. Goertzel [9] efetuou os primeiros estudos teóricos sobre o efeito de campos extra-nucleares sobre a correlação angular, que poderiam explicar a inconsistência de alguns dos primeiros experimentos. Brady e Deutsch [10] efetuaram em 1947 o primeiro experimento que obteve sucesso, mostrando que as inconsistências das tentativas anteriores ocorreram, principalmente, devido à baixa eficiência de detecção, à lentidão dos detectores disponíveis na época e à ausência de uma eletrônica de coincidência realmente confiável. Com relação à instrumentação, é importante ressaltar que os primeiros experimentos de Brady e Deutsch foram feitos com detectores Geiger, sendo os cintiladores introduzidos logo no ano seguinte.

2.2 Teoria

Há, na Mecânica Quântica, várias maneiras de se chegar à função de correlação angular, W . O procedimento que será apresentado aqui baseia-se na teoria de perturbações (TP) em primeira ordem e percorre a seqüência do processo: (1) um núcleo decai desde um estado i , de spin I_i , descrito pela matriz densidade ρ_i , para o estado intermediário de spin I , via emissão da radiação γ_1 na direção \mathbf{k}_1 . A TP descreve este processo e produz a matriz densidade $\rho(\mathbf{k}_1)$, que descreve a população dos subestados magnéticos do estado intermediário de spin I ; (2) ocorre a segunda

transição, γ_2 , levando o sistema desde o estado de spin I até o estado final, de spin I_f sendo que a TP produz agora a matriz densidade $\rho_f(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$ que permite expressar a função de correlação angular $W(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$.

Considere inicialmente a transição γ_1 entre o estado inicial I_i e um estado intermediário I, de subestados magnéticos $|m_i\rangle$ e $|m\rangle$, respectivamente. Os elementos da matriz de densidade do estado intermediário, são dados por:

$$\langle m | \rho(k_1) | m' \rangle = \Gamma_1 \sum_{m''} \langle m | H_1 | m_i \rangle \langle m_i | \rho_i | m'' \rangle \langle m'' | H_1 | m' \rangle^* \quad (1)$$

onde Γ_1 indica a soma sobre as quantidades não observadas, H_1 é o operador de interação eletromagnética para a emissão de γ_1 na direção k_1 e com polarização σ_1 (note que o termo $\langle m | H | m_i \rangle$ é uma abreviação do elemento de matriz $\langle I m k \sigma | H | I_i m_i \rangle$).

Aplicando agora a mesma expressão para a transição γ_2 , temos:

$$\langle m_f | \rho_f(k_1, k_2) | m'_f \rangle = \Gamma_1 \Gamma_2 \sum_{m''} \langle m_f | H_2 | m \rangle \langle m | \rho(k_1) | m'' \rangle \langle m'' | H_2 | m'_f \rangle^* \quad (2)$$

onde os significados dos objetos são similares aos da equação 1. De acordo com a definição de matriz densidade, os elementos diagonais de $\rho_f(k_1, k_2)$ fornecem a probabilidade de encontrarmos o núcleo no subestado final $|m_f\rangle$, isto é:

$$P_f(m_f) = \langle m_f | \rho_f(k_1, k_2) | m_f \rangle \quad (3)$$

e a função de correlação angular, W , será simplesmente a soma sobre os subestados magnéticos finais dessa probabilidade:

$$W(k_1, k_2) = \sum_{m_f} \langle m_f | \rho(k_1, k_2) | m_f \rangle \quad (4)$$

Pode-se expandir esta última equação utilizando a equação 2. Normalmente, faz-se a suposição de que o estado inicial tem orientação aleatória, implicando que os seus subestados magnéticos são igualmente populados (escrevendo de outra forma, se assumimos que existem $2L+1$ estados com probabilidade iguais de ocupação, logo: $\langle m_i | \rho_i | m_i' \rangle = (2L+1)^{-1} \delta_{m_i, m_i'}$) o que faz com que a matriz densidade do estado inicial seja diagonal e constante. Portanto, os operadores densidade para a primeira e a segunda transição podem ser escritos como:

$$\langle m | \rho(k_1) | m' \rangle = \Gamma_1 \sum_{m_i} \langle m | H_1 | m_i \rangle \langle m' | H_1 | m_i \rangle^* \quad (5)$$

$$\langle m' | \rho(k_2) | m \rangle = \Gamma_2 \sum_{m_j} \langle m_j | H_2 | m \rangle \langle m' | H_2 | m_j \rangle^* \quad (6)$$

a partir desses resultados podemos escrever a função de correlação:

$$W(k_1, k_2) = \sum_{m, m'} \langle m | \rho(k_1) | m' \rangle \langle m' | \rho(k_2) | m \rangle \quad (7)$$

onde agora os subestados nucleares presentes são todos do estado intermediário de spin I .

O cálculo dos elementos de matriz contidos em (7), explicitados em detalhes no apêndice I, levam a uma função de correlação:

$$W(k_1, k_2) = (-1)^{2I-1} \sum_k \sum_{L_1 L_2 L_2' \nu_1 \nu_2} \sum_{I_i} (-1)^{I-I_i} \left\{ \begin{matrix} I & I & k \\ L_1 & L_1 & I_i \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} I & I & r \\ L_2 & L_2 & I_f \end{matrix} \right\} \langle I_f \| L_2 \pi_2 \| I \rangle \times \\ \langle I_f \| L_2' \pi_2' \| I \rangle^* \langle I \| L_1 \pi_1 \| I_i \rangle \langle I \| L_1' \pi_1' \| I_i \rangle^* c_{k\nu_1}(L_1' L_1) c_{k\nu_2}(L_2 L_2') D^{k\nu_1 \nu_2}(k_2 \rightarrow k_1) \quad (8)$$

onde a rotação $\mathbf{k}_1 \rightarrow \mathbf{k}_2$ leva o sistema de coordenadas da segunda radiação (que é dado pela direção de propagação) no da primeira; $c_{k\nu}(LL')$ é o parâmetro de radiação de Racah, dado por:

$$c_{k\nu}(LL') = \Gamma \sum_{\mu\mu'} (-1)^{L'-\mu} (2k+1)^{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} L & L' & k \\ \mu & \mu' & \nu \end{pmatrix} \times \langle 0\sigma | L\mu\pi \rangle^* \langle 0\sigma' | L'\mu'\pi' \rangle \quad (9)$$

Experimentalmente, observa-se apenas a direção dos raios gama emitidos, não importando suas polarizações. Nesse caso, a função de correlação deve ser independente dos ângulos de Euler que representam as rotações em torno das direções de propagação \mathbf{k}_1 e \mathbf{k}_2 . Logo, apenas as funções c_{k0} aparecem no cálculo de $W(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$, e a representação D_{00}^k se transforma em polinômios de Legendre $P_k(\cos\phi)$, onde ϕ é o ângulo entre \mathbf{k}_1 e \mathbf{k}_2 . Assim a expressão para $W(k_1, k_2)$ e pode ser escrita na forma de uma soma de termos pares do tipo:

$$W(k_1, k_2) = W(\phi) = \sum_{k\text{par}} A'_{kk} P_k(\cos\phi) \quad (10)$$

onde A'_{kk} é um coeficiente associado às propriedades das duas transições γ . Usualmente não é necessário exceder a ordem $k=4$, por razões de sensibilidade experimental. Normalizando essa soma para que o novo coeficiente de ordem zero seja igual a 1, tem-se

$$W(\phi) = \alpha [1 + A'_{22} P_2(\cos\phi) + A'_{44} P_4(\cos\phi)] \quad (11)$$

onde α é uma constante de normalização que leva em conta parâmetros associados às condições experimentais. Os coeficientes A'_{kk} podem ser separados em um produto de dois termos,

$$A'_{kk} = A_k(\gamma_1) A_k(\gamma_2) \quad (12)$$

que são denominados coeficiente de orientação angular, $A_k(\gamma_1)$, e coeficiente de distribuição espacial, $A_k(\gamma_2)$. A estrutura desses coeficientes é:

$$A_k(\gamma_1) = \frac{F_k(L_1 L_1 I_f I) + (-)^{L_1 + L_1} 2\delta(\gamma_1) F_k(L_1 L_1' I_f I) + \delta^2(\gamma_1) F_k(L_1' L_1' I_f I)}{1 + \delta^2(\gamma_1)} \quad (13)$$

e

$$A_k(\gamma_2) = \frac{F_k(L_2 L_2 I_f I) + 2\delta(\gamma_2) F_k(L_2 L_2' I_f I) + \delta^2(\gamma_2) F_k(L_2' L_2' I_f I)}{1 + \delta^2(\gamma_2)} \quad (14)$$

onde os F_k são os coeficientes de Frauenfelder [11] resultantes dos acoplamentos de momentos angulares presentes no problema, L é o momento angular carregado pela radiação e $L'=L+1$. A fase presente no numerador da equação (13) estabelece uma convenção para $\delta(\gamma)$, a razão de mistura multipolar, obtida através da razão dos elementos de matriz reduzidos das transições eletromagnéticas de ordem multipolares sucessivas :

$$\delta(\gamma) = \frac{\langle I' | T^\pi(L') | I_i \rangle / \sqrt{(2L'+1)}}{\langle I | T^\pi(L) | I_i \rangle / \sqrt{(2L+1)}} \quad (15)$$

onde $T(L)$ são os operadores de interação multipolar e π representa o caráter da transição gama (elétrica (E) ou magnética (M)).

A interpretação física da razão de mistura multipolar pode ser expressa por:

$$\delta^2(\gamma) = \frac{I_\gamma(\pi L')}{I_\gamma(\pi L)} \quad (16)$$

onde I_γ é a intensidade de transição gama dos multipolos L e L' presentes no decaimento.

CAPÍTULO 3

A EXPERIÊNCIA

3.1 Espectrômetro

Medidas de correlação angular utilizando um sistema de coincidência multidetector, com N detectores associados, produz $n = N(N-1)/2$ pares de detectores independentes, que pode representar um ganho em tempo de um fator n , com relação a medidas feitas somente com um par de detectores, um fixo e outro móvel.

O arranjo para a medida de correlação angular, consistiu de um espectrômetro de quatro detectores de Ge com colimadores de chumbo, fixados sobre uma mesa circular. Todos os detectores estavam associados a uma eletrônica de multidetecção.

3.1.1 Mesa de Correlação Angular

Para que fosse possível fixar os quatro detectores na configuração desejada, garantindo a estabilidade do arranjo, e, que a cada detector fosse acoplado um colimador de chumbo, foi necessário confeccionar uma mesa de correlação angular. A mesa foi construída com uma chapa de aço de 70 cm de diâmetro, com furos para fixação dos detectores em determinados ângulos, apoiada em uma armação de ferro. Os detectores foram fixados na mesa com ajuda dos colimadores, que são presos a um suporte de alumínio encaixado na furação da mesa. Para evitar que algum detector ficasse muito distante da fonte radioativa, foi preciso trabalhar com um ângulo limite inferior entre os eixos axiais de dois detectores, de 60° . Este ângulo limite trouxe pouca mobilidade para as possíveis configurações de posição de detectores, de modo que se tentou contemplar os ângulos tradicionais em trabalhos de correlação angular: 90° , 120° , 150° e 180° . Como quatro detectores possibilitam a combinação de seis pares independentes, na configuração estabelecida obteve-se ainda um par com o ângulo de 60° (devido à simetria da função de correlação angular em 90° , correspondente ao ângulo de 120°) e um segundo par com ângulo de 90° . Para ajustar a altura dos detectores e manter todos no mesmo plano horizontal, seus *dewars* foram colocados sobre uma chapa de aço com parafusos reguladores de altura. A mesa permite ainda que a fonte em estudo seja posicionada no seu centro geométrico, em um

eixo acoplado a um motor que faz com que a mesma gire com a frequência de 6 rpm, evitando a influência de qualquer assimetria da fonte na medida. Na figura 3.1 é mostrada uma foto da mesa de correlação angular.

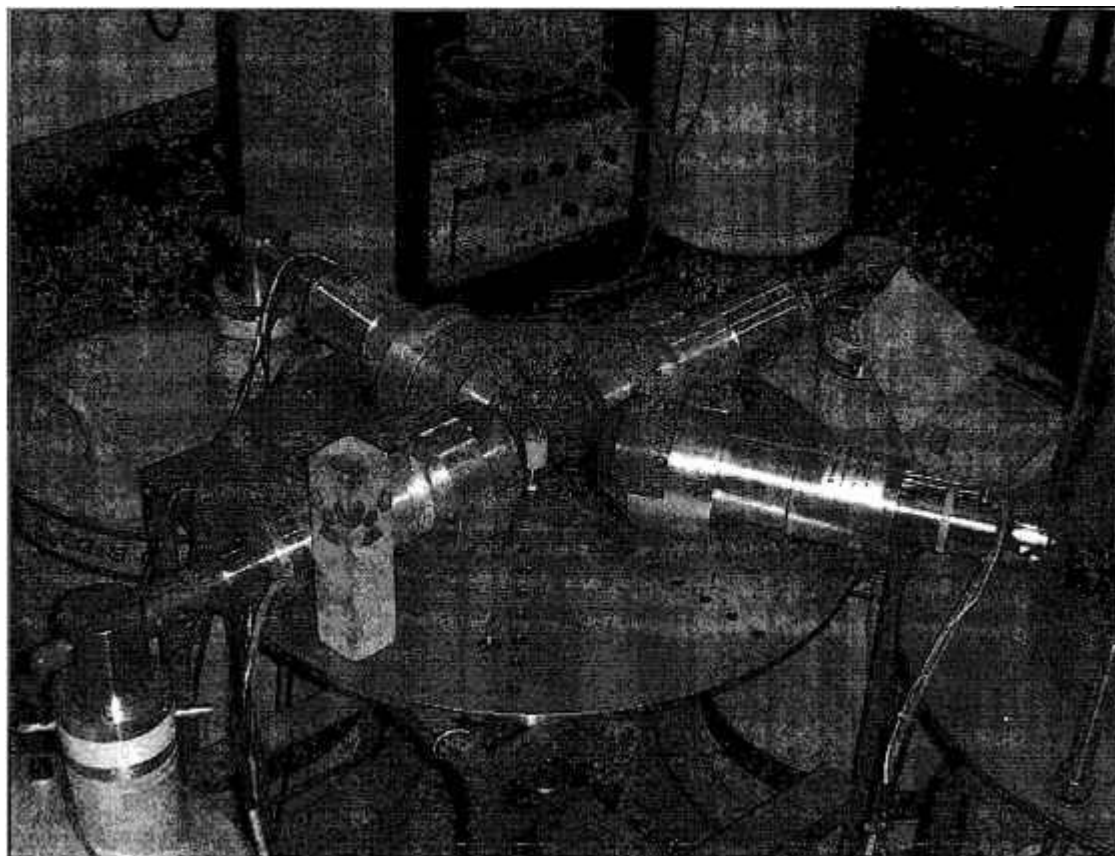


Figura 3.1 - Fotografia de mesa de correlação angular no LAL-IFUSP.

Algumas características dos quatro detectores de Ge (com geometria coaxial) utilizados, são exibidas na tabela 3.1:

Tabela 3.1 - Características dos detectores utilizados

Detectores	Volume (cm ³)	Eficiência	FWHM (keV)*
a	53	10 %	2,48
b	89	15 %	2,29
c	153	33 %	2,25
d	196	40 %	2,46

* A largura a meia altura (FWHM) corresponde ao fotopico à 1333 keV do ⁶⁰Co

A disposição dos quatro detectores (a,b,c,d) no plano é mostrada no desenho esquemático da figura 3.2:

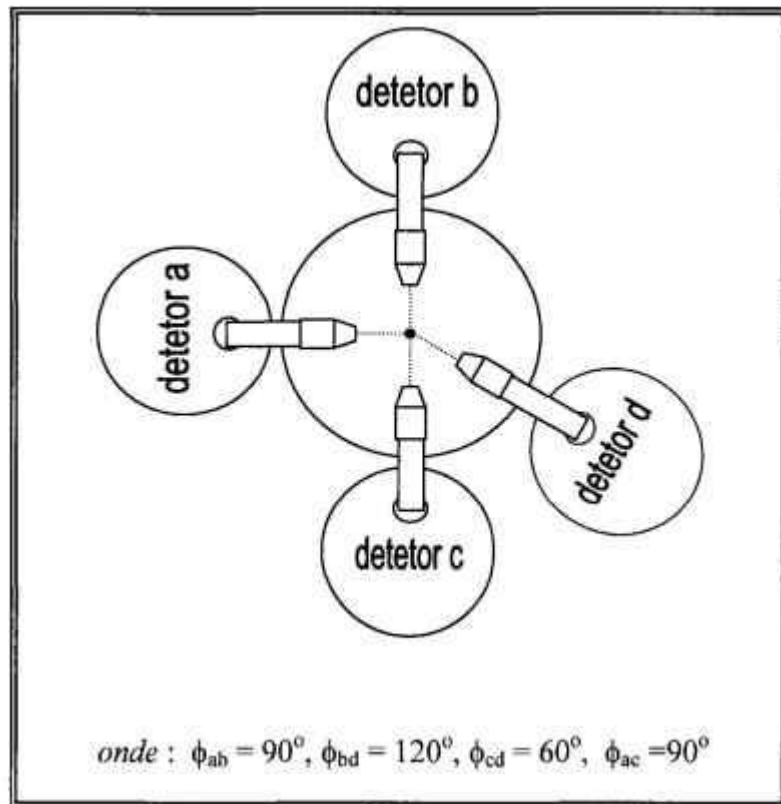


Figura 3.2 – Desenho esquemático do arranjo utilizado.

O espectrômetro descrito foi montado no Laboratório do Acelerador Linear do IFUSP.

3.2 Eletrônica de Multidetecção

A eletrônica de coincidência associada a cada detector foi constituída por um amplificador linear (ORTEC-572), um amplificador rápido (ORTEC-579), um discriminador de

fração constante (ORTEC-584), o módulo multidetector [12], um conversor analógico digital (ORTEC- AD413A) e um conversor de diferença de tempo (LeCroy -2228). Os três últimos módulos operam em padrão CAMAC, e o restante em padrão NIM. A figura 3.3 ilustra o arranjo eletrônico associado a cada detector.

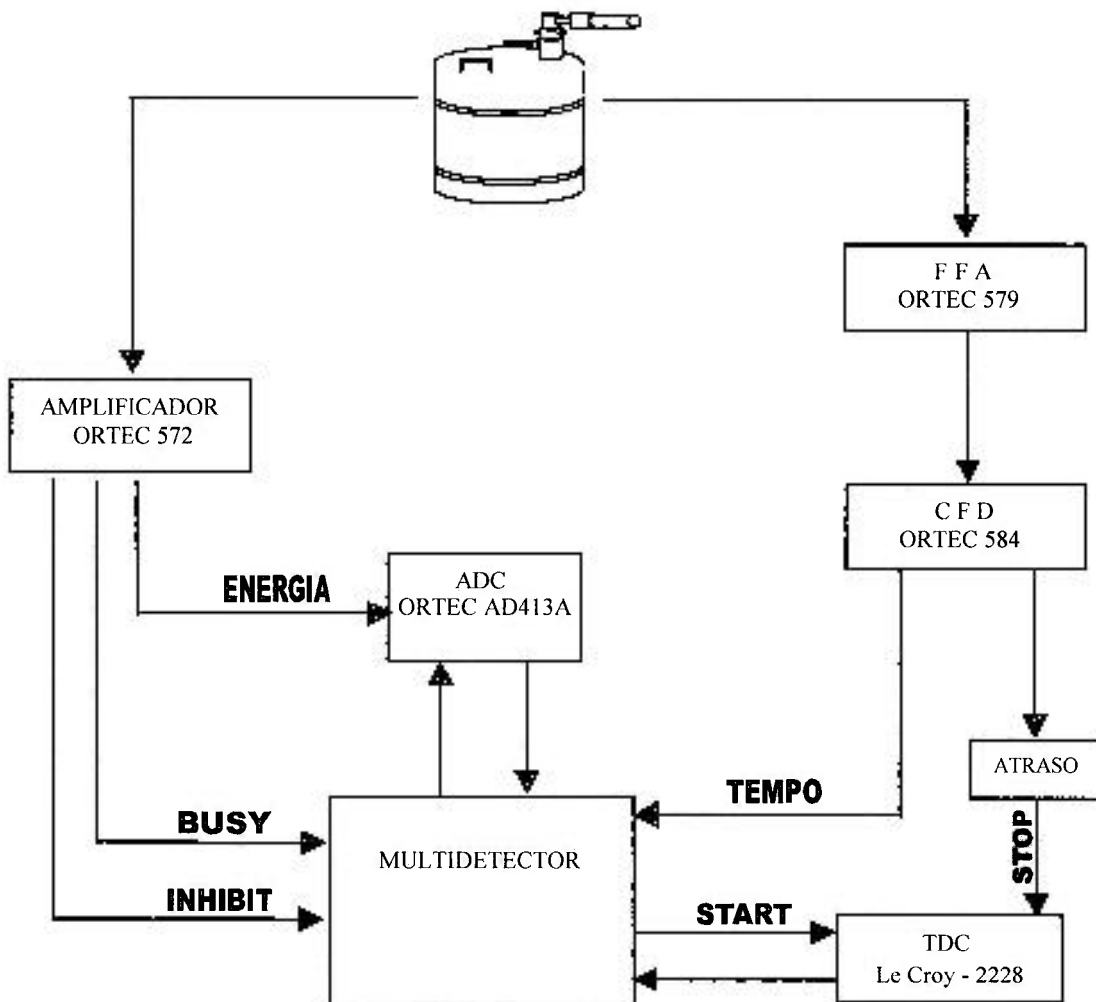


Figura 3.3 – Arranjo eletrônico associado a cada detector.

Para entender melhor o funcionamento deste arranjo eletrônico, pode-se dividi-lo em duas partes, uma lenta e outra rápida. A parte lenta é originada por um sinal extraído de cada um dos quatro detectores, que após receber tratamento adequado no amplificador linear, alimenta o ADC. Do amplificador linear também são extraídos os sinais de **BUSY** e **INHIBIT**, que avisam

para o controlador multidetector toda vez que o amplificador está processando um pulso e toda vez que ele detecta a ocorrência de empilhamento de pulsos, respectivamente. A parte rápida também é gerada por um sinal extraído dos detectores, que é processado pelo amplificador rápido e alimenta o CFD, onde é produzido um outro sinal com informação do tempo em que o detector registrou um o evento . Tal sinal é bifurcado e um ramo é atrasado em aproximadamente 250 ns, para alimentar a entrada de *stop* do TDC. O outro ramo é conectado ao módulo multidetector para ser processado e gerar o sinal de *start* do TDC.

O módulo multidetector é um módulo padrão CAMAC, desenvolvido no Laboratório do Acelerador Linear (LAL-IFUSP) [12], destinado à aquisição de dados de coincidência entre até oito detectores, registrando a ocorrência de um evento, desde que quaisquer dois ou mais detectores apresentem sinais separados por menos de 200 ns. Ao receber pulsos do CFD, o módulo multidetector os prolonga em 200 ns e os soma dois a dois. Se uma soma atingir um certo nível de discriminação, significa que os pulsos somados são coincidentes. A próxima tarefa do multidetector é verificar se o sinal é válido e para isso ele espera receber um sinal de BUSY indicando que o amplificador está processando o sinal, e não receber o sinal INHIBIT, que indicaria que o pulso havia sido empilhado. Caso isto não aconteça, o módulo multidetector não registra o evento. Após as verificações de validade do sinal, o módulo multidetector envia pulsos de GATE para os ADC's associados aos detectores que participaram do evento válido, permitindo sua aquisição. O primeiro dos sinais coincidentes a chegar no módulo multidetector faz com que seja enviado o pulso de *start* ao TDC. As informações de energia (do ADC) e de tempo (do TDC) dos eventos são devolvidas ao módulo multidetector pois este é responsável pela interface com o microcomputador no qual se faz a aquisição dos dados. Cada evento registrado contém a informação de energia e tempo das transições coincidentes, além da indicação de quais foram os detectores participantes de sua detecção. Essa forma de aquisição é denominada modo fila. Na figura 3.4, um diagrama completo da eletrônica utilizada é apresentado.

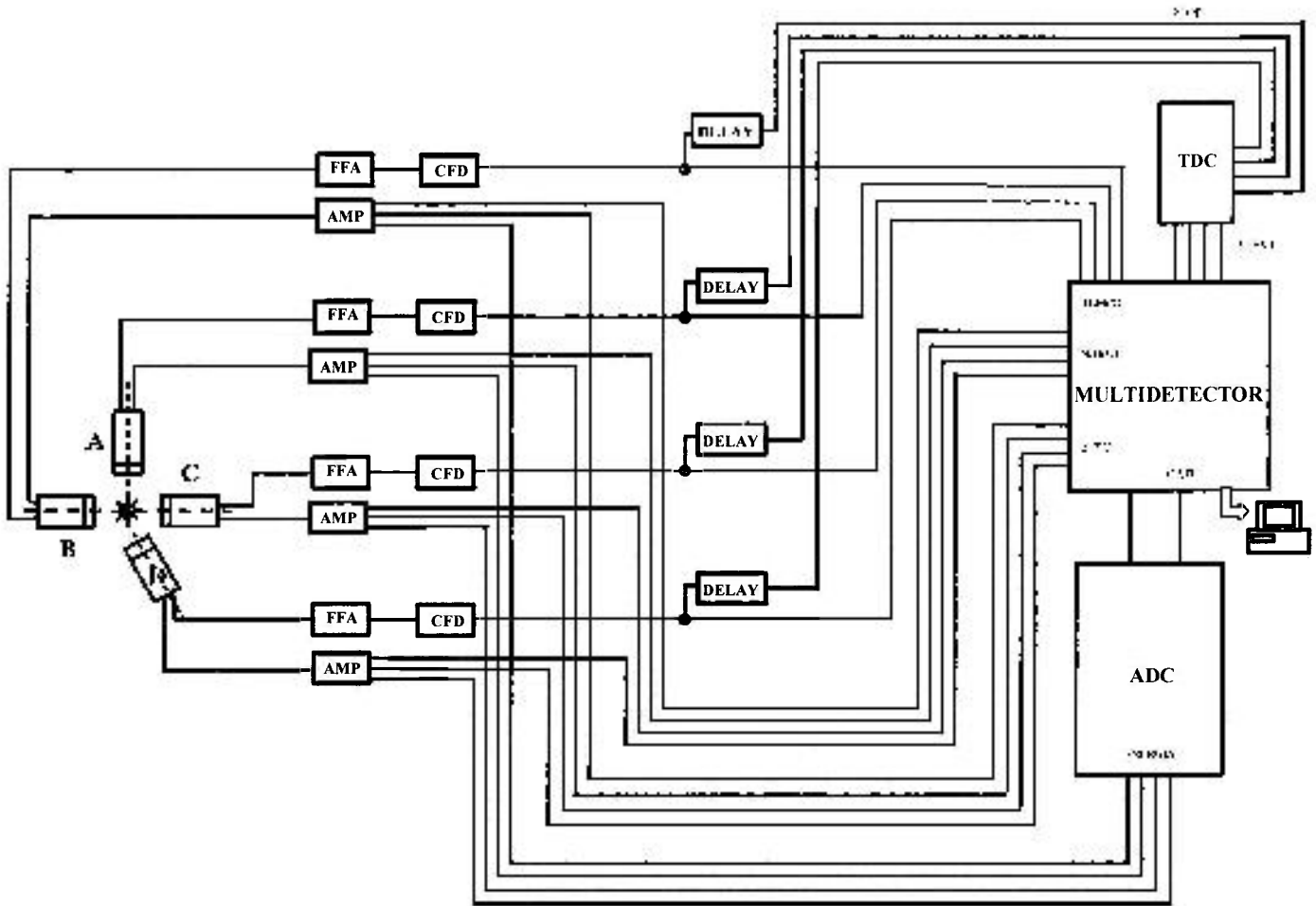


Figura 3.4 – Esquema da eletrônica completa utilizada.

O ajuste da eletrônica de multidetecção é, em geral, uma tarefa complexa. Objetiva-se, basicamente, que o intervalo de energia que se deseja medir seja contemplado e que os espectros de diferença de tempo entre detectores, tenham boa resolução. Uma das dificuldades vem de se tratar de um ajuste com muitos graus de liberdade e para evitar que fossem feitos vários ajustes até convergir para uma configuração otimizada optou-se, inicialmente, por não ajustar a eletrônica entre pares de detectores. Inicialmente, o ajuste foi feito em relação a um cintilador plástico para todos os detectores. O cintilador plástico tem a vantagem de fornecer um sinal com características tais que é possível dispensar o uso do amplificador rápido. Após este ajuste inicial fez-se o ajuste mais fino, entre os pares de detectores, mapeando os parâmetros da eletrônica. Outras dificuldades presentes no ajuste da eletrônica foram devidas: 1) ao intervalo de energia de

interesse para este estudo (~ 70 keV – 1500 keV), pois em baixas energias (<100 keV), o módulo responsável pela marcação precisa do tempo da detecção de um evento, o CFD, torna-se menos eficiente fazendo com que o sistema perca resolução temporal; 2) ao fato de estarem envolvidos detectores de volumes bastante diferentes e portanto tempos de registro de eventos diferentes, provocando assimetrias nos espectros de diferença de tempo.

3.3 Fontes Radioativas

As fontes radioativas de ^{155}Sm foram produzidas através da reação nuclear $^{154}\text{Sm}(n,\gamma)^{155}\text{Sm}$. Aproximadamente 5 mg de óxido de Samário, enriquecido isotopicamente a 98% em ^{154}Sm (armazenado em frasco de polietileno), foram irradiados num fluxo de nêutrons térmicos de aproximadamente $0,459 \times 10^{12}$ n/cm²s, no reator IEA-R1m do IPEN, por um período de um minuto. Para realização das medidas, foram confeccionadas nove amostras e realizadas 103 irradiações, sendo as amostras de ^{154}Sm utilizadas em rodízio. Informações adicionais sobre a amostra utilizada estão no apêndice II.

3.4 Aquisição de Dados via Multidetecção

O módulo multidetector grava os dados em formato fila, ou seja, evento por evento. Para cada evento são registradas as informações de energia e tempo dos detectores participantes. O programa de aquisição gera arquivos distintos a cada 3 Mb de dados acumulados. No presente estudo, cada fonte produzia em média 3 arquivos antes de sua atividade diminuir e ser substituída por outra fonte, sem que a aquisição fosse interrompida. As fontes foram colocadas para medir aproximadamente após 10 minutos de sua irradiação, com duração aproximada de 80

minutos. No total, foram necessárias 103 irradiações, que resultaram em aproximadamente 137 horas de medidas de coincidência.

Para a calibração em energia do sistema foram feitas aquisições com fontes padrão de ^{133}Ba , ^{152}Eu e ^{60}Co . A calibração em eficiência do espectrômetro utilizado, conforme será discutido na parte referente à análise de dados (capítulo 4), mereceu atenção especial. Foram utilizados três métodos para aquisição destes dados. O primeiro forneceu apenas a eficiência do detector onde o pulso a ser processado pelo ADC foi extraído do amplificador linear. O segundo método utilizado foi a calibração de eficiência do conjunto detector - eletrônica rápida. Isso foi feito para levar em conta a perda de eventos associados às transições de baixa energia. Tais eventos não são considerados pois o amplificador rápido não tem boa resolução em energia e portanto, deixa de processar parte dos sinais de baixa energia. Esta medida foi feita da mesma forma que a medida de eficiência do detector porém com o ADC trabalhando em modo “*coincidência*” e o sinal de GATE provido pela saída do CFD. O terceiro método para calibração de eficiência levou em conta além do detector e eletrônica rápida, a influência do módulo multidetector. Para isso o sinal de um detector foi duplicado gerando dois sinais sempre coincidentes e portanto validando as verificações feitas pelo módulo. Observou-se que este último método era o mais apropriado para determinação da eficiência, demonstrando que o módulo multidetector tem influência sobre a taxa de contagem.

CAPÍTULO 4

ANÁLISE DE DADOS

4.1 Redução de Dados

O módulo multidetector registra eventos em que participaram 2, 3 ou 4 detectores. Neste trabalho a análise de dados foi realizada entre pares de detectores, isto é, análise de dados bidimensionais. Portanto eventos onde participaram mais de um par de detectores foram separados. A separação é feita com auxílio das informações gravadas no início de cada evento, que indicam quantos e quais detectores participaram dele. A separação de cada arquivo bruto produziu 6 espectros bidimensionais. Após a separação dos espectros foi feita a verificação da estabilidade do sistema durante a aquisição e em seguida a soma de todos os arquivos referentes ao mesmo par de detectores.

4.2 Programa BIDIM

4.2.1 Espectros Bidimensionais

A análise dos espectros bidimensionais foi feita através do programa BIDIM [13], desenvolvido no Laboratório do Acelerador Linear – USP. Este programa, em sua tela principal, permite a visualização dos dados em um histograma bidimensional (parte esquerda da figura 4.1), e do correspondente espectro de diferença de tempo entre os detectores (parte inferior direita da figura 4.1). Neste espectro de tempo é possível fazer a seleção de um intervalo para filtrar os dados de entrada de forma a construir o histograma apenas dos eventos de interesse. No histograma bidimensional, cada um dos eixos corresponde à energia associada a um dos detectores, e as contagens de cada canal bidimensional são indicadas segundo um código de cores.

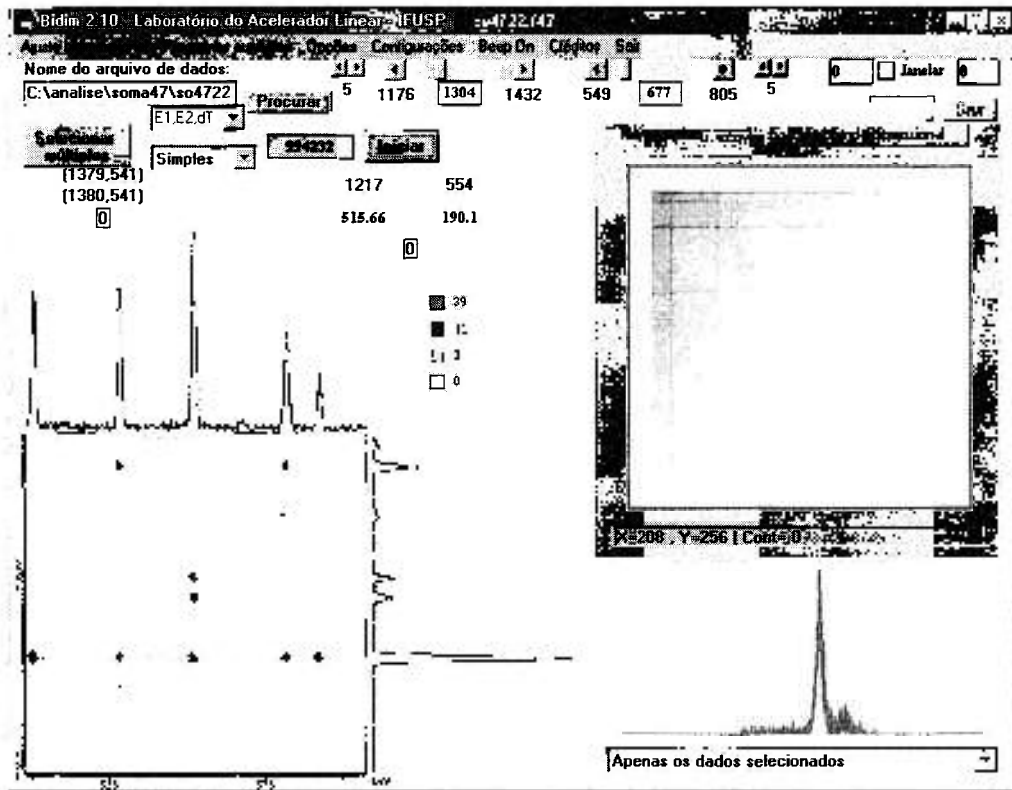


Figura 4.1 – Tela principal do programa BIDIM.

Medidas de correlação angular feitas apenas com um par de detectores, têm associado a cada ângulo medido um único espectro de diferença de tempo entre os detectores. Portanto a seleção dos eventos de interesse neste espectro, deve ser feita da mesma forma em todos os ângulos medidos. A medida do presente estudo foi feita com quatro detectores, e portanto existem seis espectros de diferença de tempo distintos. Então a seleção da região associada aos eventos de interesse não pode ser igual em todos os espectros de tempo, devendo ser levada em conta suas diferentes formas. Neste caso, uma forma correta de selecionar os eventos de interesse é garantir que todo o pico (ou seja, todos os eventos reais) sejam escolhidos. Isso, no caso da presente medida, significa variar o tamanho do intervalo de seleção de um espectro bidimensional para o outro. Uma dificuldade encontrada nesta seleção é a perda de resolução dos espectros de tempo, quando se estuda eventos de baixa energia, sendo necessário para cada fotopico bidimensional redefinir o tamanho do intervalo de seleção. Um cuidado adicional deve ser tomado pois dois CFD's utilizados na medida são de geração mais antiga, (ORTEC 573-A), e não tem um dispositivo denominado *leading edge* presente nos outros dois (ORTEC 584), que

faz com que durante o processamento de um pulso, o CFD não aceite outro pulso. A ausência deste dispositivo origina no espectro de diferença de tempo picos satélites, como pode ser visto na parte inferior direita da figura 4.1, na forma de uma corcova à direita do pico. Esses picos satélites são associados a eventos reais e portanto devem estar contidos na janela de seleção.

4.2.2 Ajustes de Fotopicos Bidimensionais

Um fotopico bidimensional é formado pela composição dos fenômenos de detecção que ocorrem em ambos os detectores. Em um fotopico unidimensional, de forma simplificada, pode-se destacar a presença de três fenômenos: um fundo associado a eventos aleatórios, um pico gaussiano associado à detecção via efeito fotoelétrico e um degrau centralizado na mesma posição em que está centrado o pico gaussiano, associado à coleção incompleta de carga e energia remanescente de espalhamento a baixos ângulos fora da região ativa do detector, que se estende para energias mais baixas. A composição das funções que descrevem estes fenômenos para o caso unidimensional em uma região com p picos é dada por:

$$F(x) = \sum_{i=0}^N a_i x^i + \sum_{j=1}^p A_j e^{-\frac{(x-x_{0j})^2}{2\sigma_p^2}} + F \operatorname{deg}\left(\frac{x_{0j} - x}{\sigma_p}\right) \quad (17)$$

onde o primeiro termo corresponde à função associada ao fundo, sendo que N indica o grau do polinômio que o descreve; o segundo termo corresponde à função associada ao pico gaussiano, sendo A_j sua amplitude, x_0 sua posição e σ_p seu desvio padrão; e o terceiro termo à função associada ao degrau, onde $A_j F$ corresponde à sua amplitude.

Em um espectro bidimensional estes fenômenos existem em ambos os detectores, portanto a função a ser ajustada é uma composição destes efeitos em ambos os detectores.

Para se efetuar um ajuste no programa BIDIM, aciona-se a janela de ajuste bidimensional, que é mostrada na figura 4.2. Nesta janela, deve-se definir a região a ser ajustada

e indicar as estimativas iniciais da posição de um fotopico e das calhas externas (calha é o termo freqüentemente usado para o degrau, e calha externa é o degrau devido a outro fotopico bidimensional com uma das transições comum ao pico a ser ajustado). Opcionalmente, pode-se indicar estimativas iniciais para as larguras a meia altura (FWHM=2,359 σ_p para uma gaussiana) do fotopico, e indicar vínculos entre valores de energia envolvidos no ajuste. O ajuste é efetuado pelo método dos mínimos quadrados.

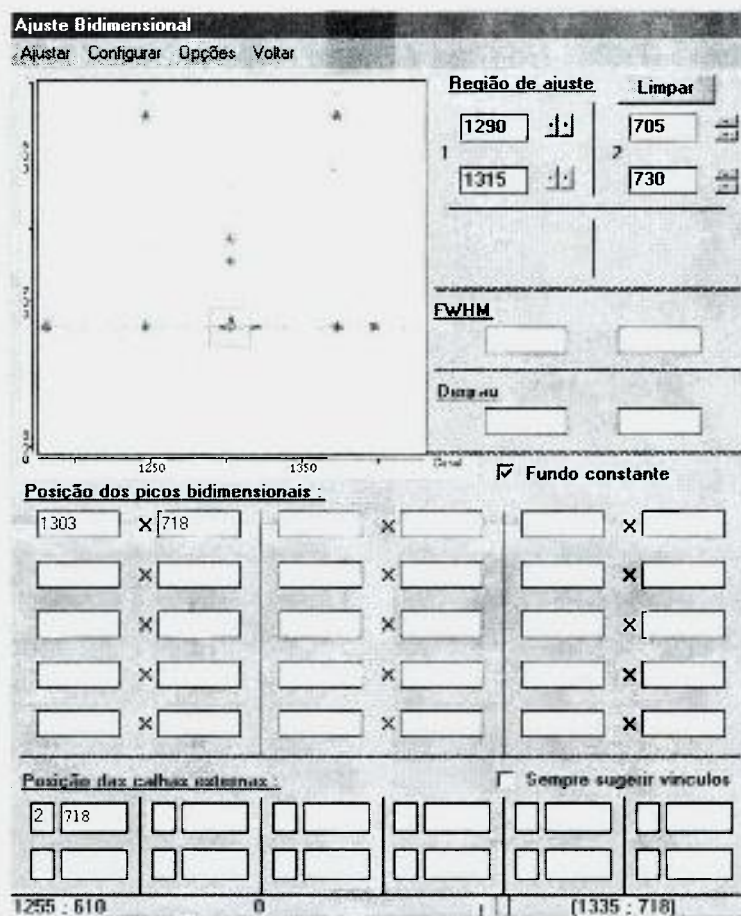


Figura 4.2 – Janela de ajuste bidimensional.

Na figura 4.3 é mostrada a tela de resultado final. No canto superior direito são apresentados quatro espectros bidimensionais, o primeiro da parte de cima corresponde aos dados experimentais, ao seu lado direito e abaixo dele são apresentados os espectros gerados a

partir da função ajustada, e no ultimo espectro é apresentado o mapa de resíduos canal a canal. No lado esquerdo é apresentado o resultado do ajuste.

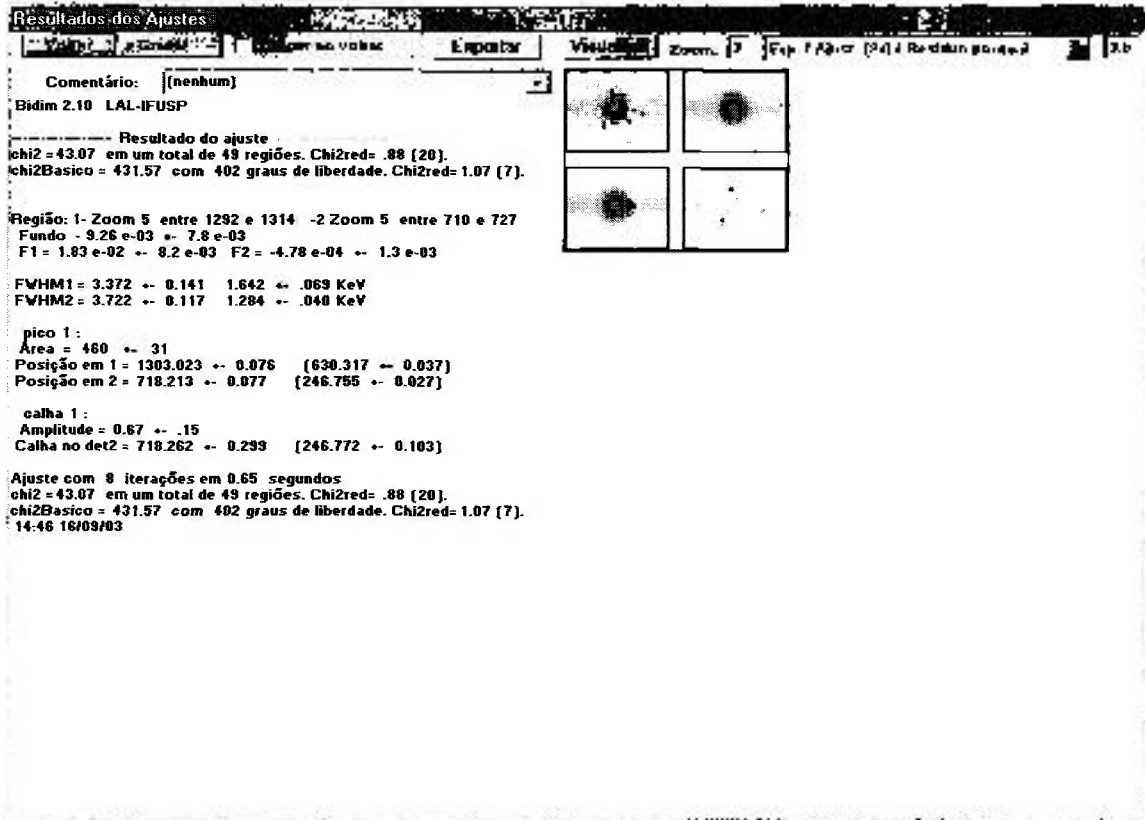


Figura 4.3 – Apresentação do resultado do ajuste bidimensional.

