INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
Autarquia associada à Universidade de São Paulo

ESTUDO DO DECAIMENTO β^- DO ^{193}Os

GUILHERME SOARES ZAHN

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

**Orientadora:
Dra. Cibeles Bugno Zamboni**

**SÃO PAULO
2006**

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
Autarquia associada à Universidade de São Paulo

ESTUDO DO DECAIMENTO β^- DO ^{193}Os

GUILHERME SOARES ZAHN

**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
2006

Você poderia me explicar, por favor, que caminho devo tomar a partir daqui?

Isso depende muito de onde você quer chegar.

Não me importa muito onde...

Então não importa que caminho você tome.

...desde que eu chegue a algum lugar.

Oh, isso você com certeza vai – desde que ande o bastante.

(Lewis Carroll, *Alice no País das Maravilhas*)

Resumo

Neste trabalho foram estudados os níveis excitados do ^{193}Ir produzidos a partir do decaimento β^- do ^{193}Os ($T_{1/2} \sim 30h$). Para a obtenção das amostras radioativas, $\sim 5mg$ de Ósmio metálico (99% enriquecido em ^{192}Os) foram irradiados no reator IEA-R1, sob um fluxo de nêutrons da ordem de $10^{12}cm^{-2} \cdot s^{-1}$ e depois analisadas, empregando-se a técnica de espectroscopia γ simples (unidimensional) com espectrômetro γ de alta resolução, bem como as técnicas de espectroscopia de coincidência $\gamma\gamma$ e de correlação angular direcional $\gamma\gamma(\theta)$ usando um sistema de aquisição multiparamétrica composto por 4 detectores HPGe.

A partir destes dados, foi possível adicionar 28 transições a este esquema de decaimento, 11 das quais já eram conhecidas de outros estudos envolvendo reações nucleares, além de 17 observadas pela primeira vez. Também foram acrescentados 8 níveis excitados ao esquema de decaimento, sendo 3 conhecidos por outras reações e 5 completamente novos. Além disso, foi possível confirmar a suspeita encontrada na literatura de que os níveis a 848,93keV e 849,093keV são o mesmo, além de confirmar a existência de um nível excitado a 806,9keV.

A análise de correlação angular direcional permitiu a definição do spin de do nível excitado a 874keV ($5/2^+$), além de propor uma probabilidade de 79% do nível a 1078keV ter spin $5/2^-$, e de restringir as possibilidades de spin para o nível novo a 960keV para duas ($1/2$ ou $3/2$). Também foi possível determinar a razão de mistura multipolar (δ_{L_{n+1}/L_n}) para 43 transições, sendo 19 pela primeira vez e praticamente todas as restantes com precisão melhor que a encontrada na literatura.

Finalmente, foi feita uma tentativa de compreender o núcleo através de um modelo teórico, o qual reproduziu muito bem o estado fundamental e os dois primeiros estados excitados do ^{193}Ir .

Abstract

In this work, the excited levels of ^{193}Ir populated by the β^- decay of ^{193}Os ($T_{1/2} \sim 30h$) were investigated. For that purpose, $\sim 5mg$ samples of 99%-enriched ^{192}Os were irradiated under a thermal neutron flux of $\sim 10^{12}s^{-1}$ and then analysed both using single gamma spectroscopy and a 4-detector multiparametric acquisition facility, which provided data for both a $\gamma\gamma$ coincidence analysis and a directional angular correlation $\gamma\gamma(\theta)$ study.

From these data, 28 transitions were added to this decay scheme, 11 of which were previously known from nuclear reactions and 17 observed for the first time. Eight excited levels were also added to the decay scheme, 3 of which were known from nuclear reaction studies – the remaining 5 are suggested for the first time. Moreover, it was possible to confirm suspicions found in reference that the levels at 848.93keV and 849.093keV are indeed the same; it was also possible to confirm the existence of an excited level at 806.9keV, which had been inferred, but not experimentally confirmed in β decay studies to date.

The angular correlation analysis allowed for the definition of the spin of the excited level at 874keV as $5/2^+$; moreover, the results showed a 79% probability that the spin of the 1078keV level is $5/2^-$, and also restricted the spin possibilities for the new excited level at 960keV to two values ($1/2$ or $3/2$). It was also possible to measure the multipolarity mixing ratio (δ_{L_{n+1}/L_n}) for 43 transitions – 19 of them for the first time and most of the others with a better precision than previously known.

Finally, an attempt was made to understand the low-lying levels structure for this nucleus using a theoretical model, which reproduced the ground state and the two lowest-lying excited levels in ^{193}Ir .

Agradecimentos

Todo trabalho experimental é, de uma forma ou de outra, uma criação coletiva, com participações em maior ou menor escala de diversas pessoas, muitas das quais nem sequer se dão conta do vulto da sua colaboração. Nesse sentido, há muita gente a quem me sinto extremamente grato, e que merecem muito mais do que estes breves (mas sinceros) agradecimentos.

- À minha orientadora, Cibele Bugno Zamboni, que me recebeu de braços abertos quando cheguei de volta ao IPEN, sempre pronta a me incentivar e a dar alguma luz e direção quando precisei – qualquer agradecimento seria pequeno perto de tudo o que você me deu.
- Ao professor Manoel Tiago, verdadeiro pai de muitas das soluções e idéias que ajudaram este trabalho a tomar o caminho que tomou e, mais do que isso, um grande amigo.
- Ao Fred, um misto de guru, amigo e co-orientador nas horas vagas... este trabalho tem suas raízes fortemente firmadas no seu mas, ainda assim, sua maior contribuição sempre se deu em outro plano, o da amizade.
- Ao Joel, por todo o auxílio nos cálculos teóricos, por tantas conversas (científicas ou não) e muito mais.
- A todo o pessoal do Laboratório do Acelerador Linear (LAL/IFUSP), pela cessão do laboratório aonde foram feitas as medidas de multidetecção e pelo inestimável auxílio sempre que necessário;
- Ao professor Vito Vanin, por suas valiosas sugestões no que diz respeito à literatura sobre o ^{193}Ir .
- Ao Zwinglio e ao Eduardo Nascimento, por todo o auxílio na análise dos espectros bidimensionais – muito do que está aqui não teria sido possível sem o trabalho de vocês.
- Ao Juan, pela amizade, pelo pisco, pela imitação de Michael Jackson... e pelos Q_{kk} 's, claro!

- À Laura e ao Marcus (*Kito!*), cuja amizade sempre tornou o dia-a-dia muito mais agradável e, sem dúvida, mais divertido.
- À Ilca, Agostinho, Rodrigo, Luciana e todos os que fizeram parte do nosso dia-a-dia no laboratório, pelas incontáveis horas de bate-papo (minha especialidade!).
- Ao Cláudio e ao Fábio, pela presteza em acudir às nossas emergências eletrônicas, além de sempre terem uma cadeira disponível na sua sala para alguns bons minutos de prosa.
- À Regina, à Selma e à Marília, companheiras de tantos almoços, cafés e tudo o mais, a quem me orgulho de poder chamar de amigas.
- Ao Renato e ao Mário, amigos de velha data, consultores e muito mais.
- A todo o pessoal do CRPq, atual ou passado: pesquisadores, funcionários e alunos, cujos nomes nem vou tentar colocar aqui pra não correr o risco de me esquecer de alguém, que fazem (e sempre fizeram) deste Centro um lugar excepcional para se trabalhar e estar.
- Ao pessoal do grupo gama (Pelletron/IFUSP), em especial o Prof. Ribas: o trabalho que iniciei por aí há mais de 10 anos pode não ter chegado à conclusão que se esperava, mas com certeza o que aprendi me acompanha até hoje e acrescentou muito a este trabalho que ora se conclui.
- À minha família, tanto os que me acompanharam em tantas idas e voltas quanto os que já se foram e os recém-chegados (e o (a?) que ainda está a caminho!) – pra vocês, só o que me vem à mente são as palavras do (nem sempre tão sábio) Marcelo Nova: “Eu sempre manejei bem as palavras, mas agora não sei o que dizer”.
- À Tata, por tudo... amizade, amor, carinho, compreensão, bom-humor – ou seja, por ser a Tata! Pensei muito no que deveria dizer aqui, mas isso ia acabar virando um livro – e eu sempre ia ficar achando que deveria ter dito mais alguma coisa!
- A todos aqueles que, mesmo que distante, sinto como amigos... gente que faz tudo isso fazer algum sentido, gente que me faz levantar todo dia com a certeza de que vale a pena.

Sumário

Lista de Tabelas	ix
Lista de Figuras	xi
1 Introdução	1
1.1 Objetivos e Motivação	1
1.2 O ^{193}Ir	2
2 Fundamentos Teóricos da Correlação Angular Direcional	4
3 Procedimento Experimental	7
3.1 Produção das Fontes Radioativas de ^{193}Os	7
3.2 Espectroscopia γ	8
3.2.1 Descrição do equipamento	8
3.2.2 Aquisição de dados	9
3.2.3 Análise dos espectros	9
3.2.4 Calibração em energia	10
3.2.5 Calibração em eficiência	10
3.3 Coincidência e Correlação Angular Direcional γ - γ	12
3.3.1 Descrição do equipamento	12
3.3.2 Aquisição de dados	15
3.3.3 Redução e análise dos espectros bidimensionais	15
3.3.4 Calibração em energia	20

3.3.5	Calibração em eficiência	21
3.3.6	Análise de dados	22
4	Resultados Experimentais	27
4.1	Calibrações dos Sistemas de Detecção	27
4.2	Energia e Intensidade das Transições	27
4.3	Posicionamento no Esquema de Níveis	32
4.3.1	Níveis conhecidos apenas em estudos de reações nucleares	38
4.3.2	O nível a 849keV	38
4.3.3	Novos níveis de energia no ^{193}Ir	40
4.3.4	Transições posicionadas	44
4.4	Correlação Angular Direcional	44
4.4.1	Transições entre níveis com spin definido	45
4.4.2	Transições entre níveis com múltiplas possibilidades de spin	47
5	Interpretação Teórica	52
5.1	O Modelo Nuclear	52
5.1.1	Deformação nuclear	52
5.1.2	Energias de partícula única	52
5.2	Resultados	54
5.3	Sistemática dos Isótopos Ímpares de Irídio	57
6	Conclusões	58
Apêndice A – Conceitos Básicos sobre o Decaimento β		59
A.1	Transições Permitidas e Proibidas	59
A.2	O $\log ft$	60
A.3	Considerações Práticas	61

Apêndice B – Obtenção de I_γ em Medidas com Sistemas Multidetectors	63
B.1 Análise via medidas de coincidência	63
B.2 Análise via medidas de correlação angular direcional	65
 Apêndice C – Calibrações dos Sistemas Detectores	 67
C.1 Espectroscopia γ	67
C.2 Aquisição Multiparamétrica	67
C.2.1 Calibração dos detectores	67
C.2.2 Parâmetros de correção de ângulo sólido	69
C.2.3 Fatores de tempo morto	69
 Apêndice D – Ajustes da Função de Correlação Angular Direcional	 71
 Referências Bibliográficas	 87

Lista de Tabelas

3.1	Detectores utilizados nas medidas de multidetecção	15
4.1	Energia e intensidade das linhas de raios-X característicos do Irídio	28
4.2	Energia e Intensidade Relativa das radiações gama do decaimento beta do ^{193}Os (parte 1)	30
4.3	Energia e Intensidade Relativa das radiações gama do decaimento beta do ^{193}Os (parte 2)	31
4.4	Transições identificadas no presente trabalho que não foram incluídas no es- quema de decaimento β^- do ^{193}Os	33
4.5	Níveis excitados do núcleo de ^{193}Ir	34
4.6	Coincidências que permitem identificar os níveis a 516, 563, 621 e 807keV	39
4.7	Transições que depopulam o estado excitado a 849keV	40
4.8	Ajustes dos níveis novos	41
4.9	Transições posicionadas neste trabalho	44
4.10	Valores obtidos para as razões de mistura multipolar de transições entre níveis com spin definido	46
4.11	Resultados dos ajustes da função correlação angular para as transições que de- caem do nível de 874keV para cada uma das possibilidades de spin para o nível em questão.	47
4.12	Resultados dos ajustes da correlação angular para a cascata 779x219keV	49
4.13	Resultados obtidos na análise da correlação angular entre as transições de 361,5keV e 298,8keV	51
5.1	Parâmetros para o potencial de Woods-Saxon obtidos neste trabalho compara- dos com os <i>Parâmetros Universais</i>	55

5.2	Comparação entre os resultados obtidos para a energia de excitação dos três primeiros níveis do ^{193}Ir com e sem a correção de emparelhamento e os valores experimentais.	56
A.1	Características de alguns tipos de transição β	62
C.1	Parâmetros de tempo morto determinados para o sistema de aquisição multiparamétrica.	70

Lista de Figuras

3.1	Arranjo experimental empregado nas medidas de correlação angular	12
3.2	Eletrônica empregada nas medidas de correlação angular $\gamma\text{-}\gamma$	13
3.3	Figura do espectro bidimensional aonde pode ser percebida uma calha diagonal	17
3.4	Gráfico da diferença de tempo entre os eventos em dois detectores	18
4.1	Esquema de níveis proposto para o decaimento β^- do ^{193}Ir (parte 1).	35
4.2	Esquema de níveis proposto para o decaimento β^- do ^{193}Ir (parte 2).	36
4.3	Esquema de níveis proposto para o decaimento β^- do ^{193}Ir (parte 3).	37
4.4	Projeção do pico bidimensional que define a proposição do novo nível a 960keV	42
4.5	Projeção do pico bidimensional que define a proposição do novo nível a 960keV	43
4.6	Projeção dos picos bidimensionais de coincidência que determinaram a proposição do novo nível a 754keV.	43
4.7	Ajuste da função correlação para a cascata 414-461keV, supondo $I(874) = 3/2$ e $I(874) = 5/2$	48
4.8	Ajuste da função correlação para as cascatas 517-218keV e 517-357keV, su- pondo $I(874) = 3/2$ e $I(874) = 5/2$	48
4.9	Ajuste da função correlação para a cascata 779-219keV, supondo $I(1078) = 3/2$ e $I(1078) = 5/2$	49
4.10	Ajuste da função de correlação angular para a cascata 299-219keV.	50
4.11	Ajuste da função de correlação angular para a cascata 361,5-299keV	51
5.1	Dependência da energia total com os parâmetros de deformação ε e α_4	55
5.2	Comparação das três primeiras cabeças de banda experimentais do ^{193}Ir com os cálculos feitos usando-se os parâmetros obtidos neste trabalho, bem como com os <i>Parâmetros Universais</i>	56

5.3	Comparação das cabeças de banda dos isótopos ímpares de Ir	57
A.1	Dependência do $\log ft$ com o tipo de transição β	62
C.1	Curvas de calibração em energia e eficiência do detector utilizado nas medidas de espectroscopia γ	67
C.2	Curva de calibração em energia dos quatro detectores utilizado nas medidas de coincidência e correlação angular γ - γ	68
C.3	Curva de calibração em eficiência dos quatro detectores utilizado nas medidas de coincidência e correlação angular γ - γ	68
C.4	Coeficientes de correção de ângulo sólido ajustados para cada um dos quatro detectores utilizados na aquisição multiparamétrica.	69
C.5	Ajustes das correlações angulares das cascatas da fonte-padrão de ^{152}Eu utilizadas na determinação dos parâmetros de tempo morto do sistema multidetector.	70
D.1	Ajuste da função de correlação angular para a transição de 97keV	71
D.2	Ajuste da função de correlação angular para a transição de 99keV	72
D.3	Ajuste da função de correlação angular para a transição de 107keV	72
D.4	Ajuste da função de correlação angular para a transição de 136keV	73
D.5	Ajuste da função de correlação angular para a transição de 139keV	73
D.6	Ajuste da função de correlação angular para a transição de 142keV	74
D.7	Ajuste da função de correlação angular para a transição de 180keV	74
D.8	Ajuste da função de correlação angular para a transição de 182keV	75
D.9	Ajuste da função de correlação angular para a transição de 197keV	75
D.10	Ajuste da função de correlação angular para a transição de 201keV	76
D.11	Ajuste da função de correlação angular para a transição de 218,9keV	76
D.12	Ajuste da função de correlação angular para a transição de 235keV	77
D.13	Ajuste da função de correlação angular para a transição de 236keV	77
D.14	Ajuste da função de correlação angular para a transição de 252keV	77
D.15	Ajuste da função de correlação angular para a transição de 253keV	78
D.16	Ajuste da função de correlação angular para a transição de 264keV	78

D.17 Ajuste da função de correlação angular para a transição de 280keV	78
D.18 Ajuste da função de correlação angular para a transição de 289keV	79
D.19 Ajuste da função de correlação angular para a transição de 315keV	79
D.20 Ajuste da função de correlação angular para a transição de 322keV	79
D.21 Ajuste da função de correlação angular para a transição de 333keV	80
D.22 Ajuste da função de correlação angular para a transição de 337keV	80
D.23 Ajuste da função de correlação angular para a transição de 350keV	80
D.24 Ajuste da função de correlação angular para a transição de 362keV	81
D.25 Ajuste da função de correlação angular para a transição de 377keV	81
D.26 Ajuste da função de correlação angular para a transição de 378keV	82
D.27 Ajuste da função de correlação angular para a transição de 379keV	82
D.28 Ajuste da função de correlação angular para a transição de 387keV	82
D.29 Ajuste da função de correlação angular para a transição de 420keV	83
D.30 Ajuste da função de correlação angular para a transição de 441keV	83
D.31 Ajuste da função de correlação angular para a transição de 461keV	83
D.32 Ajuste da função de correlação angular para a transição de 482keV	84
D.33 Ajuste da função de correlação angular para a transição de 512keV	84
D.34 Ajuste da função de correlação angular para a transição de 515keV	84
D.35 Ajuste da função de correlação angular para a transição de 532keV	85
D.36 Ajuste da função de correlação angular para a transição de 573keV	85
D.37 Ajuste da função de correlação angular para a transição de 668keV	85
D.38 Ajuste da função de correlação angular para a transição de 710keV	86
D.39 Ajuste da função de correlação angular para a transição de 735keV	86

1 Introdução

1.1 Objetivos e Motivação

O presente trabalho tem por objetivo obter informações sobre o núcleo de ^{193}Ir a partir do estudo das radiações gama emitidas em seqüência ao decaimento β^- do ^{193}Os , empregando-se as técnicas de *espectroscopia γ* e *correlação angular direcional $\gamma - \gamma$* . A combinação destas duas técnicas permite um estudo bastante amplo do núcleo, pois enquanto a primeira permite a determinação precisa de valores de energia (E_γ) e intensidade (I_γ) das radiações γ emitidas no processo, a segunda técnica auxilia na confirmação de eventuais transições novas encontradas na espectroscopia, além de permitir o posicionamento das transições no esquema de níveis e a determinação dos valores da razão de mistura multipolar (δ_{L_{n+1}/L_n}) de algumas destas transições. A partir dessas informações pode-se propor valores de spin (I) e paridade (π) para os estados excitados do núcleo em estudo. Desta forma, a comparação destes valores experimentais com previsões de modelos teóricos apropriados permite melhorar a compreensão dos fenômenos nucleares relevantes no núcleo em estudo.

O ^{193}Ir se encontra em uma posição bastante interessante dentro da tabela de nuclídeos, com um próton a mais que o núcleo de ^{192}Os , que apresenta simetria prolata, e com um próton a menos que o núcleo de ^{194}Pt , que apresenta simetria oblata ^[1]; com isso, têm sido publicados nos últimos anos diversos estudos, tanto experimentais como teóricos, empregando modelos como *rotor triaxial acoplado a partícula* ^[2], *Interacting Boson-Fermion Model* (com diversas supersimetrias) ^[1], *pseudo-Nilsson* ^[3, 4], todos assumindo uma deformação triaxial assimétrica, ou mesmo *rotor prolato + 1 quasipartícula* ^[5], assumindo deformação com simetria prolata. Em termos experimentais, recentemente foram publicados trabalhos de excitação Coulombiana empregando íons pesados ^[1] e um estudo sobre o decaimento β^- do ^{193}Os , mas com ênfase apenas na obtenção das intensidades absolutas das transições ^[6]. Contudo, o último estudo experimental completo sobre o decaimento β^- , com a determinação de valores precisos para as energias das transições, análise das relações de coincidência $\gamma - \gamma$ e estudo de correlação angular data de 1972 ^[7], mas os valores das razões de mistura multipolar (δ_{L_{n+1}/L_n}) obtidas neste traba-

lho, que são as empregadas na última compilação publicada no *Nuclear Data Sheets* ^[8], diferem bastante dos medidos mais recentemente, por exemplo em ^[1], o que torna relevante uma nova medida de correlação angular do decaimento β^- do ^{193}Os para o ^{193}Ir , como a proposta neste trabalho.

Recentemente (2006) foi publicada uma nova versão dos *Nuclear Data Sheets* para o ^{193}Ir , que mescla alguns valores de mistura multipolar obtidos através de medidas de conversão eletrônica aos valores obtidos por Price ^[7]; esta nova versão, que foi utilizada como referência para todo este trabalho, explicita as incongruências entre os valores de δ encontrados nas diversas medidas.

1.2 O ^{193}Ir

O Irídio é um metal, sólido à temperatura ambiente (seu ponto de fusão é de 2739K), muito pouco abundante na natureza (aproximadamente 0,4ng/g na crosta terrestre) e é o metal mais resistente à oxidação conhecido. Foi descoberto juntamente com o Ósmio em 1803 pelo químico inglês Smithson Tennant no resíduo que fica quando Platina bruta é dissolvida em *água regia* ^[9]. Seu nome vem do latim “iris” (cor ou colorido), uma vez que seus sais são altamente coloridos – o irídio metálico, no entanto, tem aparência branco-prateada. Seu principal uso é como agente endurecedor em ligas com Platina (como por exemplo nos pinos usados em ortopedia ou no antigo padrão internacional de metro, feito com uma liga de 90% de Platina e 10% de Irídio), mas também é usado na construção de aparatos científicos resistentes a altas temperaturas, como cadinhos especiais.

O Irídio apresenta dois isótopos estáveis, de massas 191 e 193. O ^{193}Ir é o mais abundante, com 62,7(2)% de abundância na natureza ^[10].

O decaimento β do Ósmio para o Irídio é conhecido desde meados da década de 1930 ^[11], e em 1941 Seaborg e Friedlander ^[12] associaram incorretamente a meia-vida de 32h para o decaimento do ^{191}Os e 17h para o ^{193}Os . O engano durou mais de uma década, com diversos estudos sendo publicados com as meias-vidas trocadas ^[13–16]. Só em 1952, em um experimento com fótons de 22MeV, Swan e Hill ^[17] identificam corretamente a meia-vida de 30h com o decaimento do ^{193}Os para o ^{193}Ir ; neste mesmo artigo já são identificadas nove transições γ do ^{193}Ir , e nos anos seguintes Cork *et al.* ^[18] e Waard ^[19] já esboçam os primeiros esquemas de níveis para este núcleo, ainda que com poucas transições e diversos erros de posicionamento. Algumas revisões rápidas do esforço experimental da época nessa região de massa podem ser vistas em ^[20, 21].

Já em 1957, Boehm e Marmier ^[22] identificam o isômero a 80keV, com meia-vida de 10 dias, e a partir daí o esquema de níveis do núcleo começa a tomar formas mais semelhantes às atuais, como pode ser visto já no ano seguinte ^[23, 24].

A partir da segunda metade da década de 1960, com o advento dos detectores semicondutores, o conhecimento sobre a estrutura do ^{193}Ir teve um salto de qualidade, em uma sucessão de trabalhos em que foi estudado o decaimento β^- do ^{193}Os empregando técnicas de coincidência γ - γ e β - γ ^[25-29], até que em 1972 Price and Johns ^[7], medindo tanto radiações γ quanto elétrons de conversão, publicaram o trabalho que basicamente define o esquema de níveis do decaimento β^- do ^{193}Os que consta da mais recente compilação do *Nuclear Data Sheets* ^[8]. Ainda assim, como destacado por Krane e Steyert num artigo de 1973 ^[30], havia discrepâncias consideráveis nas misturas multipolares reportadas em todos esses trabalhos.

No decorrer das décadas seguintes, com a entrada em cena de aceleradores de partículas e a possibilidade de estudar-se níveis de mais alta energia, o estudo do decaimento β^- do ^{193}Os foi deixado de lado, mesmo com todas as inconsistências reportadas nas misturas multipolares, enquanto o núcleo de ^{193}Ir continuou sendo bastante estudado, tanto no aspecto teórico como experimental. Alguns exemplos de trabalhos recentes sobre esse núcleo incluem o trabalho de McGowan *et al.* ^[2] usando excitação Coulombiana com íons pesados, o de Drissi ^[31] usando as reações $^{191}\text{Ir}(2n, \gamma)^{193}\text{Ir}$ e $^{192}\text{Os}(d, n\gamma)^{193}\text{Ir}$ e o de Bezakova *et al.* ^[1] também com excitação Coulombiana com íons pesados.

2 *Fundamentos Teóricos da Correlação Angular Direcional*

A emissão de uma partícula ou fóton por um núcleo radioativo é anisotrópica, ou seja, a probabilidade de emissão depende do ângulo entre a direção da emissão e o eixo do spin nuclear; essa dependência, por sua vez, é uma função da natureza e da multipolaridade da transição (ver, por exemplo, ^[32]). Dessa forma, a verificação experimental desta dependência angular para uma dada transição permite a determinação do seu caráter multipolar.

No entanto, como uma amostra consiste de um número muito grande de núcleos aleatoriamente alinhados, as emissões anisotrópicas somadas resultam em uma emissão total isotrópica, de forma que a informação contida na anisotropia da emissão é perdida. Uma forma de lidar com este problema e manter a informação consiste em alinhar os spins dos núcleos, o que pode ser conseguido colocando-se uma amostra sob um campo magnético muito intenso, sob temperaturas extremamente baixas para que a agitação térmica dos núcleos não leve a uma perda da orientação dos mesmos. Outra forma, que será usada neste trabalho, consiste em selecionar, a cada aquisição, apenas os núcleos cujos spins estejam instantaneamente alinhados em uma dada direção; isso pode ser feito caso o núcleo decaia pela emissão de duas radiações em seqüência, digamos γ_1 e γ_2 ; nesse caso, se um detector D_1 for colocado em uma direção fixa qualquer k_1 em relação à amostra radioativa e forem selecionados apenas os eventos em que γ_1 é detectado em D_1 , automaticamente selecionam-se apenas núcleos com spin alinhado de forma preferencial, de acordo com a distribuição angular característica da emissão da radiação γ_1 e então para esses núcleos a emissão de γ_2 não será mais isotrópica, mas terá uma distribuição espacial que depende das naturezas e multipolaridades das duas transições envolvidas¹, e usando um segundo detector D_2 pode-se então medir experimentalmente esta distribuição.

De forma geral, se um determinado estado nuclear decai pela emissão sucessiva de duas radiações gama, γ_1 e γ_2 , então a distribuição angular da probabilidade de emissão (também

¹ Como átomos – e núcleos – na matéria estão em constante movimento, essa anisotropia espacial se deteriora com o tempo e a sua verificação exige que o tempo máximo pelo qual o núcleo permanece no estado intermediário seja da ordem de 10^{-10} s.

chamada de *função correlação angular*) é dada por ^[32, 33]:

$$W(\theta) = \sum_{k=par} A_{kk} P_k(\cos \theta) \quad (2.1)$$

onde A_{kk} são os coeficientes de correlação angular associados às propriedades das duas transições e P_k são os polinômios de Legendre de ordem k ; devido a limitações de sensibilidade experimental, considera-se no máximo a ordem $k=4$, de forma que a expressão acima pode ser escrita da seguinte forma:

$$W(\theta) = \alpha [1 + A_{22} P_2(\cos \theta) + A_{44} P_4(\cos \theta)] \quad (2.2)$$

onde α é uma constante de normalização que leva em conta as condições experimentais. Note-se que $W(\theta)$ é função apenas dos polinômios de Legendre de ordem par de $\cos \theta$, ou seja, $W(\pi - \theta) = W(\theta)$ e $W(-\theta) = W(\theta)$, de forma que pode-se reduzir todos os ângulos a um só quadrante.

Os coeficientes A_{kk} podem ser separados em dois coeficientes, relacionados a cada uma das transições envolvidas na cascata:

$$A_{kk} = A_k(\gamma_1) \cdot A_k(\gamma_2) \quad (2.3)$$

O coeficiente $A_k(\gamma_1)$ é chamado de *coeficiente de orientação angular* (por estar relacionado à orientação dos núcleos selecionados através da detecção de γ_1) e o coeficiente $A_k(\gamma_2)$ é chamado de *coeficiente de distribuição espacial* (por estar ligado à distribuição da radiação emitida após a seleção); a estrutura de cada um desses coeficientes é dada por:

$$A_k(\gamma_1) = \frac{F_k(L_1 L_1 I_i I) + (-1)^{L_1 + L'_1} 2\delta(\gamma_1) F_k(L_1 L'_1 I_i I) + \delta^2(\gamma_1) F_k(L'_1 L'_1 I_i I)}{1 + \delta^2(\gamma_1)} \quad (2.4)$$

$$A_k(\gamma_2) = \frac{F_k(L_2 L_2 I_f I) + 2\delta(\gamma_2) F_k(L_2 L'_2 I_f I) + \delta^2(\gamma_2) F_k(L'_2 L'_2 I_f I)}{1 + \delta^2(\gamma_2)} \quad (2.5)$$

onde os F_k são os coeficientes de Fraunfelder (uma tabela destas funções pode ser encontrada em ^[34]), L é o momento angular carregado pela radiação, $L' = L + 1$ e δ é a *razão de mistura multipolar*, obtida através da razão dos elementos de matriz reduzidos das transições eletromagnéticas multipolares de ordem L e L' :

$$\delta(\gamma_1) = \frac{\langle I || T^{\pi'}(L') || I_i \rangle \sqrt{2L+1}}{\langle I || T^{\pi}(L) || I_i \rangle \sqrt{2L'+1}} \quad (2.6)$$

onde os $T(L)$ são os operadores de interação multipolar e π é o caráter, elétrico ou magnético, da transição. Fisicamente, a razão de mistura multipolar pode ser interpretada como sendo a razão entre as probabilidades associadas às ordens multipolares L' e L :

$$\delta^2(\gamma_1) = \frac{T_{\gamma}(\pi', L')}{T_{\gamma}(\pi, L)} \quad (2.7)$$

sendo T_{γ} é a intensidade de transição gama associada a cada um dos multipolos L e L' .