4.3 Coeficientes de Correção de Ângulo Sólido

Para que se possa aplicar os valores de áreas na equação da função de correlação angular, eq. (11), é preciso efetuar uma correção sobre a função de correlação angular a ser ajustada, proveniente do uso de detectores de volume finito. Isto faz com que nem sempre o ângulo entre os eixos dos detectores seja o ângulo entre as radiações detectadas por eles, conforme é mostrado na figura 4.4.

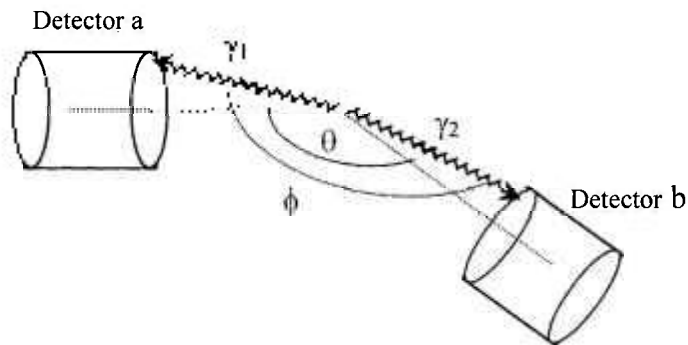


Figura 4.4 – Ângulos entre detectores e entre raios γ .

Os valores medidos dizem respeito a uma função de correlação angular média, ponderada pelas funções de eficiência dos detectores, que é explicitada na correção dos coeficientes A'_{kk} experimentais ($A'_{kk} = Q_{kk} A_{kk}$). Então a equação 11 pode ser expressa por:

$$W^{\text{exp}}(\theta) = \alpha[1 + A_{22} Q_{22} P_2(\cos\theta) + A_{44} Q_{44} P_4(\cos\theta)] \quad (18)$$

onde, para os detectores ij, os coeficientes Q_{kk}^{ij} são definidos como:

$$Q_{kk}^{ij} = \frac{J_k^i(E_1)J_k^j(E_2) + J_k^i(E_2)J_k^j(E_1)}{J_0^i(E_1)J_0^j(E_2) + J_0^i(E_2)J_0^j(E_1)} \quad (19)$$

sendo $J_k^i(E) = 2\pi \int d(\cos \vartheta_i) \varepsilon_i(E, \vartheta_i) P_k(\cos \vartheta_i)$ (20)

integrado sobre o volume do detector i , sendo que $\varepsilon_i(E, \vartheta_i)$ é a eficiência diferencial deste detector na direção ϑ (com este ângulo descrito em relação ao eixo do detector), ou seja:

$$\varepsilon_i(\vartheta_i) = \frac{d\varepsilon_i(\vartheta_i)}{d \cos \vartheta_i} \quad (21)$$

Desta relação, é possível calcular o coeficiente para $k=0$:

$$J_0^i = 2\pi \int \varepsilon_i(E, \vartheta_i) d \cos \vartheta_i = 2\pi \varepsilon_{abs}^i \quad (22)$$

o coeficiente J_0 é relacionado com a eficiência absoluta do detector, que pode ser definida como:

$$R_0 = \frac{n^\circ \text{ de eventos no fotopico}}{n^\circ \text{ de fótons emitidos pela fonte}} \quad (23)$$

então

$$J_0^i = 2\pi R_0^i \quad (24)$$

Utilizou-se, para obter R_0^i , o método de Monte Carlo (particularmente neste trabalho foi utilizada a rotina EGS-4 [14]). Note que, como está sendo usada a eficiência absoluta, os eventos devem ser gerados segundo uma distribuição uniforme em todo o ângulo sólido $\int d\Omega = \int d\varphi \cdot d(\cos \vartheta)$, ou seja, $d\varphi$ e $d(\cos \vartheta)$ também uniformes.

De forma similar à utilizada para calcular J_0 , é possível obter J_k , para $k=2,4$. Porém, nestes casos, estará presente na integral o termo $\cos^k(\vartheta)$ devido aos polinômios de Legendre $P_k(\cos \vartheta)$. Então, deve-se fazer:

$$\int \varepsilon \cos^k(\vartheta) d(\cos \vartheta) = \frac{1}{k+1} \int \varepsilon \cdot d(\cos^{k+1} \vartheta) \quad (25)$$

No lado direito da equação 25 está a informação referente à distribuição angular de saída de fótons na simulação, ou seja, os fótons devem ter distribuição $d(\cos^{k+1} \vartheta)$ uniforme.

Maiores detalhes sobre o cálculo dos coeficientes de correção do ângulo sólido são apresentados no apêndice III.

Os coeficientes J_k^i foram calculados de 100 em 100 keV no intervalo de energia entre 70 e 1500 keV. Para cada energia foram feitas quatro simulações de 10^6 eventos e calculados os valores médios dos coeficientes. Para ilustrar, o resultado para um dos detectores é apresentado na figura 4.5.

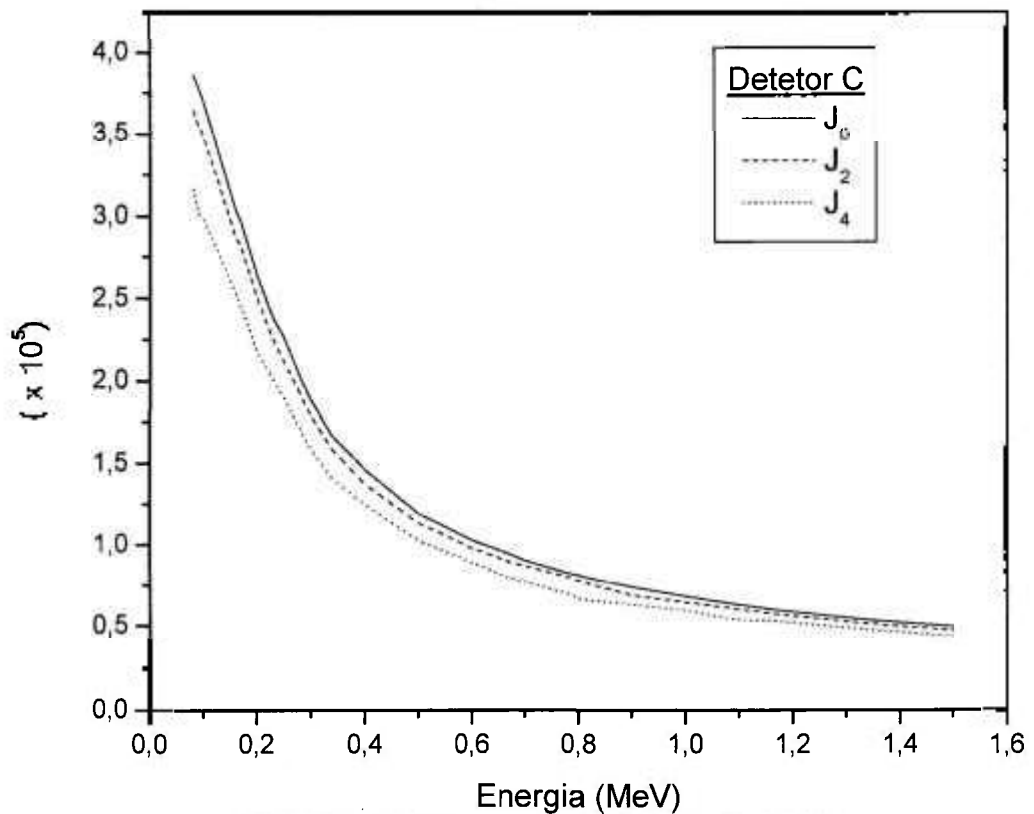


Figura 4.5- Coeficientes J_k para correção de ângulo sólido.

4.4 Ajuste da Função

Métodos tradicionais para ajuste de dados de correlação angular, quando se deseja determinar valores de razão de mistura multipolar com medidas utilizando dois detectores, efetuam uma normalização das contagens em diferentes ângulos com relação a um ângulo escolhido, em geral o 90° , eliminando assim os termos multiplicativos comuns como as eficiências e a constante α da equação 18. Conforme já foi apresentado no capítulo 3, uma medida utilizando um espectrômetro com mais de dois detectores produz um ganho em tempo de um fator $N(N-1)/2$ com relação a um sistema de dois detectores, o que para estudos de núcleos com meia-vida curta, como o ^{155}Eu , representa uma grande vantagem. No entanto, utilizar a normalização em um sistema de vários detectores não elimina a influência das diferentes eficiências nas contagens correspondentes a cada ângulo.

Diversos métodos para ajustes de dados de correlação angular com mais de um par de detectores são encontrados na literatura. Serão feitos a seguir comentários sobre os principais trabalhos. O trabalho realizado por Vénos e Tlustý [15], onde foram utilizados sete detectores de Germânio, propõe um método para análise de dados de correlação angular que faz a correção das eficiências utilizando os eventos acidentais produzidos pela fonte em estudo, ou seja, os dados necessários para correção da eficiência são coletados junto com os dados de correlação angular. No entanto este método exige que existam fotopicos acidentais bem definidos e ao longo de todo intervalo de energia que se deseja medir. O trabalho de Ekström e Nordlund [16], referente a uma medida feita com vinte detectores de Germânio (NORDBALL), mostra um método adequado para tratamento de dados de correlação direcional em núcleos orientados (CDO), sendo portanto inadequado para medidas de correlação angular. Yamada *et al.* [17] fizeram uma medida com um arranjo de quatro detectores de Germânio e apresentaram um método de análise que requer medidas feitas em dois diferentes arranjos angulares, para que através da razão entre as duas medidas seja cancelada a eficiência do sistema detectores-eletrônica multiparamétrica. Tal método traz o risco de que se introduza indesejáveis mudanças nas eficiências dos detectores quando a troca de arranjo é feita, além de serem necessárias as contagens independentes de cada

detector exigindo um arranjo eletrônico oneroso. O trabalho feito por Asai *et al.* [18], onde foram utilizados cinco detectores de Germânio, baseou-se na idéia de Yamada *et al.*[17], no entanto ao invés de utilizar a razão entre coincidências de raios gama em duas configurações distintas, foi usada a razão entre coincidências de raios gama e coincidências entre raio gama e raio X característico emitido pela fonte em estudo, pois este último tem distribuição angular isotrópica. Este método, no entanto, limita os possíveis decaimentos a serem estudados, pois estes devem ser seguidos de emissão de raio X caraterístico.

No presente estudo foi desenvolvido um método para análise de dados de correlação angular adequado para uso em configurações com detectores de características distintas, que, a partir de primeiros princípios, explicita as eficiências na função de correlação angular a ser ajustada e as inclui no ajuste através de formalismo matricial.

Conforme foi mostrado no capítulo 2, a expressão para a função de correlação angular entre dois raios γ emitidos em cascata, sem observação de suas polarizações, é expressa pela equação 10:

$$W_{\text{teo}}(\phi) = \sum_{k \text{ par} \geq 0} A_{kk} P_k(\cos \phi) \quad (26)$$

Para que se possa dar uma interpretação probabilística a $W(\phi)$, deve-se executar a normalização:

$$\int dp(\phi_{12}) = \iint W(\phi_{12}) \frac{d\Omega_1}{4\pi} \frac{d\Omega_2}{4\pi} = 1 \quad (27)$$

assim tem-se a probabilidade de emissão de radiação γ_1 e γ_2 dentro dos ângulos sólidos $d\Omega_1$ e $d\Omega_2$, respectivamente. Note que $d\Omega_i$ fica ao redor da direção $\Omega_i = (\vartheta_i, \varphi_i)$ e a integral é feita sobre toda esfera.

O número de observações da correlação expressa pela equação 26, detectadas pelo par de detectores a e b, cujos eixos formam o ângulo θ , é dada por:

$$N_{ab}(\theta) = SY_{12} \int d\Omega_2 \varepsilon_a(E_1, \Omega_1) \varepsilon_b(E_2, \Omega_2) \quad (28)$$

onde S é o número de desintegrações durante a medida, Y_{12} é a intensidade de ocorrência do par $\gamma_1\gamma_2$ por desintegração e E_1 e E_2 são, respectivamente, as energias de γ_1 e γ_2 .

Então:

$$N_{ab}(\theta) = SY_{12} \iint W(\phi_{12}) \frac{d\Omega_1}{4\pi} \frac{d\Omega_2}{4\pi} \varepsilon_a(E_1, \Omega_1) \varepsilon_b(E_2, \Omega_2) \quad (29)$$

ou

$$N_{ab}(\theta) = \frac{SY_{12}}{16\pi^2} \sum_{k, m=0}^4 A_{kk} F_{k,ab}(\theta) \quad (30)$$

onde $F_{k,ab}(\theta)$ é a convolução das eficiências de detecção multiplicada pelos polinômios de Legendre:

$$F_{k,ab}(\theta) = \iint d\Omega_1 d\Omega_2 \varepsilon_a(E_1, \Omega_1) \varepsilon_b^\theta(E_2, \Omega_2) P_k(\cos \phi) \quad (31)$$

O sobrescrito (θ) em ε_b indica uma rotação ativa do ângulo θ . Como as funções de eficiência têm simetria cilíndrica, $\varepsilon(E, \Omega) = \varepsilon(E, \vartheta)$, a equação (31) se reduz a:

$$F_{k,ab}^{cil}(\theta) = J_k^a(E_1) J_k^b(E_2) P_k(\cos \theta) \quad (32)$$

com

$$J_k(E) = 2\pi \int d(\cos \vartheta) \varepsilon(E, \vartheta) P_k(\cos \vartheta) \quad (33)$$

onde a integral é feita sobre todo o volume, produzindo assim os coeficientes já descritos na

seção 4.3. Nota-se que para $k=0$, $J_0 = 2\pi\epsilon(E)$.

Portanto

$$N_{ab}(\theta) = \frac{SY_{12}}{16\pi^2} \sum_{k_{par}=0}^4 A_{kk} [J_k^a(E_1)J_k^b(E_2)] P_k(\cos\theta) \quad (34)$$

$$N_{[ab]}(\theta) = C_{[ab]} \left\{ 1 + \sum_{k_{par}=2}^4 A_{kk} Q_{kk}^{a,b} P_k(\cos\theta) \right\} \quad (35)$$

onde $C_{ab} = \frac{SY_{12}}{4} \epsilon^a(E_1)\epsilon^b(E_2)$ e $Q_{kk}^{ab} = \frac{J_k^a(E_1)J_k^b(E_2)}{J_0^a(E_1)J_0^b(E_2)}$ (36) e (37)

A notação $[ab]$ será utilizada para indicar que o objeto associado a ela é invariante pela permutação dos detectores $a \rightleftharpoons b$, ou dos fótons $\gamma_1 \rightleftharpoons \gamma_2$, mas o mesmo não aplica ao símbolo ab .

Somando agora $N_{ab}(\theta)$ com $N_{ba}(\theta)$, que representam dois conjuntos independentes de dados, tem-se:

Com $N_{[ab]}(\theta) = C_{[ab]} \left\{ 1 + \sum_{k_{par}=2}^4 A_{kk} Q_{kk}^{[a,b]} P_k(\cos\theta) \right\}$ (38)

$$C_{[ab]} = \frac{SY_{12}}{4} [\epsilon^a(E_1)\epsilon^b(E_2) + \epsilon^b(E_1)\epsilon^a(E_2)] \quad (39)$$

e

$$Q_{kk}^{[ab]} = \frac{J_k^a(E_1)J_k^b(E_2) + J_k^b(E_1)J_k^a(E_2)}{J_0^a(E_1)J_0^b(E_2) + J_0^b(E_1)J_0^a(E_2)} \quad (40)$$

É necessário, portanto, uma forma de ajuste que considere o produto de eficiências de diferentes pares de detectores. Para isso foi utilizado o formalismo matricial.

A equação a ser ajustada é:

$$W_{teo} = \left(\frac{S \cdot Y_{12}}{4} \right) \mathcal{E} R X \quad (41)$$

onde \mathcal{E} é a matriz de eficiência, diagonal de ordem $N \times N$, onde N é o número de pares independentes de detectores, isto é:

$$\mathcal{E} = \begin{pmatrix} \varepsilon^a(E_1) \cdot \varepsilon^b(E_2) + \varepsilon^b(E_1) \cdot \varepsilon^a(E_2) & \dots & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \dots & \varepsilon^c(E_1) \cdot \varepsilon^d(E_2) + \varepsilon^d(E_1) \cdot \varepsilon^c(E_2) \end{pmatrix} \quad (42)$$

A matriz R é dada por:

$$R = \begin{pmatrix} 1 & Q_{22}^{ab} P_2(\cos \theta_{ab}) & Q_{44}^{ab} P_4(\cos \theta_{ab}) \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & Q_{22}^{cd} P_2(\cos \theta_{cd}) & Q_{44}^{cd} P_4(\cos \theta_{cd}) \end{pmatrix} \quad (43)$$

O vetor coluna X contém os coeficientes:

$$X = \begin{pmatrix} 1 \\ A_{22}(\delta_1, \delta_2) \\ A_{44}(\delta_1, \delta_2) \end{pmatrix} \quad (44)$$

O processo de minimização envolverá um ajuste de dados covariantes, pois cada detector contribui mais de uma vez nos dados. A grandeza a ser minimizada é :

$$\chi^2 = \Delta^t M^{-1} \Delta \quad (45)$$

onde Δ é o vetor coluna das diferenças

$$\Delta = (W_{\text{exp}} - W_{\text{teo}}) \quad (46)$$

sendo que W_{exp} contém as contagens e M é a matriz de covariância completa de W_{exp} obtida por:

$$M = M_{\text{exp}} + M_{\text{eficiência}} \quad (47)$$

onde M_{exp} é a matriz diagonal contendo as variâncias das contagens e $M_{\text{eficiência}}$ é a contribuição das eficiências, originada pela aparição de um detector em mais de um ponto ajustado, a qual é calculada com auxílio da álgebra de Jacobianos:

$$M_{\text{eficiência}} = \mathfrak{J} V_{\text{efic}} \mathfrak{J}^t \quad (48)$$

A matriz V_{efic} é a matriz diagonal contendo os desvios padrão das eficiências, e \mathfrak{J} é dado por:

$$\mathfrak{J} = \begin{pmatrix} \frac{\partial W_{ab}}{\partial \varepsilon_a(E_1)} & \frac{\partial W_{ab}}{\partial \varepsilon_a(E_2)} & \frac{\partial W_{ab}}{\partial \varepsilon_b(E_1)} & \frac{\partial W_{ab}}{\partial \varepsilon_b(E_2)} & \frac{\partial W_{ab}}{\partial \varepsilon_c(E_1)} & \frac{\partial W_{ab}}{\partial \varepsilon_c(E_2)} & \frac{\partial W_{ab}}{\partial \varepsilon_d(E_1)} & \frac{\partial W_{ab}}{\partial \varepsilon_d(E_2)} \\ \frac{\partial W_{bc}}{\partial \varepsilon_a(E_1)} & \frac{\partial W_{bc}}{\partial \varepsilon_a(E_2)} & \frac{\partial W_{bc}}{\partial \varepsilon_b(E_1)} & \frac{\partial W_{bc}}{\partial \varepsilon_b(E_2)} & \frac{\partial W_{bc}}{\partial \varepsilon_c(E_1)} & \frac{\partial W_{bc}}{\partial \varepsilon_c(E_2)} & \frac{\partial W_{bc}}{\partial \varepsilon_d(E_1)} & \frac{\partial W_{bc}}{\partial \varepsilon_d(E_2)} \\ \frac{\partial W_{ad}}{\partial \varepsilon_a(E_1)} & \frac{\partial W_{ad}}{\partial \varepsilon_a(E_2)} & \frac{\partial W_{ad}}{\partial \varepsilon_b(E_1)} & \frac{\partial W_{ad}}{\partial \varepsilon_b(E_2)} & \frac{\partial W_{ad}}{\partial \varepsilon_c(E_1)} & \frac{\partial W_{ad}}{\partial \varepsilon_c(E_2)} & \frac{\partial W_{ad}}{\partial \varepsilon_d(E_1)} & \frac{\partial W_{ad}}{\partial \varepsilon_d(E_2)} \\ \frac{\partial W_{cd}}{\partial \varepsilon_a(E_1)} & \frac{\partial W_{cd}}{\partial \varepsilon_a(E_2)} & \frac{\partial W_{cd}}{\partial \varepsilon_b(E_1)} & \frac{\partial W_{cd}}{\partial \varepsilon_b(E_2)} & \frac{\partial W_{cd}}{\partial \varepsilon_c(E_1)} & \frac{\partial W_{cd}}{\partial \varepsilon_c(E_2)} & \frac{\partial W_{cd}}{\partial \varepsilon_d(E_1)} & \frac{\partial W_{cd}}{\partial \varepsilon_d(E_2)} \\ \frac{\partial W_{bd}}{\partial \varepsilon_a(E_1)} & \frac{\partial W_{bd}}{\partial \varepsilon_a(E_2)} & \frac{\partial W_{bd}}{\partial \varepsilon_b(E_1)} & \frac{\partial W_{bd}}{\partial \varepsilon_b(E_2)} & \frac{\partial W_{bd}}{\partial \varepsilon_c(E_1)} & \frac{\partial W_{bd}}{\partial \varepsilon_c(E_2)} & \frac{\partial W_{bd}}{\partial \varepsilon_d(E_1)} & \frac{\partial W_{bd}}{\partial \varepsilon_d(E_2)} \\ \frac{\partial W_{ac}}{\partial \varepsilon_a(E_1)} & \frac{\partial W_{ac}}{\partial \varepsilon_a(E_2)} & \frac{\partial W_{ac}}{\partial \varepsilon_b(E_1)} & \frac{\partial W_{ac}}{\partial \varepsilon_b(E_2)} & \frac{\partial W_{ac}}{\partial \varepsilon_c(E_1)} & \frac{\partial W_{ac}}{\partial \varepsilon_c(E_2)} & \frac{\partial W_{ac}}{\partial \varepsilon_d(E_1)} & \frac{\partial W_{ac}}{\partial \varepsilon_d(E_2)} \\ \frac{\partial \varepsilon_a(E_1)}{\partial \varepsilon_a(E_1)} & \frac{\partial \varepsilon_a(E_2)}{\partial \varepsilon_a(E_2)} & \frac{\partial \varepsilon_b(E_1)}{\partial \varepsilon_b(E_1)} & \frac{\partial \varepsilon_b(E_2)}{\partial \varepsilon_b(E_2)} & \frac{\partial \varepsilon_c(E_1)}{\partial \varepsilon_c(E_1)} & \frac{\partial \varepsilon_c(E_2)}{\partial \varepsilon_c(E_2)} & \frac{\partial \varepsilon_d(E_1)}{\partial \varepsilon_d(E_1)} & \frac{\partial \varepsilon_d(E_2)}{\partial \varepsilon_d(E_2)} \end{pmatrix} \quad (49)$$

4.5 Eficiência do Sistema de Detecção

O método de ajuste proposto neste estudo, ao contrário dos métodos descritos anteriormente, implica no conhecimento completo da eficiência do sistema de aquisição. Tal eficiência, levando em consideração sua origem, pode ser representada como:

$$\varepsilon(E) = \varepsilon_r \cdot \varepsilon_{abs}(E) \quad (50)$$

onde ε_r é um termo independente da energia do raio γ incidente no detector, que está associado principalmente ao tempo morto do sistema de aquisição, no TDC e outros circuitos de coincidência. O termo $\varepsilon_{abs}(E)$, que será chamado de eficiência absoluta, é a componente da eficiência dependente da energia.

O termo $\varepsilon_{abs}(E)$ foi determinado através das medidas descritas na seção 3.4. A função ajustada foi a soma de duas exponenciais, multiplicadas por outra função exponencial responsável pela atenuação de fótons na camada morta de germânio:

$$\varepsilon_{abs}(E) = (P_1 e^{(EP_2)} + P_3 e^{(EP_4)}) e^{(-P_5(a_1 E^{a_2} + a_3 E^{a_4}))} \quad (51)$$

as constantes a_i ($i=1,2,3$ e 4), extraídas da literatura [19], têm valores :

$$a_1 = 0,05757, a_2 = -0,416, a_3 = 0,000465, a_4 = -2,943$$

Um exemplo dos dados de eficiência absoluta ε_{abs} e a função ajustada é mostrado na figura 4.6. No apêndice IV são mostradas as figuras referentes aos outros detectores.

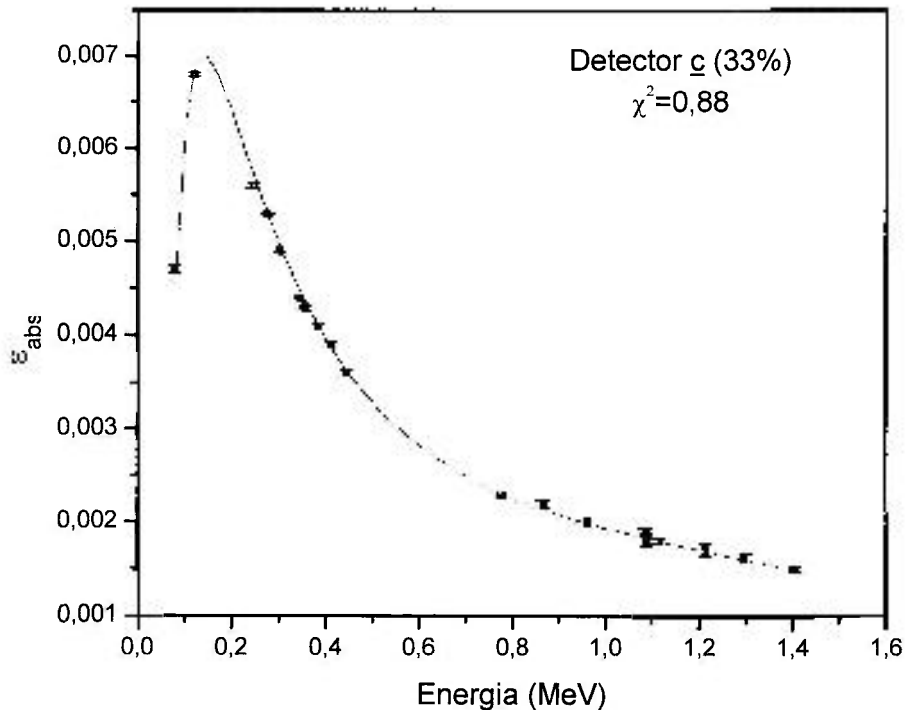


Figura 4.6 – Eficiência ajustada.

Um método para obter a componente da eficiência independente da energia, consiste em utilizar na mesma aquisição destinada a determinar a componente da eficiência dependente da energia, como a descrita na seção 3.4, um pulsador, operando em uma taxa conhecida, extraindo então informações sobre o tempo morto do sistema de aquisição. Neste trabalho foi utilizada uma solução alternativa que consistiu em ajustar cascatas $\gamma\gamma$, com valores de razão de mistura multipolar bem conhecidos, permitindo que apenas dois parâmetros fossem determinados no ajuste: o fator de normalização e a componente da eficiência independente da energia. Pode-se observar, na matriz ε (equação 42), que no ajuste da função de correlação angular existem produtos de eficiências. Analisando os seis pares formados pela combinação dos detectores a , b , c e d , percebe-se que dividindo-os pelo produto das componentes da eficiência independentes da energia de um par, o problema pode ser simplificado, conforme as relações que se seguem:

$$\begin{aligned}
 ab &\mapsto \varepsilon^a(E) \cdot \varepsilon^b(E) \rightarrow \varepsilon_i^a \cdot \varepsilon_i^b \xrightarrow{\div(\varepsilon_i^a \cdot \varepsilon_i^b)} 1 \\
 bc &\mapsto \varepsilon^b(E) \cdot \varepsilon^c(E) \rightarrow \varepsilon_i^b \cdot \varepsilon_i^c \xrightarrow{\div(\varepsilon_i^a \cdot \varepsilon_i^b)} \left(\frac{\varepsilon_i^c}{\varepsilon_i^a} \right) = p_1 \\
 ad &\mapsto \varepsilon^a(E) \cdot \varepsilon^d(E) \rightarrow \varepsilon_i^a \cdot \varepsilon_i^d \xrightarrow{\div(\varepsilon_i^a \cdot \varepsilon_i^b)} \left(\frac{\varepsilon_i^d}{\varepsilon_i^b} \right) = p_2 \\
 cd &\mapsto \varepsilon^c(E) \cdot \varepsilon^d(E) \rightarrow \varepsilon_i^c \cdot \varepsilon_i^d \xrightarrow{+(\varepsilon_i^a \cdot \varepsilon_i^b)} \left(\frac{\varepsilon_i^c}{\varepsilon_i^a} \right) \cdot \left(\frac{\varepsilon_i^d}{\varepsilon_i^b} \right) = (p_1 \cdot p_2) \\
 bd &\mapsto \varepsilon^b(E) \cdot \varepsilon^d(E) \rightarrow \varepsilon_i^b \cdot \varepsilon_i^d \xrightarrow{\div(\varepsilon_i^a \cdot \varepsilon_i^b)} \left(\frac{\varepsilon_i^d}{\varepsilon_i^a} \right) = p_3 \\
 ac &\mapsto \varepsilon^a(E) \cdot \varepsilon^c(E) \rightarrow \varepsilon_i^a \cdot \varepsilon_i^c \xrightarrow{-(\varepsilon_i^b \cdot \varepsilon_i^d)} \left(\frac{\varepsilon_i^c}{\varepsilon_i^b} \right) = \frac{p_1 p_2}{p_3}
 \end{aligned}$$

Os valores divididos são adicionados ao termo constante da equação (41). Obtém-se por meio deste procedimento quatro parâmetros, que serão chamados de parâmetros de correção.

Para obtenção dos parâmetros de correção foram utilizadas quatro cascatas $\gamma\gamma$ bem estabelecidas: 1173 keV-1332 keV do decaimento do ^{60}Co , duas cascatas envolvendo o núcleo de ^{152}Eu (344-778 keV e 344-1089 keV), e uma cascata do ^{133}Ba (81-356 keV).

Os valores médios obtidos para os parâmetros de correção dados por:

$$p_1 = 0,4747 \quad (23)$$

$$p_2 = 0,877 \quad (4)$$

$$p_3 = 0,928 \quad (4)$$

A confiabilidade destes resultados pode ser vista através dos coeficientes de correlação angular (A_{kk}) ou dos valores de razão de mistura multipolar ($\delta(\gamma)$) estimadas neste processo,

exibidos na tabela 4.1, onde são comparados com valores dados da compilação feita por Firestone *et al.* [20],

Tabela 4.1. Razão de mistura multipolar ou valores de A_{kk} obtidos através do ajuste nos dados do multidetector, em comparação com Firestone *et al.* [20].

Núcleo e cascata $\gamma \gamma$	δ ou A_{kk} (presente estudo)	δ ou A_{kk} (Ref. 20)
^{60}Co 1173-1333 keV	$A_{22}=0,102(15)$ $A_{44}=0,009(15)$	$A_{22}=0,1020$ $A_{44}=0,0091$
^{133}Ba 81-356 keV	$\delta=-0,137 (7)$	$\delta=-0,151(2)$
^{152}Eu 344-778 keV 344-1089 keV	$\delta=0,03 (4)$ $\delta=29 (29)$	$\delta=0,002 (6)$ $\delta=29^{+42}_{-11}$

4.6 Minimização da Função

A metodologia para calcular os valores de razão de mistura multipolar (δ) das transições gama baseou-se no estimador de mínimo quadrado, com a imposição de vínculo a priori, ou seja, os estimadores que impõem o vínculo entre A_{kk} e δ antes da minimização. A quantidade a ser minimizada pelo método do mínimo quadrado é:

$$Q = \sum_{i=1}^N \frac{\left\{ W_{\text{exp } i} - \alpha \left[1 + A_{22}(\delta) Q_{22} P_2(\cos \theta_i) + A_{44}(\delta) Q_{44} P_4(\cos \theta_i) \right] \right\}^2}{\sigma_i^2} \quad (52)$$

Calculando $\frac{\partial Q}{\partial \delta} = 0$, obtém-se a expressão que fornece o δ associado ao Q mínimo. A expressão obtida é um polinômio de quarto grau, o que significa que existem dois máximos e dois mínimos. Entre esses dois mínimos o que se deseja é o mais profundo, ou seja, o que forneça o menor valor de χ^2 . Portanto, um dos cuidados que se deve ter ao ajustar a função, é a realização de uma varredura nas estimativas iniciais do valor de δ que devem ser fornecidas, para evitar que o ajuste convirja para o mínimo menos profundo, não fornecendo o δ de menor χ^2 . Outra consequência da existência de dois mínimos, é que não havendo estatística suficiente, o mínimo mais profundo não pode ser identificado.

O algoritmo de minimização utilizado, leva em consideração as covariâncias entre os dados. A inclusão deste procedimento não altera o valor estimado associado ao χ^2 mínimo, entretanto é possível que as incertezas sejam melhor estimadas.

Ainda sobre a metodologia de ajuste, é sabido que o método do mínimo quadrado não é um bom estimador quando se deseja obter valores de razão de mistura multipolar para as duas transições de uma cascata [21]. Por esse motivo, neste trabalho só foram realizados ajustes de cascatas com um dos δ previamente conhecido. Para o cálculo das razões de mistura multipolar de interesse foram selecionados, da compilação do NDS de Reich [22], três valores bem determinados, a saber: 78,6 keV [$\delta=0,639$ (16)], 84,1 keV [$\delta=0,184$ (17)] e 245,8 keV [$\delta=0,31$ (3)].

4.7 Perturbações Extra-Nucleares

A perturbação do núcleo, por campos extra-nucleares durante a medida, pode ser desprezada se a meia-vida do estado intermediário for muito menor que o tempo de interação entre o núcleo e tais campos. Neste caso o que ocorre é que não deve haver mudanças das populações dos subníveis magnéticos. O tempo de interação pode ser estimado pela relação de

incerteza de Heisemberg, $t = \hbar/\Delta E$ e depende das propriedades do material que se está estudando. Dois estados excitados do núcleo ^{155}Eu apresentam meias vidas próximas a este tempo, o estado a 78,6 keV ($t_{1/2} = 0,104$ ns) e o estado a 245,8 keV ($t_{1/2} = 1,35$ ns) NDS [22], que podem, dependendo da magnitude de seu momento de quadrupolo elétrico, sofrer perturbações devido principalmente ao campo elétrico do Samário. De acordo com medidas realizadas por Shitu *et al.* [23], a perturbação produzida pelo campo magnético da amostra de óxido de Samário pode ser desprezada.

Um método para considerar esta perturbação na função de correlação angular foi proposto por Imura *et al.* [24], onde ajustam-se dois termos de perturbação, G_2 e G_4 , conforme indica a equação 53:

$$W^{\text{exp}}(\theta) = \alpha[1 + G_2 A_{22} Q_{22} P_2(\cos\theta) + G_4 A_{44} Q_{44} P_4(\cos\theta)] \quad (53)$$

A influência do termo G_4 , para os estados envolvidos neste estudo, é desprezível. Então foram ajustados apenas os parâmetros G_2 , para transições com nível intermediário 104,3 keV e para transições com nível intermediário 245,7 keV. Os valores obtidos indicaram que as perturbações são desprezíveis e portanto tais ajustes foram refeitos sem a utilização do parâmetro G_2 . A tabela 4.2 apresenta os valores obtidos para G_2 .

Tabela 4.2. Cascatas e respectivos valores de G_2 obtidos nos ajustes.

Cascata	G_2
62-141	Nd.
64-245	0,2 (11)
104-141	1,04 (3)
104-203	0,97 (16)
104-664	0,99 (97)
104-713	1,10 (32)
104-998	Nd.

Tabela 4.2. Continuação

Cascata	G_2
104-1003	1,07 (34)
245-522	1,00 (12)
245-572	1,14 (22)
245-605	1,12 (69)
245-631	0,97 (58)
245-665	1,21 (44)
245-678	0,9 (12)

Nd. - Não determinado

4.8 O gráfico do Ajuste da Função de Correlação Angular

A medida de correlação angular, feita com apenas um par de detectores, permite a apresentação direta das contagens experimentais, juntamente com a função ajustada, em função dos ângulos medidos. Quando diferentes pares de detectores estão envolvidos na medida, a forma de apresentação gráfica torna-se complexa, pois além da dependência angular, as contagens dependem da eficiência e dos coeficientes de correção de ângulo sólido dos detectores, de modo que este gráfico não pode ser feito sem algumas aproximações. Para fazê-lo, deve-se eliminar as dependências da eficiência e da correção de ângulo sólido, porém os coeficientes de correção de ângulo sólido aparecem de forma não linear na função ajustada, ou seja, esses coeficientes multiplicam apenas dois dos três termos da função ajustada (mais explicitamente, o Q_{22} multiplica o termo de ordem 2 e o Q_{44} multiplica o termo de ordem 4), conforme pode ser observado na eq. (18), e portanto não é possível eliminar sua influência no gráfico. Fez-se uma tentativa de efetuar esta correção na função ajustada, utilizando os valores médios de Q_{22} e Q_{44} . Para testar esta forma de apresentação foi utilizada a cascata do ^{60}Co , cujos valores ajustados estão a menos de um desvio padrão de distância dos dados experimentais, como pode-se ver na figura 4.7.

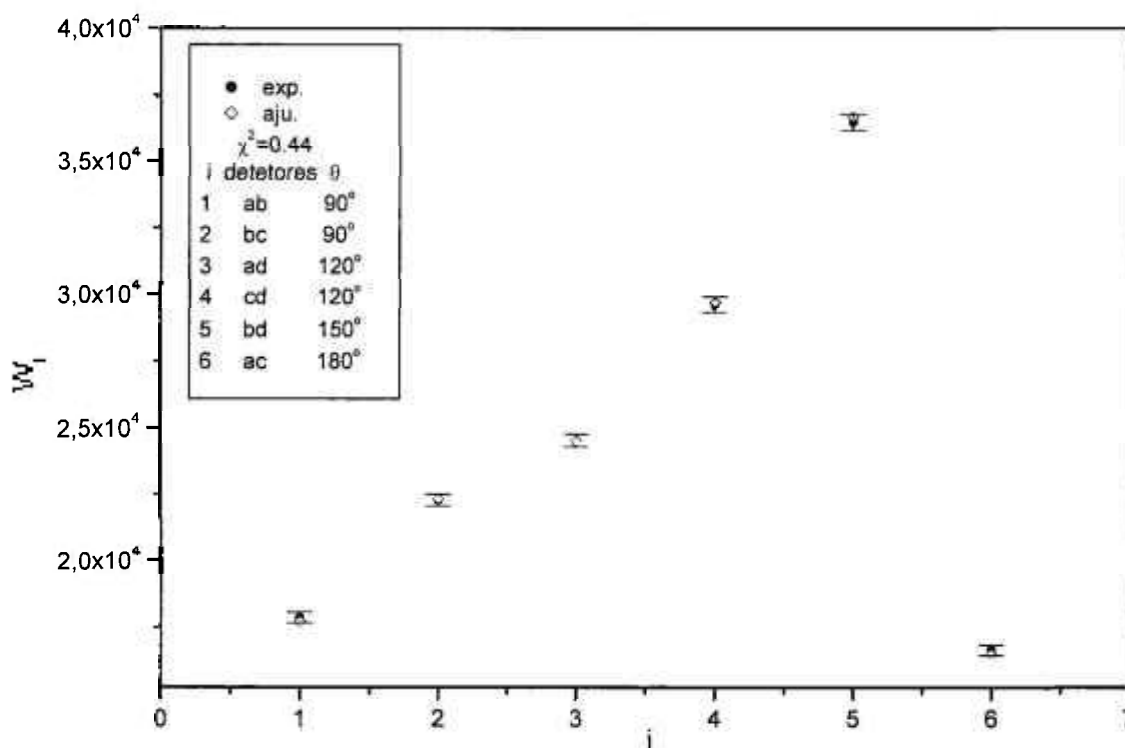


Figura 4.7. Ajuste da cascata 1173-1333 keV do ^{60}Co ; gráfico com pontos experimentais e ajustados.

Entretanto, a correção que utiliza os valores médios de Q_{22} e Q_{44} não é suficiente pois, com exceção dos pontos correspondentes ao segundo, ao terceiro e ao quarto par de detectores, os demais pontos experimentais estão a mais de um desvio padrão de distância da função ajustada, conforme os dados da figura 4.8. Portanto, neste trabalho fez-se a opção de exibir graficamente a comparação do ajuste com os dados experimentais de dois modos: um que exibe os seis pontos experimentais e os seis pontos ajustados, e outro que exibe a função de correlação angular ajustada com uma banda de incerteza. Este último modo de apresentação dos ajustes pode ser visto nas figuras 4.9, 4.10, 4.11 e 4.12 a) e b) usadas para o cálculo dos parâmetros de correção p_1 , p_2 , p_3 e p_4 .

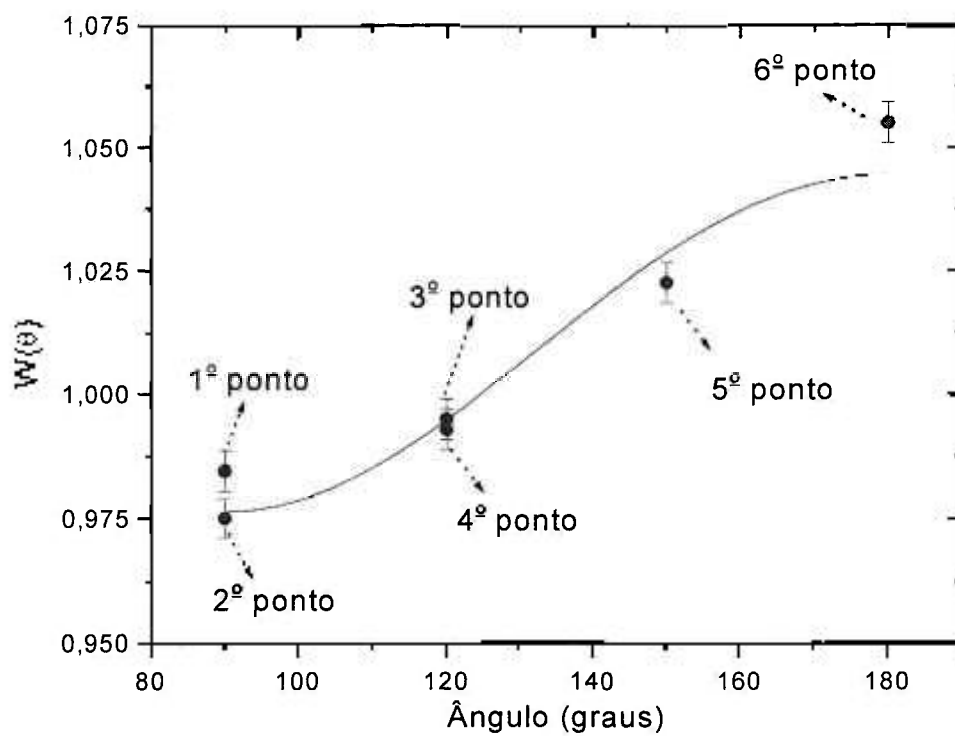


Figura 4.8. Gráfico com a função ajustada $W(\theta)$ e pontos experimentais para cascata 1173-1333 keV do ^{60}Co .