3 *Procedimento Experimental*

3.1 Produção das Fontes Radioativas de ^{193}Os

Para obter as fontes radioativas de ^{193}Os foram preparadas amostras com $\sim 5\text{mg}$ de ^{192}Os enriquecido a 99%, em pó metálico, acondicionadas em cápsulas de polietileno especiais, especificamente desenvolvidas de modo a apresentar o mínimo possível de elementos que venham a ser ativados durante a irradiação. Estas amostras foram então irradiadas com nêutrons no reator IEA-R1 do IPEN; a secção de choque para captura de nêutrons térmicos do ^{192}Os é de $2,00(10)b$ ^[35], e a meia-vida do isótopo produzido (^{193}Os) é de $30,11(7)h$ ^[36].

Devido às diferentes exigências em termos de atividade da fonte radioativa e de tempo de espera entre a irradiação e a possibilidade de uso da fonte, dois procedimentos de irradiação diferentes foram empregados ao longo das medidas:

- ⇒ **Método 1 (“Estação”)**: para as medidas de espectroscopia, por não ser necessária ou desejável grande atividade na fonte, a irradiação foi feita na estação pneumática nº4 do reator IEA-R1, a um fluxo da ordem de $10^{11}n \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$, por um período de 20 minutos; depois disso, a amostra era colocada em uma blindagem por um tempo da ordem de 40 minutos para o decaimento dos componentes de meia-vida curta do receptáculo de irradiação (“coelho”) e da cápsula de polietileno, tanto por uma questão de segurança radiológica como para evitar interferências na medida, e só então era retirada do receptáculo e colocada em posição para a detecção; em razão do pequeno tempo de espera e da limitação de dias de operação do reator IEA-R1, este método também foi empregado, durante as medidas de correlação angular, de modo a otimizar o uso do sistema de detecção, permitindo que as medidas transcorressem ao longo de toda a semana.
- ⇒ **Método 2 (“Caroço”)**: já para as medidas de correlação angular, como a eficiência para a detecção de coincidências é da ordem do quadrado da eficiência para a detecção em modo *single* (valores típicos giram em torno de 10^{-3} para o modo *single* e 10^{-6} para a detecção em coincidência), necessita-se de fontes com atividade mais alta; para isso, as irradiações

foram feitas em pontos especiais junto ao núcleo do reator IEA-R1 (“EIRA”), onde o fluxo é da ordem de $10^{13} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, por períodos da ordem de 5 minutos; nesse tipo de irradiação, a cápsula vai acondicionada dentro de um cilindro de Alumínio e a amostra só pode ser manipulada várias horas após a irradiação, por uma questão de segurança radiológica – habitualmente a abertura não é feita menos de 24 horas após a irradiação.

3.2 Espectroscopia γ

As medidas de espectroscopia γ consistem, basicamente, na aquisição de espectros unidimensionais (ou seja, com um só detector) a partir de uma fonte radioativa, de modo a permitir a análise da posição (que pode ser relacionada à energia da transição) e área (que traz consigo informações sobre a intensidade de uma dada transição) dos picos encontrados.

3.2.1 Descrição do equipamento

O equipamento empregado nas medidas de espectroscopia gama consiste em um detector semicondutor de Germânio hiperpuro (HPGe) cujo sinal de saída tem amplitude relacionada à energia da radiação gama incidente. Esse sinal é então enviado a um amplificador, que amplifica e formata o pulso para torná-lo adequado para ser enviado para um analisador multicanal. Este analisador efetua a conversão analógico-digital, classifica os pulsos de acordo com a sua amplitude e armazena um histograma do número de eventos para cada intervalo de amplitude; no multicanal utilizado o espectro de amplitudes é separado em 4096 canais (intervalos). Esse histograma é então enviado a um microcomputador para análise; dessa forma, o espectro de amplitudes armazenado no computador está diretamente relacionado ao espectro de energia da radiação gama emitida pela fonte. O arranjo eletrônico também utiliza uma fonte muito estável de alta tensão para a alimentação do detector, bem como um bastidor NIM (de *Nuclear Instrument Module*, um dos padrões de instrumentação nuclear desenvolvido para permitir a interconexão de equipamentos de diferentes fabricantes ^[37]) que, além de oferecer um apoio confiável para a instrumentação, também contém uma fonte de baixa tensão que alimenta os demais módulos. A relação dos equipamentos é apresentada a seguir:

⇒ **Detector:** Germânio Hiperpuro (HPGe) com cristal de 198cm^3 e resolução nominal de 1,89keV para a energia de 1,32MeV do ^{60}Co ;

⇒ **Amplificador:** Ortec 671, operando em modo de rejeição de empilhamento com constante de tempo de $2\mu\text{s}$;

⇒ **Analizador Multicanal:** Ortec 919e, operando com 4096 canais, ligado a um microcomputador tipo PC onde o software *GammaVision 32* gerencia a aquisição de dados.

3.2.2 Aquisição de dados

A aquisição de dados foi feita posicionando-se a fonte frontalmente ao detector, a uma distância de 10cm, alinhada com o centro do mesmo, tomando-se o cuidado de não ter entre a fonte e o detector qualquer tipo de material absorvedor. Os dados foram salvos em intervalos regulares de uma hora e, após a verificação de que o ganho do sistema detector não variou durante a aquisição, os arquivos foram somados canal a canal, de forma a concatenar todos os eventos registrados ao longo dessa fase em um único arquivo para análise; o mesmo procedimento foi repetido para obtenção da contribuição da radiação de fundo, através da aquisição de espectros sem a presença da fonte. Por conta deste procedimento, também é possível verificar se a meia-vida relacionada a cada uma das transições observadas é compatível com a meia-vida do decaimento do ^{193}Os , o que é feito somando-se os arquivos obtidos nas primeiras 30h de medida de cada fonte (1ª meia-vida) e comparando os resultados com os obtidos para as 30h subsequentes (2ª meia-vida). No total foram somados 890h de aquisição com a fonte de ^{193}Os , mais o mesmo número de horas de aquisição sem fonte, para obter a contribuição da radiação de fundo.

3.2.3 Análise dos espectros

A análise dos espectros obtidos é um passo bastante delicado, sendo absolutamente fundamental o cuidado com os ajustes efetuados, especialmente quando a área sob o pico vai ser levada em consideração (como na análise da intensidade das emissões gama). O procedimento habitual consiste em ajustar-se uma gaussiana ao pico, mas muitas vezes algumas pequenas correções são introduzidas para permitir um ajuste mais preciso. Nesse trabalho, os ajustes foram realizados utilizando-se o programa IDEFIX^[38], desenvolvido no Laboratório do Acelerador Linear do IFUSP que, de acordo com o seu manual “(...) dispõe de quatro perfis de picos, a saber: gaussiano simples, função erro (Erf), gaussiana com pé exponencial à esquerda mais degrau, e finalmente função erro com pé exponencial e degrau. O fundo pode ser ajustado por um polinômio de grau 0, 1 ou 2, eventualmente sobreposto a um segundo espectro”. De modo geral, o ajuste por uma gaussiana simples com um fundo de grau 2 sobreposto a um espectro de fundo (espectro obtido sem que houvesse fonte em frente ao detector) dá resultados absolutamente satisfatórios; as demais funções se mostram úteis para casos especiais, como picos extremamente intensos, muito fracos ou muito estreitos, por exemplo.

3.2.4 Calibração em energia

A calibração em energia do espectro armazenado no computador é o passo que permite relacionar cada canal no espectro obtido a um intervalo diminuto em energia. Essa calibração depende não só de características físicas do detector utilizado, mas também de ajustes da eletrônica, como o ganho do amplificador. Dessa forma, é importante realizar esse procedimento diversas vezes no decorrer de aquisições por períodos prolongados.

Este procedimento consiste em expor o detector a radiação proveniente de fontes muito bem conhecidas, de forma que se possa relacionar os picos observados no espectro do detector com as energias emitidas pelas fontes. Uma lista das fontes recomendadas para esse procedimento foi elaborada por um conjunto de especialistas reunidos pela Agência Internacional de Energia Atômica (IAEA), e pode ser encontrada na referência ^[39]. As fontes utilizadas nesse experimento foram: ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{133}Ba e ^{152}Eu .

O passo seguinte consiste em ajustar uma função bem conhecida para descrever a relação entre a energia da radiação gama e o canal em que o pico se apresenta no multicanal. De modo geral, utilizam-se séries polinomiais para este ajuste ^[40]; no entanto, na faixa de energia empregada neste experimento (de algumas dezenas de keV até 1,5MeV), as componentes de ordem maior que 1 são desprezíveis e, por esse motivo, optou-se por realizar um ajuste linear, do tipo $E = a + b.C$, onde E é a energia da transição, C é o canal da centróide do pico ajustado no espectro e a e b são parâmetros de ajuste. O ajuste foi efetuado empregando-se o método dos mínimos quadrados descrito, entre outros, em ^[41].

3.2.5 Calibração em eficiência

A calibração em eficiência é o procedimento que permite relacionar a área sob um pico correspondente a determinada energia com a quantidade de radiação emitida nesta energia; esta depende, portanto, da intensidade da transição, da atividade da fonte e do tempo de contagem. Conseqüentemente, essa calibração é bem mais complexa que a calibração em energia, por motivos como a dificuldade em se obter fontes com atividade bem determinada, sua dependência geométrica bem como energética, que não pode ser representada por uma função de primeiro ou segundo grau.

O primeiro problema é contornado utilizando-se o método relativo – ou seja, fixando-se a eficiência em uma determinada energia em 100% e calculando-se a eficiência de detecção para as demais energias. Como para isso é necessário ajustar experimentalmente a atividade relativa das diversas fontes, apenas as fontes de ^{152}Eu e ^{133}Ba , que apresentam mais de duas energias

no seu decaimento, foram empregadas. Uma característica desse método é que só é possível determinar as intensidades relativas das transições – o que, no presente caso, é exatamente o desejado.

O procedimento experimental para a calibração em eficiência é o mesmo empregado para a calibração em energia. Dessa forma, uma vez tendo a calibração em energia e a área ajustada sob cada pico, ajusta-se uma curva para a relação entre a eficiência relativa e a energia. Em geral, as funções que melhor interpolam as curvas de eficiência são somas de exponenciais (vide ^[40], por exemplo). No presente trabalho, a função escolhida foi uma soma de duas exponenciais, multiplicada por uma terceira que representa a absorção da radiação na camada morta do detector ^[42]:

$$\varepsilon = (P_1 \cdot e^{P_2 \cdot x} + P_3 \cdot e^{P_4 \cdot x}) \cdot e^{[-P_5 \cdot (0,05757 \cdot \frac{x}{1000}^{-0,416} + 0,000465 \cdot \frac{x}{1000}^{-2,943})]} \quad (3.1)$$

aonde ε é a eficiência do sistema detector, x é a energia da transição (em keV) e $P_1 \dots P_5$ são os parâmetros a serem ajustados.

Vale ressaltar que, como os parâmetros P_2 e P_4 são correlacionados, o ajuste deve levar em conta esta correlação, sob pena de ter-se incertezas superestimadas.

Auto-calibração

Durante o ajuste da curva de eficiência do detector muitas vezes os “buracos” existentes na faixa de energias úteis nas fontes-padrão disponíveis causa imprecisões e/ou deficiências perceptíveis neste ajuste ¹. Um procedimento que ajuda a diminuir as incertezas neste tipo de ajuste, e que foi empregado no presente trabalho, consiste em utilizar alguns pontos provenientes da própria fonte que se está medindo, cujo valor de intensidade esteja bem determinado na literatura. Neste trabalho foram empregados para algumas transições os valores de intensidade (I_γ) obtidos via coincidência β - γ no recente trabalho de Marnada *et al.* ^[6]. Note-se, no entanto, que o uso deste procedimento não impede a obtenção de valores novos para estas mesmas intensidades.

¹Um caso claro é o da região em torno de 80-120keV, aonde a função que descreve a eficiência do detector tem um comportamento bastante agudo mas, ao mesmo tempo, só há duas energias disponíveis nas fontes-padrão empregadas

3.3 Coincidência e Correlação Angular Direcional $\gamma\text{-}\gamma$

As medidas de correlação angular $\gamma\text{-}\gamma$ consistem na aquisição de dados provenientes de diversos detectores (no presente caso, quatro), onde o objetivo é relacionar os eventos registrados em cada um dos detectores com os eventos registrados coincidentemente nos demais; também é importante registrar a diferença de tempo entre os eventos, de forma a permitir uma análise para subtrair os eventos acidentais.

3.3.1 Descrição do equipamento

O equipamento utilizado nas medidas de correlação angular $\gamma\text{-}\gamma$, instalado no Laboratório do Acelerador Linear do Instituto de Física da USP (LAL/IFUSP) consiste de quatro detectores HPGe dispostos ao redor de uma mesa, no centro da qual é colocada a amostra (vide Figura 3.1), formando entre si ângulos selecionados de forma a permitir a análise da dependência angular das emissões provenientes da amostra que, por sua vez, permite calcular a razão de mistura multipolar de uma dada emissão. Mais uma vez, vale destacar que os ângulos podem ser reduzidos a um mesmo quadrante, uma vez que $W(60^\circ) = W(180^\circ - 60^\circ) = W(120^\circ)$, de forma que com o arranjo empregado tem-se os seis pares de detectores arranjados em quatro ângulos independentes: AB e $BC \Rightarrow 90^\circ$, CD e $DA \Rightarrow 120^\circ$, $BD \Rightarrow 150^\circ$ e $AC \Rightarrow 180^\circ$.

Figura 3.1: Arranjo experimental empregado nas medidas de correlação angular; à esquerda, desenho esquemático mostrando os 4 detectores utilizados e os ângulos formados entre eles; à direita, foto do arranjo.

A eletrônica associada a cada um dos detectores pode ser dividida em duas partes: uma parte lenta, onde é feito o processamento adequado à obtenção de um sinal proporcional à energia da

radiação detectada; e uma parte rápida, onde o processamento é feito visando a obtenção de um sinal com a melhor resolução temporal possível. Um esquema desta eletrônica é mostrado na Figura 3.2.

Figura 3.2: Esquema da eletrônica empregada nas medidas de correlação angular γ - γ ; enquanto a eletrônica CAMAC é comum a todos os detectores, o restante da eletrônica é independente para cada um dos quatro detectores utilizados.

A parte lenta é muito semelhante à empregada nas medidas de espectroscopia γ , consistindo em um amplificador Ortec 673, que produz um pulso de saída gaussiano. Já a parte rápida pode ser entendida da seguinte forma: o sinal oriundo do detector é enviado a um Amplificador Rápido Ortec 579 (FFA, ou *Fast Filter Amplifier*), que produz um pulso de saída com subida extremamente rápida, descartando parte da informação de amplitude em troca de manter da melhor forma possível a informação temporal; o sinal deste é enviado a um Discriminador de Fração Constante Ortec 584 (CFD, ou *Constant Fraction Discriminator*), que gera uma marca de tempo precisa e independente da amplitude do pulso de entrada quando a amplitude deste for superior a um nível estabelecido (*threshold*) (para maiores detalhes ver, por exemplo, [40] ou [43]). Estas marcas de tempo provenientes dos CFD's dos 4 detectores são enviadas ao

módulo de aquisição e controle do multidetector, um equipamento desenvolvido no Laboratório do Acelerador Linear do Instituto de Física da USP (LAL/IFUSP) que desempenha simultaneamente uma série de funções na aquisição do sinal; neste caso, este módulo faz a verificação de coincidência entre as entradas de tempo provenientes dos 4 detectores, gerando um sinal lógico sempre que houver dois (ou mais) eventos em um intervalo inferior a 200ns; este sinal é enviado para a entrada *start* de um Conversor Tempo-Digital LeCroy 2228A (TDC, ou *Time to Digital Converter*) que, por sua vez, produz sinais digitais proporcionais à diferença de tempo entre este sinal e os sinais de entrada *stop*; para garantir que os sinais de *stop* provenientes de cada um dos 4 CFD's ligados aos detectores cheguem ao TDC após o sinal de *start* (pois, de outro modo, estes seriam desprezados pelo módulo), estes são atrasados, como pode ser visto na Figura 3.2; Além de enviar este sinal de *start*, o módulo de controle também envia um sinal para um Conversor Analógico-Digital (ADC, ou *Analogic to Digital Converter*), solicitando a conversão para sinais digitais dos sinais analógicos de energia (provenientes dos amplificadores Ortec 673) correspondentes aos detectores cujos sinais de tempo foram vistos em coincidência, conforme descrição já apresentada. Desta forma, o sistema armazena, para cada evento, sinais que:

- ⇒ Identificam os detectores participantes do evento (ou seja, os detectores que enviaram sinais de tempo em um intervalo inferior a 200ns, contado a partir da chegada do primeiro pulso);
- ⇒ Informam a amplitude do sinal proveniente de cada um destes detectores, que é proporcional à energia depositada nos mesmos no evento;
- ⇒ Informam a diferença de tempo entre o sinal de *start* e cada um dos sinais de tempo provenientes dos detectores participantes, o que permite saber a diferença de tempo entre os sinais de quaisquer dois detectores presentes na medida.

Vale ressaltar que este sistema de aquisição requer uma série de ajustes eletrônicos antes de iniciar a aquisição de dados, uma vez que a resolução temporal do sistema depende dos ajustes estabelecidos nos CFD's, bem como dos ajustes de diferenciação e integração dos FFA's.

Alguns dados sobre os quatro detectores utilizados nestas medidas podem ser vistos na Figura 3.1, aonde a nomenclatura dos detectores segue a da Figura 3.1.

Detector	Marca e Modelo	Eficiência	FWHM
A	Ortec GEM10195-P	10%	1,95keV
B	Ortec GEM15190-P	15%	1,90keV
C	Ortec GEM33190-P	33%	1,90keV
D	Eurisys EGC45-200 TR	45%	2,00keV

Tabela 3.1: Detectores utilizados nas medidas de multidetecção; os valores de eficiência e resolução (FWHM) são nominais, sendo a largura a meia altura dada para o pico de 661keV do ^{137}Cs .

3.3.2 Aquisição de dados

A aquisição de dados de correlação angular é feita em modo fila, ou seja, cada evento individual é registrado em disco, sendo a histogramação feita posteriormente (ao contrário do que acontece, por exemplo, nas medidas de espectroscopia). Isto é feito para que não se perca nenhuma informação, de forma que se possa, posteriormente, cruzar as diversas informações na análise dos dados.

O software de aquisição, também desenvolvido no LAL/IFUSP, tem uma limitação para o tipo de análise que se deseja fazer: não é registrado o tempo morto do sistema, apenas o tempo real (ou cronológico); como em princípio o tempo morto pode ser diferente para os diferentes detectores, algumas correções terão de ser feitas posteriormente para compensar esta limitação (vide secção 3.3.5).

Como estatística obtida depende do tempo de aquisição e, por sua vez, tem influência direta sobre a precisão dos valores a serem determinados para os parâmetros de interesse, foram produzidas duas fontes por semana, uma pelo Método 1 (“Estação”), utilizada de segunda a terça-feira, e outra pelo Método 2 (“Caroço”), utilizada de quarta a domingo, de forma a otimizar o uso do sistema multidetector. Esta etapa do trabalho tomou entre 3 e 4 meses, sendo completados aproximadamente 1200h de aquisição de dados.

3.3.3 Redução e análise dos espectros bidimensionais

Um primeiro passo para a análise de dados é a separação dos eventos, ou seja, a divisão do arquivo fila obtido, que inclui todos os eventos registrados, em arquivos onde só estejam presentes os eventos registrados em cada par de detectores. Vale destacar que no presente experimento coincidências triplas ou quádruplas, em que 3 ou 4 detectores participam do mesmo evento, não foram levadas em consideração na análise, mas foram reduzidas às coincidências duplas correspondentes.

A análise quantitativa dos dados foi feita utilizando-se o programa BIDIM^[44]. Este software permite a análise bidimensional dos eventos registrados no pares de detectores, ajustando picos bidimensionais representados por gaussianas bidimensionais, bem como calhas, que são eventos em que ocorreu a detecção correta de uma transição em um dos detectores, mas no outro o que foi registrado é um evento Compton de uma transição de maior energia; estas calhas aparecem no espectro bidimensional como linhas horizontais ou verticais, dependendo do detector em que ocorreu o evento Compton, e são representadas como uma projeção de uma gaussiana unidimensional.

Alguns casos específicos, no entanto, representaram um problema para a análise, a saber, quando a radiação secundária gerada num evento Compton terminou por ser completamente absorvida em um segundo detector, de forma que a soma das energias dos dois eventos era igual à da transição original, gerando uma “calha diagonal” no espectro bidimensional²; um exemplo deste problema pode ser visto na Figura 3.3. Nos casos em que essa calha interferia no ajuste de uma dada coincidência foi empregado um método de ajuste alternativo, uma rotina para o software MatLab desenvolvida para o ajuste de gaussianas bidimensionais com suas calhas horizontais^[45] adaptada para incluir as calhas diagonais; nesta as calhas diagonais foram representadas por um polinômio (na maioria dos casos de 4º grau, mas em alguns casos específicos foi necessário diminuir o grau deste polinômio por causa do reduzido número de graus de liberdade) projetado sobre um perfil gaussiano alinhado na direção $x + y = \text{constante}$; nestes casos, mesmo a dita calha só sendo um problema para o ajuste de alguns pares específicos de detectores, o mesmo método de ajuste foi empregado para todos os pares, de forma a garantir a equidade dos ajustes. Houve, ainda, alguns poucos casos em que a interferência das calhas diagonais impossibilitou completamente a análise de determinadas cascatas, uma vez que as tentativas de inclusão de mais de um pico ou de calhas secundárias (em energias diferentes das correspondentes às transições envolvidas no pico a ser ajustado) resultaram em ajustes não-convergentes.

Além disso, para uma correta análise dos dados, devem ser descontados os eventos acidentais, ou seja, aqueles em que dois raios γ foram vistos dentro de um intervalo de 200ns, mas provenientes de decaimentos distintos (vale ressaltar que as coincidências de interesse, as chamadas “coincidências reais”, são aquelas em que os dois raios γ são provenientes do mesmo núcleo); para fazer esta correção, leva-se em conta que os eventos acidentais são uniformemente

²Este tipo de problema se manifestou basicamente em casos aonde a soma das energias das transições envolvidas na coincidência era igual à de uma transição intensa – por exemplo quando um dado estado decai preferencialmente diretamente para o estado fundamental, mas pode também decair através de um estado intermediário – e apenas nos pares de detectores “frontais”, ou seja, a 180º (AC), a 150º (AD) e a 120º (BD), em ordem decrescente de importância.

Figura 3.3: Figura do espectro bidimensional aonde pode ser percebida uma calha diagonal causada pela absorção parcial da energia de uma transição γ em um dos detectores e do restante pelo outro (no exemplo, o espectro se refere ao par de detectores AC, aonde o problema é maior).

distribuídos no tempo, ou seja, em qualquer intervalo de tempo a probabilidade de ocorrência de um evento acidental é constante, enquanto que os eventos reais ocorrem dentro de um intervalo estreito característico, dado pela resolução temporal do sistema detector (que pode ser diferente para detectores diferentes ou para faixas de energia distintas) e pela meia-vida dos estados excitados pelos quais o núcleo passa entre os dois decaimentos registrados, que é tipicamente da ordem de dezenas de picossegundos. Desta forma, observando-se o espectro das diferenças temporais pode-se perceber um pico, correspondente à soma dos eventos reais e acidentais, e um fundo constante, correspondente apenas aos eventos acidentais; fazendo-se uma janela temporal nos eventos acidentais (ou seja, selecionando-se apenas os eventos em que a diferença temporal está no trecho constante do seu espectro), pode-se determinar a contribuição destes por canal (ou seja, por intervalo da distribuição temporal); da mesma forma, fazendo-se uma janela em todos os demais canais de tempo, pode-se determinar o número total de eventos no pico; desta forma, fazendo-se a correção da contagem devida aos eventos acidentais pelo número de canais de tempo utilizados, tem-se a contagem devida exclusivamente aos eventos reais, que é a que será utilizada na análise; um exemplo pode ser visto na Figura 3.4. É importante ressaltar que essa análise tem que ser feita caso a caso, já que a distribuição temporal das

coincidências varia tanto conforme o par de detectores utilizado quanto conforme a energia das transições envolvidas.

Figura 3.4: Gráfico da diferença de tempo entre os eventos em dois detectores, aonde se percebe a presença de um pico, referente aos eventos correlacionados (reais) somado a um fundo, correspondente aos eventos acidentais.

Correções de ângulo sólido

Para a obtenção de valores precisos dos parâmetros de correlação angular a partir dos dados experimentais, se faz necessária uma correção extra, devida ao fato dos detectores não serem pontuais, uma vez que mesmo com o uso de colimadores as dimensões dos detectores não podem ser desprezadas. De fato, o ângulo formado pelos fótons que atingem os detectores não é necessariamente o ângulo exato formado entre os eixos dos detectores (digamos, 90°), mas pode apresentar uma pequena variação, conforme o ângulo sólido ocupado por cada detector. Assim sendo, os valores medidos não correspondem exatamente à correlação angular esperada, mas à média dos valores da função de correlação para a faixa de ângulos coberta pelo par de detectores, ponderada pela eficiência do detector para um fóton daquela energia, incidente naquela direção. Dessa forma, dois parâmetros extras devem ser introduzidos na Equação 2.2 ^[46, 47]:

$$W^{exp}(\theta) = \alpha [1 + A_{22}Q_{22}P_2(\cos\theta) + A_{44}Q_{44}P_4(\cos\theta)] \quad (3.2)$$

onde, para o par de detectores ij :

$$Q_{kk}^{ij} = \frac{J_k^i(E_1) \cdot J_k^j(E_2)}{J_0^i(E_1) \cdot J_0^j(E_2)} \quad (3.3)$$

$$J_k^i(E) = \int P_k(\cos\beta) \cdot \varepsilon_i(E, \beta) \cdot d(\cos\beta) \quad (3.4)$$

onde a integral deve ser calculada sobre todo o volume do detector, sendo $\varepsilon_i(E, \beta)$ a eficiência do detector i na direção que forma um ângulo β com o seu eixo.

De forma geral, os coeficientes Q_{kk} podem ser calculados analiticamente apenas em condições muito especiais de geometria; assim sendo, neste trabalho estes foram calculados através de simulações pelo método de Monte Carlo ^[48]. Vale ressaltar que estes coeficientes não são constantes, mas sim funções da energia dos fótons incidentes; os gráficos que mostram os ajustes dos Q_{kk} podem ser vistos no apêndice C, secção C.2.2.

Ajuste da função correlação

O ajuste da função de correlação angular pode ser feito diretamente, determinando-se os valores de α , A_{22} e A_{44} sem que se considere o vínculo existente entre estes parâmetros e a razão de mistura multipolar (δ – vide as Equações 2.4 e 2.5); neste ajuste, pode-se normalizar os dados em função de um dado ângulo, eliminando-se a constante α (e introduzindo-se correlação entre os dados) e então encontrando o valor de δ que minimiza o χ^2 . Outra forma de efetuar o ajuste consiste em fazer o ajuste diretamente em função dos parâmetros α e δ . A diferença entre os dois procedimentos de ajuste pode ser melhor compreendida observando-se que, apesar das Equações 2.4 e 2.5 imporem um vínculo entre os valores de A_{22} e A_{44} , apenas o segundo procedimento de ajuste efetivamente garante que este vínculo seja respeitado. Desta forma, este segundo procedimento será o adotado neste trabalho.

Matematicamente, este procedimento pode ser descrito como segue; a equação a ser ajustada é:

$$W_{teo} = \left(\frac{S \cdot Y_{12}}{4} \right) \cdot \varepsilon \cdot R \cdot X \quad (3.5)$$

onde S é o número de desintegrações ocorridas num intervalo de tempo Δt , Y_{12} é a probabilidade de ocorrência do par $\gamma_1 \gamma_2$ por desintegração, e ε a matriz de eficiência (uma matriz diagonal $N \times N$, onde N é o número de pares independentes de detectores); ε , R e X são definidos como segue:

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} J_0^a(E_1) \cdot J_0^b(E_2) & \cdots & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \cdots & J_0^c(E_1) \cdot J_0^d(E_2) \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

$$R = \begin{pmatrix} 1 & P_2(\cos\theta_{ij}) \cdot Q_{22}^{ij} & P_4(\cos\theta_{ij}) \cdot Q_{44}^{ij} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ 1 & P_2(\cos\theta_{ij}) \cdot Q_{22}^{ij} & P_4(\cos\theta_{ij}) \cdot Q_{44}^{ij} \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

e

$$X = \begin{pmatrix} 1 \\ A_{22}(\delta_1, \delta_2) \\ A_{44}(\delta_1, \delta_2) \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

A grandeza a ser minimizada é:

$$\chi^2 = (W_{exp} - W_{teo})^t \cdot M^{-1} \cdot (W_{exp} - W_{teo}) \quad (3.9)$$

onde M é a matriz de covariância, obtida por:

$$M = M_{exp} + M_{\varepsilon} \quad (3.10)$$

3.3.4 Calibração em energia

O procedimento de calibração em energia é análogo ao descrito para a espectroscopia γ (secção 3.2.4), porém deve ser feito para cada um dos quatro detectores presentes, de forma que cada detector tem sua própria curva de calibração; um cuidado que deve ser tomado durante o processo de preparação do experimento é o de ajustar os ganhos dos amplificadores para ter-se curvas semelhantes para todos os detectores, tanto para garantir que a região de detecção de todos seja semelhante quanto para evitar problemas na relocação de dados para a análise de coincidência γ - γ . Da mesma forma que na espectroscopia γ , foram utilizadas fontes padrão de ^{152}Eu , ^{133}Ba e ^{60}Co .

3.3.5 Calibração em eficiência

A calibração em eficiência dos detectores também é análoga à descrita para a etapa da espectroscopia γ (secção 3.2.5)³, com a diferença de que aqui é necessário normalizar as eficiência dos quatro detectores entre si, o que torna útil a calibração da eficiência **absoluta** dos detectores, ao invés da relativa empregada anteriormente. No entanto, o sistema de aquisição tem uma limitação para o tipo de análise que se deseja fazer: não é registrado o tempo morto do sistema, apenas o tempo real (ou cronológico); como em princípio o tempo morto pode ser diferente para os diferentes detectores, alguma correção referente a esta “eficiência temporal” tem que ser introduzida no procedimento de calibração em eficiência para compensar esta limitação.

Primeiramente, foi feita para cada detector uma aquisição de dados com fontes-padrão de ^{152}Eu e ^{133}Ba em modo *single*, duplicando-se o sinal do detector, de forma a ter-se uma coincidência válida para a aquisição, e inserindo-se um sinal de amplitude e frequência bem definidas, proveniente de um pulsador, na entrada *test* do detector, para permitir a determinação do “tempo vivo” de cada medida de calibração e, com isso, aproximando-se a taxa de eventos como constante, solucionar o problema da correção de eficiência temporal. Infelizmente, no entanto, para um dos detectores, que tem um pré-amplificador interno do tipo “transistor reset” (o detector **D** na Figura 3.1), a aquisição com essa configuração resultou em um tempo morto de 100%, e então foi necessário proceder à aquisição para esse detector com o pulsador desligado. Por este motivo, também foi feita uma aquisição em coincidência para que, a partir da análise das correlações angulares entre cascatas das fontes-padrão, com misturas multipolares bem definidas, fosse possível ajustar-se parâmetros para estimar a correção de eficiência temporal dos pares de detectores.