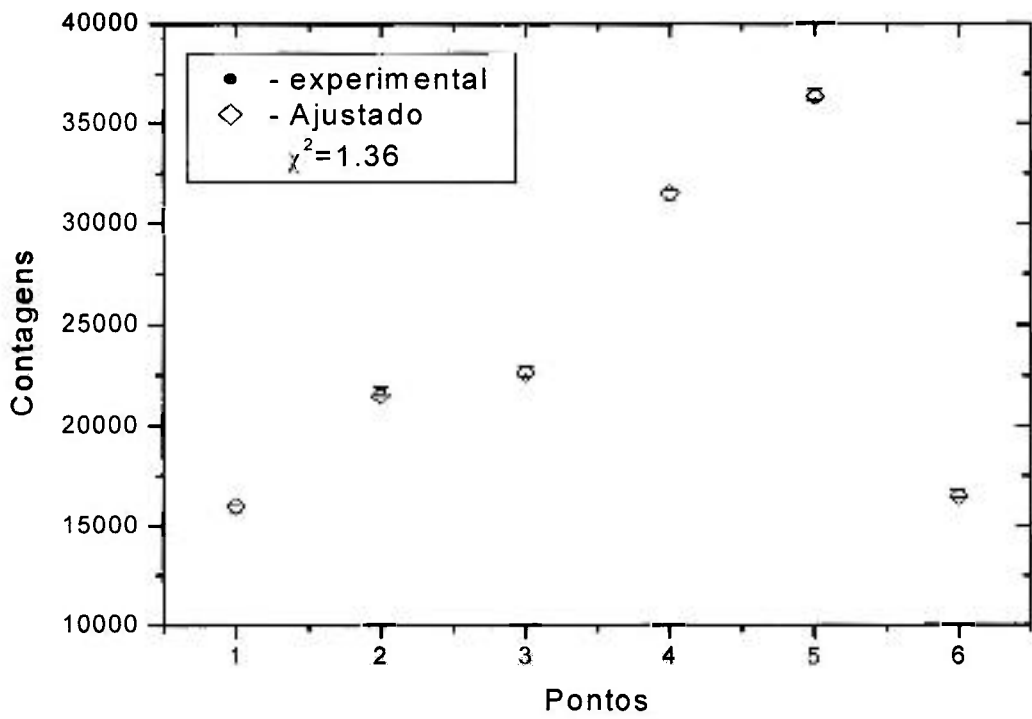


Figura 4.9.a. Ajuste ponto a ponto da cascata 1173-1332 keV do ^{60}Co .

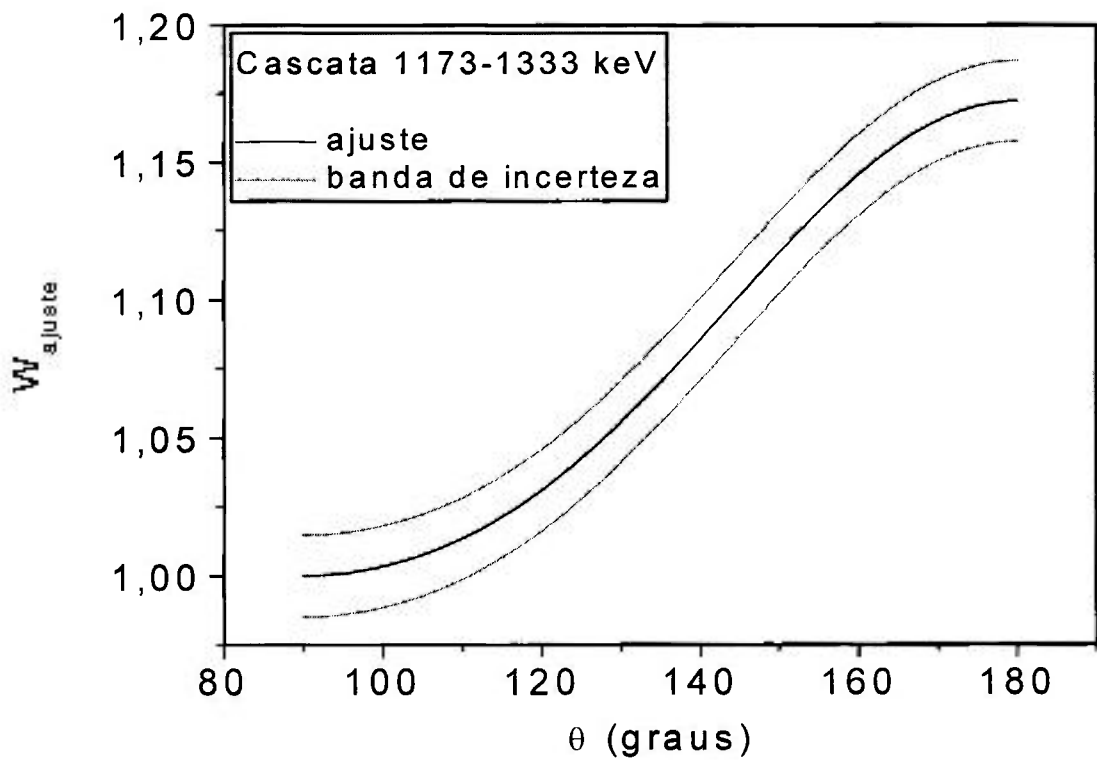


Figura 4.9.b. Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90° .

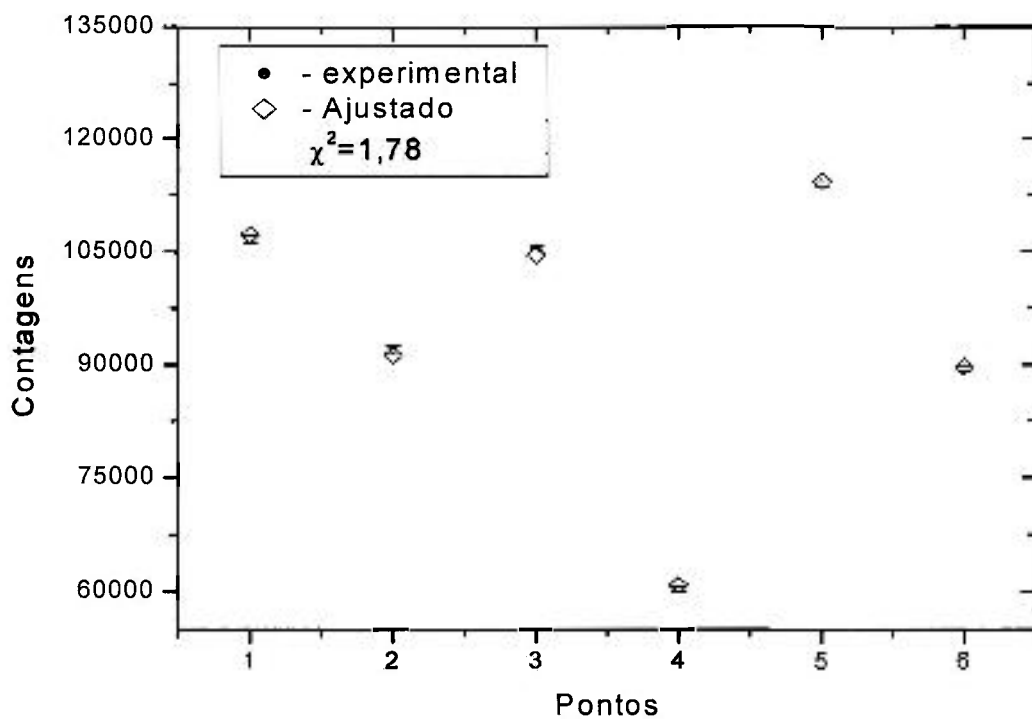


Figura 4.10.a. Ajuste ponto a ponto da cascata 81-356 keV do ^{133}Ba .

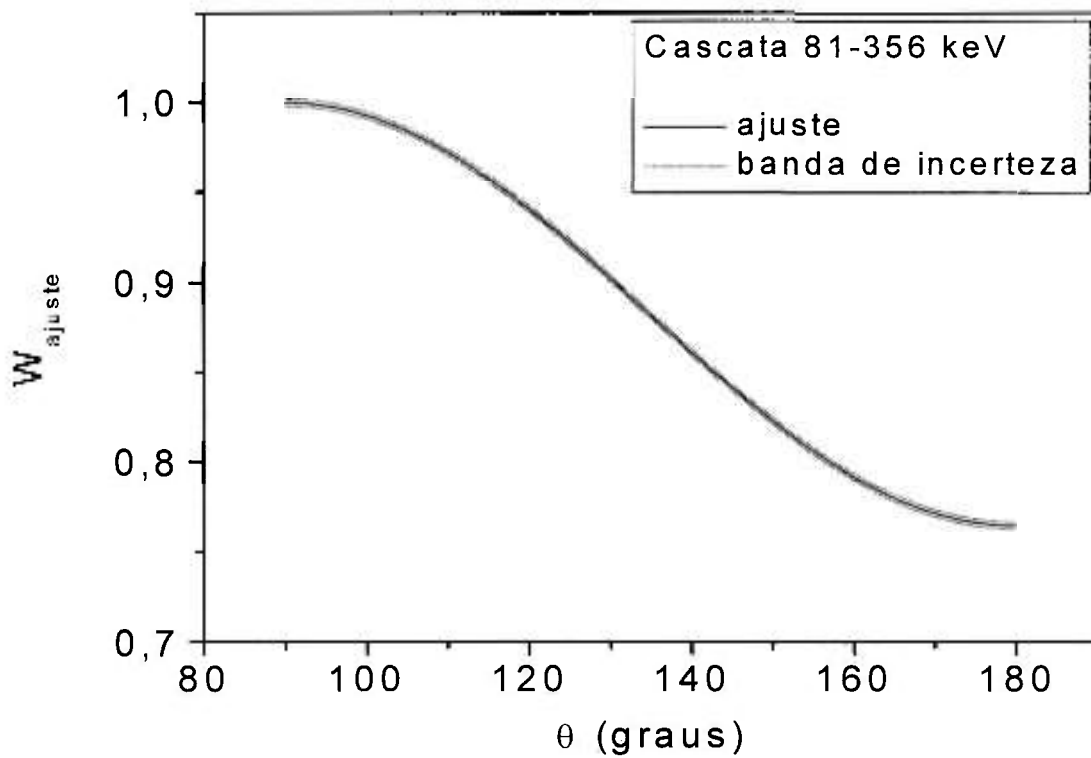


Figura 4.10.b. Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90° .

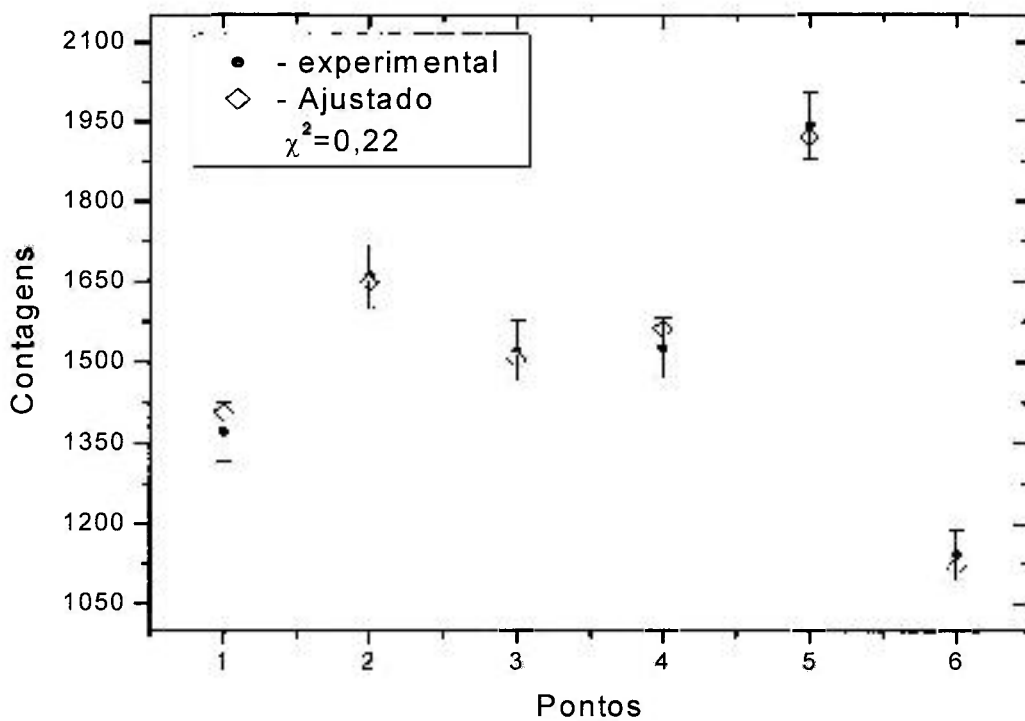


Figura 4.11.a. Ajuste ponto a ponto da cascata 344-778 keV do ^{152}Eu .

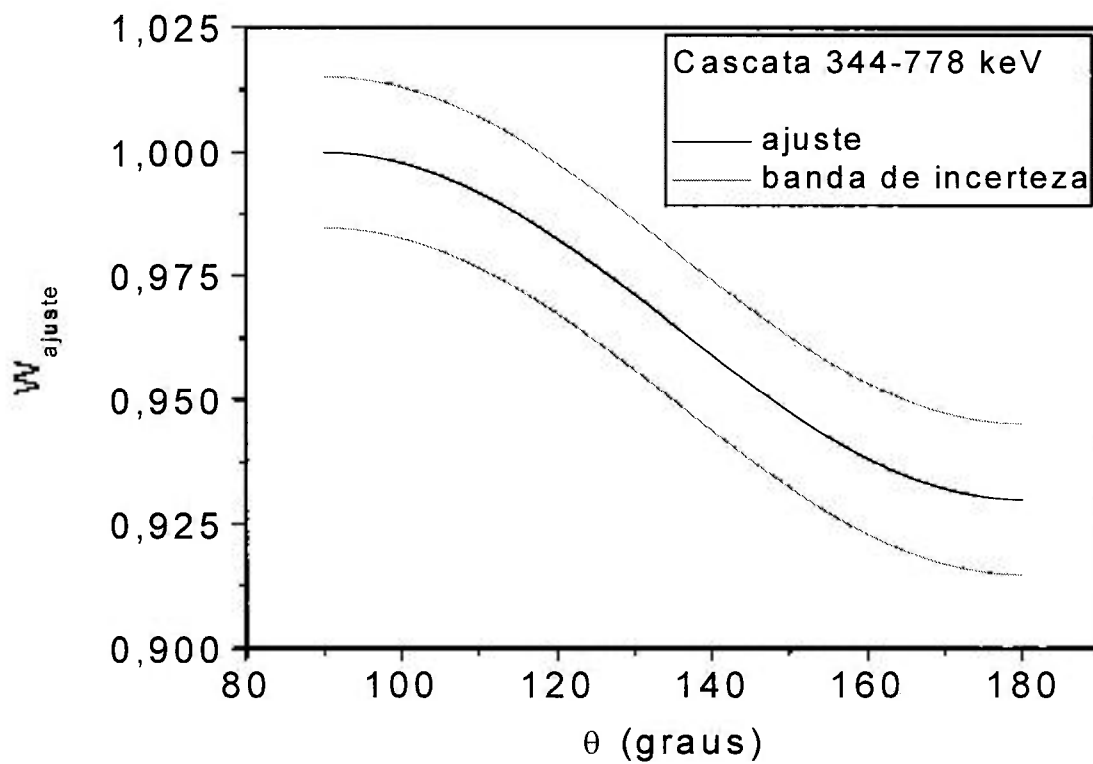


Figura 4.11.b. Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90° .

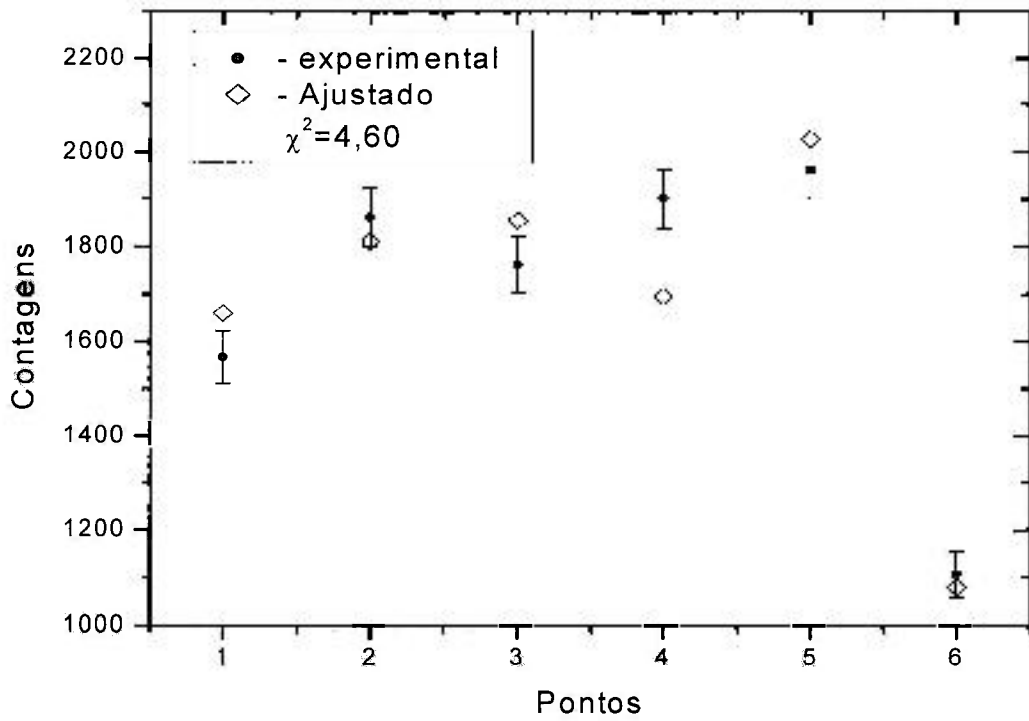


Figura 4.12.a. Ajuste ponto a ponto da cascata 344-1089 keV do ^{152}Eu .

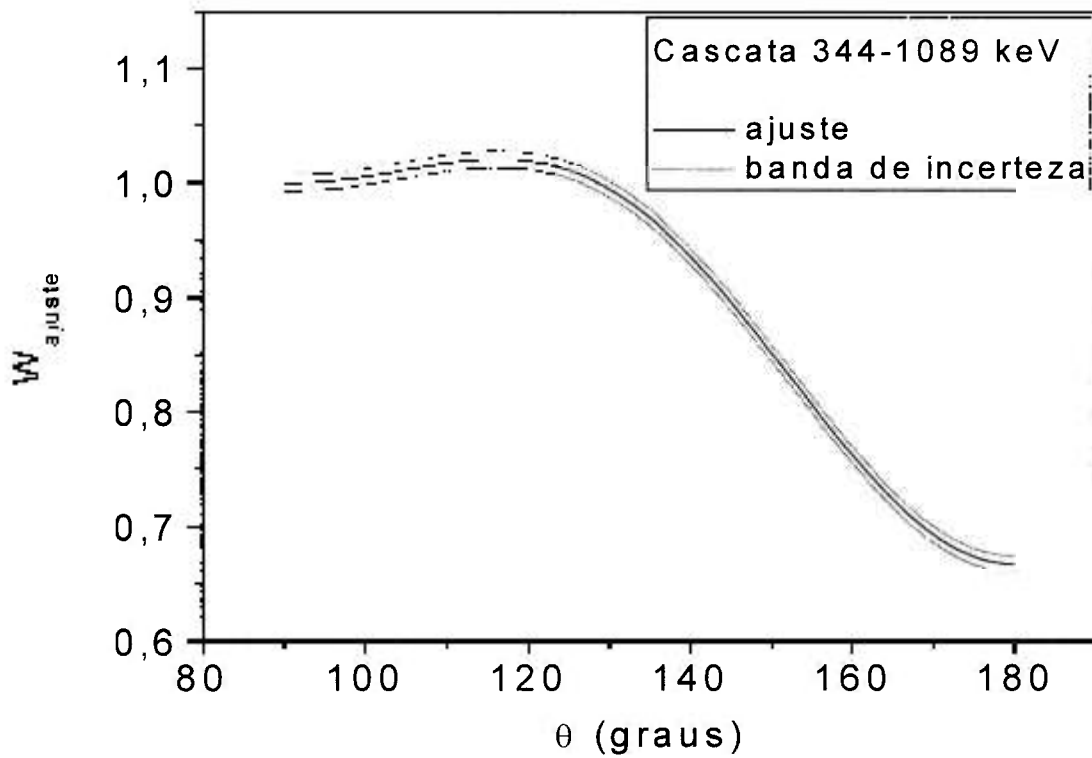


Figura 4.12.b. Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90° .

CAPÍTULO 5

RESULTADOS

5.1 Razão de Mistura Multipolar

Visando auxiliar o entendimento bem como a discussão dos resultados obtidos na presente medida de correlação angular, é apresentado na figura 5.1 o esquema de níveis adotado pelo Nuclear Data Sheets (NDS) [22], e na figura 5.2 um esquema de níveis simplificado, onde apenas as transições γ de interesse e os níveis envolvidos são exibidos, sendo os valores de energia das transições e dos níveis extraídos da compilação do NDS [22].

No presente estudo, foram obtidos os valores de razão de mistura multipolar para vinte e seis transições γ , das quais dezenove foram calculadas pela primeira vez. Os resultados obtidos confirmam a previsão de caráter eletromagnético predominante, sugeridas por medidas de conversão interna [4,25]. Além disso, também foi possível propor a paridade do nível a 1301,41 keV, confirmar o spin e paridade de níveis já estudados, bem como propor o spin do nível a 1106,83 keV.

Para ilustrar os espectros obtidos, foi extraído um espectro do par de detetores *ad* a partir da projeção total do detetor *d*. Este espectro é apresentado na figura 5.3.

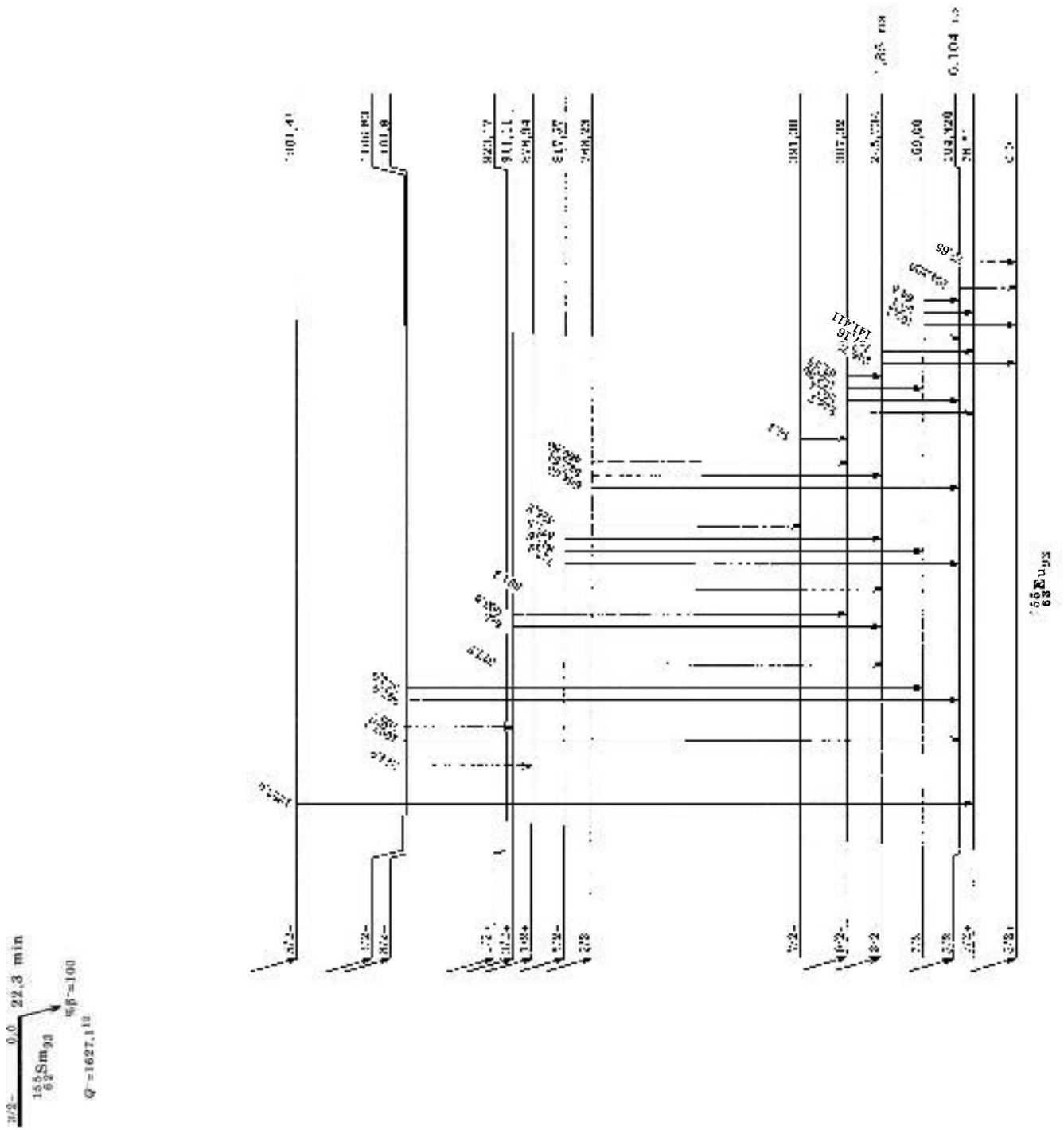


Figura 5.2 - Esquema de níveis simplificado.

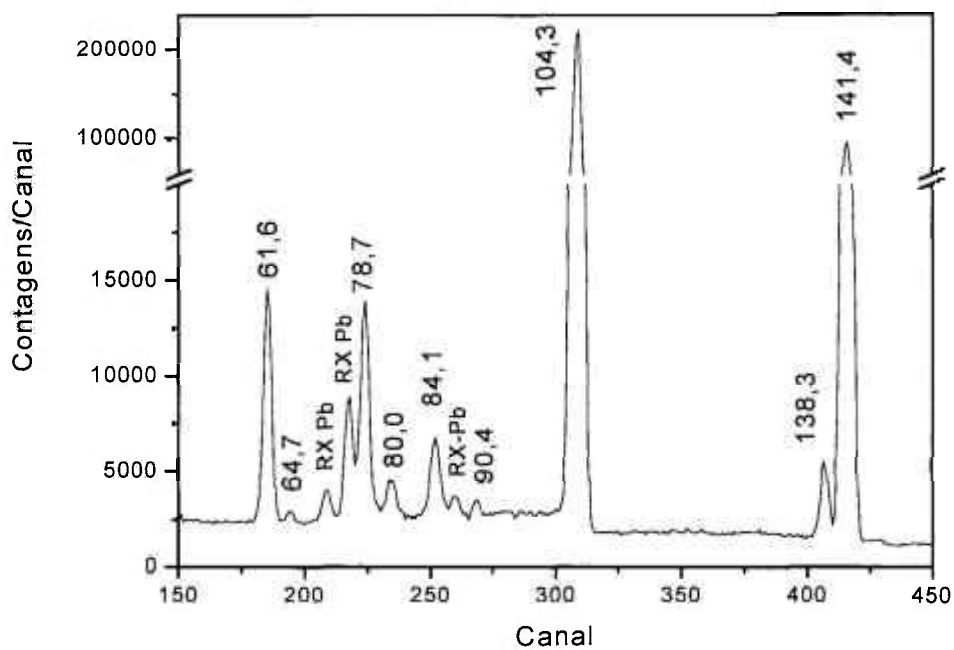


Figura 5.3. Espectro do detector *d*.

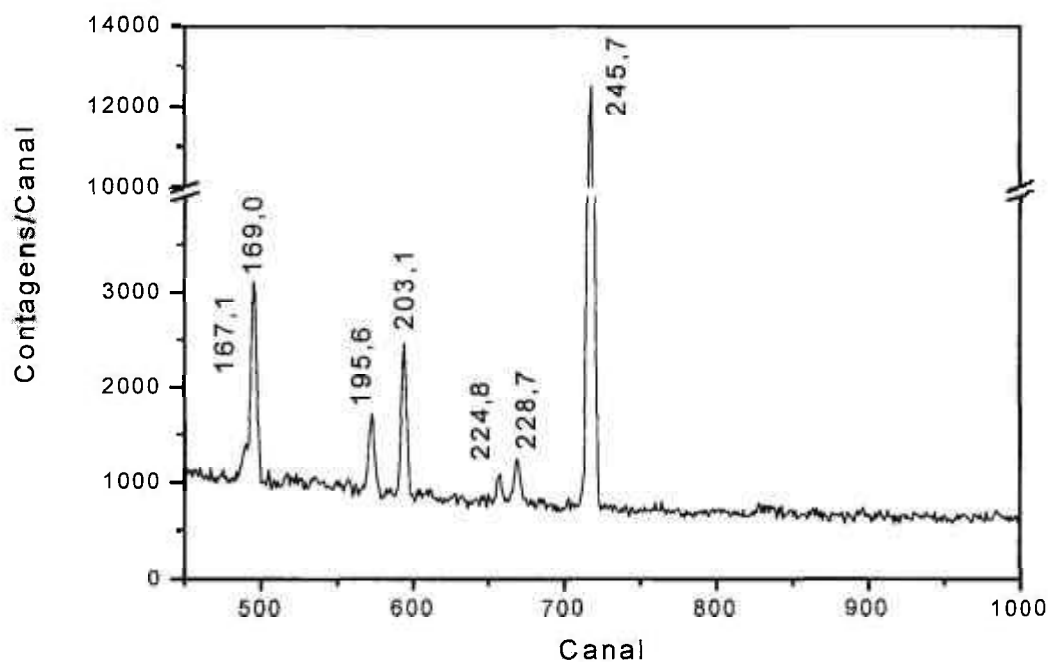


Figura 5.3. Espectro do detector *d* - continuação.

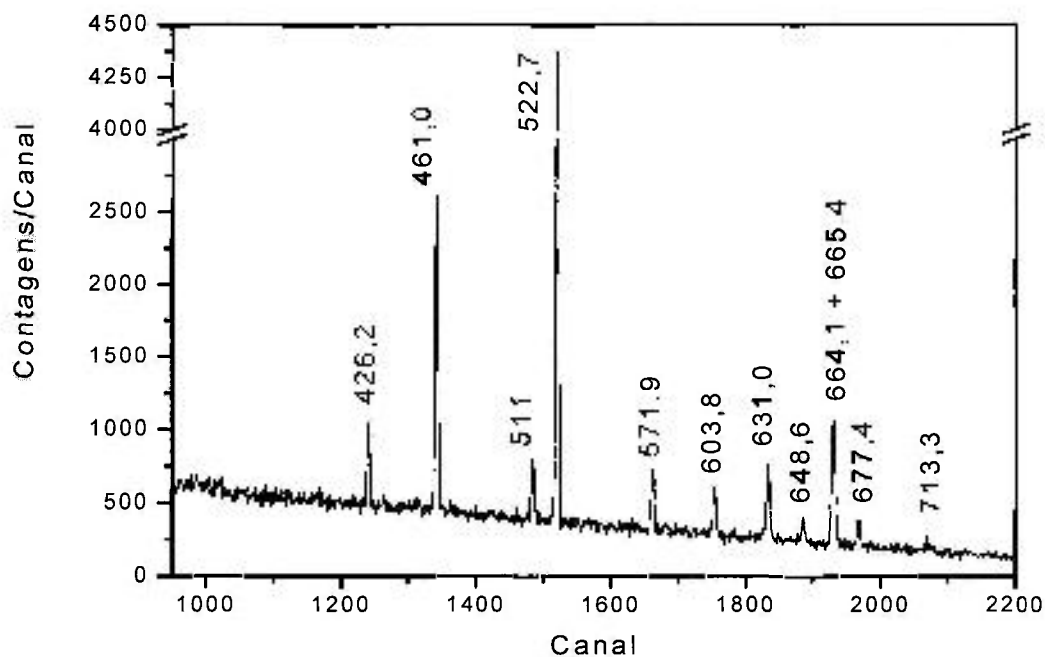


Figura 5.3. Espectro do detector *d* - continuação.

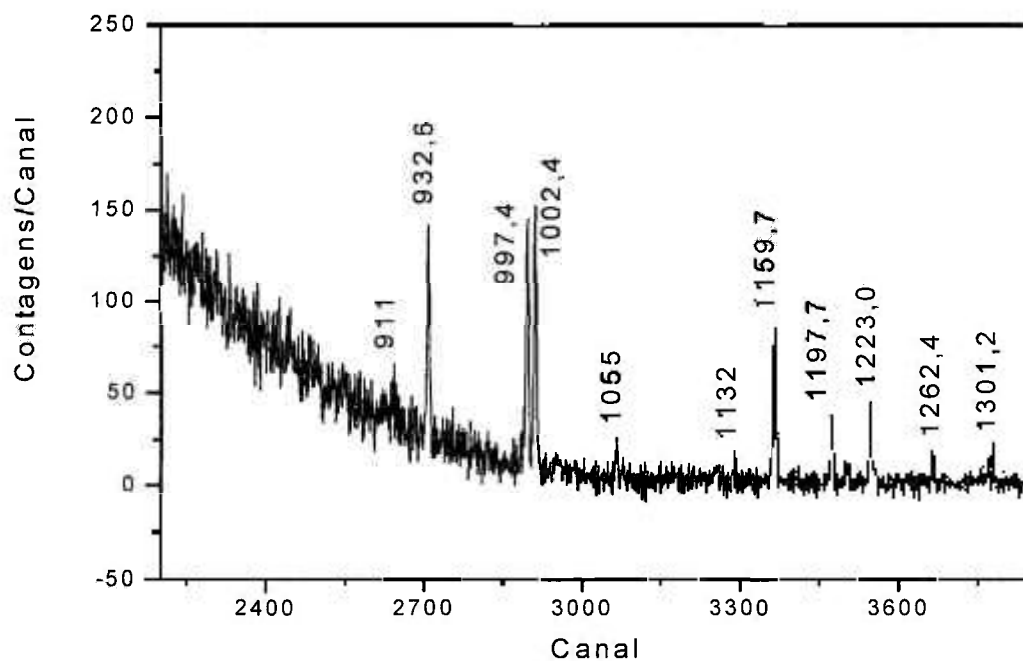


Figura 5.3. Espectro do detector *d* - continuação.

Conforme mencionado anteriormente, neste estudo foram obtidos os valores de razão de mistura multipolar para vinte e seis transições γ das quais dezenove calculadas pela primeira vez. Esses dados são apresentados na tabela 5.1.

Tabela 5.1. Razões de mistura multipolar das transições γ do ^{155}Eu

Transição γ (keV)	Cascata $\gamma\gamma$ (keV)	Razão de mistura multipolar (δ)	
		Este estudo	Ref [22]
61,55	62-246	0,093 (35)	$0,06_{-6}^{+2}$
64,5	138-65	0,09 (11)	$0,12_{-4}^{+3}$
90,1	90-138	-0,06 (15)	E1
104,320	104-141	0,007 (23)	E1
138,30	84-138	0,03 (56)	E1
141,411	62-141	-3,23 (59)	E1
	141-522	-0,09 (5) *	
167,16	79-167	-0,18 (7)	E2
169,1	138-169	-0,008 (8)	E1
195,7	196-665	0,08 (11)	E1
203,1	104-203	-0,44 (11)	E1
228,7	79-229	3,5 (4)	1_{+5}^{-3}
426,2	84-426	-0,9 (4)	E1
461,80	138-461	-0,29 (57)	E1
522,54	246-523	0,049 (25) *	E1
		-4,8 (6)	
571,8	246-572	-0,31 (10) *	E1
		-11,59 (12)	
603,8	604-246	0,11 (6)	M1
631,2	246-631	2,5 (3)	-----
		-0,15 (4)*	
648,6	169-649	0,03 (13)	M1
664,00	104-664	-0,209 (30)	M1
665	246-665	-0,12 (11)	M1
677,2	246-677	2,5 (6)	-----
		0,38 (9)*	
713,4	104-713	-0,3 (5)	M1
932,9	169-933	0,21 (20) *	E2
		3,5 (25)	
997,9	104-998	0,20(9)	E1,E2

Transição γ (keV)	Cascata $\gamma\gamma$ (keV)	Razão de mistura multipolar (δ)	
		Este estudo	Ref [22]
1002,7	104-1003	-0,40 (9)	M1
1223,0	79-1223	0,19 (8)	-----

* Valores de δ escolhidos com auxílio da literatura [21].

A seguir, é apresentada uma descrição sucinta, referente a cada razão de mistura multipolar obtida no presente estudo.

Transição 61,55 keV

A razão de mistura multipolar desta transição foi calculada através de medidas de elétron de conversão, por Widemann and Sébille [25], a partir do decaimento β^- do ^{155}Sm , com valor $\delta(62) = 0,29_{-4}^{+6}$, e também por Prokofjev *et al.* [4] a partir da reação $^{153}\text{Eu}(2n,\gamma)^{155}\text{Eu}$, com valor $\delta(62) = 0,06_{-6}^{+2}$. Nos dois trabalhos o valor de razão de mistura multipolar é obtido através da comparação entre dados experimentais e valores teóricos de coeficientes de conversão interna em várias subcamadas.

No presente estudo $\delta(62)$ foi calculada pela cascata 62-246 keV, com seqüência de spin $5/2^+ - 3/2^+ - 5/2^+$, com valor $\delta(62) = 0,093(35)$. A representação gráfica do ajuste é exibida nas figuras 5.4 a e 5.4.b:

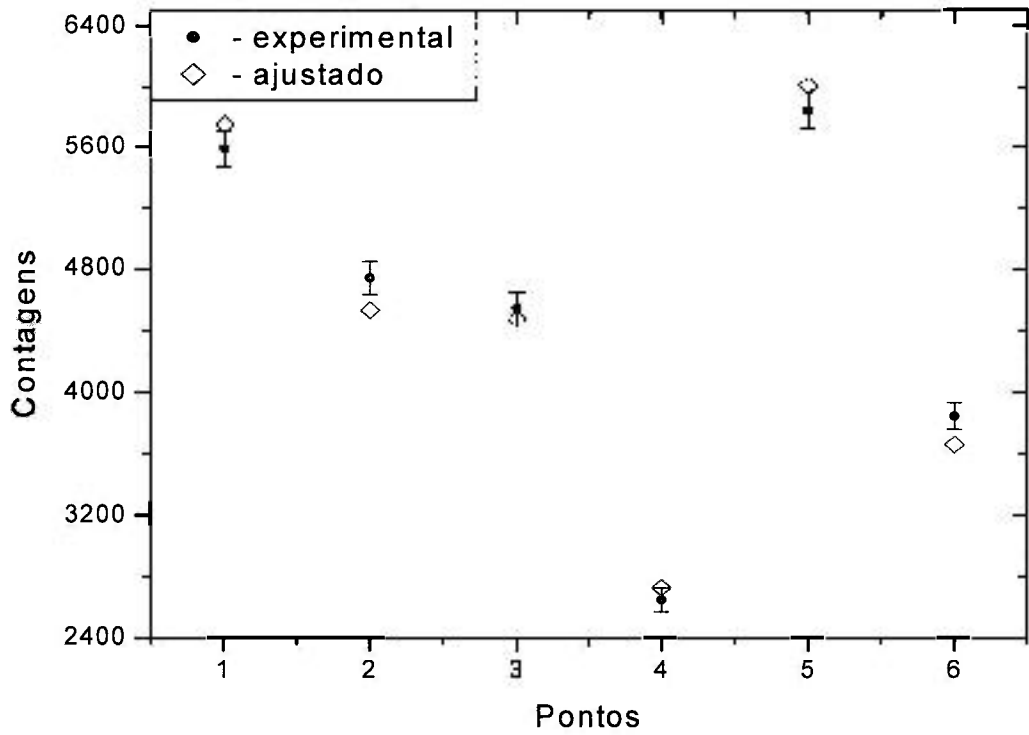


Figura 5.4.a. Ajuste ponto a ponto da cascata 62-246 keV do ^{155}Eu .

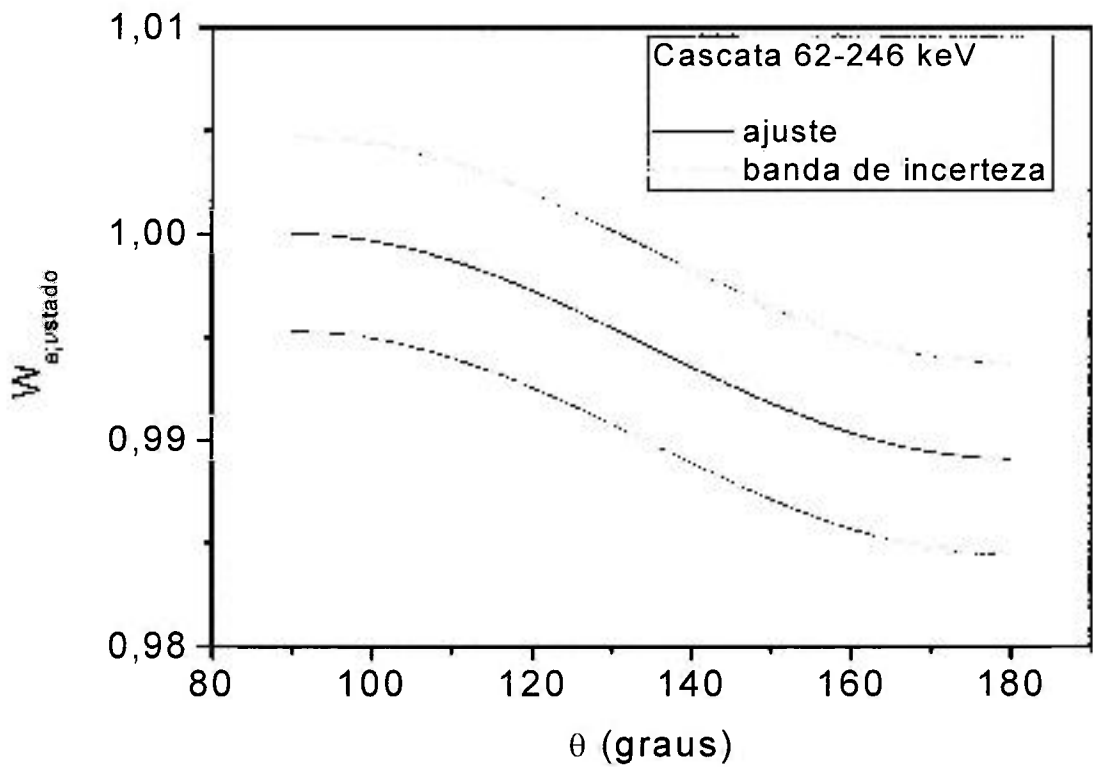


Figura 5.4.b. Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90° .

Transição 64,5 keV

A razão de mistura multipolar desta transição foi calculada por Prokofjev *et al.* [4] a partir da reação $^{153}\text{Eu}(2n,\gamma)^{155}\text{Eu}$, com valor $\delta(65) = 0,12^{+3}_{-4}$.

No presente estudo, $\delta(65)$ foi calculada pela cascata 138-65 keV, com seqüência de spin $5/2^+ - 7/2^- - 5/2^-$, com valor $\delta(65) = 0,09$ (11). A representação gráfica do ajuste é exibida nas figuras 5.5.a e 5.5.b:

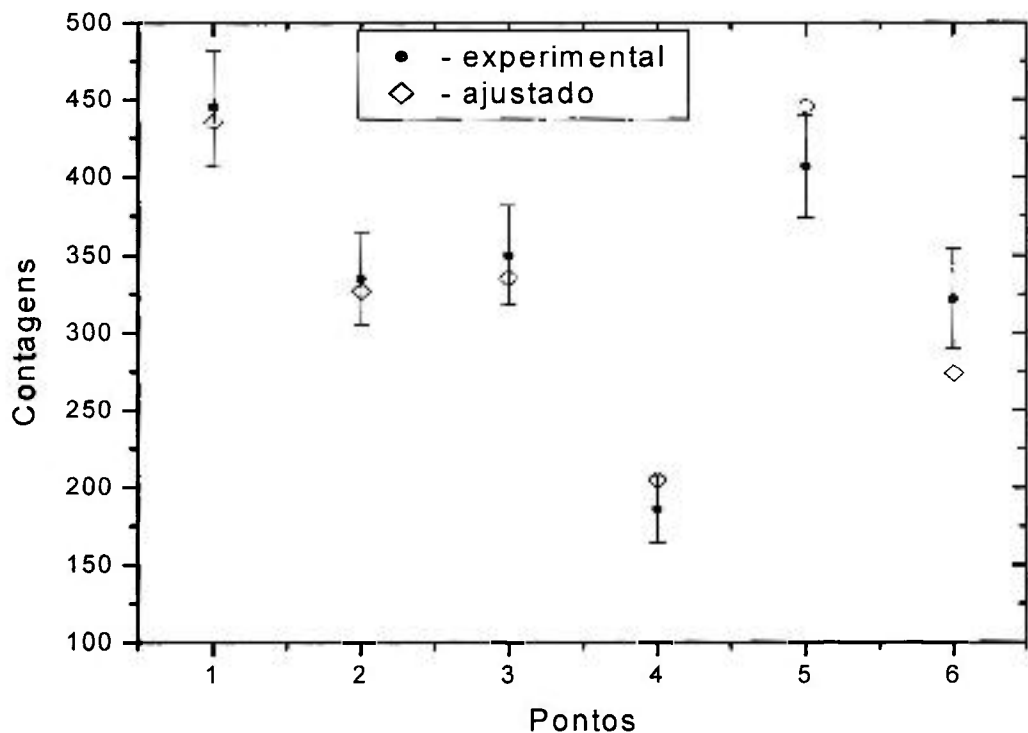


Figura 5.5.a. Ajuste ponto a ponto da cascata 138-65 keV do ^{155}Eu .