Se A , B , C e D são os quatro detectores utilizados, e t_A , t_B , t_C e t_D as correções de eficiência temporal referentes a cada um deles, podemos reduzir os parâmetros de correção de eficiência temporal dos seis pares de detectores a três, como segue⁴:

³Neste passo, no entanto, não foi utilizada a auto-calibração, uma vez que as fontes de ^{193}Os não foram analisadas em modo “single” neste experimento.

⁴Aqui adota-se uma aproximação em que as correções de eficiência temporal são independentes da taxa de eventos, ou seja, considera-se uma taxa de eventos constante.

$$\begin{aligned}
ab &\mapsto t_A \cdot t_B \xrightarrow{\div(t_A \cdot t_B)} 1 \\
bc &\mapsto t_B \cdot t_C \xrightarrow{\div(t_A \cdot t_B)} \left(\frac{t_C}{t_A}\right) = p_1 \\
ad &\mapsto t_A \cdot t_D \xrightarrow{\div(t_A \cdot t_B)} \left(\frac{t_D}{t_B}\right) = p_2 \\
cd &\mapsto t_C \cdot t_D \xrightarrow{\div(t_A \cdot t_B)} \left(\frac{t_C}{t_A}\right) \cdot \left(\frac{t_D}{t_B}\right) = p_1 \cdot p_2 \\
bd &\mapsto t_B \cdot t_D \xrightarrow{\div(t_A \cdot t_B)} \left(\frac{t_D}{t_A}\right) = p_3 \\
ac &\mapsto t_A \cdot t_C \xrightarrow{\div(t_A \cdot t_B)} \left(\frac{t_C}{t_B}\right) = \left(\frac{t_C}{t_A}\right) \cdot \left(\frac{t_D}{t_B}\right) \div \left(\frac{t_D}{t_A}\right) = \frac{p_1 \cdot p_2}{p_3}
\end{aligned} \tag{3.11}$$

Portanto, tem-se um conjunto de 6 dados experimentais (os resultados de cada um dos 6 pares de detectores) para determinar 4 parâmetros de ajuste (p_1 , p_2 , p_3 e mais um parâmetro de normalização, que nada mais é que o parâmetro α da Equação 3.2, dividido por $t_A \cdot t_B$).

Vale ressaltar que, como consequência do procedimento acima descrito, a eficiência obtida para os detectores não é a absoluta, existindo um fator de normalização comum às curvas de eficiência dos quatro detectores ($= (t_A \cdot t_B)^{-1}$); no entanto, como o fator é comum a todos os pares, não há qualquer influência nas medidas de correlação angular.

3.3.6 Análise de dados

A análise dos dados obtidos nessa etapa foi feita em duas fases, com motivações distintas: num primeiro momento analisou-se a *coincidência $\gamma\text{-}\gamma$* , para permitir o posicionamento de transições no esquema de níveis, bem como a obtenção de valores de energia e intensidade para algumas transições, e depois a *correlação angular*, de onde se pôde obter valores para as razões de mistura multipolar (δ) e propor valores de spin e paridade para alguns níveis.

Coincidência $\gamma\text{-}\gamma$

Para a primeira análise, todos os dados obtidos foram relocados (ou seja, tratados de forma a que os espectros de todos os detectores tivessem a mesma calibração em energia), janelados em tempo (ou seja, foram selecionados para cada par de detectores os eventos correlacionados temporalmente – que são a soma dos eventos reais e dos acidentais – e os eventos não-correlacionados, que são apenas acidentais) para permitir a subtração dos eventos acidentais e então somados, de forma a produzir dois espectros, um com a soma de todos os eventos cor-

relacionados temporalmente e outro com a soma de todos os eventos não-correlacionados⁵. A partir da análise desses dados pode-se verificar a coincidência entre transições γ , que permite a localização das mesmas no esquema de decaimento e também uma análise das suas intensidades, conforme o procedimento descrito na secção B.1 (Apêndice B). O valor final de energia e intensidade de cada transição, sempre que possível, foi obtido através de uma média ponderada de todos os resultados obtidos (por exemplo, quando a energia foi obtida através da análise de coincidência, foram usados os valores da energia de uma dada transição obtidos em cada uma das coincidências verificadas), com a incerteza sendo tomada como o maior valor entre a incerteza propagada ($\bar{\sigma} = \sqrt{\sum(1/\sigma_i)^2}$) e o desvio padrão dos valores.

Para a análise dos resultados obtido foram utilizados programas que fazem parte de um pacote desenvolvido e distribuído em conjunto pelo NNDC (*National Nuclear Data Center*, o centro nacional de dados nucleares dos Estados Unidos) e pela *Nuclear Data Section* (secção de dados nucleares) da Agência Internacional de Energia Atômica e utilizado para a produção e verificação das compilações do *Nuclear Data Sheets*, que estão disponíveis para *download*, juntamente com a sua documentação, em ^[49]. Todos estes programas aceitam como entrada um arquivo tipo ENSDF (*Evaluated Nuclear Structure Data File*), cujas especificações também podem ser acessadas no mesmo *site*^[49]; de maneira simplificada, entra-se manualmente com o valor de spin e paridade e com palpites iniciais para os valores de energia de excitação e alimentação β para cada nível de energia e, a cada nível, entra-se com os dados referentes às transições γ que o desexcitam.

A partir destes parâmetros iniciais, faz-se o cálculo dos coeficientes de conversão interna utilizando-se o programa **BRICC**, utiliza o modelo de Dirac-Fock ^[50], usando a aproximação de “orbital congelado” para levar em consideração a influência de vacâncias atômicas ^[51]. O cálculo preciso da energia de excitação e da alimentação β dos níveis excitados é feito utilizando-se o programa **GTOL**, que faz um ajuste por mínimos quadrados de todo o esquema de decaimento utilizando os valores experimentalmente obtidos das energias e intensidades das transições e calculando os valores de energia e alimentação β de cada nível – o cálculo da alimentação β é feito através da diferença entre a alimentação e a depopulação de cada nível, levando-se em conta aí tanto as transições γ como os elétrons de conversão. Finalmente, o cálculo dos $\log ft$ é feito utilizando o programa **LOGFT**, que usa os valores compilados na referência ^[52].

⁵Como a correlação temporal varia com a energia, os espectros bidimensionais foram “fatiados” – ou seja, divididos em pedaços menores, nos quais a correlação temporal fosse basicamente constante – e a subtração dos eventos acidentais foi feita independentemente para cada pedaço.

Correlação angular direcional

Para a análise da correlação angular, por outro lado, foram selecionadas primeiramente apenas cascatas γ - γ em que se verificou no mínimo um número líquido total de eventos da ordem de 10^3 na análise da coincidência, de forma a haver estatística suficiente para permitir uma análise adequada; posteriormente, algumas cascatas com estatística inferior à desejada foram incluídas na análise, quando estas fossem essenciais para a determinação da mistura multipolar de alguma transição. Nessa análise, os dados de cada par de detectores foram analisados separadamente e os resultados ajustados à função de correlação angular, conforme procedimento descrito na secção 3.3.3.

Para melhorar a confiabilidade e a estatística dos ajustes, sempre que possível foram ajustadas diversas cascatas simultaneamente para a obtenção de um valor da mistura multipolar (δ). Este procedimento consiste em reunir diversas cascatas que incluam a transição cuja razão de mistura multipolar se deseja obter, fixar os valores dos δ das demais transições envolvidas e ajustar o δ da transição em questão usando todas as cascatas ao mesmo tempo. Um cuidado importante ao fazer este procedimento é o de não permitir que a mesma cascata seja conclusiva para a definição das misturas multipolares das suas duas transições; para evitar este problema, todas as cascatas foram ajustadas também individualmente (ou, sempre que possível, juntamente com as suas “recíprocas” – ou seja, $\gamma_1 \gamma_2$ e $\gamma_2 \gamma_1$) e uma dada cascata só foi empregada no ajuste para a obtenção do δ de uma das suas transições quando verificado que:

- ⇒ A cascata não foi utilizada na determinação da mistura multipolar da outra transição; ou
- ⇒ O valor obtido ajustando-se a razão de mistura multipolar da transição em questão usando-se apenas esta cascata não é significativamente diferente do obtido ajustando-se todas as outras cascatas, à exceção desta; ou ainda
- ⇒ A inserção desta cascata no ajuste não altera significativamente o resultado obtido sem o uso da mesma.

Além da obtenção de valores de razão de mistura multipolar, a análise da correlação angular também foi utilizada para a obtenção de valores de intensidade para algumas transições γ , conforme o procedimento descrito na secção B.2 (Apêndice B).

Estudo das possibilidades de spin de um nível

Quando um dado nível excitado possuía mais de uma possibilidade de spin – seja na compilação ^[8], seja na análise da coincidência, no caso de níveis novos –, foi feita uma ten-

tativa de reduzir estas possibilidades utilizando a análise da correlação angular das cascatas que o envolvem. Este procedimento consiste em fazer o ajuste da função correlação angular para as cascatas utilizando-se cada um dos valores possíveis para o spin do nível e, através da análise destes ajustes, verificar se algum dos valores de spin leva a um ajuste significativamente melhor que os outros, o que foi considerado indício suficiente de que este seja, então, o valor correto para o spin do nível em questão. No caso de níveis com valor de spin sugerido, mas não conclusivo – indicado pela presença de parênteses em torno do valor na compilação ^[8] –, o valor sugerido foi utilizado como sendo o correto.

Uma nota sobre os gráficos de correlação angular

Existe uma dificuldade na confecção dos gráficos dos ajustes da função correlação angular, como apontado em ^[53]: os coeficientes de correção de ângulo sólido (Q_{kk}) são aplicados de forma não-linear à função de correlação angular ($W^{exp}(\theta)$ – vide equação 3.2); dessa forma, a representação gráfica simultânea da função correlação angular ajustada e dos pontos experimentais não pode ser feita de forma exata, já que a contribuição dos Q_{kk} não tem como ser subtraída dos resultados experimentais. Assim sendo, neste trabalho optou-se por fazer os gráficos exibindo-se os pontos experimentais, com suas respectivas barras de erro, corrigidos pelos coeficientes de tempo morto, juntamente com os resultados ajustados para cada um dos ângulos aonde existem dados experimentais (90° , 120° , 150° e 180°), com as correções de ângulo sólido específicas para o par de detectores correspondente a cada ponto – estes valores, desta forma, são absolutamente comparáveis entre si. Além disso, foram incluídas nos gráficos as curvas representando a função $W(\theta)$ (vide Equação 2.2) ajustada e bandas de confiança calculadas como o menor e o maior valor obtidos usando-se todas as combinações possíveis dos parâmetros ajustados e de seus desvios, ou seja se, conforme a Equação 2.2,

$$W(\theta) = \alpha [1 + A_{22}(\delta)P_2(\cos \theta) + A_{44}(\delta)P_4(\cos \theta)] \quad (3.12)$$

(aonde só foi explicitada a dependência dos A_{kk} em um dos δ , uma vez que o outro é mantido fixo no ajuste), então as bandas de confiança são definidas como:

$$W_{max}(\theta) = \max \{(\alpha \pm \sigma_\alpha) [1 + A_{22}(\delta \pm \sigma_\delta)P_2(\cos \theta) + A_{44}(\delta \pm \sigma_\delta)P_4(\cos \theta)]\} \quad (3.13)$$

e analogamente para $W_{min}(\theta)$. Vale ressaltar que tanto a função $W(\theta)$ como as suas bandas de confiança não estão afetadas pelas correções de ângulo sólido, de forma que estas **não** são

exatamente comparáveis aos pontos experimentais, estando inseridas no gráfico apenas para demonstrar o comportamento geral da função ajustada.

Além disso, em todos os gráficos tanto os pontos experimentais como os pontos ajustados e as funções $W(\theta)$ foram normalizadas pelo parâmetro α ajustado para a cascata em questão.

4 *Resultados Experimentais*

Foram completadas 890 horas de aquisição de dados de espectroscopia γ ¹ e aproximadamente 1200 horas de aquisição em coincidência com o arranjo multiparamétrico.

A análise dos resultados experimentais será dividida em três fases distintas: em um primeiro momento, serão discutidos os resultados referentes à energia e intensidade das transições γ observadas, tanto na análise da espectroscopia γ como na da coincidência e da correlação angular γ - γ ; em seguida, os dados de coincidência serão utilizados para discutir o posicionamento das transições no esquema de níveis do decaimento β^- do ^{193}Os ; finalmente, serão discutidos os resultados da análise da correlação angular γ - γ , que permite o cálculo das razões de mistura multipolar (δ) para as transições analisadas, bem como a proposição de valores de spin para alguns níveis excitados.

4.1 Calibrações dos Sistemas de Detecção

As calibrações em energia e eficiência dos detectores empregados tanto na etapa de espectroscopia γ quanto na de correlação angular γ - γ foram efetuadas seguindo-se os procedimentos descritos nas seções 3.2.4, 3.2.5, 3.3.4 e 3.3.5; os gráficos referentes a estes ajustes, bem como os parâmetros de calibração ajustados, podem ser vistos no Apêndice C.

4.2 Energia e Intensidade das Transições

Em um primeiro estágio, que teve o intuito complementar de auxiliar no planejamento da aquisição de dados em coincidência, foi feita uma análise dos dados de espectroscopia γ ,

¹O tempo de aquisição citado refere-se ao *tempo vivo* do sistema, ou seja, ao tempo total de aquisição menos o tempo morto do sistema; isto de fato é importante para a comparação com os dados de radiação de fundo, onde a taxa de contagem – e, portanto, o tempo morto – é bastante inferior ao verificado durante as medidas com a fonte radioativa.

linha	Energia (keV)	Intensidade
$K_{\alpha 2}$	63,28 (5)	98 (9)
$K_{\alpha 1}$	64,90 (5)	160 (16)
$K_{\beta 1}$	73,58 (10)	33 (5)
$K_{\beta 2}$	75,63 (5)	13 (2)

Tabela 4.1: Energia e intensidade das linhas de raios-X característicos do Irídio ^[8].

obtendo-se valores de energia (E_{γ}) e intensidade relativa (I_{γ})² para a maioria das transições citadas na literatura ^[8], bem como de algumas transições não relacionadas na literatura que puderam ser identificadas; tanto os valores de energia e intensidade obtidos nessa primeira fase quanto as novas transições identificadas, no entanto, só vieram a ser ratificados após a análise dos dados de coincidência, que permitem a identificação de eventuais contaminantes da amostra, bem como de transições com energia muito próxima que porventura possam ter vindo a se confundir nos dados de espectroscopia γ ; além disso, todas as transições identificadas na espectroscopia γ foram analisadas por duas meias-vidas consecutivas, a só foram ratificadas caso esta análise mostrasse uma meia-vida compatível com a esperada ($T_{1/2} \sim 30h$). Finalmente, sempre que possível a avaliação da energia e intensidade das transições foi feita também utilizando-se os dados de coincidência γ - γ , para eliminar a eventual influência de outras transições nos resultados finais.

Para algumas das transições de baixa energia, houve forte interferência dos raios-X característicos do Irídio, não sendo possível determinar com precisão nem a energia, nem a intensidade γ ; a Tabela 4.1 apresenta os valores das energias características destes raios-X.