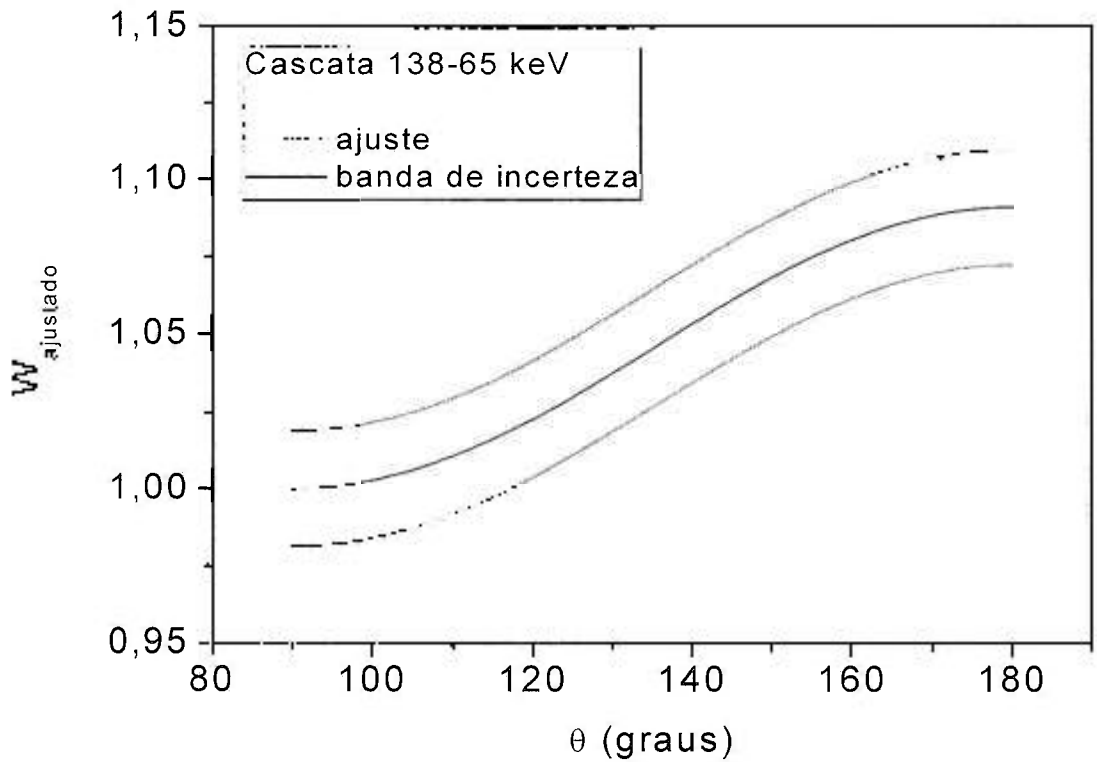


Figura 5.5.b. Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90° .

Transição 90,1 keV

O caráter multipolar predominante (E1) desta transição foi obtido por Prokofjev *et al.* [4] a partir da reação $^{153}\text{Eu}(2n,\gamma)^{155}\text{Eu}$.

No presente estudo, $\delta(90)$ foi calculada pela cascata 138-90 keV, com seqüência de spin $5/2^+ - 7/2^- - 7/2^+$, com valor $\delta(90) = -0,06$ (15). A representação gráfica do ajuste é exibida nas figuras 5.6.a e 5.6.b:

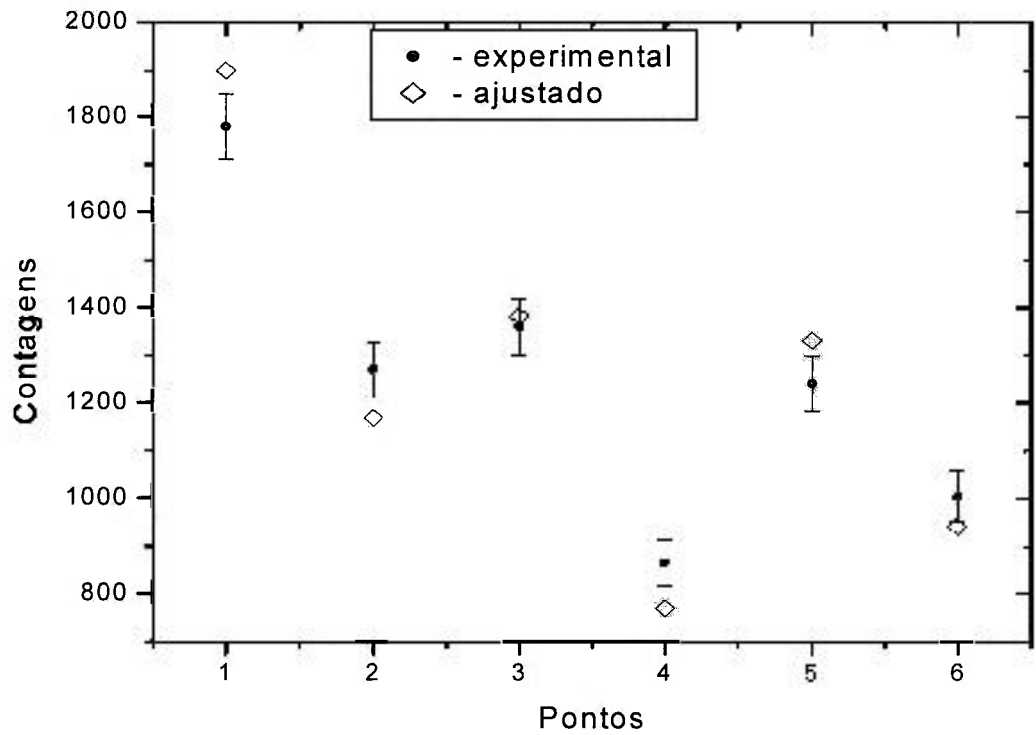


Figura 5.6.a. Ajuste ponto a ponto da cascata 138-90 keV do ^{155}Eu .

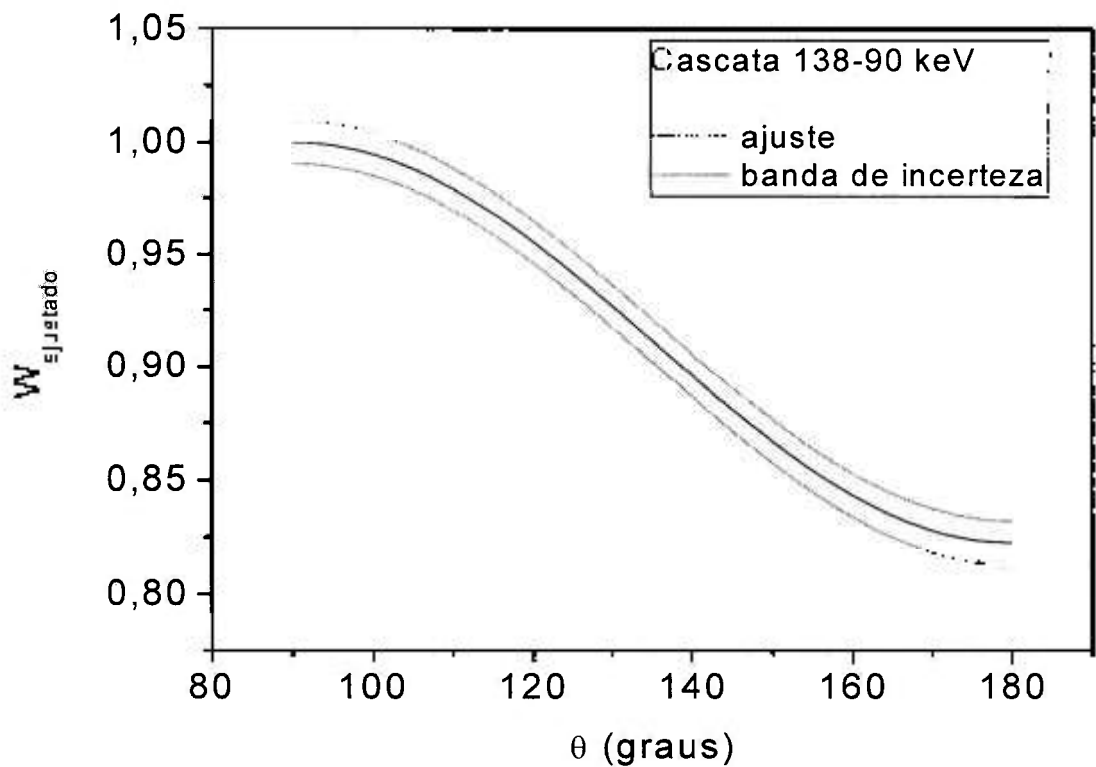


Figura 5.6.b. Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90° .

Transição 104,320 keV

A razão de mistura multipolar desta transição foi calculada através de medidas de correlação angular [2], onde foi estudada a cascata 141-104 keV. Nesta medida, realizada por Begzhanov [2], foi usada fonte líquida para evitar possíveis perturbações eletromagnéticas produzidas pela forma física da amostra. Os valores obtidos foram E1(98,6%) e M2(6,0%), sendo evidente que um dos valores não está correto. Na compilação do NDS [22], através de tabelas de limite superior para probabilidade de transição, foi constatado que a porcentagem de M2 está superestimada e que $\delta < 0,0012$.

A razão de mistura multipolar desta transição também foi calculada através de medidas de elétron de conversão, por Widemann & Sébille [25], a partir do decaimento β^- do ^{155}Sm , e por Prokofjev *et al.* [4], a partir da reação $^{153}\text{Eu}(2n,\gamma)^{155}\text{Eu}$. Em ambos trabalhos, o valor obtido permite afirmar que é uma transição pura de caráter E_1 .

No presente estudo $\delta(104)$ foi calculada pela cascata 141-104 keV, com seqüência de spin $3/2^+ - 5/2^- - 5/2^+$, obtendo-se $\delta(104) = 0,007$ (23). A representação gráfica do ajuste é exibida nas figuras 5.7.a e 5.7.a.:

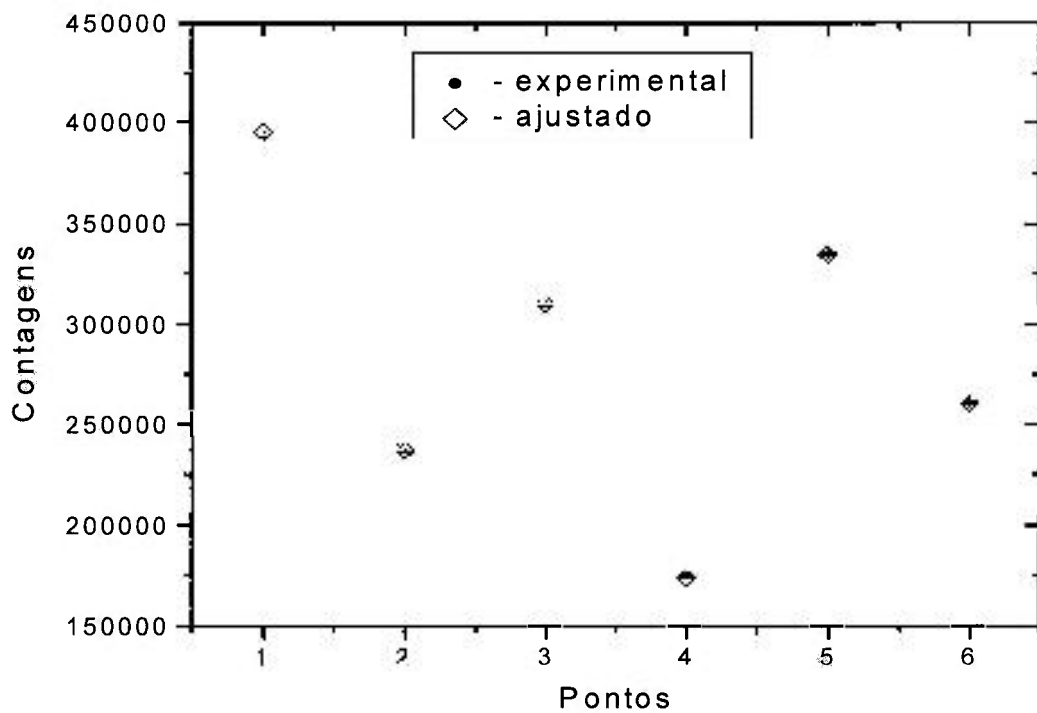


Figura 5.7.a. Ajuste ponto a ponto da cascata 104-141 keV do ^{155}Eu .

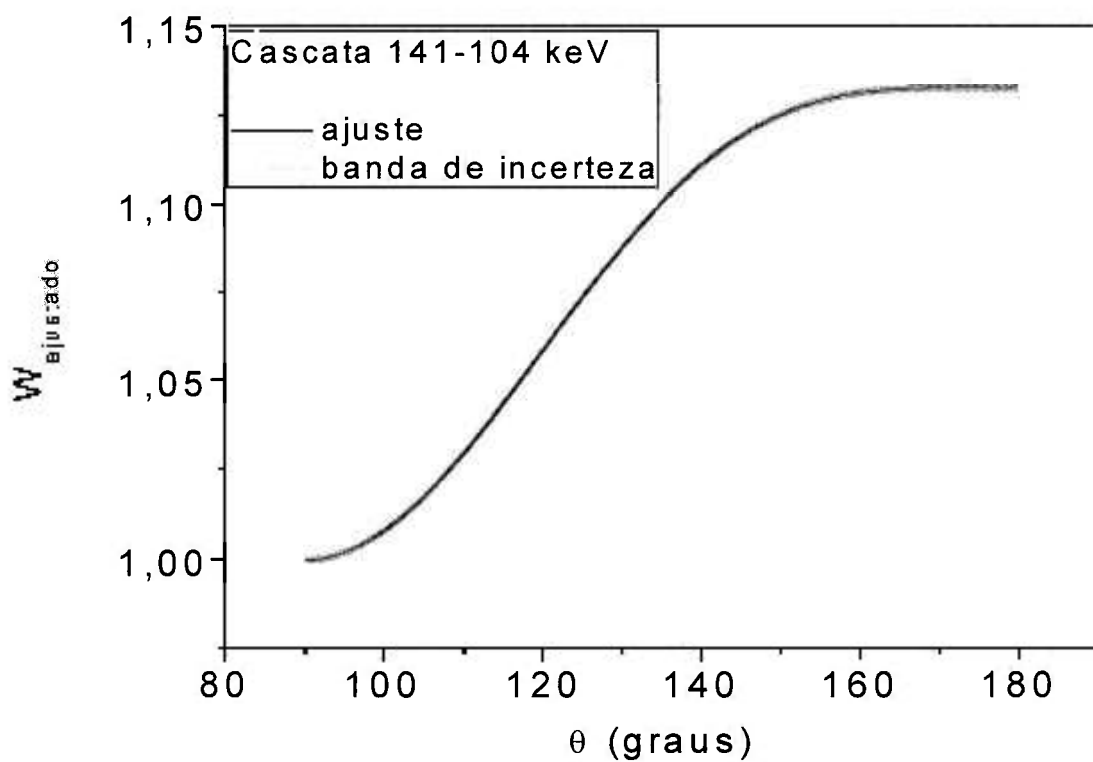


Figura 5.7.b. Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90° .

Transição 138,30 keV

O caráter multipolar predominante (E_1) desta transição foi obtido por Prokofjev *et al.* [4] a partir da reação $^{153}\text{Eu}(2n,\gamma)^{155}\text{Eu}$.

No presente estudo $\delta(138)$ foi calculada pela cascata 84-138 keV, com seqüência de spin $7/2^+ - 5/2^+ - 7/2^-$, com valor $\delta(138) = 0,03$ (56). A representação gráfica do ajuste é exibida nas figuras 5.8.a e 5.8.b:

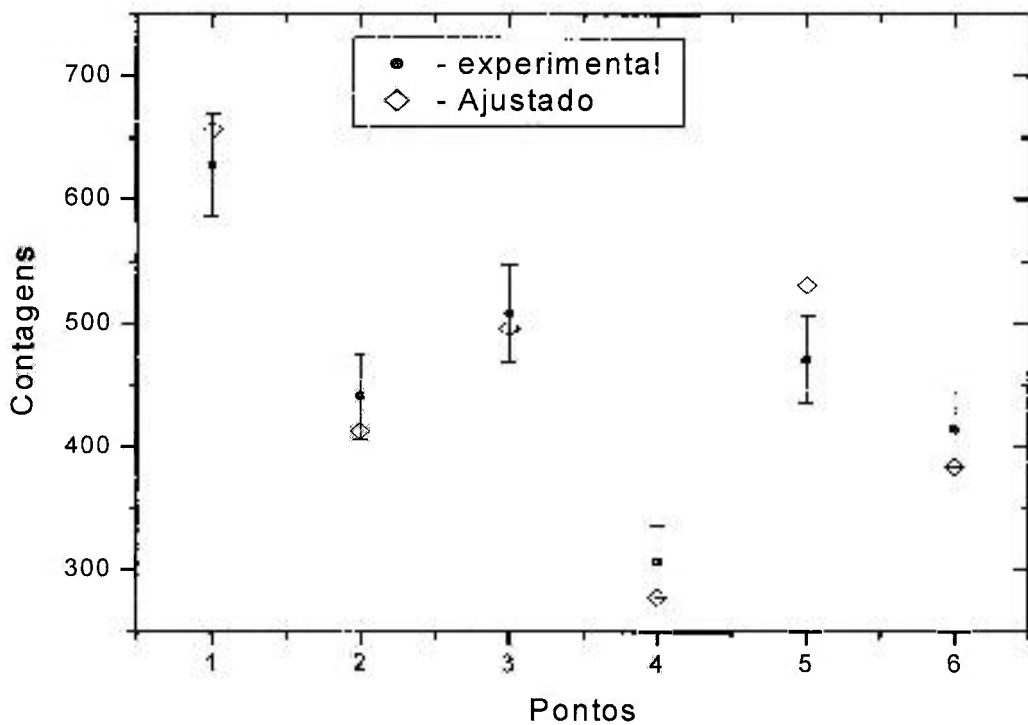


Figura 5.8.a. Ajuste ponto a ponto da cascata 84-138 keV do ^{155}Eu .

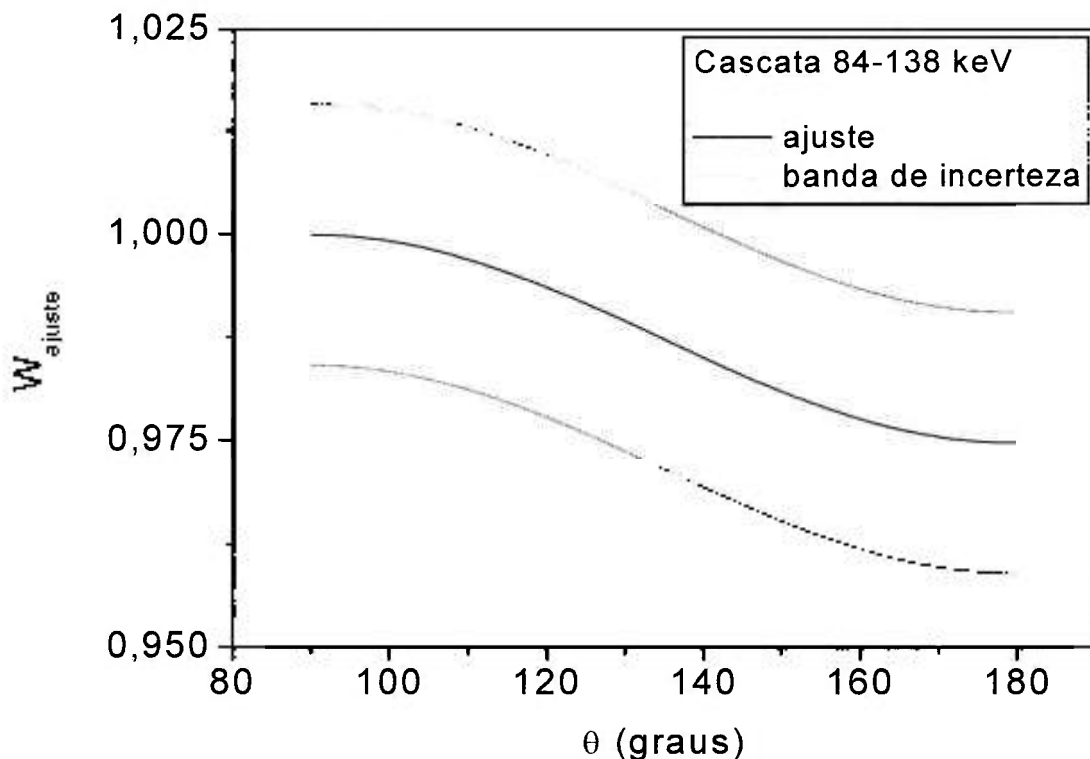


Figura 5.8.b. Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90° .

Transição 141,411 keV

A razão de mistura multipolar desta transição foi calculada através de medidas de correlação angular [2], utilizando a cascata 141-104 keV. Os valores obtidos foram E1(96,8%) e M2(3,2%), que corresponde a $\delta=0,18$. Na compilação NDS [22], através de tabelas de limite superior para probabilidade de transição, foi constatado que a porcentagem de M2 está superestimada e que $\delta < 0,015$.

A razão de mistura multipolar desta transição também foi calculada através de medidas de elétron de conversão, por Prokofjev *et al.* [4], a partir da reação $^{153}\text{Eu}(2n,\gamma)^{155}\text{Eu}$. O valor obtido permite afirmar que é uma transição pura de caráter E_1 .

No presente estudo, a razão de mistura multipolar desta transição foi calculada por duas cascatas: 62-141 keV e 522-141 keV, sendo a primeira com seqüência de spins, $5/2^+ - 3/2^+ - 5/2^-$ e a segunda $3/2^- - 3/2^+ - 5/2^-$. As informações das duas cascatas foram extraídas em um único ajuste. Tal ajuste forneceu dois valores, a saber: $\delta(141) = -3,23(59)$ e $\delta(141) = -0,09(5)$. O primeiro valor indica o caráter predominante da transição M2, e o segundo valor indica caráter E1. Com auxílio das informações do NDS, foi possível descartar o primeiro valor. Os gráficos das duas cascatas são apresentadas nas figuras 5.9.a, 5.9.b. e 5.10.a e 5.10.b:

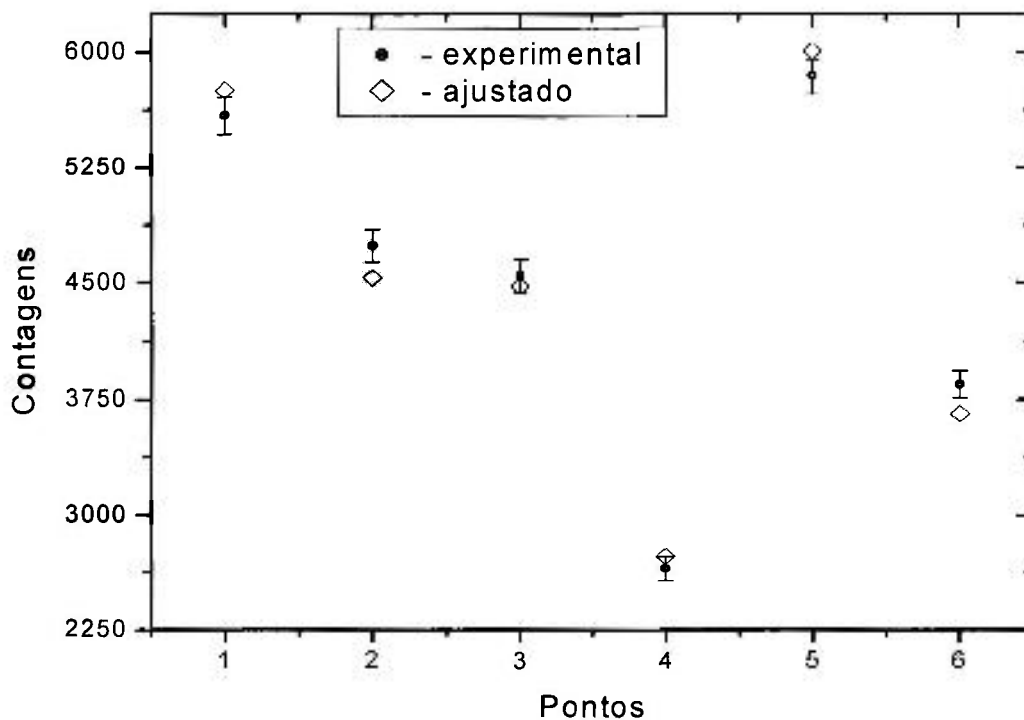


Figura 5.9.a. Ajuste ponto a ponto da cascata 62-141 keV do ^{155}Eu .

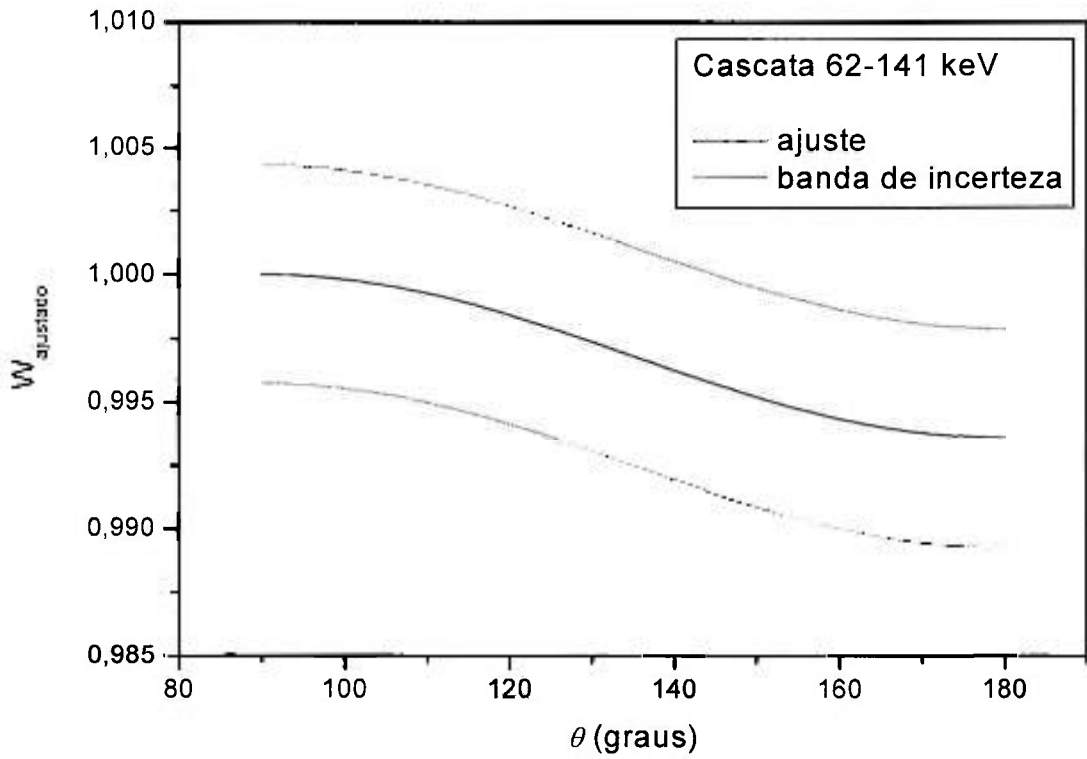


Figura 5.9.b. Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90° .

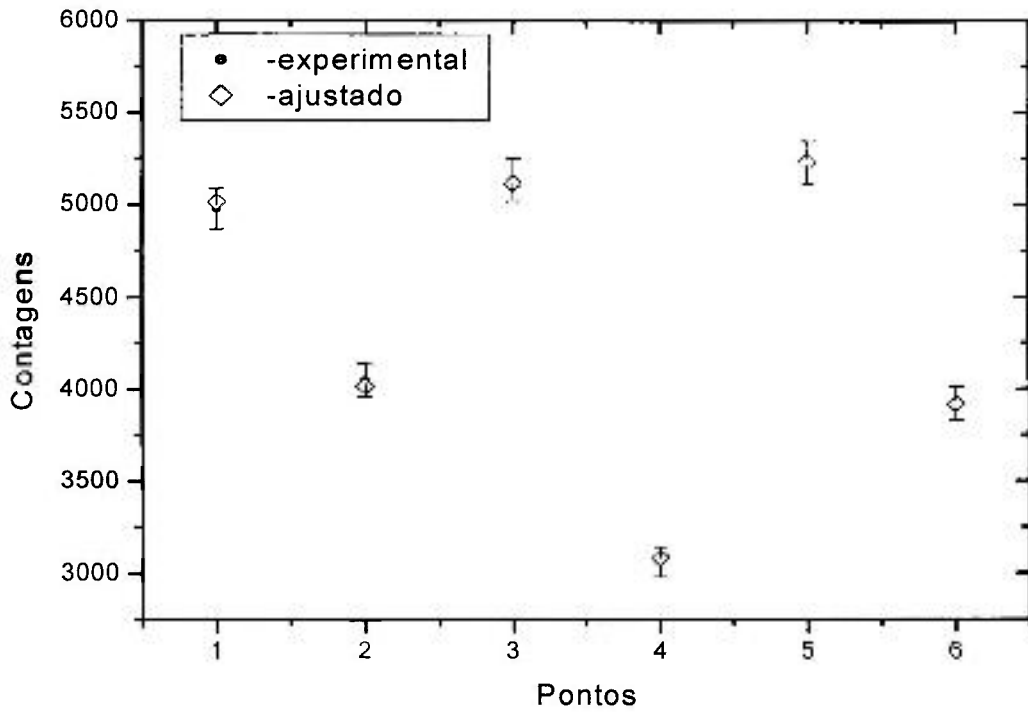


Figura 5.10.a. Ajuste ponto a ponto da cascata 522-141 keV do ^{155}Eu .

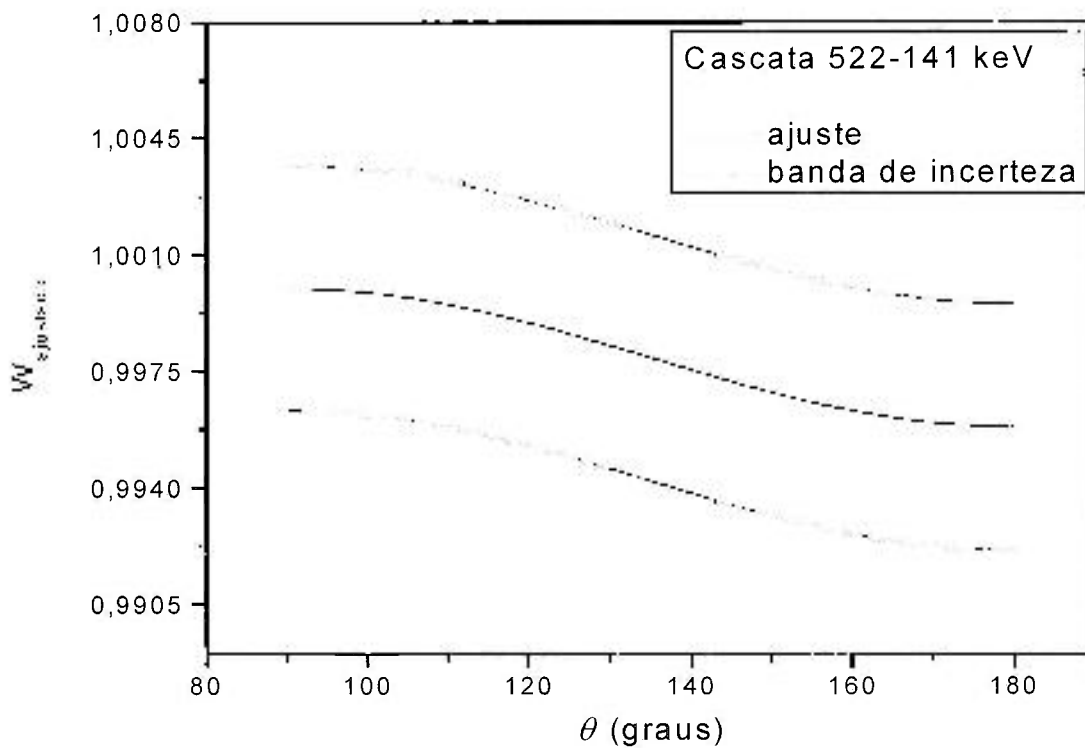


Figura 5.10.b. Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90° .

Transição 167,16 keV

A razão de mistura multipolar desta transição foi calculada por Prokofjev *et al.* [4] a partir da reação $^{153}\text{Eu}(2n,\gamma)^{155}\text{Eu}$. O valor obtido permite afirmar que é uma transição pura de caráter E2.

No presente estudo $\delta(167)$ foi calculada pela cascata 167-79 keV, com seqüência de spin $3/2^+ - 7/2^+ - 5/2^+$, com valor $\delta(167) = -0,18(7)$. A representação gráfica do ajuste é exibida nas figuras 5.11.a e 5.11.b:

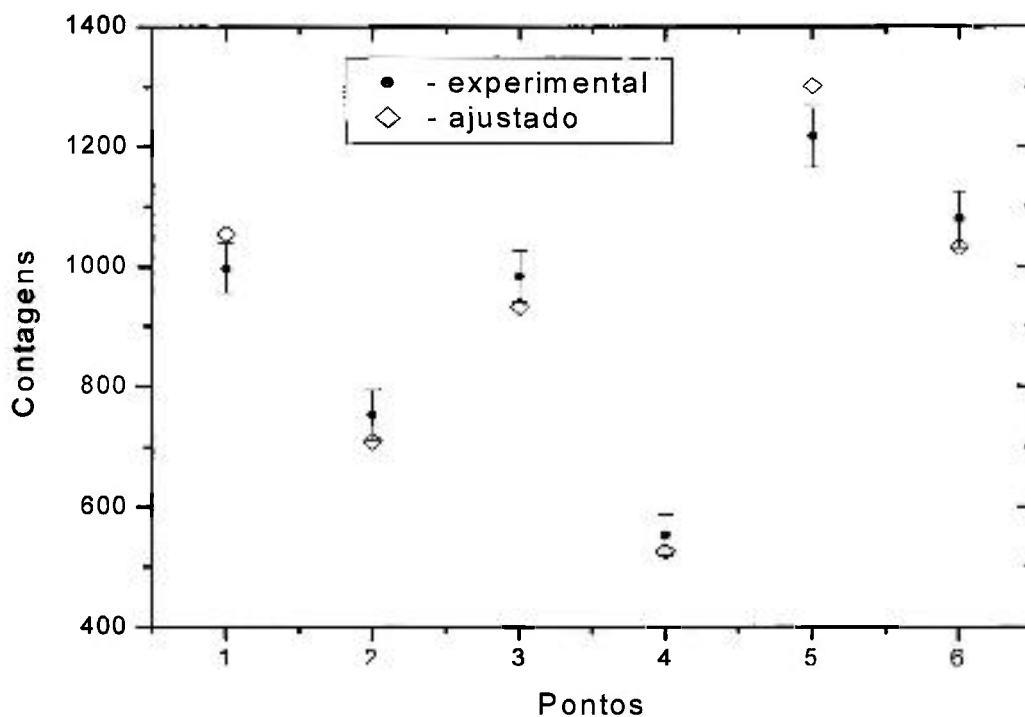


Figura 5.11.a. Ajuste ponto a ponto da cascata 167-79 keV do ¹⁵⁵Eu.

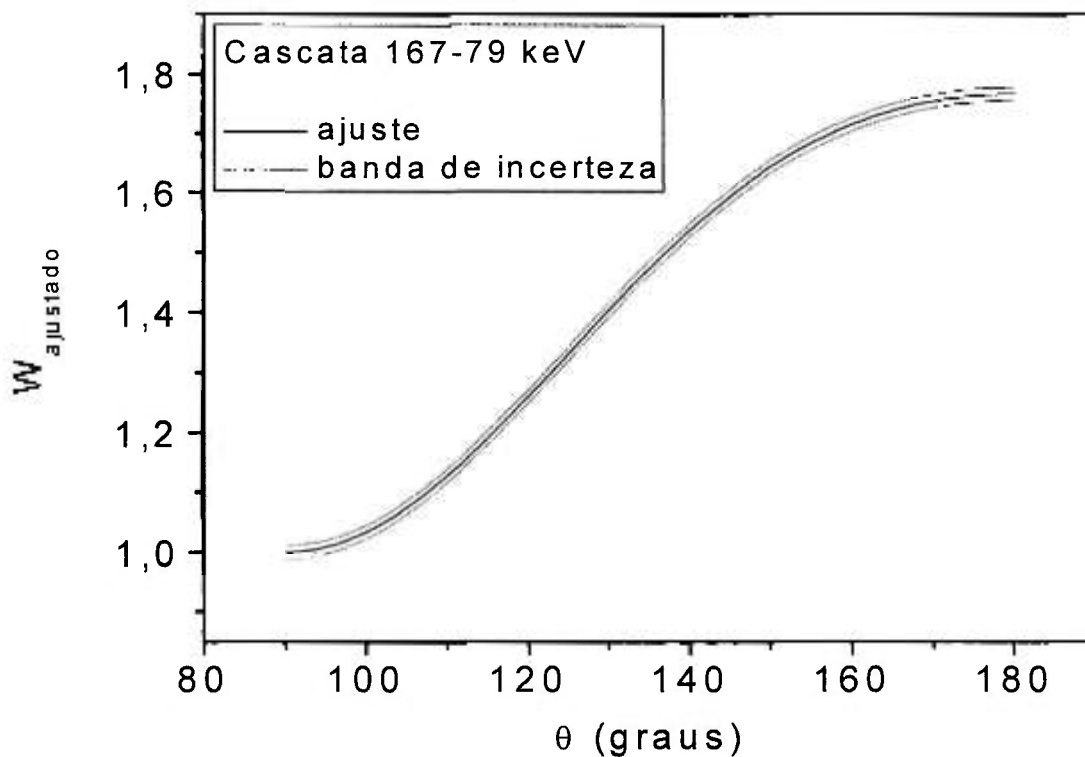


Figura 5.11.b. Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90°.

Transição 169,1 keV

A razão de mistura multipolar desta transição foi calculada por Prokofjev *et al.* [4] a partir da reação $^{153}\text{Eu}(2n,\gamma)^{155}\text{Eu}$. O valor obtido permite afirmar que é uma transição pura de caráter E1.

No presente estudo $\delta(169)$ foi calculada pela cascata 138-169 keV, com seqüência de spin $5/2^+ - 7/2^- - 5/2^+$, com valor $\delta(169) = -0,008(8)$. A representação gráfica do ajuste é exibida nas figuras 5.12.a e 5.12.b:

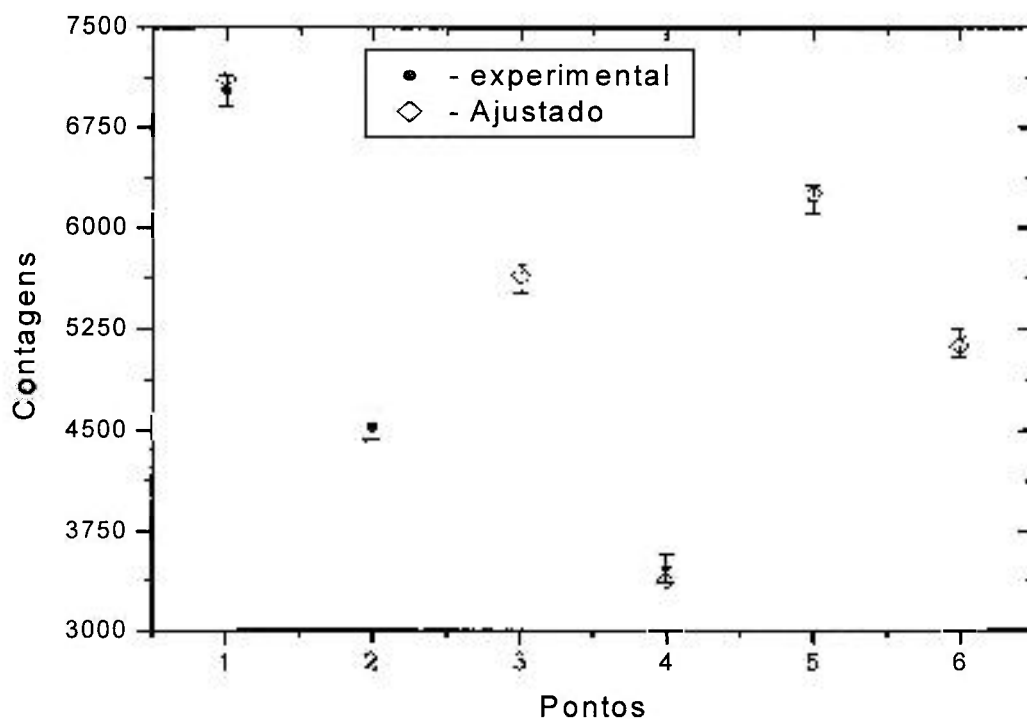


Figura 5.12.a. Ajuste ponto a ponto da cascata 138-169 keV do ^{155}Eu .

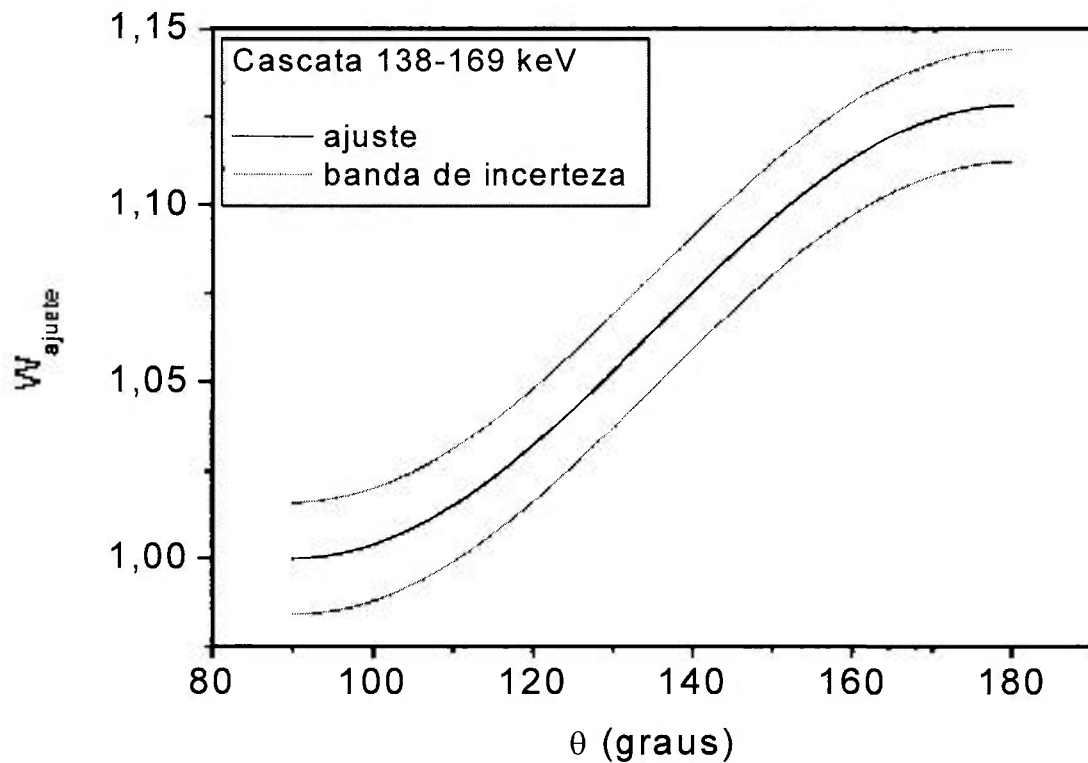


Figura 5.12.b. Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90° .

Transição 195,7 keV

A razão de mistura multipolar desta transição foi calculada por Prokofjev *et al.* [4] a partir da reação $^{153}\text{Eu}(2n,\gamma)^{155}\text{Eu}$. O valor obtido permite afirmar que é uma transição pura de caráter E1.

No presente estudo, $\delta(196)$ foi calculada pela cascata 196-665 keV, com seqüência de spin $3/2^+ - 3/2^+ - 5/2^+$. O spin $3/2^+$ do nível a 1106,83 keV foi determinado estudando-se a cascata 1003-104 keV. O valor de razão de mistura multipolar obtido para esta transição foi $\delta(196) = 0,08(11)$. A representação gráfica do ajuste é exibida nas figuras 5.13a e 5.13.b:

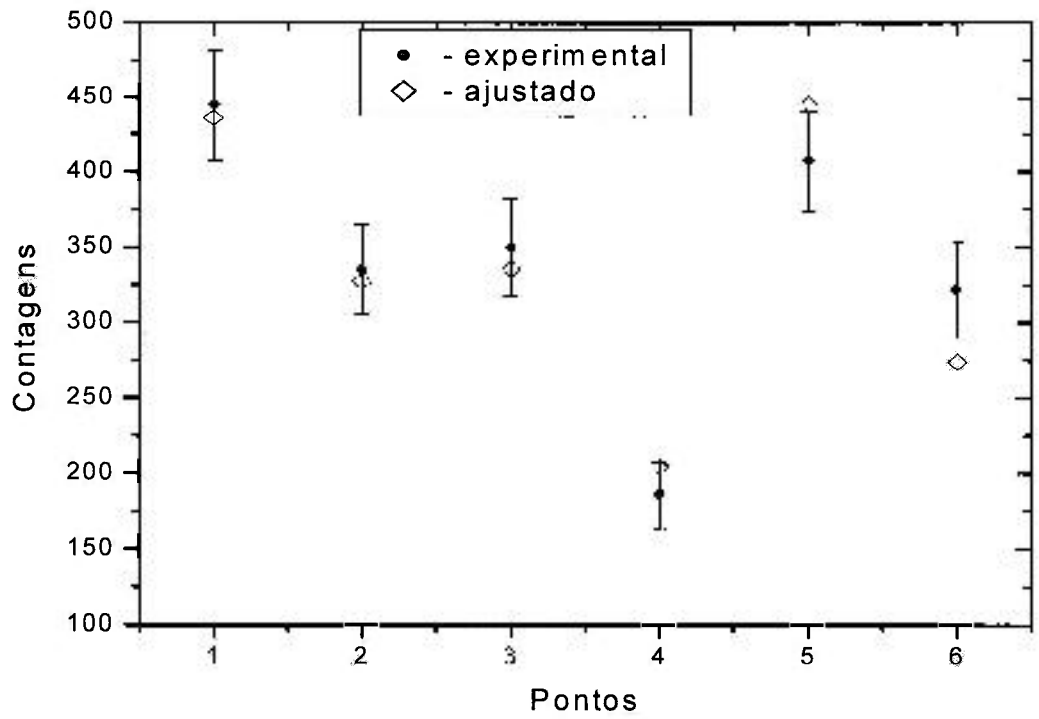


Figura 5.13.a. Ajuste ponto a ponto da cascata 196-665 keV do ^{155}Eu .

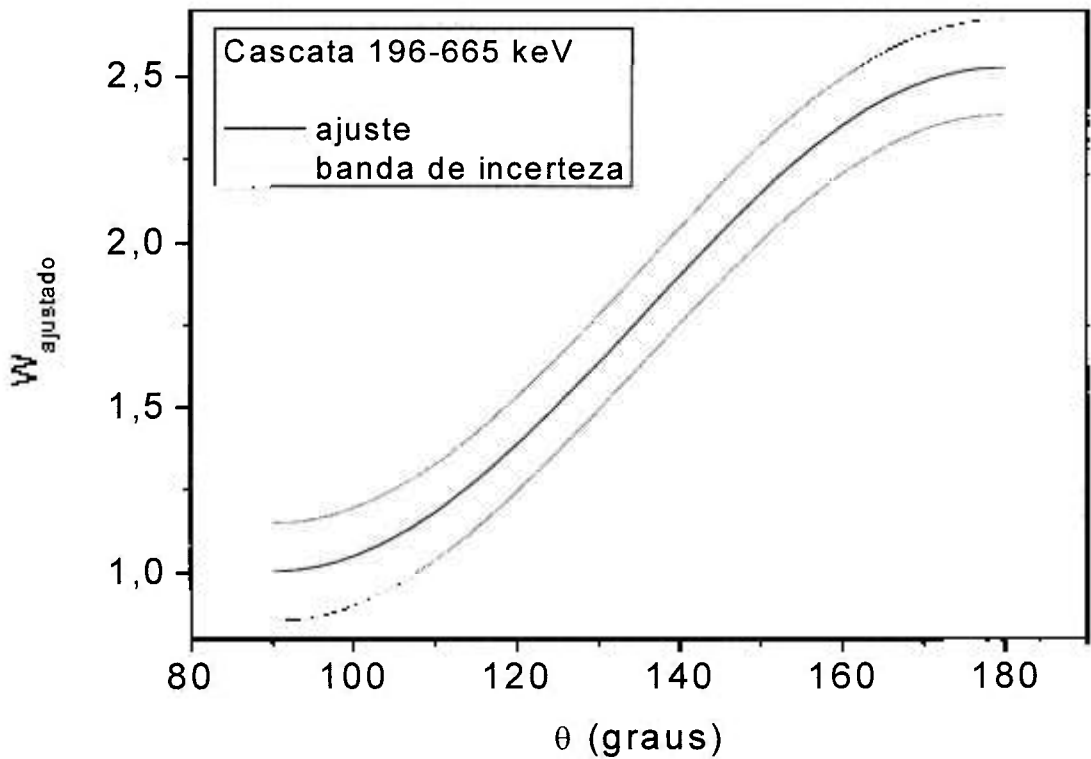


Figura 5.13.b. Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90° .

Transição 203,1 keV

O caráter multipolar predominante (E1) desta transição foi obtido por Prokofjev *et al.* [4] a partir da reação $^{153}\text{Eu}(2n,\gamma)^{155}\text{Eu}$.

No presente estudo foi calculada pela cascata 203-104 keV, com seqüência de spin $5/2^- - 5/2^- - 5/2^+$, com valor $\delta(203) = -0,44$ (11). A representação gráfica do ajuste é exibida nas figuras abaixo 5.14.a e 5.14.b:

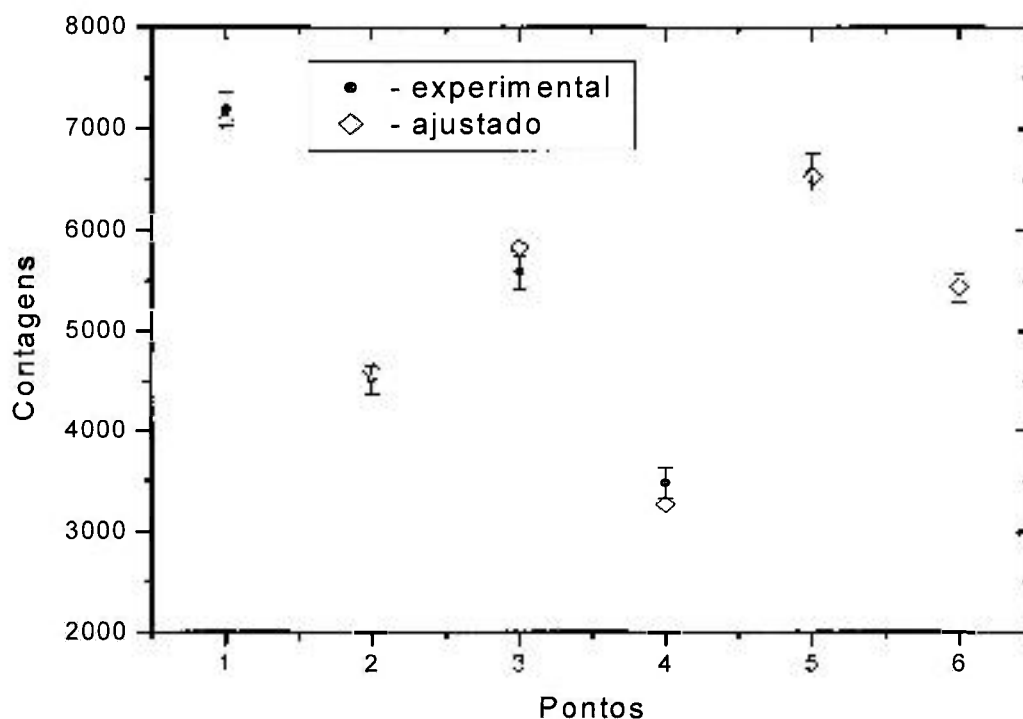


Figura 5.14.a. Ajuste ponto a ponto da cascata 203-104 keV do ^{155}Eu .

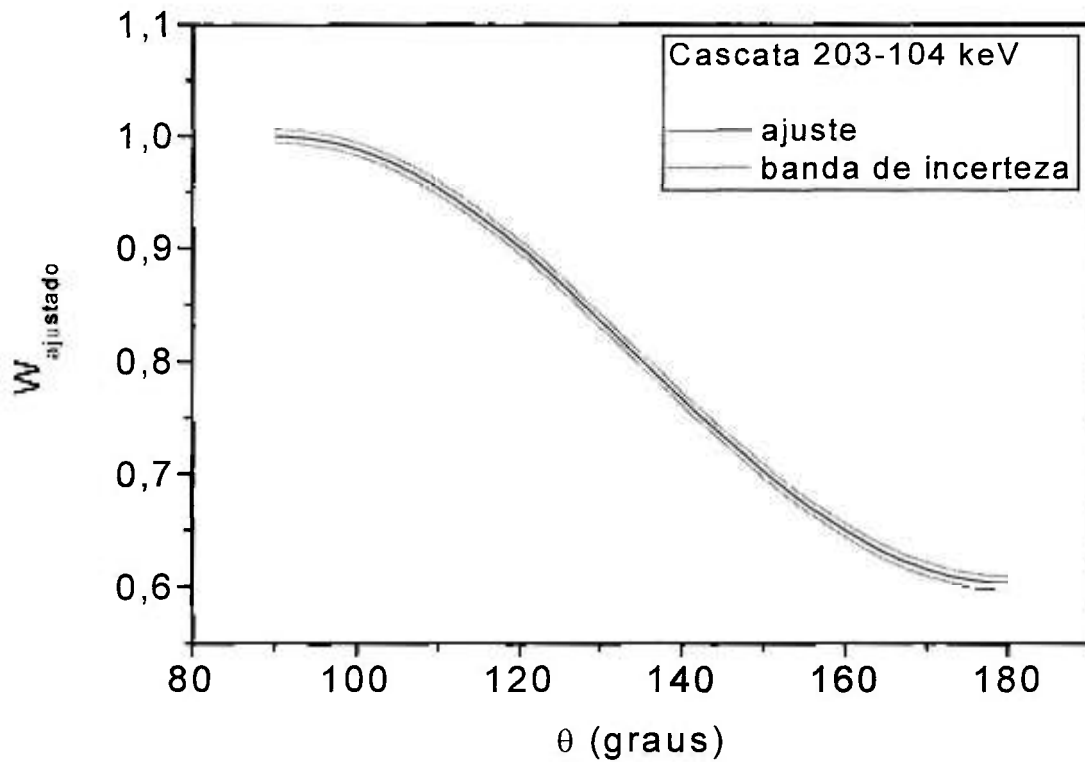


Figura 5.14.b. Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90° .

Transição 228,7 keV

A razão de mistura multipolar desta transição foi calculada por Reich [22] utilizando o valor do coeficiente de conversão interna obtido por Prokofjev *et al.* [4], com valor $\delta(229) = 1,0_{-3}^{+5}$.

No presente estudo a razão de mistura multipolar $\delta(229)$ foi calculada pela cascata 229-79 keV, com seqüência de spin $5/2^+ - 7/2^+ - 5/2^-$, obtendo-se $\delta(229) = 3,5(4)$. O valor não é compatível com o valor proposto por Reich [22]. Também foi possível estudar esta transição através da cascata 461-229 keV, com seqüência de spins $3/2^- - 5/2^+ - 5/2^+$, obtendo-se $\delta(229) = 4,9(29)$. O valor adotado pelo presente estudo foi $\delta(229) = 3,5(4)$. A representação gráfica do ajuste da cascata 229-79 keV é exibida abaixo nas figuras 5.15.a e 5.15.b.

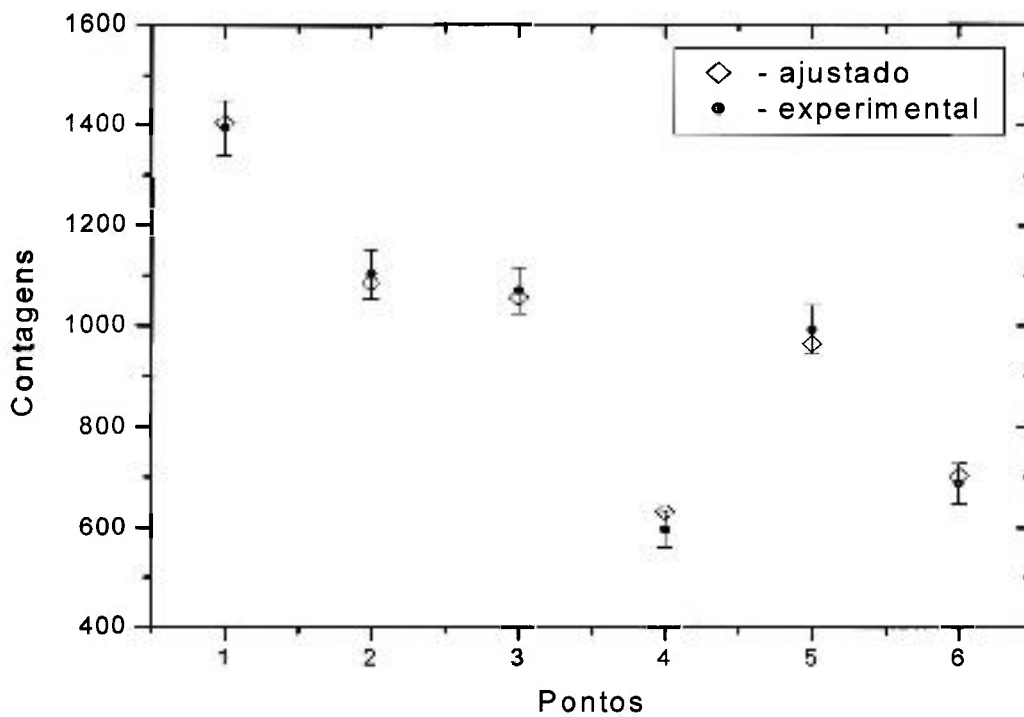


Figura 5.15.a. Ajuste ponto a ponto da cascata 229-79 keV do ^{155}Eu .

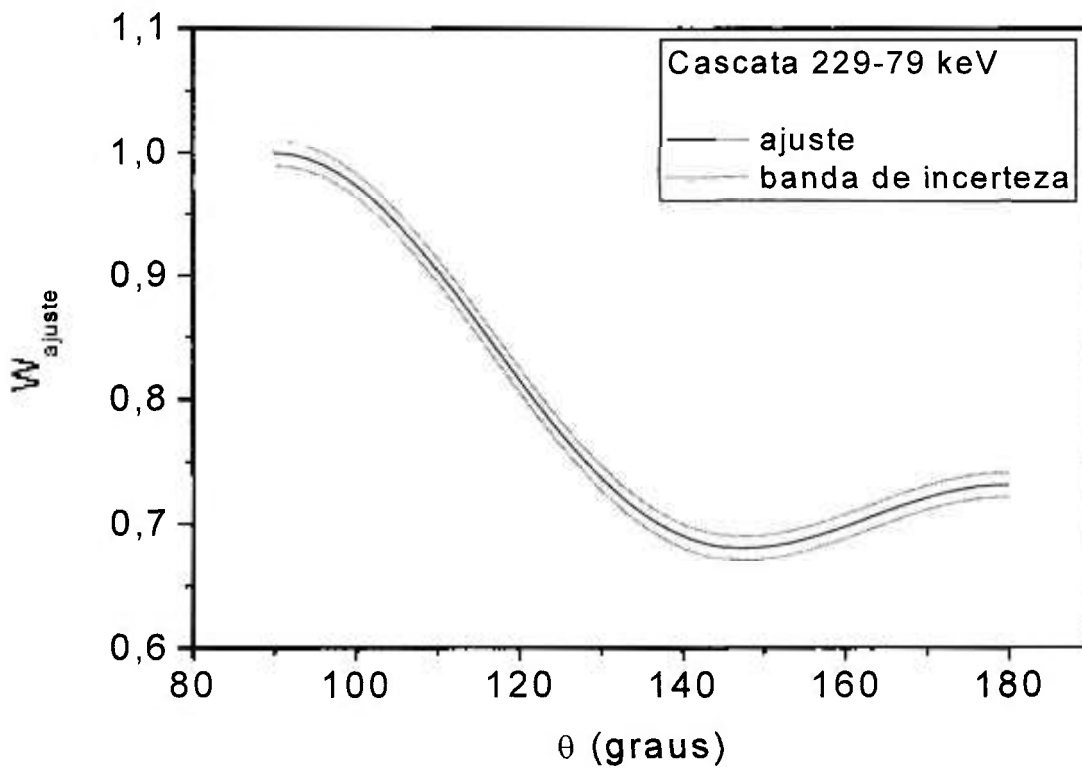


Figura 5.15.b. Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90° .

Transição 426,2 keV

O caráter multipolar predominante (E1) desta transição foi obtido por Prokofjev *et al.* [4] a partir da reação $^{153}\text{Eu}(2n,\gamma)^{155}\text{Eu}$.

No presente estudo esta razão de mistura multipolar foi calculada pela cascata 426-84 keV, com seqüência de spin $5/2^- - 7/2^+ - 5/2^+$, com valor $\delta(426) = -0,9(4)$. A representação gráfica do ajuste é exibida nas figuras 5.16.a e 5.16.b:

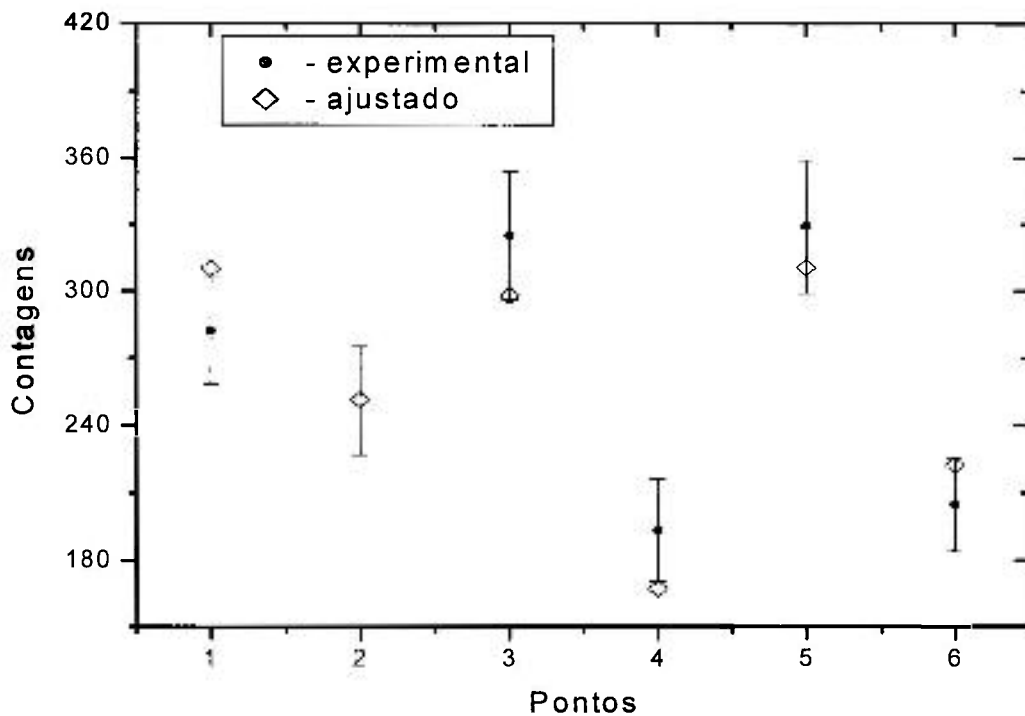


Figura 5.16.a. Ajuste ponto a ponto da cascata 426-84 keV do ^{155}Eu .

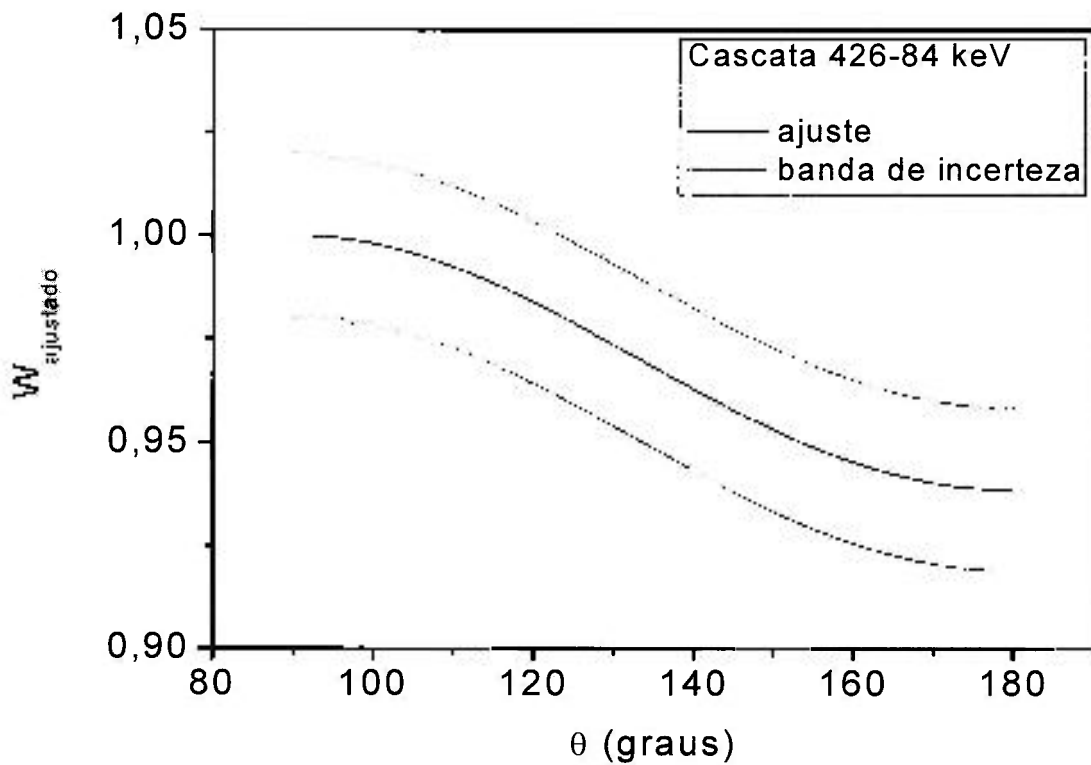


Figura 5.16.b. Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90°.

Transição 460,80 keV

O caráter multipolar predominante (E1) desta transição foi obtido por Prokofjev *et al.* [4] a partir da reação $^{153}\text{Eu}(2n,\gamma)^{155}\text{Eu}$.

No presente estudo, a razão de mistura multipolar $\delta(461)$, foi calculada pela cascata 461-138 keV, com seqüência de spin $3/2^- - 5/2^+ - 7/2^-$, com valor $\delta(461) = -0,29$ (57). A representação gráfica do ajuste é exibida nas figuras 5.17.a e 5.17.b:

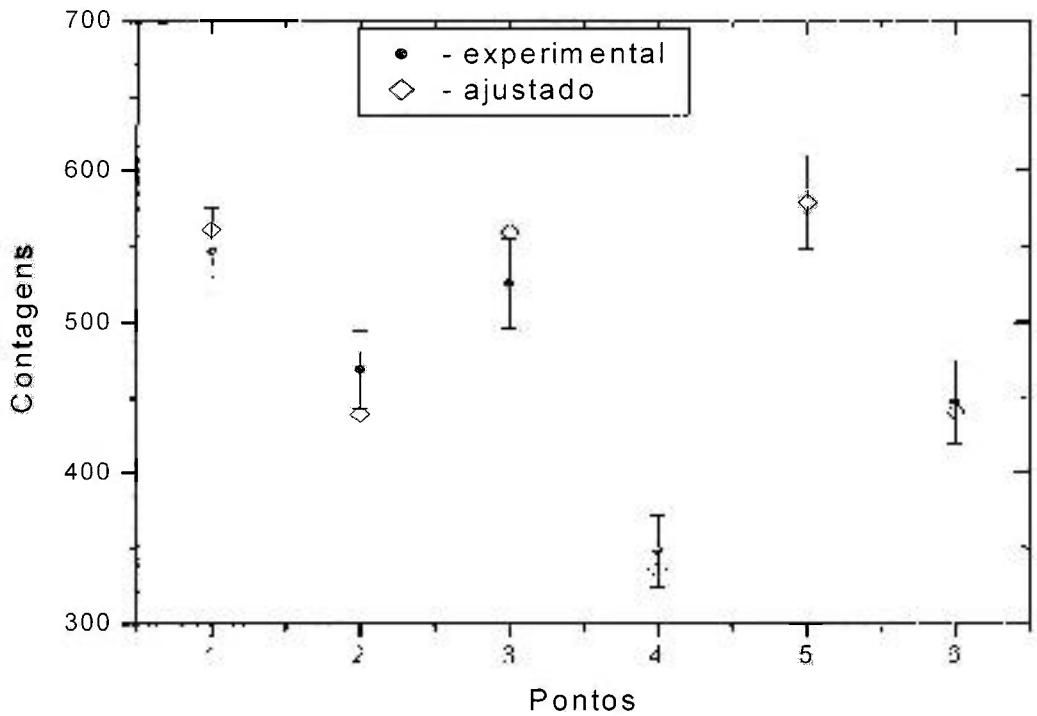


Figura 5.17.a. Ajuste ponto a ponto da cascata 461-138 keV do ^{155}Eu .

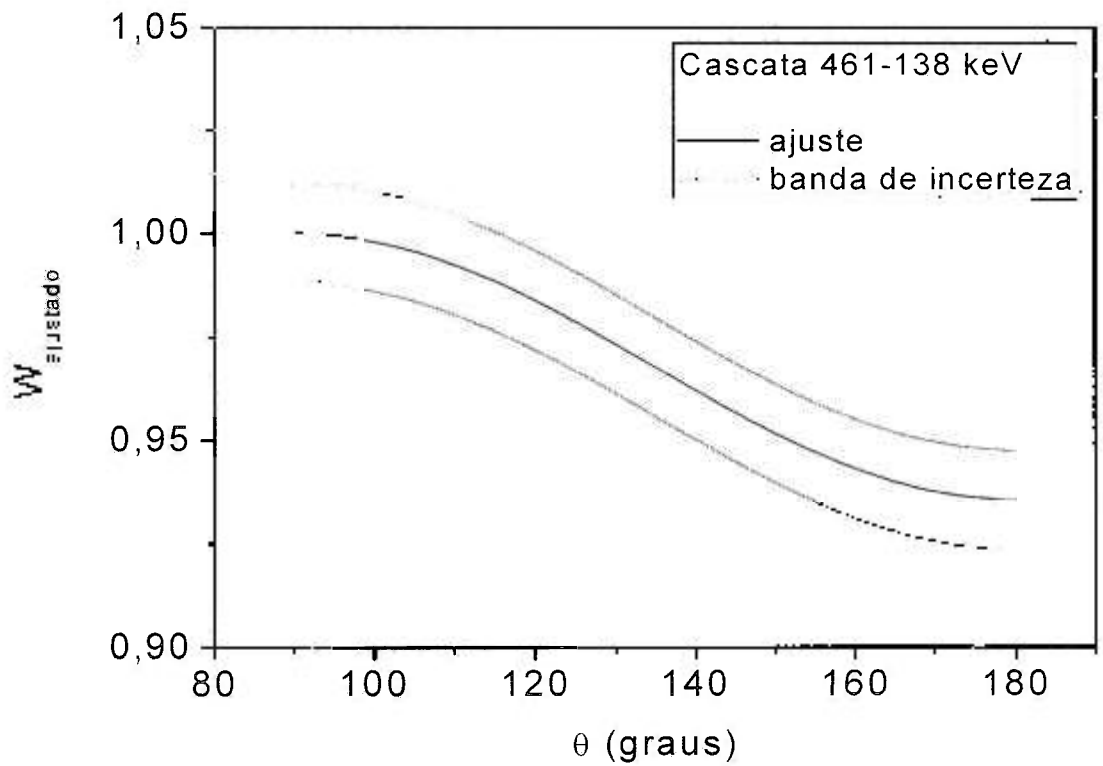


Figura 5.17.b. Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90° .

Transição 522,54 keV

O caráter multipolar predominante (E1) desta transição foi obtido por Prokofjev *et al.* [4] a partir da reação $^{153}\text{Eu}(2n,\gamma)^{155}\text{Eu}$.

No presente estudo esta razão de mistura multipolar foi calculada pela cascata 523-246 keV, com seqüência de spin $3/2^- - 3/2^+ - 5/2^+$. Foram obtidos dois valores de $\delta(523)$, a saber: $\delta(523) = -4,8(6)$ e $\delta(523) = 0,049(25)$. O primeiro valor indica o caráter predominante da transição M2, e o segundo valor indica caráter E1. Com auxílio das informações do NDS [22] foi possível descartar o primeiro valor. A representação gráfica do ajuste é exibida nas figuras 5.18.a e 5.18.b:

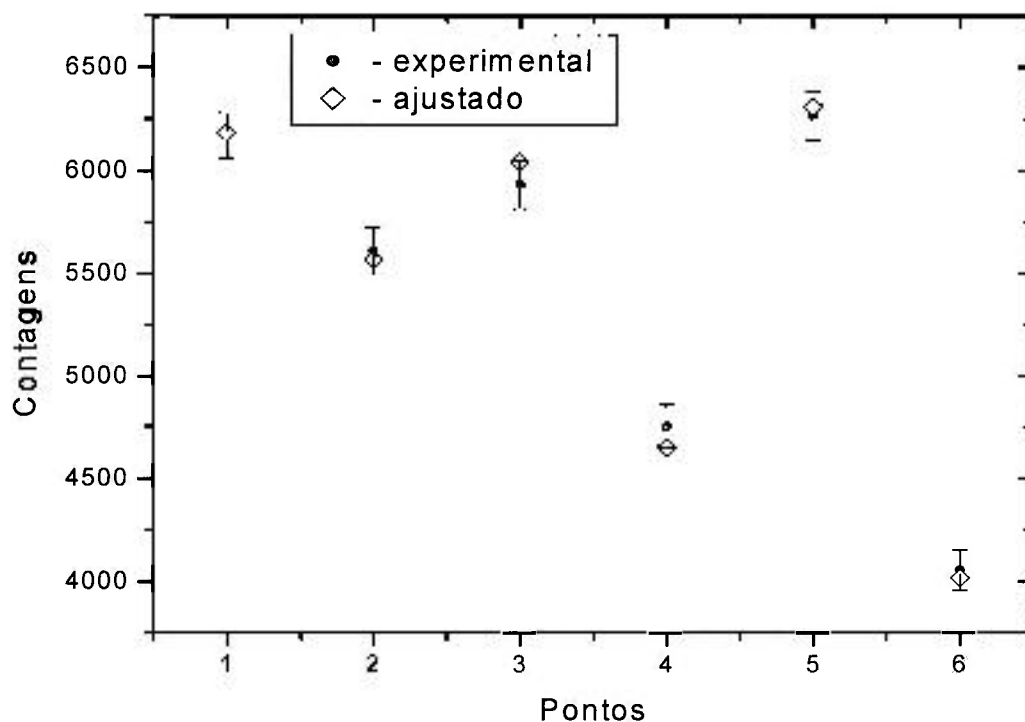


Figura 5.18.a. Ajuste ponto a ponto da cascata 523-246 keV do ^{155}Eu .

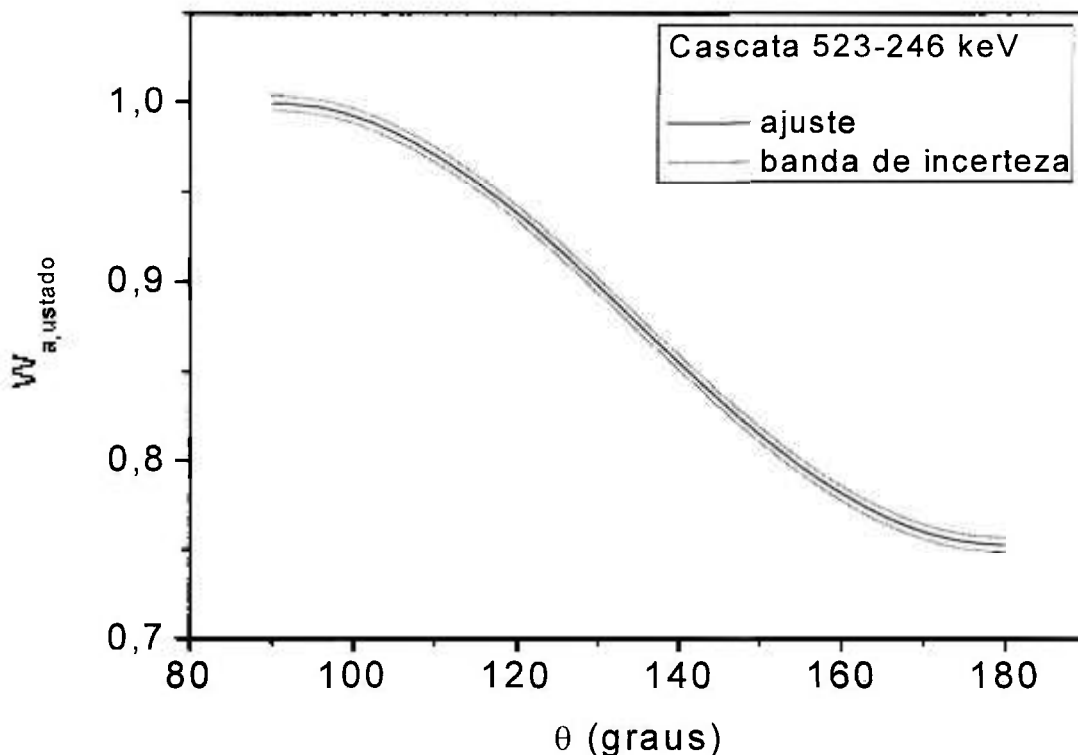


Figura 5.18.b. Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90° .

Transição 571,8 keV

O caráter multipolar predominante (E1) desta transição foi obtido por Prokofjev *et al.* [4] a partir da reação $^{153}\text{Eu}(2n,\gamma)^{155}\text{Eu}$.

No presente estudo, a razão de mistura multipolar $\delta(572)$ foi calculada pela cascata 572-246 keV, com seqüência de spin $5/2^- - 3/2^+ - 5/2^+$. Foram obtidos dois valores de delta, a saber: $\delta(572) = -0,31(10)$ e $\delta(572) = -11,59(12)$. O primeiro valor indica o caráter predominante da transição E1, e o segundo valor indica caráter M2. Com auxílio das informações do NDS [22] foi possível descartar o segundo valor. A representação gráfica do ajuste é exibida nas figuras 5.19.a e 5.19.b:

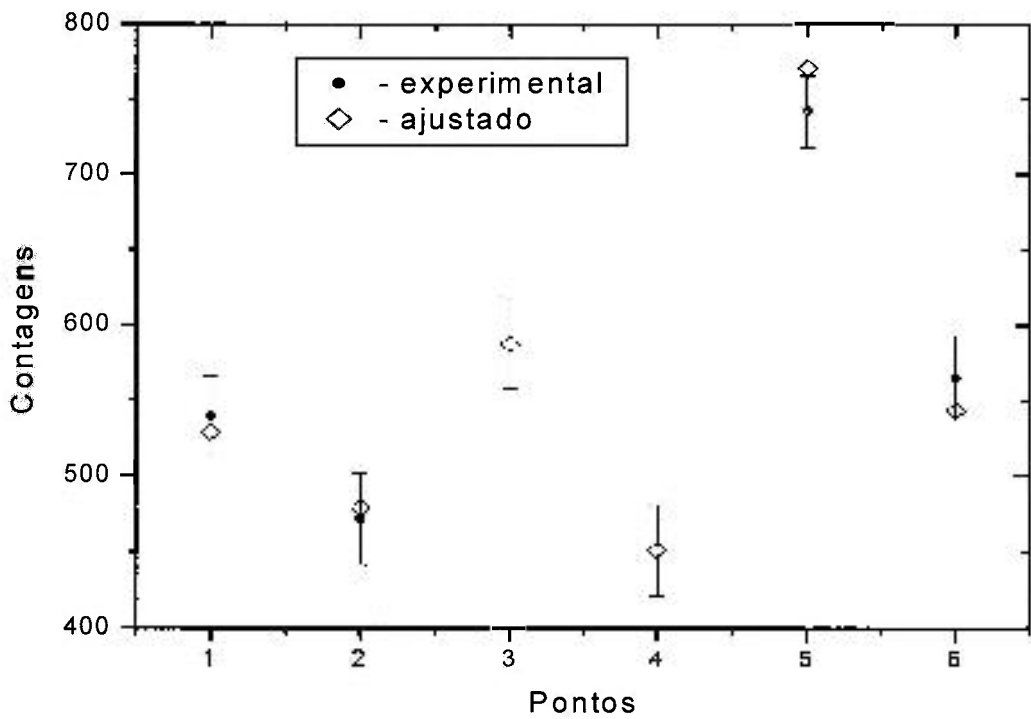


Figura 5.19.a. Ajuste ponto a ponto da cascata 572-246 keV do ^{155}Eu .

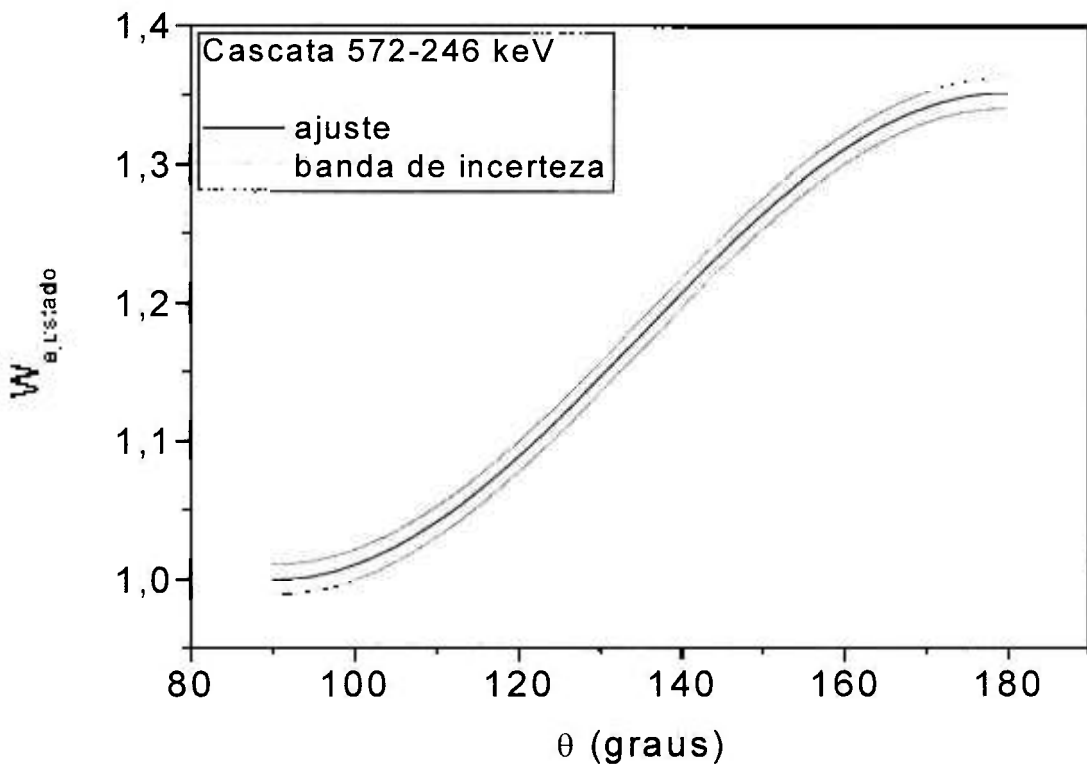


Figura 5.19.b. Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90° .

Transição 603,8 keV

O caráter multipolar M_1 desta transição foi obtido por comparação entre dados experimentais e valores teóricos de coeficientes de conversão interna de várias subcamadas [4].

No presente estudo, a razão de mistura multipolar $\delta(604)$ foi calculada pela cascata 604-246 keV, com seqüência de spin $3/2^+ - 3/2^+ - 5/2^+$, com valor $\delta(604) = 0,11$ (6). A representação gráfica do ajuste é exibida nas figuras 5.20.a e 5.20.b:

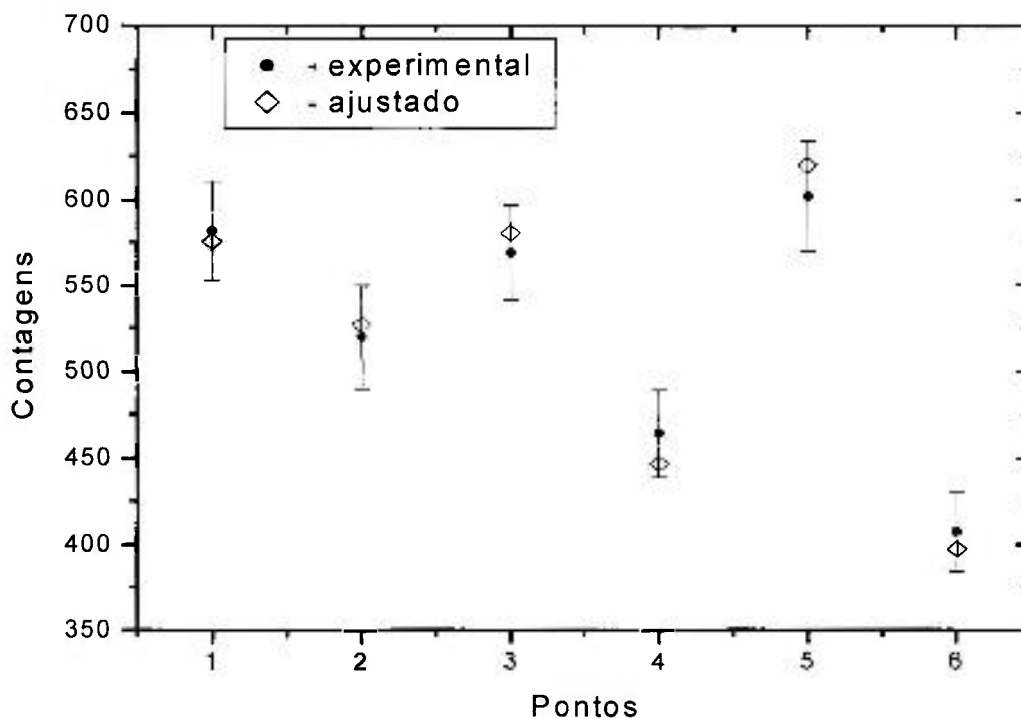


Figura 5.20.a. Ajuste ponto a ponto da cascata 604-246 keV do ^{155}Eu .

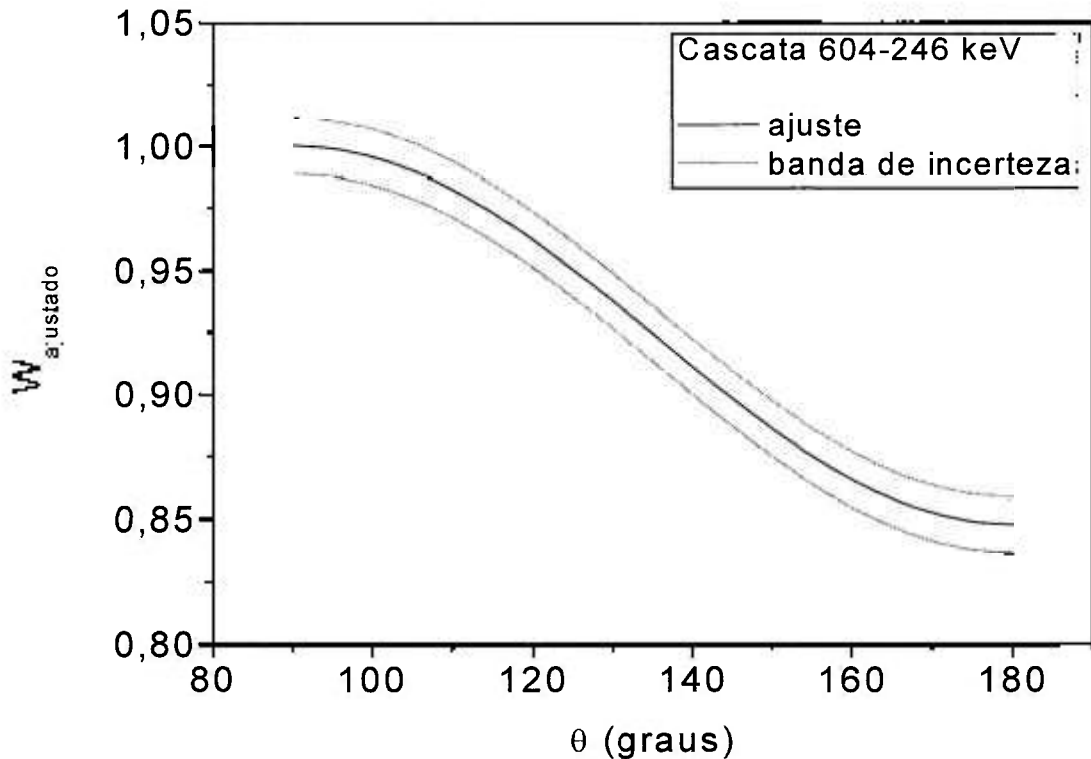


Figura 5.20.b. Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90° .