Nas Tabelas 4.2 e 4.3 são apresentados os resultados relativos a esta etapa da análise dos dados experimentais, comparados com os dados compilados na literatura ^[8]; os valores de energia das transições apresentam identificação de sua origem (seja o experimento de espectroscopia γ ou o de coincidência γ - γ); já no caso das intensidades, são apresentados os valores obtidos empregando cada um dos três métodos de análise discutidos (espectroscopia γ , coincidência γ - γ e correlação angular), bem como o valor escolhido como melhor estimativa da intensidade da transição³. A intensidade da transição de 136keV teve que ser obtida a partir da razão de ramificação (*branching ratio*) obtida na referência ^[8] e da média ponderada das intensidades das demais transições que depopulam o nível a 695keV, uma vez que nenhuma das transições

²Seguindo o padrão encontrado na literatura ^[8, 54], as intensidades foram calculadas em relação à da transição de 461keV.

³A escolha da melhor estimativa da intensidade de uma dada transição foi feita levando-se em conta a qualidade dos ajustes que levaram a cada um dos valores apresentados; no caso dos dados provenientes do experimento de espectroscopia γ , a presença de transições contaminantes – como no caso da transição de 777keV – ou de múltiplos picos de difícil separação foi, em diversos casos, decisiva para a rejeição dos valores de intensidade obtidos por este método.

que alimentam o nível a 559keV (135,9, 181,4, 289,4 e 314,9keV) foi vista no experimento de espectroscopia γ e que, de acordo com a metodologia proposta para a determinação de intensidades γ a partir dos dados de multidetecção (Apêndice B), é necessário ter-se de antemão o valor da intensidade de pelo menos uma transição – dessa forma, a intensidade da transição de 136keV, obtida indiretamente, foi empregada na obtenção dos valores de intensidade das demais transições que depopulam o estado em questão. A transição de 615keV, vista apenas no experimento de espectroscopia γ , foi tentativamente posicionada depopulando o nível a 695keV – com este posicionamento ela não deveria mesmo ser vista no experimento de coincidência, uma vez que só seria coincidente com a transição de 80keV, que não é vista neste trabalho.

No total foram identificadas 92 transições provenientes do decaimento β^- do ^{193}Os ; 28 destas transições foram vistas pela primeira vez neste tipo de experimento – 11 já haviam sido observadas, mas apenas através de outras reações, e 17 são completamente novas. Estas transições serão discutidas em maiores detalhes mais adiante, na seção 4.3.

Três das transições associadas a este decaimento em ^{181}Os não puderam ser observadas:

- a transição de **41keV**, por estar abaixo do limiar de observação para este experimento (em torno de 60keV);
- a transição de **80keV** que depopula o estado metaestável de 10 dias, tanto pela sua meia-vida muito longa como por ser quase totalmente convertida em elétrons;
- a transição de **801keV**, muito pouco intensa para ser observada no experimento de espectroscopia e que, no experimento de coincidência, só seria vista em coincidência com a transição de 73keV, que é altamente contaminada com raios-X e, portanto, torna muito difícil a correta identificação de eventuais transições coincidentes;

Além das transições exibidas nas Tabelas 4.2 e 4.3, outras foram identificadas durante os experimentos de espectroscopia e coincidência mas não foram positivamente associadas ao decaimento β^- do ^{193}Os – estas transições podem ser vistas na Tabela 4.4. Algumas destas transições foram identificadas como sendo pertencentes ao esquema de níveis de outro núcleo, possivelmente produzido a partir da ativação de algum contaminante; outras transições, ainda que não tenham sido efetivamente identificadas como consequência de nenhum contaminante, não foram incluídas no esquema de decaimento por falta de evidências suficientes para ligá-las a este decaimento. De forma geral, foram consideradas *evidências suficientes*: a coincidência com mais de uma transição associada ao decaimento em questão; a possibilidade de “encaixe”

Energia γ (keV)		Intensidade γ			Referência [8]	E_i (keV)
Este Trabalho	Referência [8]	Espectroscopia	Coincidência	Correlação		
	41,18 (7)				n/v	180,086
61,72 (10) ^{N,†}		18,3 (7)			?	138,963
65,21 (5) [†]	65,87 (6)	116 (4)			?	138,963
73,34 (11)	73,029 (15)	117,1 (23)			82 (12)	72,969
	80,240 (6)				n/v	80,241
96,948 (17)	96,84 (3)	1,936 (15)	1,020 (8)	1,123 (11)	1,936 (15) ^E	557,458
96,960 (13) ^N			0,0138 (11)		0,0138 (11) ^C	695,085
98,79 (4)	98,75 (5)	0,515 (7)		0,246 (8)	0,515 (7) ^E	460,555
107,09 (4)	107,009 (13)	11,02 (6)	10,10 (15)		11,02 (6) ^E	180,086
133,00 (6) ^{N,†}				< 0,015 ^S		754,00
135,87 (5)	136*				0,064 (11) ^R	695,085
138,911 (29)	138,92 (3)	92,9 (4)			92,9 (4) ^E	138,963
142,11 (5)	142,132 (17)	1,36 (4)	2,086 (22)	2,01 (3)	2,01 (3) ^A	740,25
154,743 (25) ^B	154,74 (3)	0,493 (9)			0,493 (9) ^E	712,182
154,75 (15)		0,180 (6)	0,0055 (9)		0,0055 (9) ^C	516,39
176,90 (4) ^N		0,039 (7)			0,039 (7) ^E	740,25
179,95 (3)	180,05 (3)	4,546 (22)			4,546 (22) ^E	180,086
181,38 (14)	181*		0,025 (8)		0,025 (5) ^C	740,25
181,685 (26)	181,83 (3)	4,702 (22)			4,702 (22) ^E	361,831
195,43 (8) ^N			0,0289 (24)		0,0289 (24) ^C	557,458
197,30 (6)	197,4 (2)	0,119 (4)			0,119 (4) ^E	559,294
201,38 (8)	201,5 (3)	0,115 (4)			0,115 (4) ^E	559,294
218,91 (12)	219*		0,123 (4)	0,135 (3)	0,135 (3) ^A	357,867
219,058 (20)	219,14 (4)	6,868 (24)			6,868 (24) ^E	299,321
234,514 (14)	234,58 (5)	1,06 (3)		1,238 (8)	1,238 (8) ^A	695,085
236,31 (6) ^N			0,0128 (7)	0,0187 (13)	0,0187 (13) ^A	598,118
251,562 (19)	251,63 (4)	5,60 (4)			5,60 (4) ^E	712,182
253,30 (25) ^N					< 0,020 ^S	874,367
263,02 (15) ^B			0,0019 (4)	0,0031 (4)	0,0031 (4) ^A	621,00
263,98 (6) ^B		0,0138 (9)	0,0145 (5)	0,0162 (7)	0,0162 (7) ^A	563,34
280,411(24)	280,446 (22)	35,63 (9)		29,65 (11)	29,65 (11) ^A	460,555
282,21 (25) ^N			0,0093 (6)	0,0081 (5)	0,0081 (5) ^A	879,43
283,93 (5) ^{N,†}			0,0106 (6)	0,0087 (5)	0,0087 (5) ^A	882,05
288,76 (6)	288,81 (5)	3,47 (3)			3,47 (3) ^E	361,831
289,26 (15)	290*		0,055 (8)	0,067 (12)	0,055 (8) ^C	849,19
292,31 (17) ^{N,†}			0,0065 (4)	0,0048 (4)	0,0048 (4) ^A	890,43
298,770 (22)	298,82 (5)	5,653 (22)	4,14 (6)	4,55 (7)	4,55 (7) ^A	598,118
314,89 (7) ^N			0,032 (5)	0,033 (6)	0,033 (6) ^C	874,367
316,85 (9)	317*			0,0175 (12)	0,0175 (12) ^A	874,367
321,551 (28)	321,590 (22)	31,30 (8)			31,30 (8) ^E	460,555
333,236 (26)	333,15 (21)		0,0676 (20)	0,087 (3)	0,0676 (20) ^C	695,085
336,39 (15) ^B			0,047 (6)		0,047 (6) ^C	516,39
337,37 (22)	337,7 (5)		0,0272 (11)	0,060 (13)	0,0272 (11) ^C	695,085
350,297 (26)	350,20 (17)	0,889 (14)	0,147 (4)	0,183 (5)	0,183 (5) ^A	712,182
354,28 (8) ^N			0,0038 (4)		0,0038 (4) ^C	712,182
357,69 (10)	357,73 (17)	0,202 (21)			0,202 (21) ^E	357,867
361,54 (3) ^N			0,0319 (13)	0,0288 (21)	0,0288 (21) ^A	959,66

Tabela 4.2: Energia e Intensidade Relativa (I_γ) das radiações gama do decaimento beta do ^{193}Os comparadas com os resultados apresentados na literatura [8]; as intensidades foram calculadas em relação à da transição de 461keV e, quando não informado, o valor da energia da transição foi obtido da medida de coincidência; a última coluna (E_i) indica a energia do nível de onde parte a transição (Parte 1).

* – Não há incertezas reportadas;

^E – Valor obtido através da análise da espectroscopia γ ;

^C – Valor obtido através da análise da coincidência $\gamma\gamma$;

^A – Valor obtido através da análise da correlação angular $\gamma\gamma$;

^S – Limite superior estimado supondo que não haja alimentação β do nível de 621keV e usando a razão experimentalmente determinada $\frac{I(253)}{I(133)} = 1,3$ (2);

^R – Valor obtido a partir da razão de ramificação obtida em [8] e da média ponderada das intensidades das transições que depopulam o nível a 695keV (este valor teve de ser extraído da literatura para permitir a determinação das intensidades de outras transições, conforme os métodos descritos no Apêndice B);

[†] – Transição incerta, mas tentativamente posicionada no esquema de decaimento;

^N – Transição proposta pela primeira vez no presente trabalho;

^B – Transição vista em outros tipos de experimento, mas nunca antes vista em experimentos de decaimento β ;

n/v – Transição não observada no presente experimento;

? – Devido à forte influência de raios-X, não foi possível propor os valores de I_γ para estas transições.

Energia γ (keV)		Intensidade γ					E_i (keV)
Este Trabalho	Referência [8]	Espectroscopia	Coincidência	Correlação	Este Trabalho	Referência [8]	
361,80 (4)	361,83 (5)	8,085 (26)			8,085 (26) ^E	6,7 (3)	361,831
377,35 (5)	377,34 (7)	1,955 (15)			1,955 (15) ^E	1,75 (14)	557,458
377,42 (3) ^B			0,0163 (23)	0,0186 (29)	0,0186 (29) ^A		516,39
378,43 (7)	378*		0,0475 (18)	0,0624 (29)	0,0475 (18) ^C	0,041 (10)	740,25
379,26 (4)	379,04 (14)	0,304 (6)			0,304 (6) ^E	0,27 (6)	559,294
382,55 (15) ^N			0,0028 (4)		0,0028 (4) ^C		740,25
387,48 (5)	387,48 (3)	34,11 (7)	31,56 (16)		31,56 (16) ^C	31,77 (20)	460,555
413,74 (3)	413,86 (17)	0,096 (8)		0,120 (3)	0,120 (3) ^A	0,114 (24)	874,367
418,30 (20) ^N			0,0196 (11)	0,0225 (13)	0,0225 (13) ^A		879,43
418,31 (14)	418*		0,171 (8)	0,197 (5)	0,197 (5) ^A	0,18 (4)	598,118
418,492 (29)	418,32 (7)	1,358 (23)			1,358 (23) ^E	1,45 (11)	557,458
420,29 (8)	420,29 (5)	4,07 (4)			4,07 (4) ^E	4,02 (24)	559,294
440,96 (5)	440,95 (5)	2,28 (3)			2,28 (3) ^E	2,27 (12)	740,25
449,12 (11) ^B			0,0109 (8)		0,0109 (8) ^C		807,02
460,525 (27)	460,50 (3)	100,00 (24)			100,00 (24) ^E	100,0 (5)	460,555
482,11 (8) ^B			0,0226 (17)	0,0141 (12)	0,0141 (12) ^A		621,00
483,19 (20) ^B			0,0051 (5)		0,0051 (5) ^C		563,34
484,40 (7)	484,25 (5)	4,14 (8)			4,14 (8) ^E	4,4 (3)	557,458
486,49 (11)	486,11 (15)		0,154 (10)		0,154 (10) ^C	0,29 (14)	559,294
487,09 (28) ^B			0,0036 (5)		0,0036 (5) ^C		849,19
491,22 (6) ^N			0,0075 (6)		0,0075 (6) ^C		849,19
512,35 (16)	512,3 (3)		0,0313 (12)	0,0446 (19)	0,0446 (19) ^A	0,046 (24)	874,367
515,09 (7)	515,00 (9)	0,336 (15)			0,336 (15) ^E	0,33 (4)	695,085
516,52 (3)	516,3 (4)		0,091 (3)	0,106 (4)	0,091 (3) ^C	0,06 (3)	874,367
525,20 (5)	525,02 (7)	0,432 (7)			0,432 (7) ^E	0,40 (3)	598,118
532,11 (4)	532,04 (5)	2,01 (8)			2,01 (8) ^E	2,14 (12)	712,182
555,9 (3)	556*	1,732 (19)	0,100 (7)	0,078 (9)	0,078 (9) ^A	0,08 (2)	695,085
557,39 (3)	557,37 (7)	35,96 (11)			35,96 (11) ^E	35 (3)	557,458
559,29 (7)	559,25 (7)	13,02 (4)			13,02 (4) ^E	13,2 (10)	559,294
559,53 (13)	560*		0,033 (6)		0,033 (6) ^C	0,07 (2)	740,25
573,25 (5)	573,34 (9)	0,47 (5)	0,446 (6)	0,506 (8)	0,506 (8) ^A	0,51 (4)	712,182
598,26 (14)	598,28 (24)	0,015 (4)		0,0204 (16)	0,0204 (16) ^A	0,018 (6)	598,118
601,6 (4) ^B			0,0062 (8)		0,0062 (8) ^C		740,25
615,88 (18) ^{E,N,†}		0,058 (10)			0,058 (10) ^E		695,085
620,93 (10) ^B			0,019 (3)		0,019 (3) ^C		621,00
639,24 (6)	639,13 (9)	0,258 (9)	0,185 (8)		0,185 (8) ^C	0,200 (21)	712,182
668,07 (6)	667,7 (3)	0,22 (10)	0,0153 (8)	0,0162 (9)	0,0162 (9) ^A	0,024 (7)	807,02
695,23 (5) ^E	695,16 (9)	0,075 (12)			0,075 (12) ^E	0,078 (11)	695,085
710,08 (7)	709,94 (14)	0,117 (11)	0,0525 (16)	0,0593 (21)	0,0593 (21) ^A	0,048 (11)	849,19
712,270 (21) ^E	712,10 (9)	0,52 (3)			0,52 (3) ^E	0,45 (4)	712,182
735,43 (10)	735,37 (24)	0,023 (11)	0,0281 (12)	0,0291 (12)	0,0291 (12) ^A	0,029 (5)	874,367
776,70 (7)	775,9 (3)	0,866 (12)	0,054 (7)		0,054 (7) ^C	0,010 (5)	849,19
778,54 (6)	778,35 (14)		0,0447 (9)	0,0480 (13)	0,0480 (13) ^A	0,045 (8)	1077,86
784,48 (12)	784,20 (18)		0,0172 (17)		0,0172 (17) ^C	0,017 (4)	964,59
	800,9 (3)				n/v	0,008 (4)	874,367
849,17 (7) ^E	848,86 (14)	0,140 (21)			0,140 (21) ^E	0,115 (14)	849,19
874,406 (19) ^E	874,33 (13)	0,484 (11)			0,484 (11) ^E	0,54 (5)	874,367
891,63 (10)	891,23 (14)	0,225 (23)	0,050 (6)		0,050 (6) ^C	0,076 (8)	964,59

Tabela 4.3: Energia e Intensidade Relativa (I_γ) das radiações gama do decaimento beta do ^{193}Os comparadas com os resultados apresentados na literatura [8]; as intensidades foram calculadas em relação à da transição de 461keV e, quando não informado, o valor da energia da transição foi obtido da medida de coincidência; a última coluna (E_i) indica a energia do nível de onde parte a transição (Parte 2).