Transição 631,2 keV

O caráter multipolar desta transição não foi estabelecido pela compilação do NDS [22]. O valor do coeficiente de conversão interna foi medido por Prokofjev *et al.* [4], e o caráter multipolar predominante da transição foi indicado como M1. Porém, como existem dúvidas quanto ao posicionamento desta transição no esquema de níveis, tal caráter não foi aceito pela compilação.

No presente estudo, o posicionamento utilizado por Prokofjev *et al.* [4] para esta transição, foi confirmado pelas relações de coincidência observadas, conforme é mostrado na figura 5.21. Portanto, o caráter multipolar predominante sugerido (M1) pode ser aceito. No presente estudo, a razão de mistura multipolar da transição de 631 keV foi calculada pela cascata

631-246 keV, com seqüência de spin $1/2^+-3/2^+-5/2^+$. Foram obtidos dois valores, a saber: $\delta(631) = 2,5(3)$ e $\delta(631) = -0,15(4)$. Com auxílio das informações do trabalho de Prokofkev *et al.* [4], é possível descartar o primeiro valor. As representação gráfica dos ajustes é exibida nas figuras 5.22.a e 5.22.b:

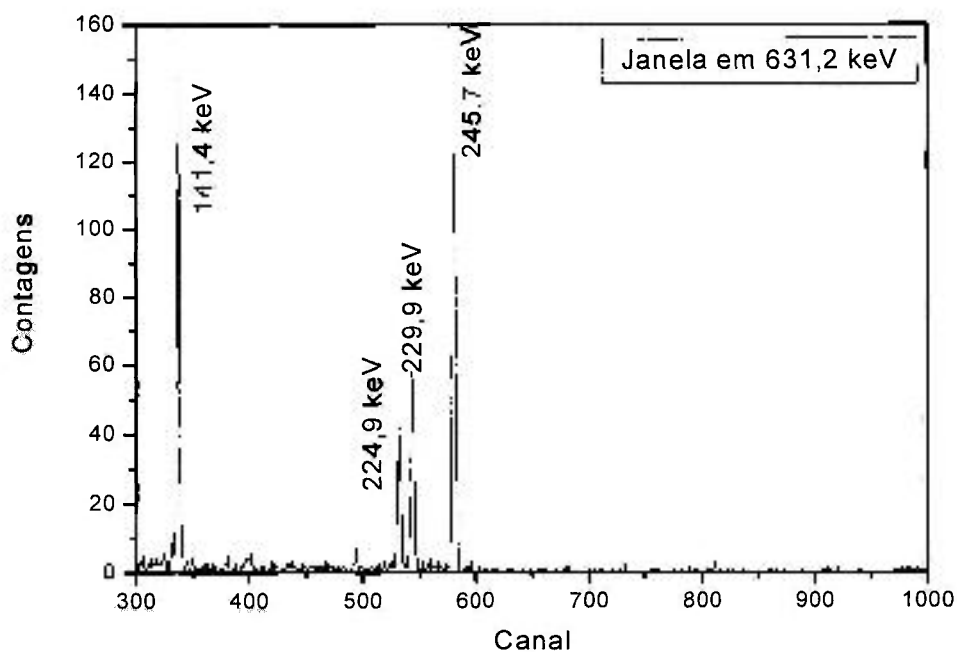


Figura 5.21. Janela na transição γ em 631,2 keV.

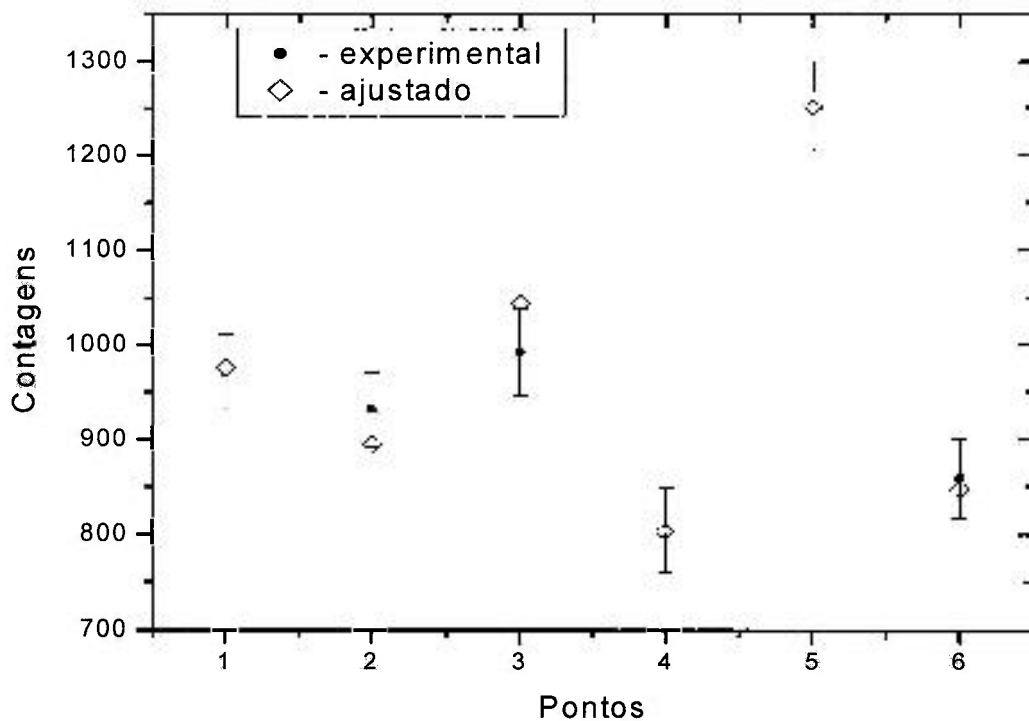


Figura 5.22.a. Ajuste ponto a ponto da cascata 631-246 keV do ¹⁵⁵Eu.

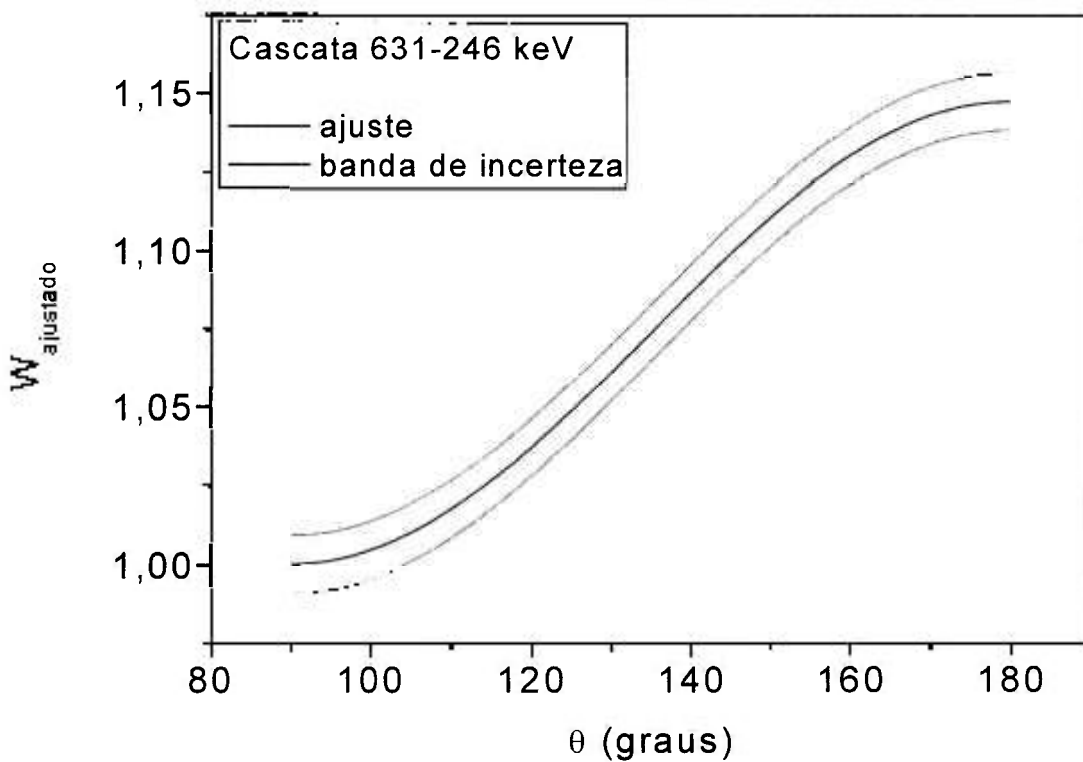


Figura 5.22.b. Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90°.

Transição 648,6 keV

O caráter multipolar predominante (M1) desta transição foi obtido por Prokofjev *et al.* [4] a partir da reação $^{153}\text{Eu}(2n,\gamma)^{155}\text{Eu}$.

No presente estudo, a razão de mistura multipolar $\delta(649)$ foi calculada pela cascata 649-169 keV, com seqüência de spin $5/2^- - 7/2^- - 5/2^+$, com valor $\delta(649) = 0,03(13)$. A representação gráfica do ajuste é exibida nas figuras 5.23.a e 5.23.b:

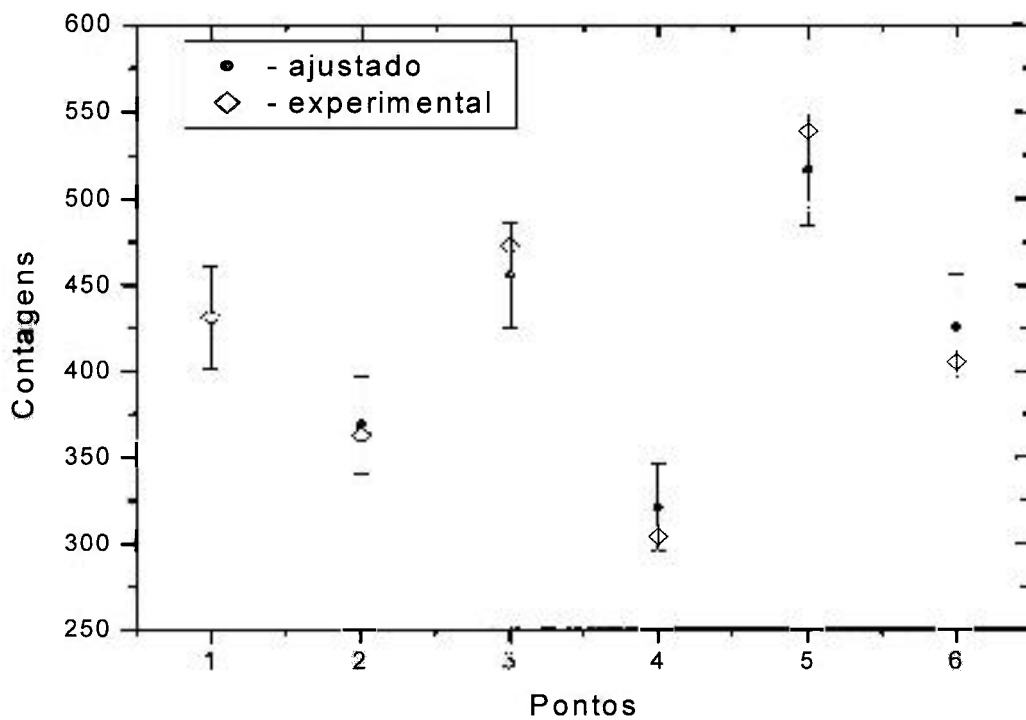


Figura 5.23.a. Ajuste ponto a ponto da cascata 649-169 keV do ^{155}Eu .

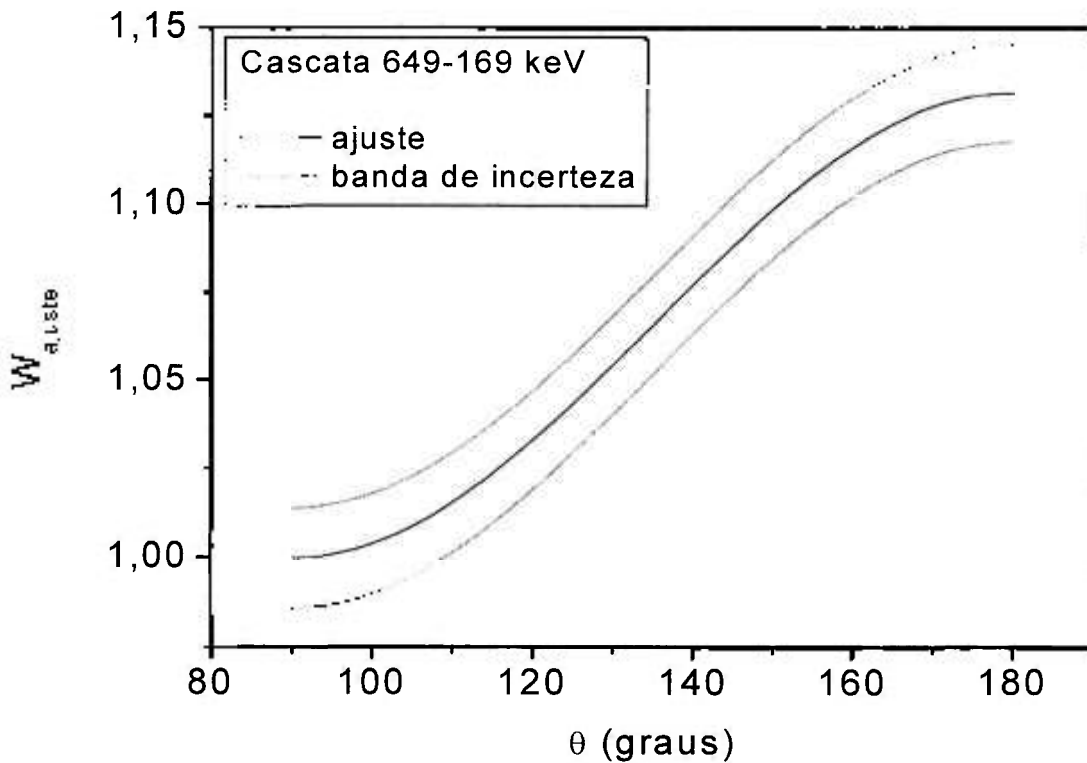


Figura 5.23.b. Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90° .

Transição 664,00 keV

O caráter multipolar predominante (M1) desta transição foi obtido por Prokofjev *et al.* [4] a partir da reação $^{153}\text{Eu}(2n,\gamma)^{155}\text{Eu}$.

No presente estudo, a razão de mistura multipolar $\delta(664)$ foi calculada pela cascata 664-104 keV, com seqüência de spin $3/2^- - 5/2^- - 5/2^+$, com valor $\delta(664) = -0,209(30)$. A representação gráfica do ajuste é exibida nas figuras 5.24.a e 5.24.b:

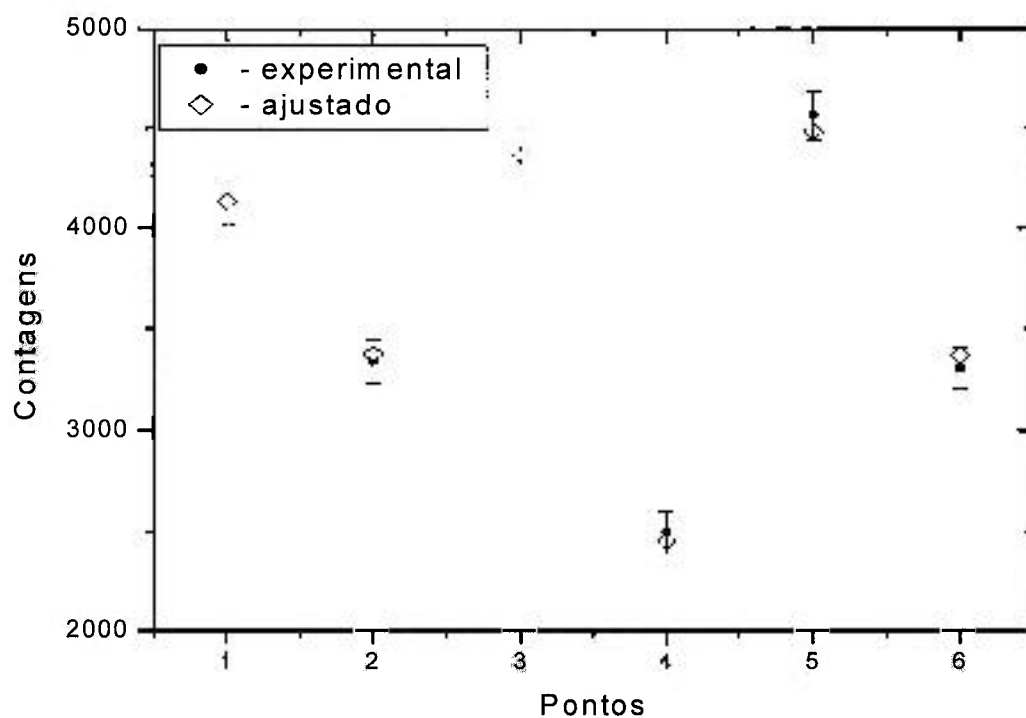


Figura 5.24.a. Ajuste ponto a ponto da cascata 664-104 keV do ^{155}Eu .

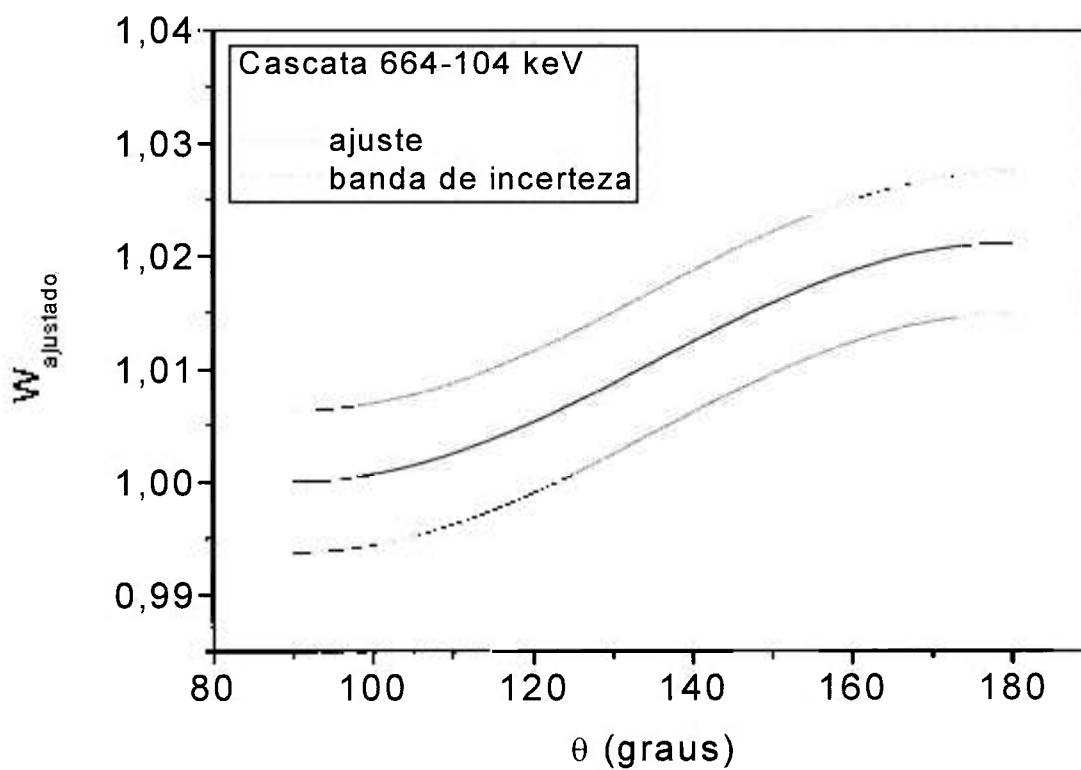


Figura 5.24.b. Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90° .

Transição 665 keV

O caráter multipolar predominante (M1) desta transição foi obtido por Prokofjev *et al.* [4] a partir da reação $^{153}\text{Eu}(2n,\gamma)^{155}\text{Eu}$.

No presente estudo, a razão de mistura multipolar da transição de 665 keV foi calculada pela cascata 665-246 keV, com seqüência de spin $3/2^+ - 3/2^+ - 5/2^+$. Foram obtidos dois valores, a saber: $\delta(665) = 10$ (11) e $\delta(665) = -0,12$ (11). O primeiro valor indica o caráter predominante da transição E2, e o segundo valor indica caráter M1. Com auxílio das informações do NDS, foi possível descartar o primeiro valor. A representação gráfica do ajuste é exibida nas figuras 5.25.a e 5.25.b:

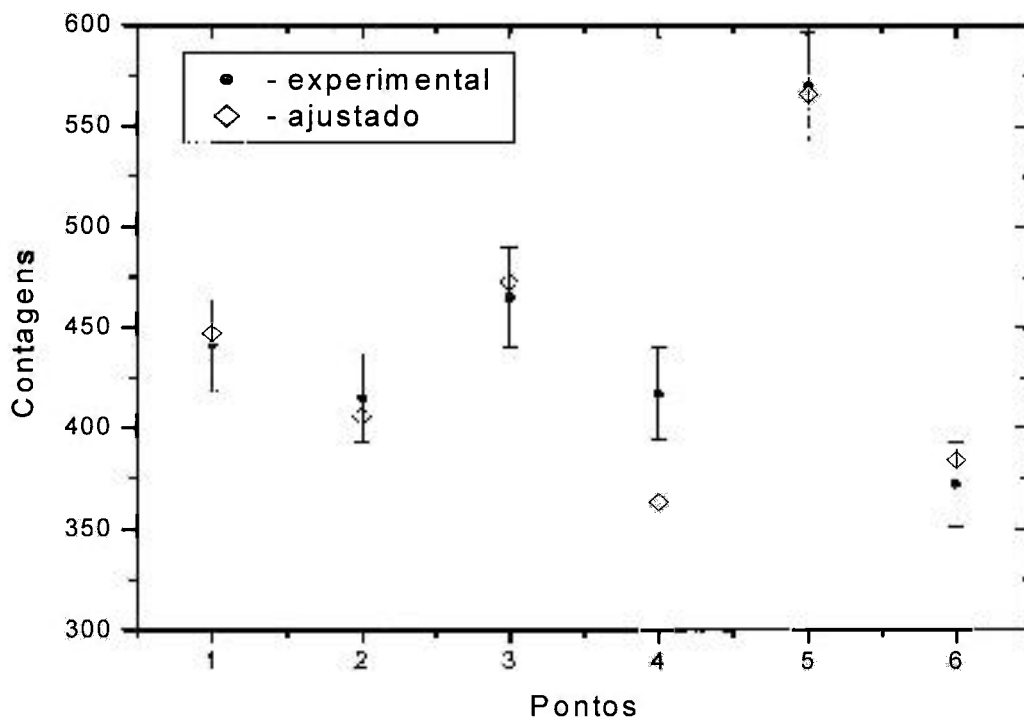


Figura 5.25.a. Ajuste ponto a ponto da cascata 665-245 keV do ^{155}Eu .

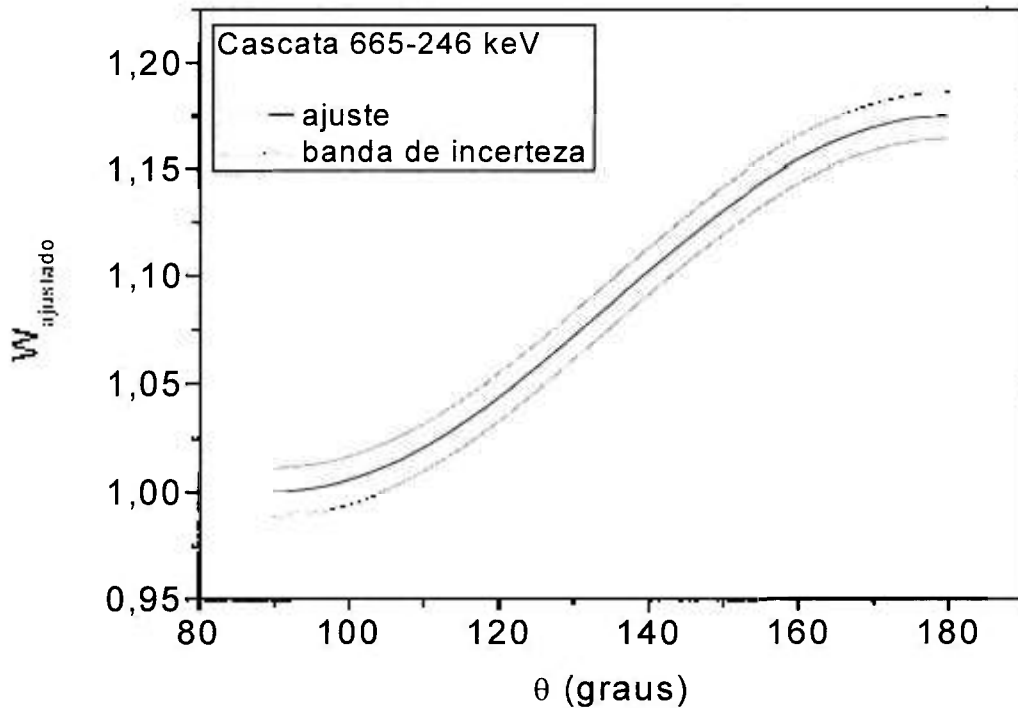


Figura 5.25.b. Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90° .

Transição 677,2 keV

O caráter multipolar desta transição não foi estabelecido pela compilação do NDS [22]. O valor do coeficiente de conversão interna foi medido por Prokofjev *et al.* [4], e o caráter multipolar predominante da transição foi indicado como M1. Porém, como existem dúvidas quanto ao posicionamento desta transição no esquema de níveis, tal caráter não foi aceito pela compilação.

No presente estudo, o posicionamento utilizado por Prokofjev *et al.* [4] para esta transição, foi confirmado pelas relações de coincidência observadas, conforme é mostrado na figura 5.26. Portanto o caráter multipolar predominante sugerido (M1) pode ser aceito. No presente estudo a razão de mistura multipolar da transição de 677 keV foi calculada pela cascata

677-246 keV, com seqüência de spin $1/2^+-3/2^+-5/2^+$. Foram obtidos dois valores, a saber: $\delta(677) = 2,5(6)$ e $\delta(677) = 0,38(9)$. Com auxílio das informações do trabalho de Prokofkev *et al.* [4], foi possível descartar o primeiro valor. As representação gráfica dos ajustes é exibida nas figuras 5.27.a e 5.27.b:

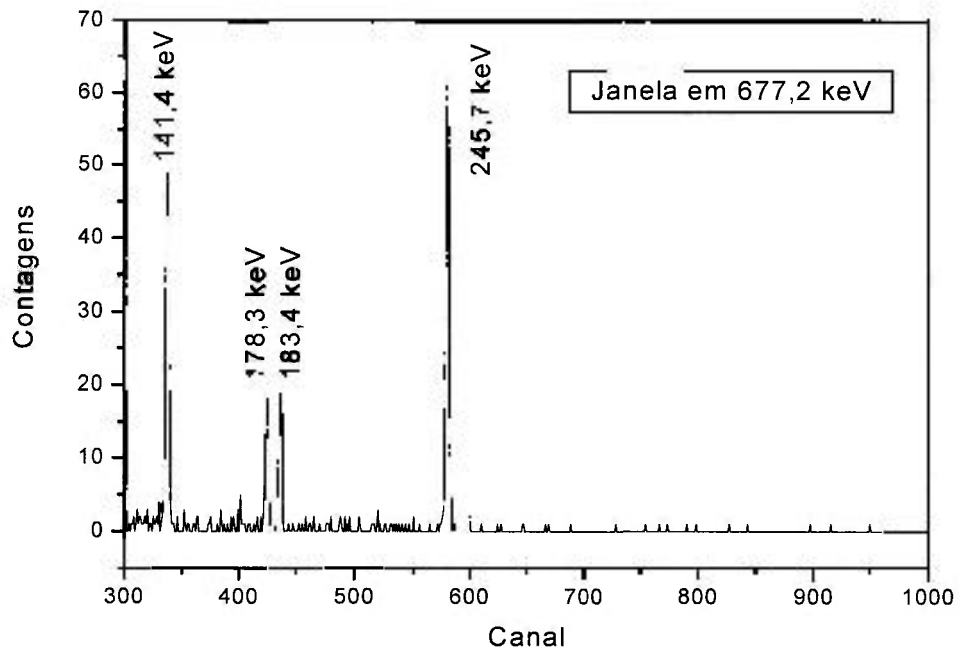


Figura 5.26. Janela na transição γ em 677,2 keV.

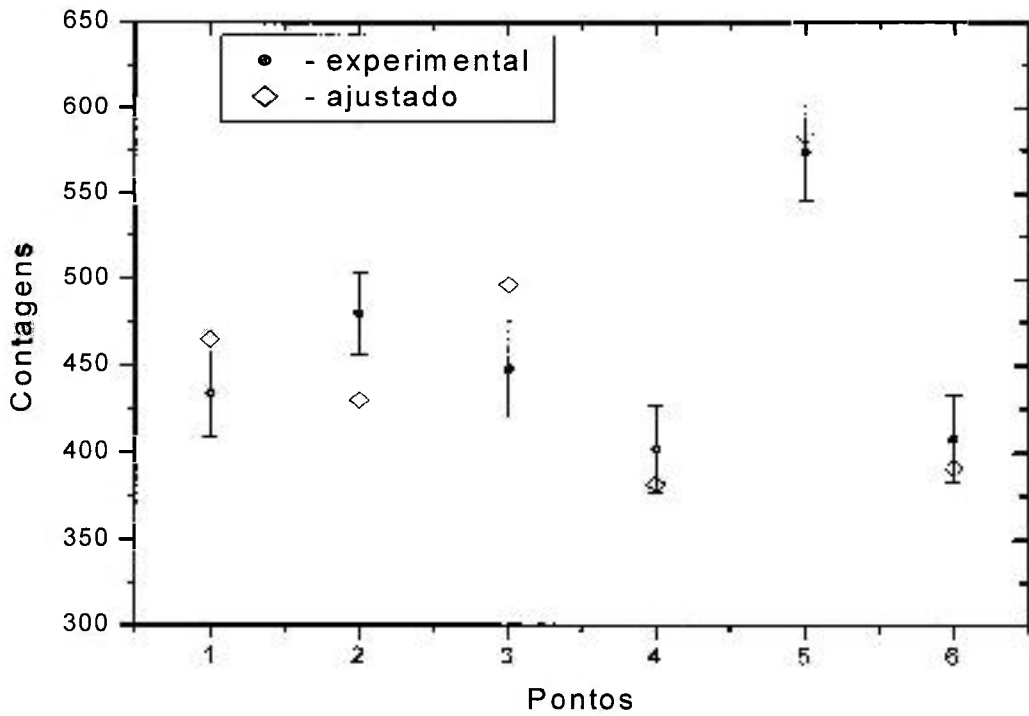


Figura 5.27.a. Ajuste ponto a ponto da cascata 677-246 keV do ¹⁵⁵Eu.

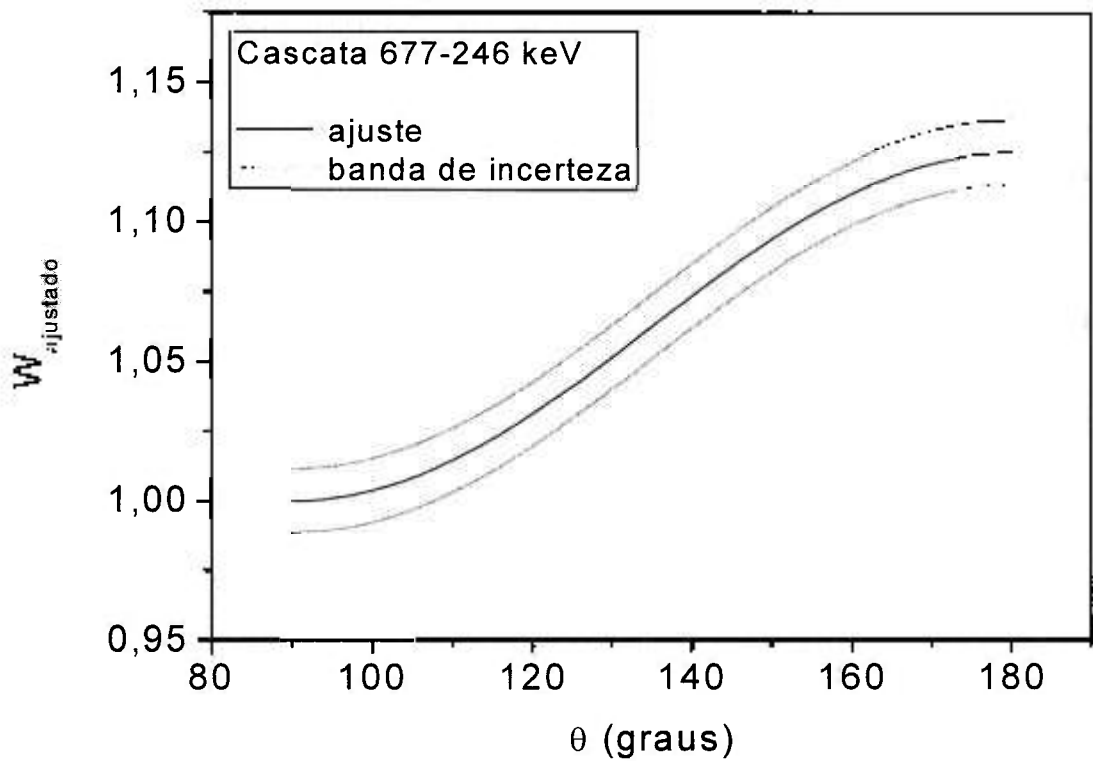


Figura 5.27.b. Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90° .

Transição 713,4 keV

O caráter multipolar predominante (M1) desta transição foi obtido por Prokofjev *et al.* [4] a partir da reação $^{153}\text{Eu}(2n,\gamma)^{155}\text{Eu}$.

No presente estudo, a razão de mistura multipolar da transição de 713 keV foi calculada pela cascata 713-104 keV, com seqüência de spin $5/2^- - 5/2^- - 5/2^+$, com valor $\delta(713) = -0,3(5)$. A representação gráfica do ajuste é exibida nas figuras 5.28.a e 5.28.b:

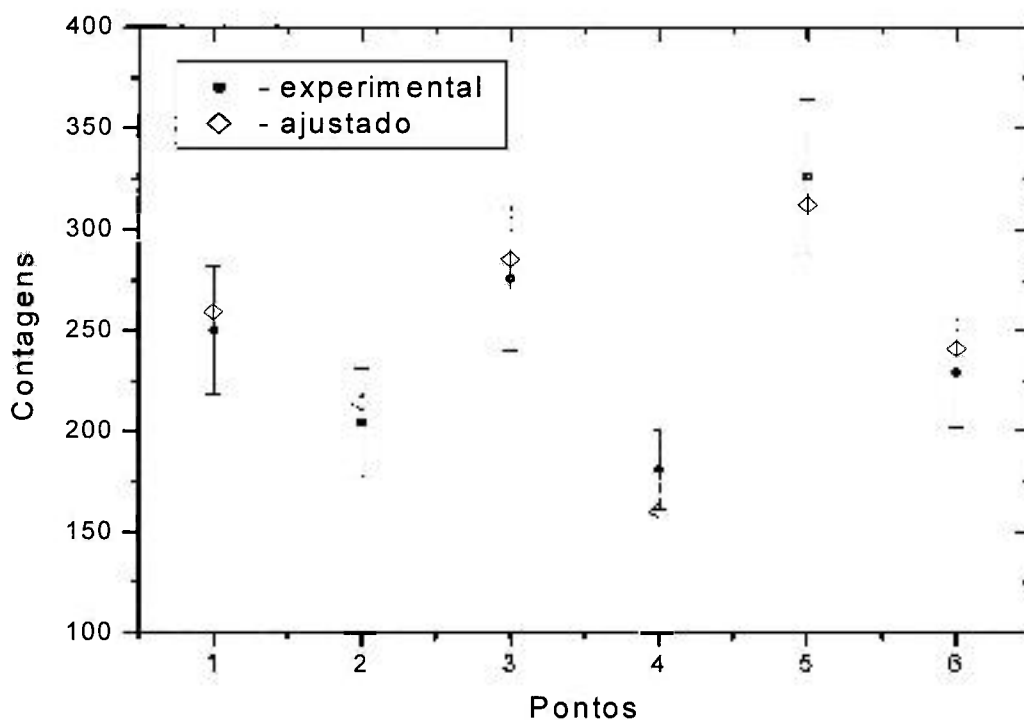


Figura 5.28.a. Ajuste ponto a ponto da cascata 713-104 keV do ^{155}Eu .

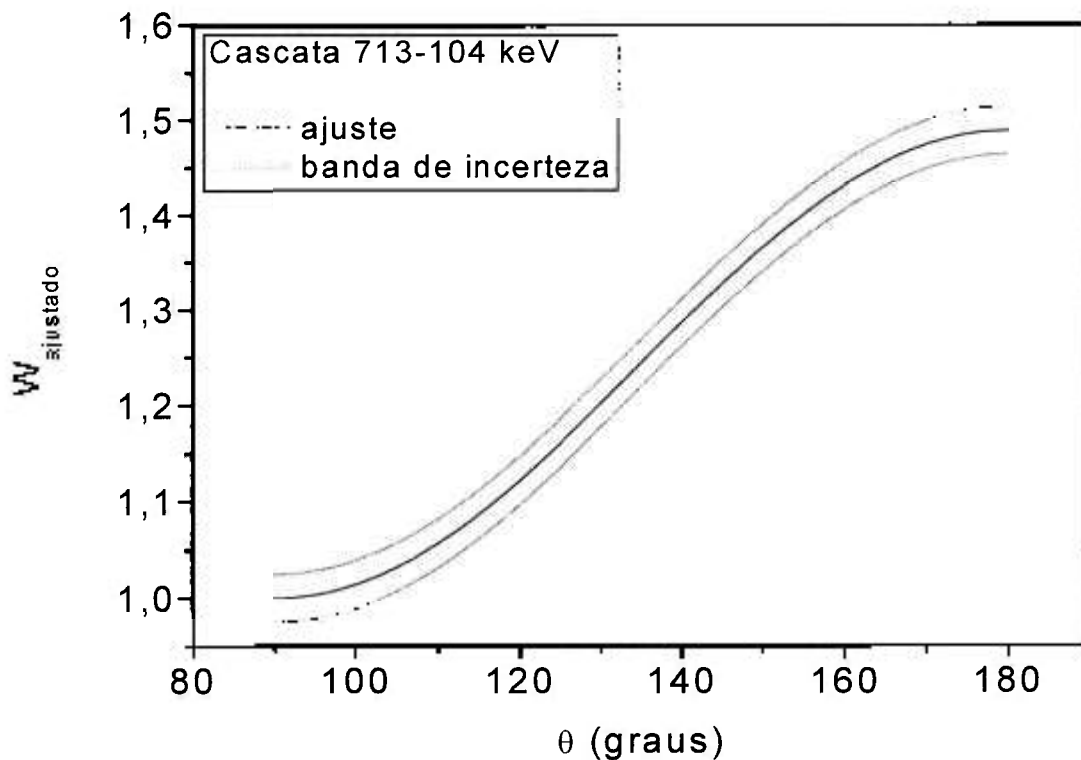


Figura 5.28.b. Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90° .

Transição 932,9 keV

O caráter multipolar desta transição foi sugerida por Prokofjev *et al.* [4], como $M1$, $E2$, sendo também aceito pela compilação do NDS [22]. Os spins dos níveis, inicial e final, envolvidos na emissão desta transição são $3/2^-$ e $7/2^-$, respectivamente, sendo claramente inconsistente com tal caráter multipolar M_1 .

No presente estudo, a razão de mistura multipolar da transição 933 keV foi calculada pela cascata 933-169 keV, com seqüência de spin $3/2^- - 7/2^- - 5/2^+$. Foram obtidos dois valores, a saber: $\delta(933) = 3,5$ (25) e $\delta(933) = 0,21$ (20). Adotando o caráter predominante $E2$, foi possível descartar o primeiro valor. A representação gráfica do ajuste é exibida nas figuras 5.29.a e 5.29.b:

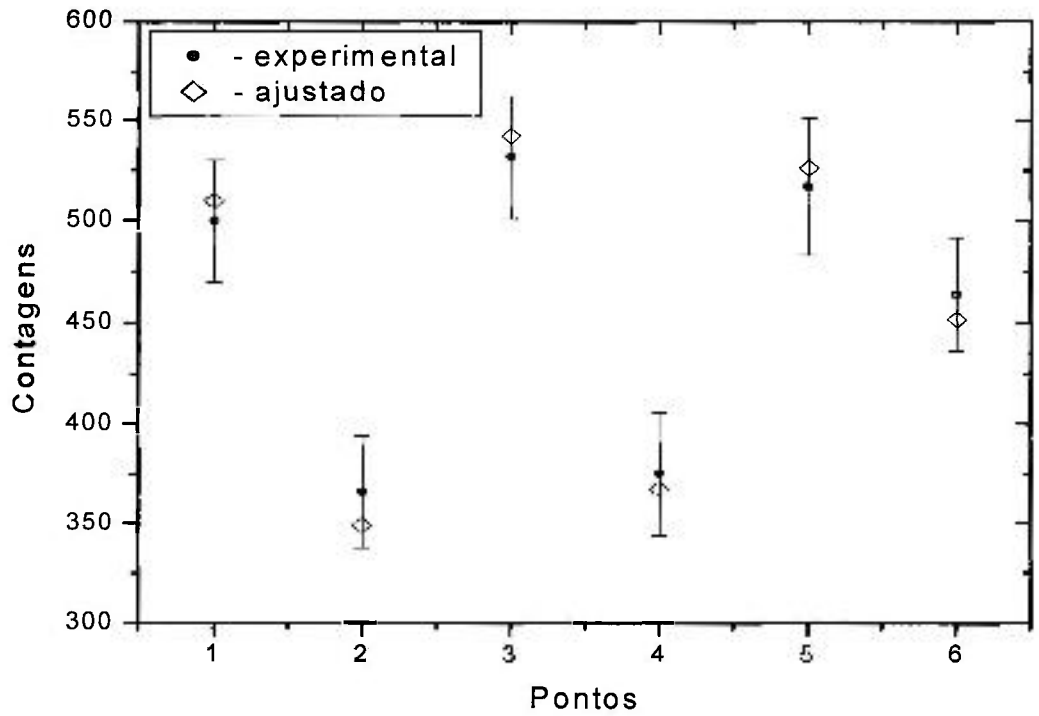


Figura 5.29.a. Ajuste ponto a ponto da cascata 933-169 keV do ^{155}Eu .