* – Não há incertezas reportadas;

^E – Valor obtido através da análise da espectroscopia γ ;

^C – Valor obtido através da análise da coincidência $\gamma\gamma$;

^A – Valor obtido através da análise da correlação angular $\gamma\gamma$;

[†] – Transição incerta, mas tentativamente posicionada no esquema de decaimento;

^N – Transição proposta pela primeira vez no presente trabalho;

^B – Transição vista em outros tipos de experimento, mas nunca antes vista em experimentos de decaimento β ;

n/v – Transição não observada no presente experimento.

no esquema de níveis, seja ligando diretamente dois níveis conhecidos⁴, seja em coincidência com uma segunda transição aonde a soma de ambas permita a ligação entre dois níveis conhecidos – neste caso adicionou-se um nível novo ao esquema de decaimento –; em alguns casos específicos, ainda, foram aceitas transições cuja coincidência com alguma transição conhecida fosse bastante intensa.

4.3 Posicionamento no Esquema de Níveis

A análise dos dados de coincidência γ - γ também permite avaliar o posicionamento das transições encontradas no esquema de níveis do ^{193}Ir ; no presente experimento, foi possível propor o posicionamento de todas as transições verificadas, tanto das conhecidas que não tinham posicionamento definido como das transições novas identificadas. A partir daí, usando-se o valor de 3,88(5)% para a intensidade absoluta da transição γ de 461keV^[8], foi possível calcular a alimentação total e, como consequência, a alimentação β dos níveis excitados do ^{193}Ir ⁵ e o $\log ft$ dos decaimentos correspondentes (sobre o $\log ft$, vide Apêndice A); estes resultados são apresentados na Tabela 4.5.

A partir de todos esses dados, é possível então propor um novo esquema de níveis para o decaimento β^- do ^{193}Os ⁶; este esquema é apresentado nas Figuras 4.1, 4.2 e 4.3, e vai servir de base para a discussão que se segue, sobre o posicionamento das transições.

Há duas transições identificadas porém não-posicionadas na compilação^[8]. Uma das transições não-posicionadas, com 65keV, mostrou-se bastante problemática no presente experimento, uma vez que é altamente contaminada pelas linhas K_α do Iridio, o que torna difícil tanto a determinação precisa da sua energia quanto a verificação das suas coincidências – a mesma argumentação vale para a transição nova de 61keV; ainda assim, a análise das coincidências de ambas as transições mostrou que nos dois casos as transições que populam o nível de 138keV aparecem ligeiramente mais intensas que as demais transições, quando levada em conta a intensidade relativa das mesmas – com isto, ambas as transições foram tentativamente posicionadas depopulando o nível a 139keV e alimentando os níveis a 73keV e 80keV, respectivamente⁷. A segunda transição não-

⁴Neste caso, quando vistas só na espectroscopia, só foram adicionadas ao esquema de decaimento transições para as quais a falta de coincidência com outras transições pudesse ser explicada, ou seja, que alimentassem diretamente o estado fundamental ou o estado metaestável de 80keV, provenientes de um estado que não fosse alimentado por qualquer transição γ .

⁵Conforme o descrito na seção 3.3.6, a alimentação β foi calculada a partir da diferença entre as intensidades absolutas (γ + elétron de conversão) das transições que alimentam e que depopulam cada nível.

⁶Para a confecção deste esquema, bem como para o cálculo dos coeficientes de conversão eletrônica, foram utilizados também os resultados do estudo de correlação angular, que serão apresentados na seção 4.4; a opção de exibir o esquema de níveis antes dos dados deu-se para facilitar a discussão.

⁷Há um problema adicional na análise destes casos: a calibração em eficiência dos detectores realizada para

E γ (keV)	Transições Coincidentes (keV)	Observações
59,99 (5)	646,2	
60,9509 (20)	61, 62, 64, 70, 72, 74	^{191m}Os + raios-X do Os
62,6695 (24)	61, 62, 64, 70, 72, 74	^{191m}Os + raios-X do Os
63,172 (6)	E	
64,3568 (18)	61, 62, 64, 70, 72, 74	^{191m}Os + raios-X do Os
69,641 (21)	333,4, 646,2	
70,717 (7)	61, 62, 64, 70, 72, 74	^{191m}Os + raios-X do Os
71,328 (6)	E	
72,652 (29)	61, 62, 64, 70, 72, 74	^{191m}Os + raios-X do Os
74,685 (33)	61, 62, 64, 70, 72, 74	^{191m}Os + raios-X do Os
75,755 (7)	E	
76,19 (10)	129,6	
86,49 (17)	532,2, 619,3	
129,333 (7)	E	$^{82}\text{Br} \xrightarrow{\beta^-} ^{82}\text{Kr}$
129,438 (13)	234, 136	
142,126 (9)	129,2, 152,8, 296,7	
178,742 (26)	E	
199,10 (7)	E	
219,064 (10)	156,0, 177,1, 187,9	
234,519 (13)	75 129,4, 646,2	$^{185}\text{Os} \xrightarrow{\epsilon C} ^{185}\text{Re}$
280,400 (19)	129,3, 619,1, 1120,7	$^{82}\text{Br} \xrightarrow{\beta^-} ^{82}\text{Kr}$
297,130 (9)	E	$^{73}\text{Ga} \xrightarrow{\beta^-}, ^{73}\text{Ge} ?$
299,510 (10)	E	
308,37 (6)	295,7, 316,5	$^{192}\text{Ir} \xrightarrow{\beta^-} ^{192}\text{Pt}$
316,52 (4)	295,7, 308,3, 468,0	$^{192}\text{Ir} \xrightarrow{\beta^-} ^{192}\text{Pt}$
321,572 (10)	129,3, 179,7, 203,0, 390,3, 647,1	$^{163}\text{Tb} \xrightarrow{\epsilon C} ^{163}\text{Dy}$
328,77 (12)	487	$^{140}\text{La} \xrightarrow{\beta^-} ^{140}\text{Ce}$
343,42 (4)	E	$^{175}\text{Hf} \xrightarrow{\epsilon C} ^{175}\text{Lu}$
345,29 (4)	E	
351,612 (9)	E	
363,63 (9)	219,0,	
385,991 (11)	E	
390,32 (11)	321,6	$^{163}\text{Tb} \xrightarrow{\epsilon C} ^{163}\text{Dy}$
394,94 (7)	E	
468,34 (10)	316,4	$^{192}\text{Ir} \xrightarrow{\beta^-} ^{192}\text{Pt}$
487,15 (15)	328,8	$^{140}\text{La} \xrightarrow{\beta^-} ^{140}\text{Ce}$
559,264 (24)	129,5, 142,0	
564,10 (15)	280,4, 692,8, 460	$^{122}\text{Sb} \xrightarrow{\beta^-} ^{122}\text{Te}$
583,09 (29)	460,4	
592,05 (13)	125,3	$^{185}\text{Os} \xrightarrow{\epsilon C} ^{185}\text{Re}$
617,01 (11)	E	$^{80}\text{Br} \xrightarrow{\beta^-} ^{80}\text{Kr}$
619,216 (17)	E	$^{82}\text{Br} \xrightarrow{\beta^-} ^{82}\text{Kr}$
646,162 (18)	E	$^{185}\text{Os} \xrightarrow{\epsilon C} ^{185}\text{Re}$
665,10 (11)	E	$^{80}\text{Br} \xrightarrow{\beta^-} ^{80}\text{Kr}$
698,469 (23)	E	$^{82}\text{Br} \xrightarrow{\beta^-} ^{82}\text{Kr}$
706,98 (11)	E	
742,3 (4)	511?	
776,558 (18)	221,4, 273,2, 554,3, 606,2, 1007,5	$^{82}\text{Br} \xrightarrow{\beta^-} ^{82}\text{Kr}$
827,924 (25)	E	$^{82}\text{Br} \xrightarrow{\beta^-} ^{82}\text{Kr}$
846,858 (18)	E	
847,12 (6)	63, 73, 139	
1044,102 (26)	E	$^{82}\text{Br} \xrightarrow{\beta^-} ^{82}\text{Kr}$
1317,58 (3)	E	$^{82}\text{Br} \xrightarrow{\beta^-} ^{82}\text{Kr}$
1368,712 (29)	E	^{24}Na

Tabela 4.4: Transições identificadas no presente trabalho que não foram incluídas no esquema de decaimento β^- do ^{193}Os ; a segunda coluna indica as transições em coincidência ou indica que a transição foi vista no experimento de espectroscopia (E); a terceira coluna indica o núcleo a que pertence a transição (quando conhecido) ou comentários sobre a mesma.

E (nível) (keV)	I^π	Este Trabalho		Referência [8]	
		$I\beta^-$ (%)	$\log ft$	E (nível) (keV)	$I\beta^-$ (%)
0,0	$3/2^+$	59 (4)	7,46 (3)	0,0	57 (4)
72,969 (22)	$1/2^+$	18 (4)	7,87 (10)	73,045 (5)	18 (4)
80,241 (6)	$11/2^-$	0		80,239 (6)	0
138,963 (16)	$5/2^+$	9,28 (23)	8,061 (12)	138,940 (6)	10,9 (4)
180,086 (15)	$3/2^+$	1,24 (13)	8,87 (5)	180,067 (5)	1,7 (4)
299,321 (17)	$7/2^-$	0		299,399 (7)	0,031 (23)
357,867 (25)	$7/2^+$	0,0026 (10)	11,25 (18)	357,768 (6)	0,017 (6)
361,831 (15)	$5/2^+$	0,725 (11)	8,782 (8)	361,856 (5)	0,72 (5)
460,555 (12)	$3/2^+$	7,75 (11)	7,551 (9)	460,535 (5)	7,74 (13)
516,39 (4)	$7/2^-$	0,0034 (3)	10,78 (4)	516,412 (6)	NVB
557,458 (14)	$1/2^+$	2,31 (4)	7,850 (10)	557,446 (7)	2,45 (15)
559,294 (23)	$5/2^+$	0,730 (10)	8,345 (9)	559,299 (6)	0,75 (5)
563,34 (4)	$9/2^-$	0		563,404 (8)	NVB
598,118 (15)	$3/2^-$	0		598,230 (8)	<0,02
621,00 (6)	$7/2^+$	0		620,990 (7)	NVB
695,085 (14)	$5/2^+$	0,1085 (24)	8,787 (13)	695,133 (6)	0,099 (7)
712,182 (13)	$3/2^+$	0,505 (8)	8,064 (14)	712,170 (7)	0,527 (21)
740,25 (3)	$5/2^-$	0,362 (9)	8,112 (14)	740,381 (7)	0,31 (4)
754,00 (9) [†]	(3/2, 5/2, 7/2, 9/2)	0,00029 (15)	11,16 (23)		
807,02 (6)	$5/2^+$	0,00111 (6)	10,37 (3)	806,902 (9)*	0
849,19 (4)	$5/2^+$	0,0132 (10)	9,10 (4)	848,93 (6) [◊]	0,0074 (8)
874,367 (15)	$5/2^+$	0,0341 (8)	8,565 (17)	874,291 (9)	0,033 (3)
879,43 (16)	(1/2, 3/2, 5/2)	0,00119 (6)	10,00 (3)		
882,05 (6) [†]	(1/2, 3/2, 5/2, 7/2)	0,000338 (20)	10,53 (3)		
890,43 (17) [†]	(1/2, 3/2, 5/2, 7/2)	0,000186 (16)	10,74 (4)		
959,66 (4)	(1/2, 3/2)	0,00114 (9)	9,47 (5)		
964,59 (8)	$1/2^+$	0,00264 (25)	9,11 (5)	964,43 (7)	0,0037 (4)
1077,86 (7)	(3/2, 5/2) ⁻	0,00190 (6)	7,87 (6)	1077,93 (9)	0,0018 (4)

Tabela 4.5: Níveis excitados do núcleo de ^{193}Ir vistos neste trabalho, comparados com o encontrado na literatura; E (nível) é a energia calculada para o nível e $I\beta^-$ é a alimentação β do nível; também é apresentado o valor calculado para o $\log ft$ do decaimento β correspondente.

[†] – nível suspeito, proposto apenas através de uma transição;

* – nível não identificado em experimentos anteriores de decaimento β , mas inferido em [8];

◊ – neste trabalho foram unificados os níveis a 848,9 e 849,1keV, como inferido em [8];

NVB – nível visto anteriormente apenas em estudos com reações nucleares.

Figura 4.1: Esquema de níveis proposto para o decaimento β^- do ^{193}Ir (parte 1).

Figura 4.2: Esquema de níveis proposto para o decaimento β^- do ^{193}Ir (parte 2).

Figura 4.3: Esquema de níveis proposto para o decaimento β^- do ^{193}Ir (parte 3).

posicionada, de 181keV, pôde ser definitivamente associada ao esquema de níveis, decaindo do nível a 740keV para o nível a 559keV, uma vez que esta foi vista em coincidência com as duas transições mais intensas que depopulam este nível, com 559 e 420keV, respectivamente.

4.3.1 Níveis conhecidos apenas em estudos de reações nucleares

A partir dos dados de coincidência γ - γ foi possível identificar três níveis excitados só vistos anteriormente em outras reações, a 517, 563 e 621keV, bem como confirmar o nível a 807keV que, apesar de incluído na última compilação do *Nuclear Data Sheets* ^[8], jamais havia sido positivamente identificado em uma experiência de decaimento β -⁸.

Na Tabela 4.6, estão apresentados os resultados dos ajustes de todas as coincidências que permitiram a identificação destes níveis excitados.

4.3.2 O nível a 849keV

Na última compilação ^[8], deixa-se em aberto a possibilidade de que dois níveis excitados do ¹⁹³Ir, um a 848,93keV e outro a 849,083keV, sejam de fato o mesmo. Esta dúvida é baseada no fato de que o segundo só foi identificado no experimento ¹⁹¹Ir(nn, γ) ^[31], que só estudou transições até uma energia máxima de 700keV, enquanto que todas as transições conhecidas que depopulam o primeiro estão acima desse limiar (710, 776 e 849keV).

No presente experimento, foi possível observar a transição de 487keV, usada em ^[31] para definir o nível a 849,083keV, juntamente com as transições de 710, 776 e 849keV, e a análise das suas energias confirma que todas depopulam o mesmo nível a 849keV – estes resultados são apresentados na Tabela 4.7, aonde pode-se perceber que a única transição para a qual o cálculo da energia do nível de 849keV dá um resultado notadamente distinto é a de 776keV, cujo valor de energia pode estar sendo influenciado pela transição de 776keV do contaminante ⁸²Kr.

Deve ser destacado, no entanto, que a transição a 389keV, também vista em ^[31] e que deveria ser mais intensa que a de 487keV, não foi vista; uma possível explicação para este fato é que

este trabalho é muito pouco confiável a energias tão baixas, uma vez que o conjunto formado pelas fontes-padrão utilizadas só apresenta uma transição de tão baixa energia – a transição de 53keV do ¹³³Ba que, por sinal, nem mesmo é considerada recomendável para a calibração em eficiência, de acordo com um painel de especialistas reunidos pela Agência Internacional de Energia Atômica ^[39].