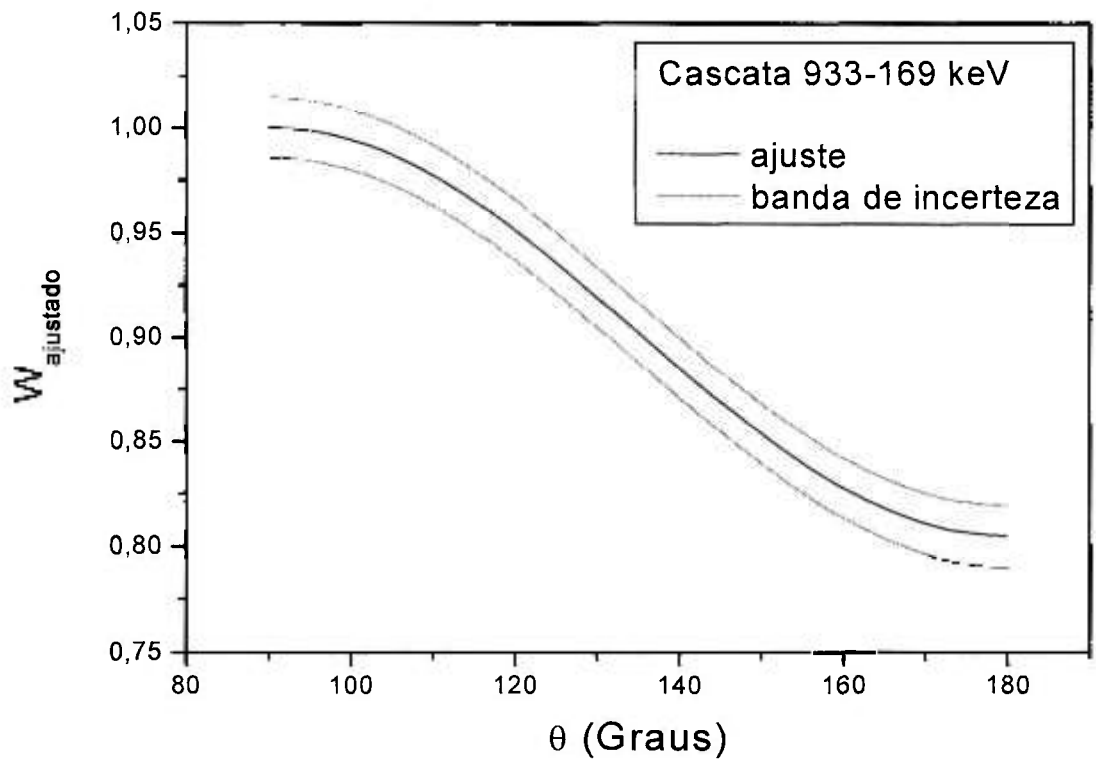


Figura 5.29.b. Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90° .

Transição 997,9 keV

A compilação do NDS [22] sugere tanto o caráter multipolar E1 como E2 para a transição de 998 keV. Tal ambigüidade tem origem na localização intermediária do ponto experimental obtido em medidas de conversão interna com relação aos valores teóricos.

No presente estudo, a razão de mistura multipolar $\delta(997)$ foi calculada pela cascata 998-104 keV, com seqüência de spin $3/2^- - 5/2^- - 5/2^+$, com valor $\delta(998) = 0,20$ (9). A representação gráfica do ajuste é exibida nas figuras 5.30.a e 5.30.b:

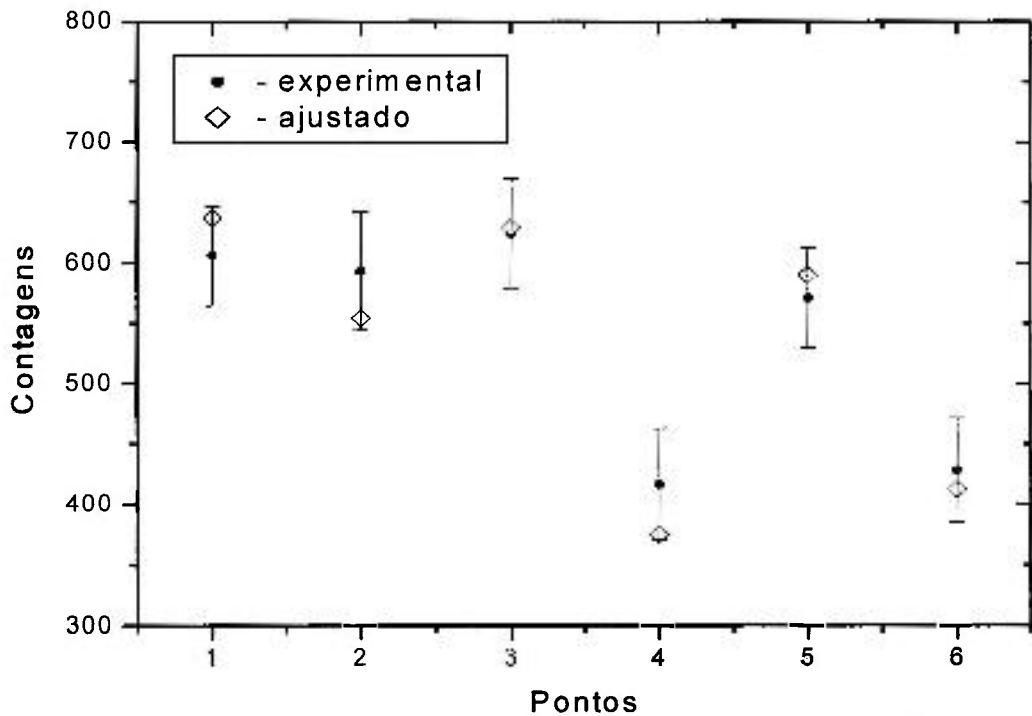


Figura 5.30.a. Ajuste ponto a ponto da cascata 998-104 keV do ^{155}Eu .

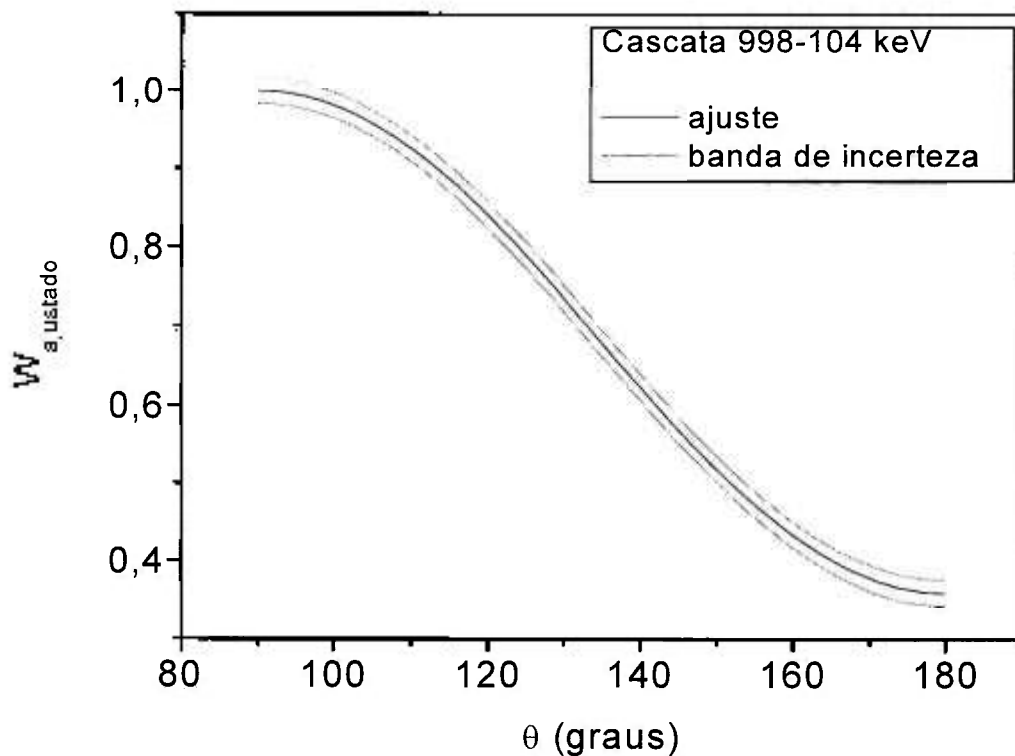


Figura 5.30.b. Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90° .

Transição 1002,7 keV

O caráter multipolar M1 desta transição foi obtido por Prokofjev *et al.* [4], porém a compilação do NDS [22] ressalta que o caráter multipolar predominante poder ser E2, dependendo do spin do nível a 1106,83 keV, que tem três valores possíveis, $(1/2)^-$, $3/2^-$ e $5/2^-$.

No presente estudo, a razão de mistura multipolar da transição de 1003 keV foi calculada pela cascata 1003-104 keV para as três seqüências de spin prováveis, sendo possível estabelecer o spin $3/2^-$. Desta forma, obteve-se $\delta(1003) = -0,40(9)$ cuja representação gráfica do ajuste é exibida nas figuras 5.31.a e 5.31.b:

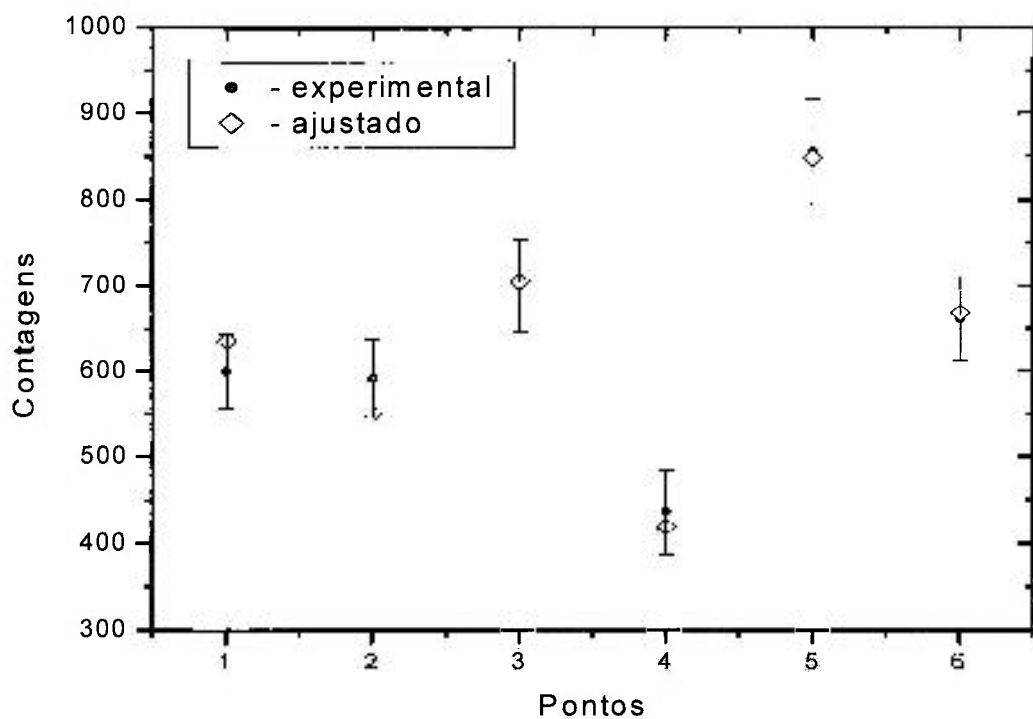


Figura 5.31.a. Ajuste ponto a ponto da cascata 1003-104 keV do ¹⁵⁵Eu.

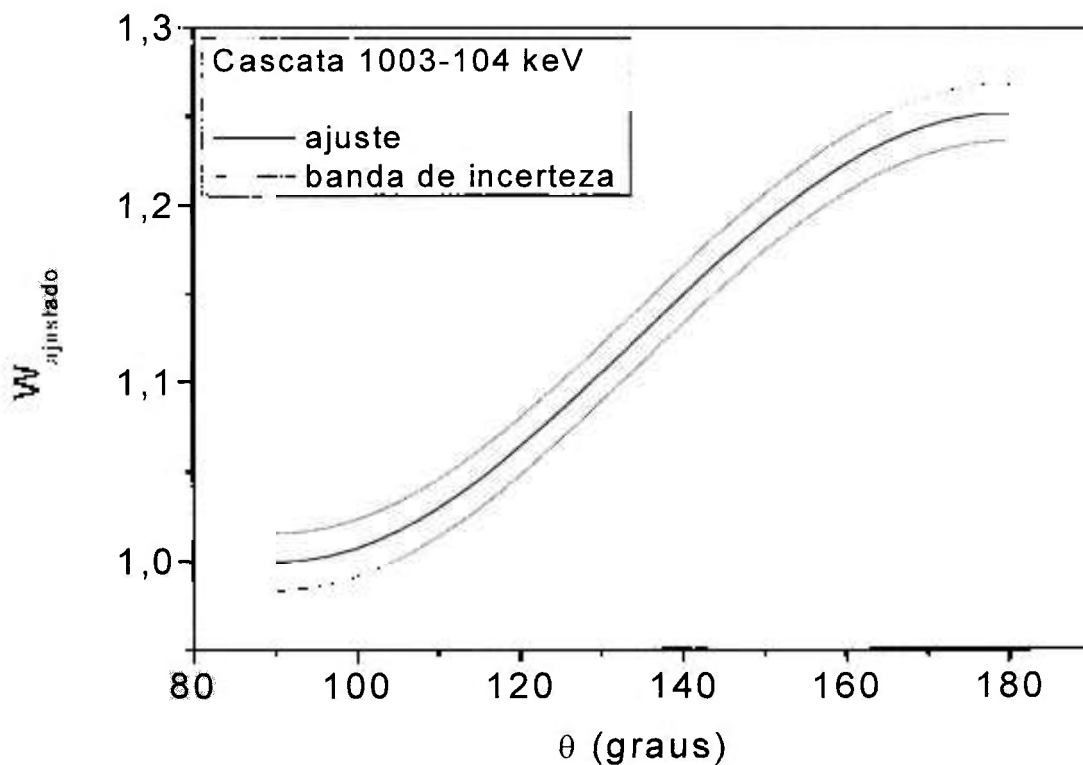
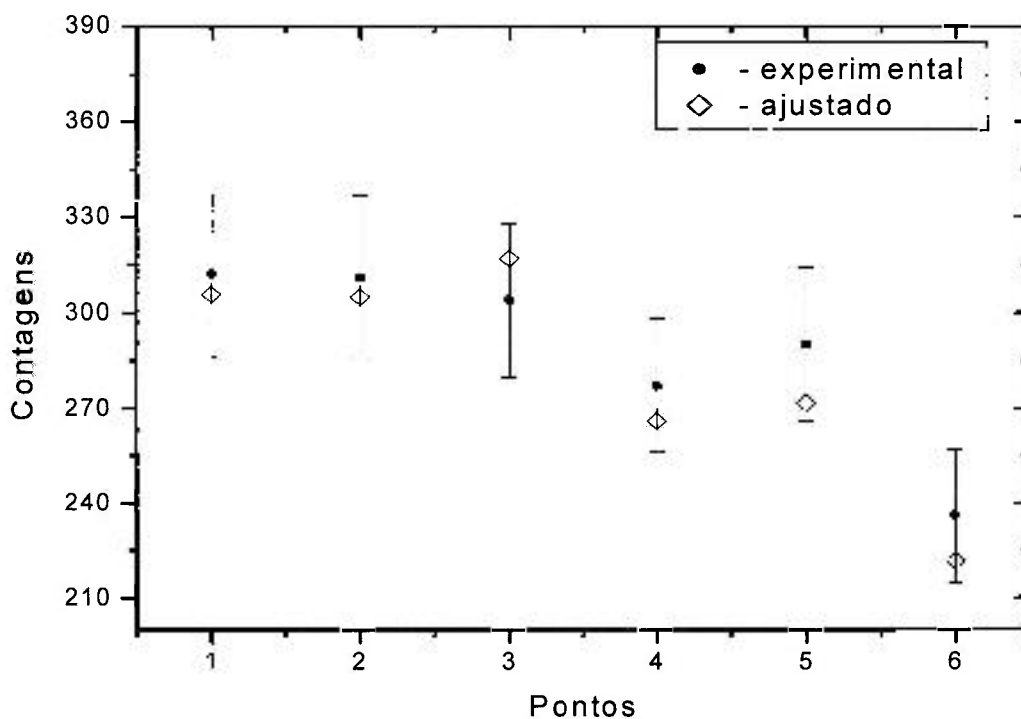


Figura 5.31.b. Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90° .

Transição 1223,0 keV

No presente estudo, a multipolaridade da transição de 1223 keV foi estudada pela primeira vez. O valor da razão de mistura multipolar foi calculado pela cascata 1223-79 keV, com seqüência de spin $5/2-7/2^+-5/2^+$, fornecendo $\delta(1223) = 0,19(8)$. A paridade do nível a 1301,41 keV não é definida, porém o valor de razão de mistura multipolar indica que a intensidade da menor multipolaridade é muito superior à intensidade da maior multipolaridade. Como $M1 \gg E2$ é pouco provável, deve-se ter $E1 \gg M2$. Este é o caso em que as regras de seleção para transição γ indicam mudança de paridade. Portanto é possível sugerir como negativa a paridade do nível a 1301,41 keV. A representação gráfica do ajuste é exibida nas figuras 5.32.a e 5.32.b:

Figura 5.32.a. Ajuste ponto a ponto da cascata 1223-79 keV do ^{155}Eu .

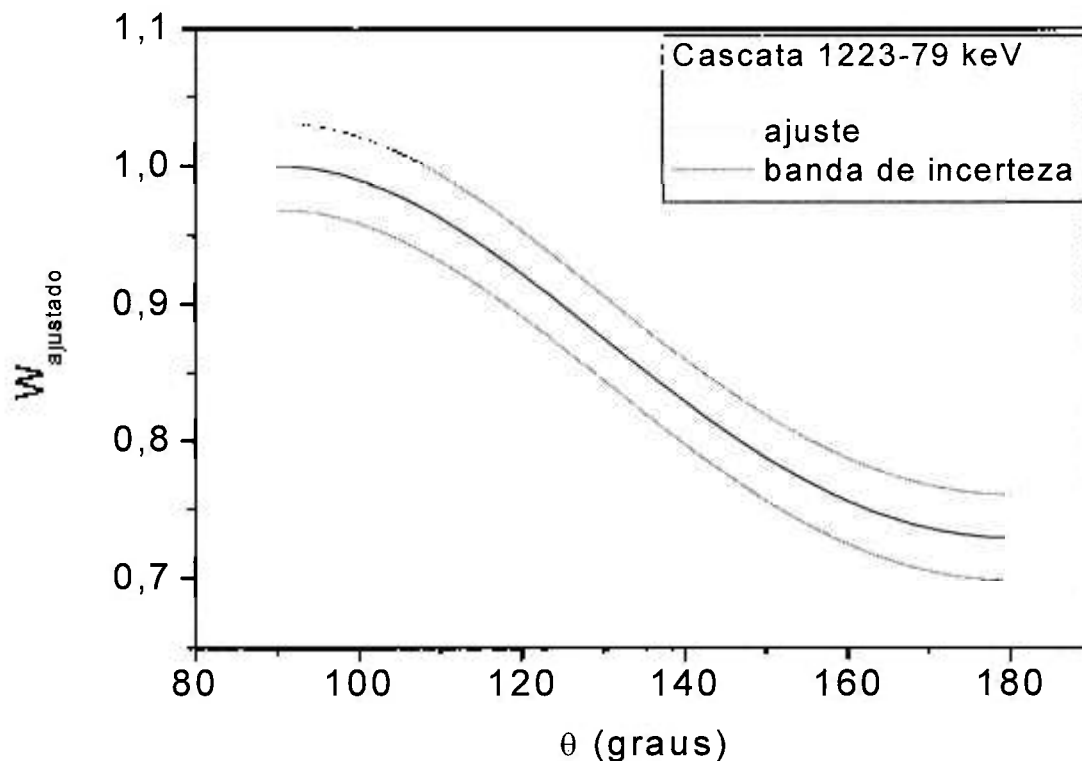


Figura 5.32.b. Função de correlação angular ajustada, normalizada em 90°.

5.2 Determinação do Spin do Nível a 1106,83 keV

O nível 1106,83 keV tem valores de spin da literatura indicados por $(1/2)^-$, $3/2^-$, $5/2^-$ [22]. O ajuste feito com as três hipóteses, para a cascata 1003-104 keV, produziu os seguintes resultados:

$$\begin{aligned}
 1/2^- &\rightarrow \delta=0,51 (53) , \chi^2=2,6 \\
 3/2^- &\Rightarrow \delta= -0,35 (6) , \chi^2=1,5 \\
 5/2^- &\Rightarrow \delta= 0,15 (9) , \chi^2=2,2
 \end{aligned}$$

O menor valor de χ^2 permite a escolha do spin $3/2^-$ para o nível a 1106,83 keV.

CAPÍTULO 6

INTERPRETAÇÃO TEÓRICA

6.1 Introdução

Neste capítulo será discutida uma possível interpretação teórica para a estrutura de níveis do núcleo ^{155}Eu . Este núcleo pertence a uma região da tabela periódica, cujos elementos são chamados de terras raras, que é de grande interesse para estudos de estrutura nuclear pois nela estão presentes quase todos os tipos de núcleos, no que diz respeito ao tipo de decaimento, à deformação e às características dos estados excitados. Na região dos terras raras, os estados de quasi-partícula são bem descritos em termos do modelo de camadas deformado, no entanto, os estudos teóricos envolvendo esta região, concentram-se em descrever propriedades de um conjunto de núcleos. Para um núcleo específico, como no caso do ^{155}Eu , tais descrições podem não ser satisfatórias. Isso é observado no trabalho de Nazarewicz *et al.* [26], que calcula os estados principais de quasi-prótons (cabeças de bandas) a baixas energias utilizando o método macroscópico - microscópico, para o conjunto das terras raras com $63 \leq Z \leq 75$. O valor da energia de Fermi obtido difere bastante do valor esperado [22], de forma que esta descrição não é apropriada para o ^{155}Eu . Outra descrição, proposta por Nosek *et al.* [27], que utiliza um modelo Quasiparticle Phonon Nuclear Model (QPNM), um tratamento semelhante ao de Nazarewicz *et al.* [26], porém com a adição de vibração nuclear. Neste trabalho, foram estudados os núcleos ^{151}Pm , ^{153}Eu e ^{155}Eu , porém nele não há informações sobre os parâmetros do potencial nuclear utilizado, não sendo possível sua utilização. Os dois modelos recomendados pela biblioteca da Agência Internacional de Energia Atômica (AIEA), a “Recommended Input Parameter Library (RIPL)” [28], o Finite Range Droplet Model (FRDM) [29] e o Hartree-Fock – BCS (HF-BCS) [30] também não têm sucesso em descrever o ^{155}Eu . O trabalho de Möller *et al.* [29] utiliza o FRDM para descrever o intervalo de núcleos com $16 \leq A \leq 339$, e o trabalho de Goriely *et al.* [30], utiliza o HF-BCS para descrever núcleos no intervalo $N \geq 8$ e $Z \leq 120$. Ambas as descrições não têm sucesso em reproduzir o spin do estado fundamental do ^{155}Eu , e a primeira cabeça de banda rotacional, que tem energia à 104 keV, é produzida com energia de 357 keV pelo modelo FRDM [29] e de 996 keV pelo modelo HF-BCS [30].

O modelo nuclear utilizado neste estudo é o modelo de partícula única em um potencial de Woods-Saxon deformado, adicionados com as interações spin-órbita, coulombiana e residual

de emparelhamento. Na primeira etapa, foi determinada a deformação nuclear para a construção do potencial. Em seguida foram construídos os níveis de partícula única, e adicionadas as interações residuais produzindo os níveis de quasi-partícula.

6.2 Deformação Nuclear

Para determinar a deformação do núcleo foi utilizado o método macroscópico – microscópico [31], que pode ser representado pela relação:

$$E_{tot}(\varepsilon, \hat{\alpha}) = E_{macr}(\varepsilon, \hat{\alpha}) + E_{micr}(\varepsilon, \hat{\alpha}) \quad (54)$$

onde ε e $\hat{\alpha}$ são os parâmetros de deformação e E_{tot} a energia total do núcleo.

O primeiro termo da soma é a contribuição macroscópica da energia, obtida a partir do Modelo da Gota Líquida [32]:

$$E_{gl} = -c_1 A + c_2 A^{\frac{2}{3}} f(\varepsilon) + \frac{3}{5} \frac{e^2 Z^2}{r_0 A^{\frac{1}{3}}} g(\varepsilon) \quad (55)$$

Porém apenas com esta formulação, não é possível descrever as flutuações locais. Para tanto, deve-se adicionar o segundo termo, as contribuições microscópicas, devidas às correções de camada e emparelhamento. Para obter o conjunto de parâmetros de deformação de equilíbrio $\{\varepsilon, \hat{\alpha}\}$, a energia total foi minimizada.

Existem muitas descrições multiparamétricas para a deformação nuclear. Neste trabalho foi adotada como parametrização da forma nuclear, os ovóides de Cassini com parâmetros ε (associado à elongação e ao momento de quadrupolo) e α_4 (associado ao momento

hexadecapolar) [33]. Outros momentos como o de octupolo, α_3 , têm pequena contribuição [26] e por isso não foram levados em consideração.

Para esta primeira fase do cálculo, foi utilizado o programa BARRIER [31]. Os resultados deste cálculo serão mostrados na seção 6.5.

6.3 Cálculo dos Estados Excitados

A teoria de campo médio fenomenológico com potencial de partícula única, é uma ferramenta poderosa na descrição de fenômenos nucleares a baixa energia, e, entre os potenciais existentes na literatura, o de Woods-Saxon [34] é o que melhor descreve algumas propriedades nucleares como deformação de equilíbrio e momentos, raio quadrático médio, energias de ligação de nucleons, barreira de fissão e grande parte dos efeitos para núcleos fortemente deformados e núcleos com rotação rápida.

Para determinar o potencial de Woods-Saxon é preciso estabelecer doze constantes: seis para nêutrons e seis para prótons. A saber:

V_0 = profundidade do potencial central,

R_0 = parâmetro de raio,

a = parâmetro de difusividade nuclear,

λ = coeficiente de interação spin-órbita,

r_{0-so} = parâmetro de raio do potencial spin-órbita,

a_{so} = parâmetro de difusividade da interação spin-órbita,

Existem vários conjuntos de parâmetros propostos para o potencial de Woods-Saxon. Estes conjuntos têm sido determinados partindo do ajuste das propriedades de núcleos β estáveis.

Alguns deles são os de Blomquist e Wahlborn [35], Chepurnov [36], Rost [37] os denominados Novos [38] e Universais [39].

O potencial de Woods Saxon é composto pela parte central (V), a parte de interação spin-órbita (V_{so}), e o potencial de Coulomb (V_{coul}) para prótons:

$$V^{WS}(r, z, \varepsilon, \hat{\alpha}) = V(r, z, \varepsilon, \hat{\alpha}) + V_{so}(r, z, \varepsilon, \hat{\alpha}) + V_{coul}(r, z, \varepsilon, \hat{\alpha}) \quad (56)$$

onde (r, z) são coordenadas cilíndricas.

O Potencial central nuclear $V(r, z, \varepsilon, \hat{\alpha})$ é definido de forma que descreva a função de distribuição de densidade:

$$V(r, z, \varepsilon, \hat{\alpha}) = \frac{V_0}{1 + \exp \frac{dist(r, z, \varepsilon, \hat{\alpha})}{a}} \quad (57)$$

onde $dist(r, z, \varepsilon, \hat{\alpha})$ é a distância entre um ponto qualquer e a superfície nuclear.

A profundidade do potencial central é parametrizada como:

$$V_0 = V_0 [1 \pm \kappa(N - Z)/(N + Z)] \quad (58)$$

com o sinal positivo para prótons e negativo para nêutrons. O valor da constante κ é 0,63.

A variação radial do termo de interação spin-órbita, V_{so} , é definida então, de forma proporcional ao gradiente de $V(r)$, onde $V(r)$ é a função radial do potencial central.

$$V_{so}(r, z, \varepsilon, \hat{\alpha}) = \lambda \left(\frac{\hbar}{2Mc} \right)^2 \nabla V(r, z, \varepsilon, \hat{\alpha}) \cdot (\vec{\sigma} \times \vec{p}) \quad (59)$$

onde M é a massa do nucleon, $\vec{\sigma}$ são as matrizes de Pauli e \vec{p} é o operador momento linear.

O potencial de Coulomb é calculado em coordenadas cilíndricas, considerando a carga nuclear $(Z-1)e$ uniformemente distribuída no interior do núcleo:

$$V_{coul}(r', z') = \pi \rho_0 \int M^{-1}(a, b) \left[f + g \frac{dr(z)}{dz} \right] dz \tag{60}$$

$$= \pi \rho_0 \int_{-1}^1 dx M^{-1}(a, b) \left[\left(f \frac{\partial z}{\partial x} + g \frac{\partial r}{\partial z} \right) + \left(f \frac{\partial z}{\partial R} - g \frac{\partial r}{\partial R} \right) \frac{dR}{dx} \right]$$

onde

$$f = r^2(z) + r'r(z) - \frac{1}{2}Q(a, b), \quad g = (z'-z)r(z),$$

$$a(r, z) = \sqrt{(r'+r)^2 + (z'-z)^2}, \quad b(r, z) = \sqrt{(r'-r)^2 + (z'-z)^2},$$

$$\rho_0 = \frac{3(z-1)e}{4\pi R_0^3}, \quad r = \frac{\bar{r}}{c}, \quad z = \frac{\bar{z} - \bar{z}_c}{c}$$

$M(a, b)$ e $Q(a, b)$ são integrais elípticas de primeira e segunda espécie.

6.3.1 Diagonalização da Hamiltoniana de Partícula Única

Para diagonalizar a Hamiltoniana empregamos como funções base as auto-funções do oscilador harmônico axialmente simétrico no sistema de coordenadas cilíndricas:

$$|n_\rho n_z \Lambda \Sigma\rangle = \Psi_{n_\rho}^\Lambda(\rho) \Psi_{n_z}(z) \Psi_\Lambda(\varphi) \chi(\Sigma) \tag{61}$$

onde

$$\Psi_{n_z}(z) = C_{n_z} \left(\frac{\hbar}{m\omega} \right)^{\frac{z}{4}} e^{-\frac{z^2}{2}} H_{n_z}(\xi) \tag{62}$$

$$\Psi_{n_\rho}^\Lambda(\rho) = C_{n_\rho}^\Lambda \left(\frac{\hbar}{m\omega_\rho} \right)^{\frac{|\Lambda|}{4}} e^{-\frac{\rho^2}{2}} F(-n_\rho, |\Lambda|+1, \eta) \tag{63}$$

$$\text{com } C_{n_z} = \frac{1}{\sqrt{\sqrt{\pi} 2^{n_z} n_z!}} \quad \text{e} \quad C_{n_\rho}^\Lambda = \sqrt{\frac{n_\rho!}{((n_\rho + |\Lambda|)!)^2}} \frac{(|\Lambda| + n_\rho)!}{n_\rho! |\Lambda|!} \quad (64)$$

$H_{n_z}(\xi)$ são os polinômios de Hermite de ordem n_z e $F(-n_\rho, |\Lambda| + 1, \eta)$ é a função hipergeométrica confluyente [40]. ξ e η são magnitudes adimensionais dadas por

$$\xi = \left(\frac{\hbar}{m\omega_z} \right)^{1/2} z \quad \text{e} \quad \eta = \left(\frac{\hbar}{m\omega_\rho} \right) \rho^2. \quad (65)$$

O termo $\chi(\Sigma)$ denota as funções do spin:

$$\chi\left(\frac{1}{2}\right) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \chi\left(-\frac{1}{2}\right) = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (66)$$

e

$$\Psi_\Lambda(\varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-i\Lambda\varphi} \quad (67)$$

$n_z - 1$ e $2n_\rho + \Lambda - 1$ são o número de nós da função na direção z e na direção ρ , respectivamente, Λ e Σ são as projeções do momento orbital e do spin no eixo de simetria.

A energia de cada estado na base escolhida é

$$E_{n_\rho, n_z, \Lambda, \Sigma} = (2n_\rho + |\Lambda| + 1)\hbar\omega_\rho + \left(n_z + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_z \quad (68)$$

Para o potencial do oscilador harmônico com simetria axial, a superfície equipotencial é um elipsóide, com semi-eixos proporcionais a ω_ρ^{-1} e ω_z^{-1} . Então, o volume confinado pela

superfície é proporcional com $\omega_\rho^{-2}\omega_z^1$. Pode-se considerar que para qualquer uma superfície equipotencial o volume é conservado:

$$\omega_\rho^2\omega_z^{-1} = \omega_0^3 \quad (69)$$

com ω_0, ω_z e ω_ρ estimados como

$$\hbar\omega_0 = r_0 41A^{-1/3}, r_0=1,2 \quad (70)$$

$$\frac{\omega_\rho}{\omega_z} = \sqrt{\frac{\langle z^2 \rangle_z}{\langle \rho^2 \rangle_z}} \quad (71)$$

6.4 Cálculo dos Níveis de Quasi-Partícula

Para obter os estados excitados de um núcleo é necessário solucionar a equação estacionária de Schrödinger:

$$\hat{H}\Psi_n = E_n\Psi_n \quad (72)$$

O modelo de partícula única foi o primeiro empregado para obter os estados excitados de um núcleo. Neste modelo, a hamiltoniana é expressa a partir do formalismo da Segunda quantização e tem a seguinte forma:

$$\hat{H} = \sum_i \varepsilon_i a_i^\dagger a_i \quad (73)$$

Através deste modelo consegue-se determinar o preenchimento consecutivo das camadas e os spins dos estados fundamentais de muitos núcleos. Porém, ao aprofundar-se no estudo dos espectros de excitação, foi constatada a ineficácia do modelo para explicar a presença dos efeitos característicos de núcleo A ímpar, assim como a existência de efeitos coletivos. Os efeitos característicos de núcleos com A ímpar podem ser descritos com o modelo nuclear de superfluidez, considerando-se interações binucleônicas do tipo supercondutivo (interação de emparelhamento).

A interação de emparelhamento é uma interação residual, ou seja, uma interação cujos efeitos não podem ser descritos em termos de um potencial do tipo campo médio. O tratamento desta interação pode ser feita com a aproximação BCS, que devido a sua simplicidade tem sido um dos mais utilizados em cálculos de estrutura nuclear [41,42]. Tal aproximação trata da componente de curto alcance da interação nucleon-nucleon, fornecendo um formalismo matemático que permite descrever o fato de que os nucleons preferem existir como pares relacionados que continuamente se espalham de um orbital a outro. De acordo com este modelo, a superfície de Fermi de um núcleo real não é bem definida, conseqüentemente, as excitações elementares nos núcleos de A ímpar podem ser encaradas como estados de quasi – partícula.

O operador hamiltoniano \hat{H} do modelo BCS contém uma parte correspondente aos estados de partícula única e a outra correspondente à interação de emparelhamento. Se considerarmos o termo de partícula como diagonal, tem-se para o operador a forma:

$$\hat{H} = \hat{H}_{\text{part}} + \hat{H}_{\text{int}} - \sum_{\alpha} \epsilon_{\alpha} (a_{\alpha}^{\dagger} a_{\alpha} - a_{\alpha}^{\dagger} a_{\alpha}) - \sum_{\alpha, \beta} G_{\alpha\beta} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta}^{\dagger} a_{\beta} a_{\alpha} \quad (74)$$

onde os índices i e j representam os números quânticos de cada estado de partícula única e $|\bar{i}\rangle$ representa o estado de inversão temporal de $|i\rangle$. Neste caso, \hat{H} descreve os sistemas de prótons e nêutrons de forma separada e os estados de partícula única são desenvolvidos nas bases do modelo de Nilsson, ou seja $|i\rangle = \sum_{\alpha} C_{\alpha} |N n_{z} \Lambda \Sigma\rangle$

A forma clássica da função de estado básico no modelo BCS é:

$$|BCS\rangle \equiv | \rangle = \prod_i (u_i + v_i a_i^\dagger a_i^\dagger) |0\rangle \quad (75)$$

onde $|0\rangle$ representa o vácuo de partículas e u_i e v_i são as probabilidades de que os estados de partícula única $|i\rangle$ e seu estado correspondente de inversão temporal $|\bar{i}\rangle$ sejam ocupados ou desocupados, respectivamente. Na aproximação de emparelhamento de monopolo, todos os elementos de matriz G_{ji} são definidos iguais a G , que é a constante de emparelhamento.

O sistema de equações deste modelo para o sistema neutrônico e protônico é descrito por:

$$E_{\Omega} = \sum_i \epsilon_{\Omega_i} + \sum_i \left(1 - \frac{\epsilon_{\Omega_i} - \lambda_v}{\sqrt{(\epsilon_{\Omega_i} - \lambda_v)^2 + \Delta_v^2}} \right) - \frac{\Delta_v^2}{G} \quad (76)$$

$$\frac{2}{G} = \sum_i \frac{1}{\sqrt{(\epsilon_{\Omega_i} - \lambda_v)^2 + \Delta_v^2}} \quad (77)$$

$$N = \sum_i \left(1 - \frac{\epsilon_{\Omega_i} - \lambda_v}{\sqrt{(\epsilon_{\Omega_i} - \lambda_v)^2 + \Delta_v^2}} \right) \frac{\Delta_v^2}{G} \quad (78)$$

onde

ϵ_{Ω_i} - energia do estado de partícula única,

ν - número de quasi-partículas,

λ_v - potencial químico para um conjunto fixo de quasi-partículas,

Δ_v - função correlação,

N - número de quasi-partículas nos estados sob o nível a partir do qual se realiza a soma nas equações do modelo.

O valor total da projeção do momento Ω é a soma algébrica dos Ω_ν dos estados bloqueados.

A energia de excitação do núcleo é:

$$U_\Omega^\nu = E_\Omega^\nu - E_0 \quad (79)$$

onde E_0 é a energia do estado básico do núcleo, que se calcula com o mesmo sistema de equações (76-78), com a condição $\nu=0$, para N pares e $\nu=1$, para N ímpares. A paridade deste estado define-se como:

$$\Pi = \prod_i^{\nu} \Pi_i \quad (80)$$

Este sistema de equações (76-78) é empregado de forma independente para prótons e nêutrons. Posteriormente calcula-se a energia de excitação de todas as combinações possíveis de nêutrons e prótons nos estados de quasi-partículas, isto é:

$$U_{K\Omega} = U_{\Omega_Z \Pi_Z} + U_{\Omega_N \Pi_N} \quad (81)$$

$$K = \Omega_Z \pm \Omega_N \quad (82)$$

$$\Pi = \Pi_Z + \Pi_N \quad (83)$$

Para considerar os graus de liberdade rotacionais, em cada estado de quasi-partícula, constrói-se uma banda rotacional, com o valor médio experimental da constante A_r :

$$U_{I,K\Pi} = U_{K\Pi} + A_r [I(I+1) - K^2] \quad (84)$$

onde o parâmetro A_r pode ser calculado por:

$$A_r = \frac{\hbar^2}{2F_0} \quad (85)$$

onde F_0 pode ser estimado como:

$$F_0 = \begin{cases} \frac{F_{rig}}{3} \left(1 + 2 \frac{E}{U_{cr}} \right) & , \quad E < U_{cr} \\ F_{rig} & , \quad E \geq U_{cr} \end{cases} \quad (86)$$

Na equação (86), U_{cr} é o valor máximo da energia de transição do estado superfluido ao normal para o sistema neutrônico ou protônico, e $F_{rig} = 2m_0 r_0^2 A^{5/3} (1 - \varepsilon^2)^{-2/3}$ é o momento de inércia de corpo rígido para um núcleo com deformação elipsoidal, onde m_0 é a massa do nucleon, r_0 é parâmetro de raio nuclear, A é o número de massa e ε é a alongação.

6.5 Resultados

A primeira fase dos cálculos teóricos, que consistiu nos cálculos dos parâmetros de deformação de equilíbrio ($\varepsilon, \hat{\alpha}$) foi feita empregando o código BARRIER [31].

Os valores que minimizam a energia descrita pela equação 54 são $\varepsilon = 0,230$ e $\alpha_4 = 0,030$. Estes valores estão de acordo com os equivalentes reportados para outras parametrizações [27]. Na figura 6.1 está representada a dependência da energia total em função dos parâmetros de deformação.

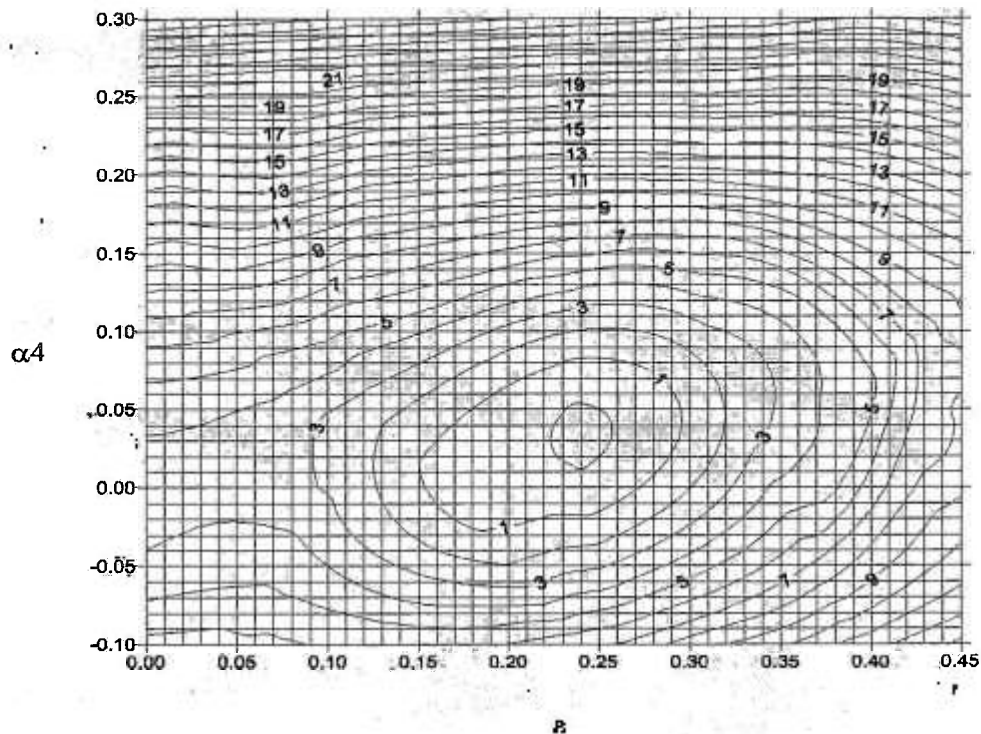


Figura 6.1 Curvas de nível da energia total em função dos parâmetros de deformação.

Na segunda fase dos cálculos, os parâmetros do potencial de Woods-Saxon para nêutrons foram obtidos da referência [39], e para prótons, foram ajustados de forma a descrever o momento angular, a paridade e a energia dos estados principais estados de partícula única de menor energia. Para tanto, foi utilizado o código BARRIER [31]. Os parâmetros do potencial de prótons obtidos aparecem na tabela 6.1 comparados com o recomendado, para mesma região de massa, por um estudos anterior [39]. Na figura 6.2 é feita a comparação através dos estados de partícula única da descrição do ^{155}Eu feita no presente estudo com os modelos FRDM (Finite Range Droplet Model) [29] e HF-BCS (Hartree-Fock e BCS) [30]. Também são incluídos na comparação os níveis calculados por Nazarewicz *et al.* [26]. Para cada descrição, são apresentadas também as deformações.

Tabela 6.1. Parâmetros de ajuste do potencial utilizados neste estudo e utilizados por Cwiok *et al.* [39].

	V_0 (MeV)	r_0 (fm)	a (fm)	r_{s0-s_0} (fm)	a_{s_0} (fm)	λ
Presente estudo	51,5	1,258	0,61	1,14	0,61	19,8
Universais [39]	49,6	1,275	0,70	1,32	0,7	36,0

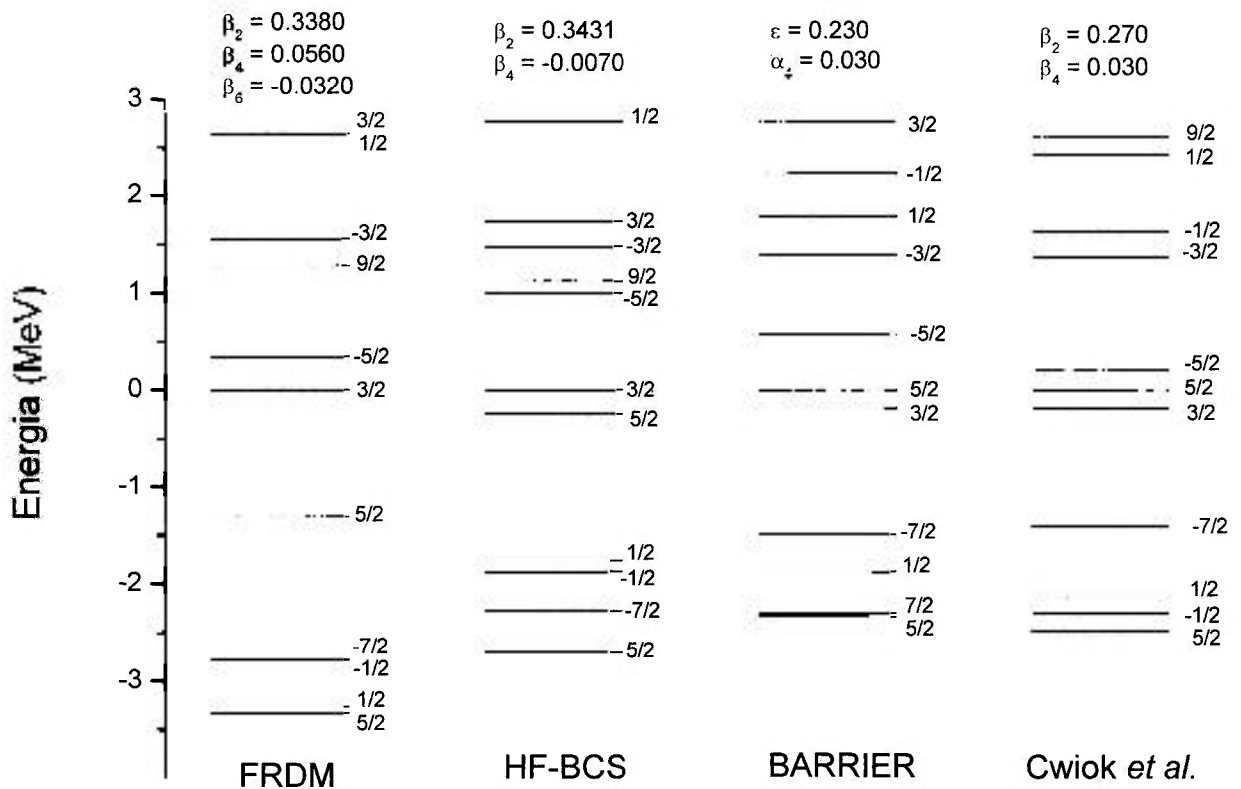


Figura 6.2. Comparação entre a descrição do presente estudo (BARRIER) e outros modelos.

A partir dos níveis de partícula única, foi possível calcular utilizando o programa LINDEN [43]. Na figura 6.3 são mostrados os resultados dos níveis de quasi-partículas produzidos e comparados com os níveis experimentais. O modelo utilizado consegue reproduzir com sucesso quatro cabeças de banda observadas experimentalmente.

CAPÍTULO 7

CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

7.1 Conclusões

Neste trabalho, o núcleo ^{155}Eu foi estudado a partir do decaimento β^- do ^{155}Sm pela técnica de correlação angular direcional $\gamma\gamma$, em um arranjo composto por quatro detectores de HPGe associados a um sistema de aquisição de dados multiparamétrico.

Foi desenvolvido um método de análise de dados de correlação angular direcional adequado para uso em configurações com detectores de características distintas, que a partir de primeiros princípios, explicita as eficiências do sistema de detecção na função de correlação angular a ser ajustada e as inclui no ajuste através de formalismo matricial. Tal método foi testado para quatro cascatas $\gamma\gamma$ bem conhecidas de fontes padrão, e produziu resultados compatíveis com os reportados na literatura.

Foram calculados valores de razão de mistura multipolar para vinte e seis transições γ do núcleo ^{155}Eu , sendo dezenove multipolaridades estabelecidas pela primeira vez. Particularmente, através da técnica de correlação angular direcional, apenas dois valores de delta, $\delta(104)$ e $\delta(141)$, haviam sido determinados por um estudo anterior. Outros cinco valores de razão de mistura multipolar foram estabelecidos através de medidas de coeficientes de conversão interna. No presente estudo, os dezesseis valores de razão de mistura multipolar que foram calculados pela primeira vez confirmam a previsão de caráter multipolar predominante, obtidos por medidas de conversão interna. Também foi possível sugerir a paridade do nível a 1301 keV, e determinar o spin do nível a 1107 keV.

A interpretação teórica utilizada neste estudo para o núcleo ^{155}Eu permitiu reproduzir os valores de energia, spin e paridade dos principais estados a baixa energia (cabeças de bandas). Esta interpretação baseou-se no cálculo dos estados de quasi-próton em um potencial deformado, através do modelo de partícula única com adição de interações residuais a partir do formalismo de BCS. Os parâmetros de deformação do potencial foram calculados através do método

macroscópico-microscópico. Os resultados obtidos com este modelo são melhores que os obtidos por estudos anteriores.

7.2 Perspectivas

É possível, a partir do cálculo teórico das cabeças de bandas, obter os estados rotacionais associados a essas bandas. A partir destes estados, será possível calcular as probabilidades de transição e a razão de mistura multipolar, permitindo assim a comparação com os dados experimentais obtidos neste estudo.

CAPÍTULO 8

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

8 Referências

- [1] UNGIN, J.; SUJKOWSKI, Z.; JOHNS, M. W. Decay of ^{155}Sm , *Nucl. Phys. A*, v.123, p.1-23, 1969.
- [2] BEGZHANOV, R.B.; GAFFAROV, D.G.; SALIKHBAEV, K.T. Magnetic Moments of Some Excited States in ^{151}Sm , ^{153}Eu , ^{155}Eu , ^{155}Gd and ^{161}Gd , *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz.*, v.35, p.123-128, 1971.
- [3] BEGZHANOV, R.B.; KOPYLOV, O.Sh.; SULAIMONOV, M.; ILHADJANOV, N.A. Study of excited states of some odd europium isotopes, *Proc. 24th Ann. Conf. Nucl. Spectrosc. Struct. At. Nuclei, Kharkov*, p.21-22, 1974.
- [4] PROKOFJEV, P. T.; BONDARENKO, V. A.; GUSEVA, T. V.; KRAMER, N. D.; SIMONOVA, L. I.; TAMBERHS, J. J.; SCHERECKENBACH, K.; DAVIDSON, W. F.; PINSTON, J. A.; WARNER, D. D. Levels of ^{155}Eu from Thermal Neutron Capture. *Nucl. Phys. A*, v.455, p. 1-39, 1986.
- [5] ZYBERT, L.; ENGLAND, J. B. A.; FIELD, G. M.; KARBAN, O.; ZYBERT, R.; BECHA, M.; PINDER, C. N.; MORRISON, G. C. Deep Proton-Hole States in ^{147}Pr , ^{151}Pm And ^{155}Eu , *Nucl. Phys. A*, v.510, p.441-465, 1990.
- [6] KATAJANHEIMO, R.; LILJAVIRTA, H.; SIIVOLA, A.; HAMMARÉN, E.; LIUKKONEN, E. Low-Energy Rotational Bands in the Nucleus ^{155}Eu . *Z. Phys. A*, v. 319, p.91-96, 1984.
- [7] HARTLEY, D. J.; RILEY, M. A.; ARCHER, D. E.; BROWN, T. B.; DÖRING, J.; KAYE, R. A.; KONDEV, F. G.; PETTERS, T.; PFOHL, J.; SHELINE, R. K.; TABOR, S. L. Rotational structures in ^{155}Eu and ^{157}Tb . *Phys. Rev. C*, v. 57, n. 6, p. 2944-2961, 1998.

- [8] HAMILTON, D. R. On Directional Correlation of Successive Quanta, *Phys. Rev.*, v.58, p.122-131, 1940.
- [9] GOERTZEL, G. Angular Correlation of Gamma-Rays, *Phys. Rev.*, v.70, p.897-909, 1946.
- [10] BRADY, E.L. and DEUTSCH, M. Angular correlation of successive Gamma-Ray quanta, *Phys. Rev.*, v.72, 870, 1947.
- [11] STEFFEN, M. and ALDER, K. Angular distribution and correlation of gamma-ray, in W. D. Hamilton, *The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy*, Amsterdam, North-Holland, p.505-582, 1975.
- [12] BARG-FILHO, D.; NEVES, R.C.; VANIN, V.R. ISA-to-CAMAC Interface, Proceedings of the XX Brazilian Workshop on Nuclear Physics, Edited by S.R. Souza, World Scientific Publishing Co., Singapore, p.424, 1998.
- [13] GUIMARÃES FILHO, Z. O. *Medidas Precisas de Energias de Transições Gama em Coincidência : Espectroscopia das Séries do ^{232}U e ^{233}U* . Dissertação (Mestrado) – Instituto de Física, Universidade de São Paulo, 1998.
- [14] NELSON, W.R.; HIRAYAMA, H.; ROGERS, D.W.O., The EGS-4 code system, Standford Linear Accelerator Center, Report SLAC-265, 1985.
- [15] VÉNOS, D. and TLUSTÝ, P., Efficiency corrections for the γ - γ coincidence counting rates measured by the multi-detector correlation system, *Nuc. Inst. Meth. A*, v.336, p.567-571, 1993.
- [16] EKSTRÖM, P. and NORDLUND, A. Gamma-Gamma correlations with detector arrays, *Nucl. Inst. Meth. A*, v.313, p.421, 1992.

- [17] YAMADA, S.; SHARSHAR, T.; OKANO, K.; AOKI, K., Smoothed coincidence efficiencies in angular correlation measurements. *Nucl. Instr. Meth. A*, v.316, p.276-282, 1992.
- [18] ASAI, M.; KAWADE, K.; SHIBATA, M.; KOJIMA, Y.; OSA, A.; KOIZUMI, M. SEIKINE, T. Normalization of γ - γ angular correlation coincidence counts using characteristics X-rays, *Nucl. Instr. Meth. A*, v.463, p.205-212, 2001.
- [19] BERGER, M.J. and HUBBELL, J.H., XCOM: Photon Cross Sections Database, NIST, Standard Reference Database 8, Version 2.0 (1990). Disponível em: <http://physics.nist.gov/physRefData/Xcom/Text/Xcom.html>. Acesso em dezembro de 2002.
- [20] FIRESTONE, R. B., SHIRLEY, V. S; BROWNE, E. , Table of Isotopes, John Wiley & Sons, New York, 1996.
- [21] OLIVEIRA, R.A.A.M. *Análise Estatística de Correlação Angular*. Dissertação (Mestrado) – Instituto de Física, Universidade de São Paulo, 1986.
- [22] REICH, C. W. Nuclear Data Sheets for A=155, *Nucl. Data Sheets*, v.71, p.737-762, 1994.
- [23] SHITU, J.; WIARDA, D.; WENZEL, T.; UHRMACHER, K.; LIEB, K. P.; BEDI, S.; BARTOS, A. Electric-field gradients in Sm₂O₃, Gd₂O₃, and H₂O₃ measured with perturbed-angular-correlation spectroscopy, *Phys. Rev. B*, v.43, n. 13, p.7987-7993, 1992.
- [24] IMURA, H.; SEO, T.; YAMADA, S. Energy levels and γ ray transitions in ¹⁴⁹Pm *Jour. Phys. Soc. Japan*, v. 155, n.4, p.1108-1121, 1986.
- [25] WIDEMANN, F. and SÉBILLE, C. Étude de la Désintégration ¹⁵⁵Sm (β^-)¹⁵⁵Eu, *Nucl. Phys. A*, v.117, p.129-142, 1968.

- [26] NAZAREWICZ, W.; RILEY, M.A.; GARRETT, J. D. Equilibrium deformations and excitation energy of single-quasiproton band heads of rare-earth nuclei, *Nucl. Phys. A*, v.512, p.61-96, 1990.
- [27] NOSEK, D.; SHELINE, R.K.; SOOD, P.C.; KVASIL, J. Microscopic structures of parity doublets in ^{151}Pm , ^{153}Eu and ^{155}Eu nuclei, *Z. Phys. A*, v. 344, p.277-283, 1993.
- [28] *Reference Input Parameter Library*, IAEA/NDS. Disponível em : <http://161.5.7.109/ripl2/levels.html>. Acesso em: março de 2003.
- [29] MÖLLER, P.; NIX, R.; MYERS, W.D.; SWIATECKI, W.J. Nuclear ground-states masses and deformations *Atomic Data Nucl. Tables*, v. 59, p.185-381, 1995.
- [30] GORIELY, S.; TONDEUR, F.; PEARSON, J. M. A. Hartree-Fock Nuclear Mass Table, *At. Data and Nucl. Data Tables*, v. 77, p.311-381, 2001.
- [31] GARCIA, F.; RODRIGUEZ, O.; MESA, J.; ARRUDA-NETO, J.D.T.; LIKHACHEV, V.; GARROTE, E.; CAPOTE, R.; GUZMÁN, F. *BARRIER* code: calculation of fission barriers, *Comput. Phys. Commun.*, v.120, p.57-70,1999.
- [32] MYERS, W.D. and SWIATECKI, W.J. Average Nuclear Properties, *Ann. Phys.*, v.55, p.395-427, 1969.
- [33] GARCIA, F.; GARROTE, E; YONEAMA, M.L.;ARRUDA-NETO, J.D.T.; MESA, J.; BRINGAS, F.; DIAS, J.F.; LIKHACHEV, V.; RODRIGUEZ; GUZMAN, F. Woods-Saxon potencial parametrization at large deformations for plutonium odd isotopes, *Eur. J. Phys., A* v.6, p.49-58, 1999.
- [34] RING, P. and SCHUCK, P. “The Nuclear Many Body Problem”, Springer-Verlag, Berlin, 1980.

- [35] BLOMIQUIST, J. and WAHLBORN, S. Shell model calculations in the Lead region with a diffuse nuclear potential, *Ark. Fiz.*, v. 16, p.543, 1960.
- [36] CHEPURNOV, V.A. Average Field of Neutrons and Protons Shells with $N > 126$ and $Z > 82$, *Sov. J. Nucl. Phys.*, v. 6, p.696, 1968.
- [37] ROST, E. Proton shell-model potentials for Lead and the stability of superheavy nuclei *Phys. Lett. B*, v. 26, p.184, 1968.
- [38] DUDEK, J.; MAJHOFER, A.; SKALSKI, J.; WERNER, T.; NAZAREWICZ, W. Parameters of the deformed Woods-Saxon potential outside $A=110-210$ nuclei, *J. Phys. G*, v.5, p.1379, 1979.
- [39] CWIOK, S.; DUDEK, J.; NAZAREWICZ, W; SKALSKI, J.; WERNER, T. Single-particle energies, wave functions, quadrupole moments and g-factors in an axially deformed Woods-Saxon potential with applications to the two-centre-type nuclear problems, *Comput. Phys. Commun.*, v. 46, p.379, 1987.
- [40] ABRAMOWITZ, M. and STEGUN, I. A. Handbook of Mathematical Functions, Dover Publications Inc. New York, 1970.
- [41] GARCIA, F.; RODRIGUEZ, O.; GARROTE, E.; LOPEZ, E.A. Combined Method of Level-Density Formalism in Fission Cross-Section Calculations; *J. Phys. G*, v. 19, p.2157, 1993.
- [42] GARCIA, F.; RODRIGUEZ, O.; RUBCHENYA, V.A.;GARROTE, E.; LOPEZ, E. DENCOM: code for level density calculations of deformed nuclei using a combined method, *Comput. Phys. Commun.*, v. 86, p.129-146, 1995.

- [43] RODRIGUEZ, O.; GARCIA, F.; DIAS, H.; MESA, J.; ARRUDA-NETO, J.D.T.; GARROTE, E.; GUZMAN, F. LINDEM: code for level density calculation of deformed nuclei using Lipkin-Nogani projectors in the BCS approach, *Comp. Phys. Commun.*, v. 137, p.405-414, 2001.

APÊNDICE I

OBTENÇÃO DOS ELEMENTOS DE MATRIZ DA FUNÇÃO DE CORRELAÇÃO ANGULAR

Para escrever $W(k_1, k_2)$ da equação (7) de maneira explícita e calculável, deve-se executar três etapas: (i) examinar os elementos de matriz do operador de transição eletromagnética; (ii) examinar os elementos de matriz descritas nas equações (5) e (6); (iii) rescrever a equação(7) de maneira adequada para a comparação com dados experimentais.

i) Primeiro Tipo - $\langle m|H|m_i \rangle$: (1.1)

Note que o elemento de matriz $\langle m|H|m_i \rangle$ é uma abreviação de $\langle \text{Im } k\sigma |H|I, m_i \rangle$

Sendo que I representa os spins dos estados nucleares envolvidos na transição e σ a polarização da radiação.

Entretanto, deseja-se representar a radiação em termos do seu momento angular L e sua paridade π . Ou seja, na base : $\{ |LM\pi \rangle \}$. Logo, escreve-se:

$$\langle \text{Im } k\sigma |H|I, m_i \rangle = \sum_{LM\pi} \langle k\sigma |LM\pi \rangle \langle \text{Im } LM\pi |H|I, m_i \rangle \tag{1.2}$$

Sabemos que $\langle k\sigma |LM\pi \rangle$ representa as auto funções da radiação, sendo L, M e π os auto-valores correspondentes aos respectivos operadores L, M e π .

Se efetuarmos uma rotação no sistema, de forma que o eixo z de quantização coincida com a direção de propagação da radiação, obtemos uma forma simplificada das auto-funções que representamos por $\langle 0\sigma |L\mu\pi \rangle$. Logo, as auto-funções de um sistema qualquer podem ser escritas em função de $\langle 0\sigma |L\mu\pi \rangle$ mediante a aplicação de um operador de rotação. Ou seja:

$$\langle k\sigma |LM\pi \rangle = \sum_{\mu} \langle 0\sigma |L\mu\pi \rangle D^L_{\mu M}(k \rightarrow z) \tag{1.3}$$

Onde $D^L_{\mu M}(k \rightarrow z) \equiv \langle \mu | D^L | M \rangle$ são os elementos de uma matriz de rotação unitária e o argumento $(k \rightarrow z)$ indica os ângulos de Euler $(\varphi, \theta, \gamma)$ que descrevem uma rotação onde a direção de propagação é “trazida” para o eixo z .

Tomando-se algumas escolhas especiais para os números quânticos μ e M , os elementos de matriz citados podem ser escritos por:

$$D^L_{\mu 0}(\varphi\theta\gamma) = \left(\frac{4\pi}{2L+1}\right)^{\frac{1}{2}} Y_L^{\mu}(\theta, \varphi) \tag{I.4a}$$

$$D^L_{0M}(\varphi\theta\gamma) = \left(\frac{4\pi}{2L+1}\right)^{\frac{1}{2}} Y_L^{-M}(\theta, \gamma) \tag{I.4b}$$

$$D^L_{00}(\varphi\theta\gamma) = P_L(\cos\theta) \tag{I.4c}$$

Sendo $Y_L^M(\theta, \varphi)$ os harmônicos esféricos e $P_L(\cos\theta)$ os polinômios de Legendre.

O segundo termo da equação (I.2) corresponde a uma soma vetorial $I_i = I + L$, $m_i = m + M$. Logo, realizando uma expansão dos estados $\langle \text{Im } LM\pi | \equiv \langle \text{Im } | LM\pi |$ em termos dos estados $\langle I_i, m_i |$, tem-se:

$$\langle \text{Im } LM\pi | H | I_i, m_i \rangle = \sum_{I_i, m_i} \langle \text{Im } LM | I_i, m_i \rangle \langle I_i, m_i | L\pi | H | I_i, m_i \rangle \tag{I.5}$$

Usando o fato que por razões físicas H devem ser invariante por rotação, o segundo termo da equação (I.5) vale zero exceto para $I'_i = I_i$, $m'_i = m_i$. Adicionalmente, esse elemento de matriz também não depende do número quântico m_i .

Logo, denotando tal elemento por $\langle I || L\pi || I_i \rangle$, escrevemos:

$$\langle \text{Im } LM\pi | H | I_i, m_i \rangle = \langle \text{Im } LM | I_i, m_i \rangle \langle I || L\pi || I_i \rangle \tag{I.6}$$

Os coeficientes de Clebsch-Gordan podem ser substituídos pelos assim denominados símbolos 3-j de Wigner.

$$\begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix} = (-1)^{j_1 - m_1} (2j_3 + 1)^{-1/2} \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | j_3 -m_3 \rangle \quad (I.7)$$

Logo, a equação (I.6) em termos dos símbolos de Wigner fica:

$$\langle \text{Im } LM\pi | H | I, m_i \rangle = (-1)^{-l+l-m_i} \begin{pmatrix} I & L & I_i \\ m & M - m_i \end{pmatrix} \langle I || L\pi || I_i \rangle \quad (I.8)$$

Portanto, substituindo (I.3) e (I.8) na equação (I.2), teremos:

$$\langle m | H | m_i \rangle = \sum_{LM\pi\mu} (-1)^{-l+l-m_i} \begin{pmatrix} I & L & I_i \\ m & M - m_i \end{pmatrix} \langle 0\sigma | L\mu\pi \rangle \times \langle I || L\pi || I_i \rangle D^L_{\mu M}(k \rightarrow z) \quad (I.9)$$

ii) Segundo Tipo - $\langle m | \rho(k) | m' \rangle$:

Sejam as seguintes propriedades do operador de rotação:

$$D_{\mu M}^L(k \rightarrow z) = D_{M\mu}^{*L}(z \rightarrow k) \quad (I.10a)$$

$$D_{\mu M}^{*L}(k \rightarrow z) = (-1)^{\mu-M} D_{-\mu-M}^L(k \rightarrow z) \quad (I.10b)$$

O produto de dois elementos de matriz do grupo de rotação pode ser escrito como uma soma de elementos de matriz do tipo:

$$D_{\mu\mu'}^L D_{\mu''\mu'''}^{L'} = \sum_r \langle L\mu L'\mu' | r\nu \rangle \langle L M L' M' | rN \rangle D_{\nu r}^{L+L'} \quad (I.11)$$

Assim, substituindo os resultados (I.7), (I.9), (I.10a e b) e (I.11) na equação (5), obtemos:

$$\langle m|\rho(k)|m'\rangle = S \sum_{m_i} \sum_{LM\mu L'M'\mu'} \sum_{rN\nu} (-1)^{M'-\mu'} (2r+1) \langle 0\sigma|L\mu\pi\rangle \langle 0\sigma'|L'\mu'\pi'\rangle^* \begin{pmatrix} I & L & I_i \\ m & M & -m_i \end{pmatrix} \times$$

$$\times \begin{pmatrix} I & L' & I_i \\ m' & M' & -m_i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} L & L' & r \\ M & -M' & N \end{pmatrix} \begin{pmatrix} L & L' & r \\ \mu & -\mu' & \nu \end{pmatrix} \langle I\|L\pi\|I_i\rangle \langle I\|L'\pi'\|I_i\rangle^* D'_{N\nu}(z \rightarrow k) \quad (I.12)$$

Onde usamos o fato que $N = M' - M$ e $\nu = \mu' - \mu$ e omitimos fatores independentes dos ângulos. Considerando agora as seguintes propriedades dos símbolos 3-j:

$$\begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} j_2 & j_3 & j_1 \\ m_2 & m_3 & m_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} j_3 & j_1 & j_2 \\ m_3 & m_1 & m_2 \end{pmatrix} \quad (I.13a)$$

$$(-1)^{j_1+j_2+j_3} \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} j_2 & j_1 & j_3 \\ m_2 & m_1 & m_3 \end{pmatrix} \quad (I.13b)$$

$$\begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix} = (-1)^{j_1+j_2+m_3} \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ -m_1 & -m_2 & -m_3 \end{pmatrix} \quad (I.13c)$$

$$\sum_{j_3 m_3} (2j_3 + 1) \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ m'_1 & m'_2 & m_3 \end{pmatrix} = \delta_{m m'} \delta_{m_2 m'_2} \quad (I.13d)$$

$$\sum_{m_1 m_2} (2j_3 + 1) \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j'_3 \\ m_1 & m_2 & m'_3 \end{pmatrix} = \delta_{j_3 j'_3} \delta_{m_3 m'_3} \quad (I.13e)$$

Logo, realizando a soma sobre m_i , M e M' no primeiro produto de símbolos 3-j da equação (I.12) e usando as propriedades apresentadas nas equações (I.13), tem-se:

$$\langle m|\rho(k)|m'\rangle = S \sum_{L\mu L'\mu'} \sum_{rN\nu} (-1)^{2I-L+M-\mu'} (2r+1) \langle 0\sigma|L\mu\pi\rangle \langle 0\sigma'|L'\mu'\pi'\rangle^* \times$$

$$\times \begin{pmatrix} L & L' & r \\ \mu & -\mu' & \nu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I & I & r \\ m' & -m & N \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I & I & r \\ L & L' & I_i \end{pmatrix} \langle I\|L\pi\|I_i\rangle \langle I\|L'\pi'\|I_i\rangle^* D'_{N\nu}(z \rightarrow k) \quad (I.14)$$

O símbolo entre {} é denominado símbolo 6-j de Wigner e representa a soma sobre produtos de símbolos 3-j. Explicitamente, temos:

$$\sum_{m_4, m_2, m_6} (-1)^{j_4 + j_2 - j_3 + m_4 + m_2 - m_6} \begin{pmatrix} j_1 & j_5 & j_6 \\ m_1 & m_5 & -m_6 \end{pmatrix} \times$$

$$\times \begin{pmatrix} j_4 & j_2 & j_6 \\ -m_4 & m_2 & m_6 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_4 & j_5 & j_3 \\ m_4 & m_5 & m_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix} \quad (I.15)$$

O símbolo 6- j possui importantes propriedades de simetria, ou seja, é invariante por permutações das colunas, bem como na troca dos índices de dois elementos de uma linha superior por uma linha inferior. Resumidamente, temos:

$$\left\{ \begin{matrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ j_4 & j_5 & j_6 \end{matrix} \right\} = \left\{ \begin{matrix} j_2 & j_3 & j_1 \\ j_5 & j_6 & j_4 \end{matrix} \right\} = \left\{ \begin{matrix} j_1 & j_5 & j_6 \\ j_4 & j_2 & j_3 \end{matrix} \right\} - \dots \quad (I.16)$$

A equação (I.14) contém fatores que dependem exclusivamente das propriedades da radiação emitida. Dessa forma, introduz-se os parâmetros de radiação (c_{rv}) tais que:

$$c_{rv}(LL') = S \sum_{\mu, \mu'} (-1)^{L'-\mu} (2r+1)^{\frac{r}{2}} \begin{pmatrix} L & L' & r \\ \mu & \mu' & 0 \end{pmatrix} \times \langle 0\sigma | L\mu\pi \rangle^* \langle 0\sigma' | L'\mu'\pi' \rangle \quad (I.17)$$

Sendo que satisfazem a relação:

$$c_{rv}(LL') = (-1)^{L-L'-v} c_{r-v}^*(L'L) \quad (I.18)$$

O fator S na equação (I.14) representa a sensibilidade da eficiência de detecção em relação à polarização da radiação emitida. Logo, sendo ε a matriz de eficiência, tem-se:

$$S = \sum_{\sigma, \sigma'} \langle \sigma | \varepsilon | \sigma' \rangle \quad (I.19)$$

Para a condição especial onde os detectores são insensíveis à polarização, tem-se:

$$\langle \sigma | \varepsilon | \sigma' \rangle = \delta_{\sigma\sigma'} \quad (I.20)$$

Portanto, substituindo-se a definição (I.17) em (I.15) e usando os resultados (I.18) e (I.19), escrevemos:

$$\begin{aligned} \langle m | \rho(k) | m' \rangle &= \sum_{LL'} \sum_{rNv} (-1)^{2l-l_i+m-L'} (2r+1)^{\frac{1}{2}} c_{rv}(LL') \times \\ &\times \begin{pmatrix} I & I & r \\ m'-m & N & \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} I & I & r \\ L & L' & I_i \end{Bmatrix} \langle I || L \pi || I_i \rangle \langle I || L' \pi' || I_i \rangle^* D'_{Nv}(z \rightarrow k) \end{aligned} \quad (I.21)$$

A partir da equação (I.21) podemos calcular $\langle m | \rho(k_1) | m' \rangle$ e $\langle m' | \rho(k_2) | m \rangle$.

Logo, substituindo-se tais resultados na equação (7) e usando as relações de ortogonalidade para os símbolos 3-j, finalmente pode-se escrever:

$$\begin{aligned} W(k_1, k_2) &= (-1)^{2l-l_i-l_i'} \sum_{l_1 l_1'} \sum_{l_2 l_2'} \sum_{l_3 l_3'} (-1)^{l_1+l_2+l_3} \begin{Bmatrix} I & I & r \\ L_1 & L_1' & I_i \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} I & I & r \\ L_2 & L_2' & I_f \end{Bmatrix} \langle I_i || L_2 \pi_2 || I \rangle \times \\ &\times \langle I_i || L_2' \pi_2' || I \rangle^* \langle I || L_1 \pi_1 || I_i \rangle \langle I || L_1' \pi_1' || I_i \rangle^* c_{rv_1}(L_1 L_1') c_{rv_2}(L_2 L_2') D'_{v_1 v_2}(k_2 \rightarrow k_1) \end{aligned} \quad (I.22)$$

A rotação $k_2 \rightarrow k_1$ “leva” o sistema de coordenadas da segunda radiação naquele da primeira.

As propriedades (I.15) e (I.16) para os símbolos 6-j impõem restrições no índice de soma r . Ou seja, o símbolo 6-j

$$\begin{Bmatrix} I & I & r \\ L & L & I_i \end{Bmatrix}$$

se anula a menos que as triplas vetoriais Iir e $LL'r$ formem um triângulo.

Essa propriedade implica nas regras de seleção para r :

$$0 < r < \text{Min}(2l, L_1 + L_1', L_2 + L_2') \quad (I.23)$$

Essas regras de seleção estão relacionadas com a invariância do processo de correlação em relação às rotações e inversões temporais. Vale ressaltar que o índice de soma r deve ser um

inteiro par à medida que as medidas são restritas às direções e às polarizações lineares das radiações.

Experimentalmente, é observada apenas a direção dos gamas emitidos, não importando suas polarizações. Nesse caso, a função de correlação deve ser independente dos ângulos de Euler γ_1 e γ_2 que representam as rotações em torno das direções de propagação \mathbf{k}_1 e \mathbf{k}_2 . Logo, apenas as funções c_{r0} aparecem no cálculo de $W(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$, visto que c_{rv} é auto-função do operador

$L_z(L_z c_{rv} = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \gamma} c_{rv} = \nu c_{rv})$ com auto-valor ν . Como c_{rv} não depende de γ , teremos $\nu = 0$.

Assim, com $\nu_1 = 0$ e $\nu_2 = 0$, teremos $D'_{00}(\varphi\theta\gamma) = P_r(\cos\theta)$, conforme exposto na equação (I.4c). Logo, a equação (I.22) fica simplificada e pode ser escrita na forma:

$$W(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = W(\theta) = \sum_r A'_{rr} P_r(\cos\theta) \tag{I.24}$$

Sendo r par e θ o ângulo entre as direções \mathbf{k}_1 e \mathbf{k}_2 .

O coeficiente A'_{rr} pode ser manipulados de forma que seja escrito como o produto de dois coeficientes, cada um deles dependendo apenas de uma das transições da cascata. Ou seja:

$$A'_{rr} = A'_r(L_1 L'_1 I_i I) A'_r(L_2 L'_2 I_f I) \tag{I.25}$$

Sendo:

$$A'_r(L_1 L'_1 I_i I) = \sum_{L_1 L'_1} (-1)^{L_1} c^*_{r0}(L_1 L'_1) \begin{Bmatrix} I & I & r \\ L_1 & L'_1 & I_i \end{Bmatrix} \langle I \| L_1 \pi_1 \| I_i \rangle \langle I \| L'_1 \pi'_1 \| I_i \rangle^* \tag{I.26}$$

$$A'_r(L_2 L'_2 I_f I) = \sum_{L_2 L'_2} (-1)^{L_2} c^*_{r0}(L_2 L'_2) \begin{Bmatrix} I & I & r \\ L_2 & L'_2 & I_f \end{Bmatrix} \langle I \| L_2 \pi_2 \| I_f \rangle \langle I \| L'_2 \pi'_2 \| I_f \rangle^* \tag{I.27}$$

Deve-se agora calcular os parâmetros de radiação $c_{r0}(LL')$. Seja a função de distribuição de direção $F^M_L(\theta)$ definida como sendo proporcional ao módulo ao quadrado da probabilidade de transição:

$$F_L^M(\theta) \equiv F_L^M(k) \propto S \left| \langle k\sigma | LM\pi \rangle \right|^2 \quad (I.28)$$

Sendo S uma soma sobre as quantidades não detectadas. Os parâmetros de radiação $c_{r0}(LL')$ são conectados às funções $F_L^M(\theta)$ por:

$$c_{r0}(LL') \propto \sum_{\mu} (-1)^{L-\mu} (2r+1)^{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} L & L & r \\ \mu & -\mu & 0 \end{pmatrix} F_L^M(0) \quad (I.29)$$

A função de distribuição $F_L^M(k)$ pode ser obtida calculando-se o vetor de Poynting, como função do ângulo θ , para uma radiação multipolar caracterizada pelos números quânticos L e M . Logo, os parâmetros de radiação, após a substituição de $F_L^M(0)$ na equação (I.29), ficam:

$$c_{r0}(LL') = (-1)^{L-1} (2L+1)^{\frac{1}{2}} (2r+1)^{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} L & L & r \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \quad (I.30)$$

Seja agora a equação (I.24):

$$W(k_1, k_2) = W(\theta) = \sum_r A'_{rr} P_r(\cos \theta) \quad (I.31)$$

Dividindo cada coeficiente A'_{rr} por A'_{00} , pode-se escrever:

$$W(\theta) = 1 + A_{22} P_2(\cos \theta) + \dots A_{r_{\max} r_{\max}} P_{r_{\max}}(\cos \theta) \quad (I.32)$$

Onde:

$$r_{\max} = \text{Min}(2I, 2L_1, 2L_2)$$

APÊNDICE II

FONTE DE ¹⁵⁵Sm

APÊNDICE III

COEFICIENTES DE ATENUAÇÃO DA FUNÇÃO DE CORRELAÇÃO ANGULAR

Cálculo dos coeficientes de atenuação da correlação angular

Deseja-se calcular:

$$J_k(E) = 2\pi \int d(\cos \vartheta) \varepsilon(E, \vartheta) P_k(\cos \vartheta) \quad \text{III.1}$$

Para $k=0$:

$$J_0(E) = 2\pi \int d(\cos \vartheta) \varepsilon(E, \vartheta) \quad \text{III.2}$$

Aqui toma-se $\cos \theta$ uniformemente distribuído no intervalo $[-1,+1]$ e simula-se muitas vezes a detecção, calculando a razão R_0 , associada a essa integral e definida por:

$$\int \varepsilon(\theta) d(\cos \theta) \leftrightarrow R_0 = \frac{N_0^{\text{fotopico}}}{N_0^{\text{total}}} \quad \text{III.3}$$

assim,

$$J_0(E) = 2\pi R_0 \quad \text{III.4}$$

Para $k=2$:

$$\begin{aligned} J_2(E) &= 2\pi \int d(\cos \vartheta) \varepsilon(E, \vartheta) P_2(\cos \theta) \\ &= 2\pi \int \varepsilon(\theta) \frac{1}{2} (3 \cos^2 \theta - 1) d(\cos \theta) \\ &= \pi \left[\int \varepsilon(\theta) d(\cos^3 \theta) - \int \varepsilon(\theta) d(\cos \theta) \right] = \pi (R_2 - R_0) \end{aligned} \quad \text{III.5}$$

Para calcular a razão R_2 , tomou-se $\cos^3 \theta$ uniforme no intervalo $[-1,+1]$, portanto associada à integral:

$$\int \varepsilon(\theta) d(\cos^3 \theta) \leftrightarrow R_2 = \frac{N_2^{\text{fotopico}}}{N_2^{\text{total}}} \quad \text{III.6}$$

assim,

$$J_2 = \pi(R_2 - R_0) \quad \text{III.7}$$

Para $k=4$:

$$\begin{aligned} J_4(E) &= 2\pi \int d(\cos \vartheta) \varepsilon(E, \vartheta) P_4(\cos \theta) \\ &= 2\pi \int \varepsilon(\theta) \frac{1}{8} (35 \cos^4 \theta - 30 \cos^2 \theta + 3) d(\cos \theta) \\ &= \frac{\pi}{4} \left[7 \int \varepsilon(\theta) d(\cos^5 \theta) - 10 \int \varepsilon(\theta) d(\cos^3 \theta) + 3 \int \varepsilon(\theta) d(\cos \theta) \right] = \frac{\pi}{4} (7R_4 - 10R_2 + 3R_0) \quad \text{III.8} \end{aligned}$$

Para calcular a razão R_4 , tomou-se $\cos^5 \theta$ uniforme no intervalo $[-1,+1]$, portanto associada à integral:

$$\int \varepsilon(\theta) d(\cos^5 \theta) \leftrightarrow R_4 = \frac{N_4^{\text{fotopico}}}{N_{\text{total}}} \quad \text{III.9}$$

APÊNDICE IV

CURVAS DE EFICIÊNCIA

Curva de eficiência do detector a:

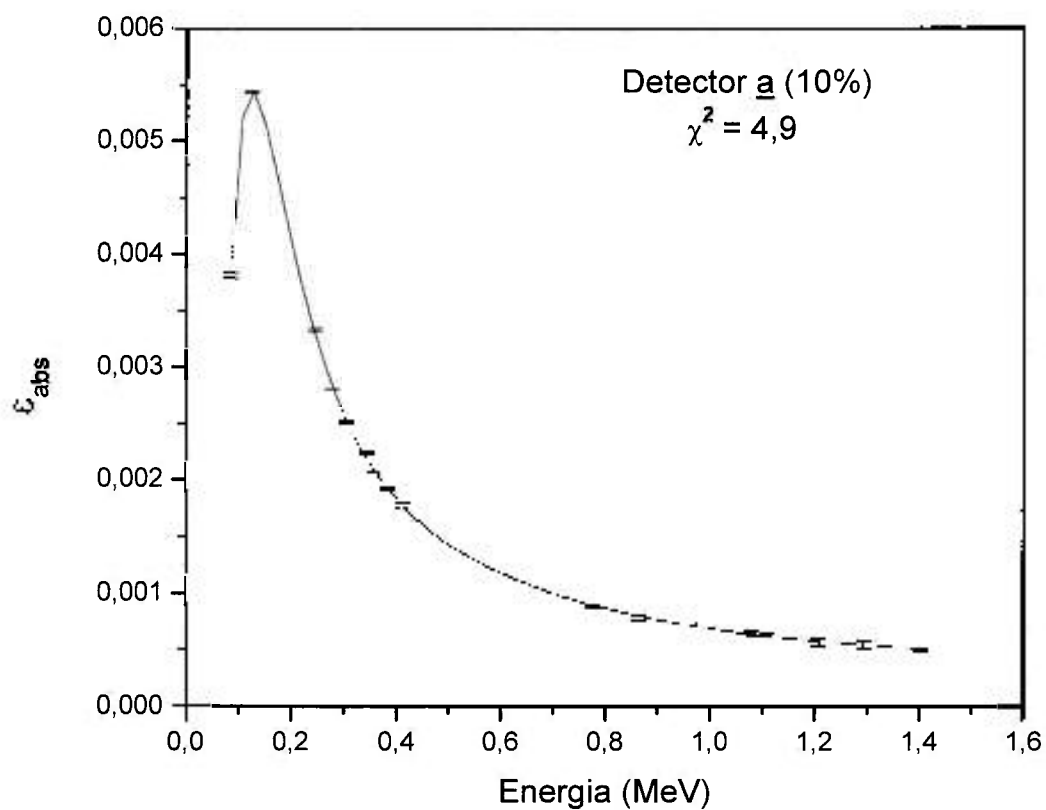
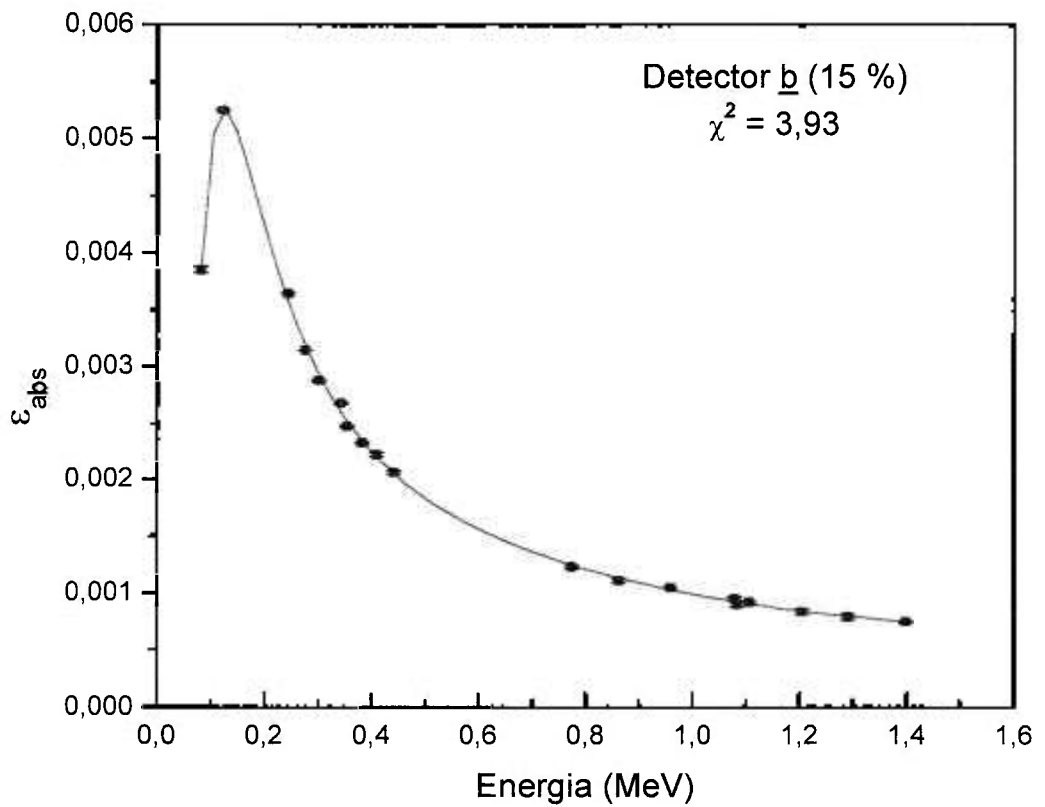
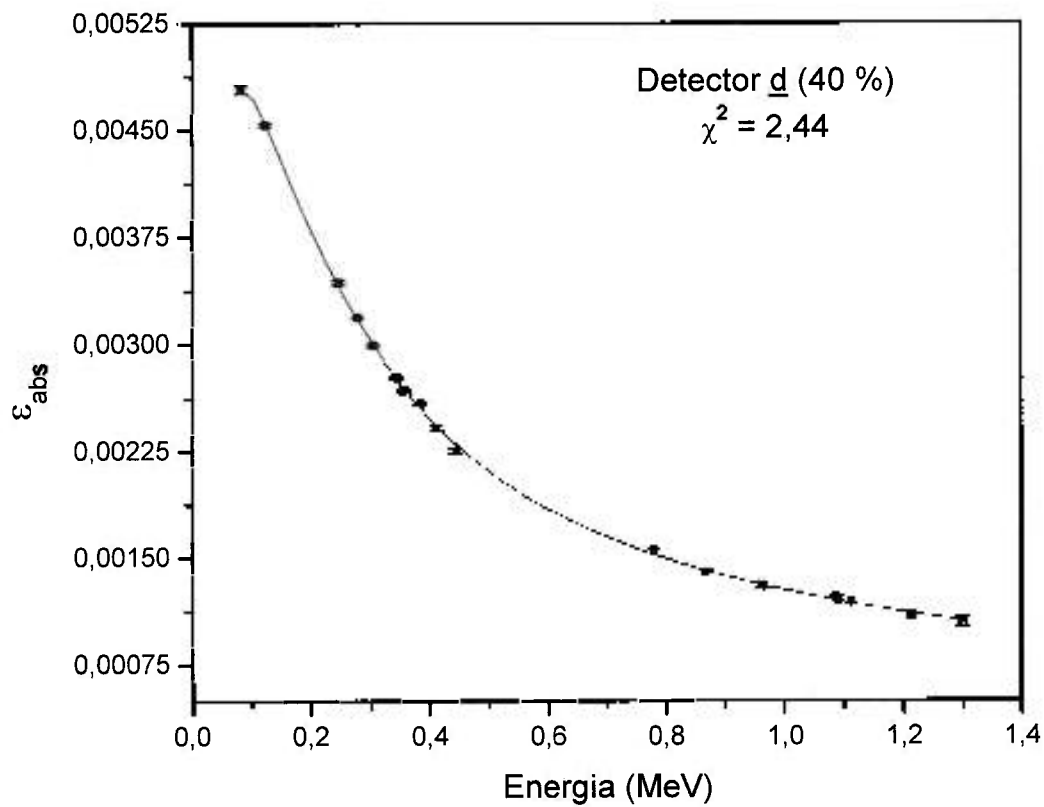


Figura IV.1. Curva de eficiência do detector a.

Curva de eficiência do detector b:Figura IV.2. Curva de eficiência do detector b.

Curva de eficiência do detector d:Figura IV.3. Curva de eficiência do detector d.