⁸Na penúltima compilação ^[55], este nível aparecia como *suspeito*, uma vez que uma transição de 668keV havia sido vista em um experimento de decaimento β ^[7], mas não positivamente identificada com este nível; na última compilação, bastante recente ^[8], os avaliadores consideraram suficientes as evidências de que esta transição seria de fato a transição de 668keV conhecida, que depopulava o nível a 807keV – ainda assim, até o presente trabalho não havia um trabalho experimental que confirmasse esta asserção

E_{γ_1} (keV)	E_{γ_2} (keV)	E_i (keV)	E_f (keV)	A_{liq}	BR (%)
nível a 516 keV					
288,55 (7)	154,95 (8)	516,78 (28)	361,831 (15)	85 (34)	11,7 (24)
361,80 (4)	154,735 (25)	516,57 (9)	361,831 (15)	227 (42)	11,7 (24)
336,39 (15)	179,712 (28)	516,48 (23)	180,086 (15)	149 (26)	100 (18)
377,43 (4)	138,891 (16)	516,39 (8)	138,963 (16)	487 (78)	40 (8)
138,913 (16)	377,40 (5)	516,36 (9)	138,963 (16)	361 (73)	40 (8)
nível a 563 keV					
263,89 (5)	219,048 (18)	563,21 (11)	299,321 (17)	1434 (96)	100 (6)
219,077 (18)	263,98 (5)	563,30 (12)	299,321 (17)	1306 (90)	100 (6)
264,030 (29)	176,90 (3)	740,25 (3)	563,35 (10)	1249 (42)	100 (6)
176,916 (25)	263,97 (3)	740,25 (3)	563,33 (8)	1292 (41)	100 (6)
483,34 (7)	176,89 (10)	740,25 (3)	563,4 (3)	305 (25)	31 (3)
176,84 (5)	483,05 (7)	740,25 (3)	563,41 (16)	275 (20)	31 (3)
nível a 621 keV					
263,02 (15)	357,64 (8)	620,9 (3)	357,867 (25)	67 (13)	16 (3)
482,08 (8)	138,902 (19)	621,05 (13)	138,963 (16)	302 (32)	74 (13)
138,919 (20)	482,13 (10)	621,09 (14)	138,963 (16)	282 (34)	74 (13)
482,02 (9)	253,08 (8)	874,367 (15)	621,28 (19)	133 (17)	74 (13)
253,34 (7)	482,22 (10)	874,367 (15)	621,03 (18)	152 (18)	74 (13)
620,91 (14)	253,22 (9)	874,367 (15)	621,15 (23)	94 (16)	100 (22)
253,51 (8)	620,96 (15)	874,367 (15)	620,86 (19)	103 (17)	100 (22)
nível a 807 keV					
449,25 (8)	219,046 (17)	807,12 (15)	357,867 (25)	200 (17)	67 (6)
449,04 (8)	357,61 (7)	806,91 (16)	357,867 (25)	169 (22)	67 (6)
357,67 (7)	449,03 (9)	806,90 (17)	357,867 (25)	160 (20)	67 (6)
668,09 (9)	138,87 (3)	807,05 (14)	138,963 (16)	188 (18)	100 (8)
138,94 (3)	668,06 (8)	807,02 (14)	138,963 (16)	226 (23)	100 (8)

Tabela 4.6: Resultados dos ajustes das coincidências que permitem identificar os níveis a 516, 563 e 621keV, estabelecidos somente a partir de medidas de reações nucleares, além do nível a 807 keV; E_{γ_1} e E_{γ_2} são os valores experimentais das energias das transições vistas em coincidência, E_i é a energia do estado inicial e E_f a do estado final; A_{liq} a área líquida ajustada para o pico bidimensional correspondente e BR é a razão de ramificação (*branching ratio*) calculada a partir da transição mais intensa a depopular o nível. O valor apresentado para a energia do nível em questão (em negrito) é o resultado calculado a partir do valor experimental da energia da transição e do valor médio da energia do outro nível envolvido (obtido da Tabela 4.5).

E_γ (keV)	E_i (keV)	E_f (keV)	BR (%)
289,26 (15)	848,6 (4)	559,294 (23)	39 (8)
487,22 (11)	849,05 (19)	361,831 (15)	2,6 (5)
491,26 (8)	849,13 (14)	357,867 (25)	5,4 (9)
710,08 (4)	849,04 (11)	138,964 (16)	42 (7)
776,70 (7)	849,67 (27)	72,969 (22)	39 (8)
849,25 (5)	849,25 (5)	0	100 (21)

Tabela 4.7: Transições que depopulam o estado excitado a 849keV; E_i é a energia calculada do estado inicial, E_f a energia média do estado final e BR a razão de ramificação (*branching ratio*), calculada percentualmente em relação à transição mais intensa a depopular o nível.

ela pode ter sido “mascarada” pela transição extremamente intensa ($I_\gamma = 31,5\%$) a 388keV que depopula o nível de 461keV.

4.3.3 Novos níveis de energia no ^{193}Ir

A análise dos dados de coincidência também permitiu a proposição de cinco novos níveis excitados na estrutura do ^{193}Ir .

O nível a 960keV

Primeiramente foi verificada uma coincidência consideravelmente intensa entre uma transição de 362keV e uma de 299keV. Uma análise da literatura mostra que esta coincidência já havia sido vista anteriormente ^[7], mas descartada como uma coincidência espúria entre a transição intensa a 361,8keV ($I_\gamma = 8,1\%$) e a soma das transições de 99 e 197keV; esta argumentação implicaria em que a coincidência seria entre uma transição com energia exatamente igual à da transição de 361,8keV e outra com energia ligeiramente inferior à da transição de 299keV. Os resultados aqui obtidos, que podem ser vistos na Figura 4.4, mostram que nenhuma das duas conclusões acima se aplica, já que a coincidência é verificada por um lado em uma energia exatamente igual à da transição de 299keV, e por outro em uma energia ligeiramente inferior à da transição de 361,8keV; desta forma, é possível deduzir que se trate de uma coincidência real entre a transição já bem estabelecida de 299keV e uma transição nova, cuja energia foi calculada em 361,54(3)keV, implicando na existência de um nível excitado a 959,66(4)keV; o resultado do ajuste da coincidência que define este nível pode ser visto na Tabela 4.8.

A partir daí, a análise do $\log ft$ do decaimento β que alimenta este nível ($\log ft = 9,47$) indica que esta seja uma transição proibida de 1º grau, o que implica em quatro possibilidades para o spin deste nível – 1/2, 3/2, 5/2 e 7/2, sempre com paridade positiva (+). Além disso, a análise do esquema de decaimento mostra que a transição de 362keV é a única observada

E_{γ_1} (keV)	E_{γ_2} (keV)	E_i (keV)	E_f (keV)	A_{liq}
nível a 754 keV				
133,03 (9)	482,23 (16)	754,0 (5)	621,00 (6)	114 (15)
482,08 (8)	132,98 (8)	754,0 (5)	621,00 (6)	130 (14)
nível a 879 keV				
282,34 (9)	298,77 (3)	880,46 (27)	598,118 (15)	324 (29)
298,803 (28)	282,09 (8)	880,21 (9)	598,118 (15)	462 (35)
418,19 (11)	280,36 (3)	878,75 (22)	460,555 (12)	141 (18)
418,39 (9)	460,50 (3)	878,95 (19)	460,555 (12)	68 (39)
nível a 882 keV				
283,97 (7)	298,77 (3)	882,09 (22)	598,118 (15)	359 (30)
298,803 (2)	283,90 (6)	882,02 (9)	598,118 (15)	515 (34)
nível a 890 keV				
292,19 (7)	298,75 (4)	890,30 (22)	598,118 (15)	240 (21)
298,77 (4)	292,42 (7)	890,54 (12)	598,118 (15)	268 (22)
nível a 960 keV				
361,54 (3)	298,73 (3)	959,66 (8)	598,118 (15)	1056 (50)

Tabela 4.8: Resultado do ajustes das coincidências que definem os níveis novos no esquema de decaimento do ^{193}Os ; E_i é a energia calculada do estado inicial, E_f a energia média do estado final e A_{liq} a área líquida do pico bidimensional ajustado.

a depopular este nível – ou seja, se existirem outras devem ser menos intensas, de forma a não terem sido identificadas neste trabalho – alimentando um nível com spin $3/2^-$; com isso é razoável supor que esta transição tenha caráter $E1$, de forma que o nível a 960keV poderia ter as seguintes combinações de spin e paridade: $1/2^+$, $3/2^+$ ou $5/2^+$. Por outro lado, levando-se em consideração apenas o esquema de níveis, a transição de 361,5keV também poderia ser uma combinação $[M1, E2]$, com o nível de 960keV podendo ter spin $1/2$, $3/2$, $5/2$ ou $7/2$, nesse caso com paridade negativa($-$). Estas possibilidades de spin serão analisadas mais cuidadosamente durante a discussão do estudo de correlação angular, na secção 4.4.2.

O tripleto a 880, 882 e 891keV

Na análise dos dados, também foram identificadas três outras transições em coincidência com a transição de 299keV, como pode ser visto na Figura 4.5 e na Tabela 4.8, permitindo a proposição de um novo tripleto com energias de excitação de 880, 882 e 891keV. O nível a 880keV também foi confirmado a partir de uma nova transição de 418keV, vista em coincidência com as transições de 461 e 280keV que depopulam o nível de 461keV; já os dois outros níveis, como não puderam ser confirmados a partir de outras transições, serão considerados “tentativas”.

Os decaimentos β^- que alimentariam estes três níveis novos têm $\log ft$ em torno de 10-11, o que indica um decaimento proibido de primeira ou mesmo de segunda ordem – em especial, o nível de 890keV seria alimentado por um decaimento β com $\log ft = 10,74$, bastante elevado. De qualquer forma, o fato de todos os três decaírem para o nível de 598keV, que tem spin $3/2^-$,

Figura 4.4: Projeção do pico bidimensional que define a proposição do novo nível a 960keV; note-se que, se por um lado o pico está perfeitamente alinhado com a linha que representa a energia correspondente à transição conhecida de 299keV, ele está claramente deslocado em relação à energia da transição conhecida de 362keV.

é um indício de que estes tenham spin $1/2^+$, $3/2^+$ ou $5/2^+$ (no caso da transição que liga ao nível de 598keV ser $E1$) ou $1/2^-$, $3/2^-$, $5/2^-$ ou $7/2^-$, no caso transição ser $[M1, E2]$. Além disso, o nível a 880keV decai também, através da transição de 418keV, para o nível de 461keV, que é $3/2^+$; isto implica em que uma das duas transições que depopulam o nível (282keV e 418keV) seja $E1$ e a outra $[M1, E2]$, o que permite descartar a hipótese de spin de $7/2^-$ para este nível. A baixa estatística das coincidências que definem estes três níveis excitados não permite uma análise de correlação angular, de forma que não é possível aprofundar-se mais nessa discussão no presente trabalho.

O nível a 754keV

Outra relação de coincidência que permitiu a proposição de um novo nível excitado foi a verificada entre a transição de 482keV, que depopula o nível excitado a 621keV, e uma transição nova com 133keV; as projeções do espectro bidimensional correspondentes a esta coincidência podem ser vistas na Figura 4.6, e os resultados dos ajustes na Tabela 4.8.

A análise do seu posicionamento no esquema de níveis, sendo depopulado por uma transição que o liga ao nível de 621keV ($I = 7/2^+$) e, ao mesmo tempo, do decaimento β que o alimenta ($\log ft = 11, 16(23)$) leva a algumas considerações sobre os possíveis valores de spin e paridade para este nível. Por um lado, se tratar-se de uma transição proibida de primeira ordem, o nível tem paridade positiva ($^+$) e spin $1/2$, $3/2$, $5/2$ ou $7/2$; se tratar-se de uma transição proibida de segunda ordem, no entanto, a paridade teria que ser negativa ($-$) e as possibilidades de spin seriam $1/2$, $5/2$, $7/2$ ou $9/2$. Por outro lado, é razoável supor que a transição de 133keV seja

Figura 4.5: Projeção dos picos de coincidência que definem a proposição dos novos níveis a 880, 882 e 891keV.

Figura 4.6: Projeção dos picos bidimensionais de coincidência que determinaram a proposição do novo nível a 754keV.

$E \gamma$ (keV)	Transições Coincidentes (keV)	Posicionamento Proposto
96,960 (13)	298,770 (22)	695,085 (14) $\Rightarrow$ 598,118 (15)
181,38 (14)	420,29 (8) + 559,29 (7)	740,25 (3) $\Rightarrow$ 559,294 (23)
195,43 (8)	181,685 (26)	557,458 (14) $\Rightarrow$ 361,831 (15)
236,31 (6)	181,685 (26) + 288,76 (6) + 361,80 (4)	598,118 (15) $\Rightarrow$ 361,831 (15)
253,30 (25)	482,11 (8) + 620,93 (10)	874,367 (15) $\Rightarrow$ 621,00 (4)
314,89 (7)	420,29 (8) + 559,29 (7)	874,367 (15) $\Rightarrow$ 559,294 (23)
354,28 (8)	357,69 (10)	712,182 (13) $\Rightarrow$ 357,867 (25)
382,55 (15)	357,69 (10)	740,25 (3) $\Rightarrow$ 357,867 (25)
418,30 (8)	280,411 (24) + 460,525 (27)	879,43 (16) $\Rightarrow$ 460,555 (12)
491,22 (6)	218,91 (12) + 357,69 (10)	849,19 (4) $\Rightarrow$ 357,867 (25)
615,88 (18)	Espectroscopia	695,085 (14) $\Rightarrow$ 80,241 (6)
661,2 (3)	Espectroscopia	740,25 (3) $\Rightarrow$ 80,241 (6)

Tabela 4.9: Outras transições posicionadas neste trabalho; $E\gamma$ é a energia proposta para a transição e as outras colunas mostram as transições com as quais esta foi vista em coincidência e o posicionamento proposto para a mesma.

$E1$ ou $[M1, E2]$, o que restringe as possibilidades de spin deste nível a $5/2^-$, $7/2^-$ e $9/2^-$ ($E1$) ou $3/2^+$, $5/2^+$ e $7/2^+$ ($M1, E2$). Devido à baixa estatística, no entanto, não é possível fazer a análise de correlação angular da transição de 133keV, o que não permite um aprofundamento maior nesta discussão.

4.3.4 Transições posicionadas

Além das transições já expostas, outras também foram posicionadas no esquema de níveis do decaimento β^- do ^{193}Os – estas encontram-se expostas na Tabela 4.9. Vale ressaltar que, à exceção da transição de 181,38keV, que já era conhecida mas com posicionamento incerto, todas as demais foram vistas pela primeira vez neste trabalho.

4.4 Correlação Angular Direcional

A análise dos dados de correlação angular permitiu a definição do spin dos dois níveis excitados a 874 e 1078keV, que têm mais de uma possibilidade de spin na compilação^[8], bem como a proposição de valores de spin para o nível novo de 960keV. Além disso, foram determinados valores de mistura multipolar para 44 transições verificadas no presente decaimento, sendo 16 pela primeira vez.

A discussão pode, portanto, ser dividida em duas fases: em uma, estuda-se as transições envolvendo apenas níveis com spin e paridade bem definidos, aonde o objetivo é apenas determinar a razão de mistura multipolar (δ) de uma das transições envolvidas⁹; na outra, verifica-se

⁹Apesar de ter-se um número de graus de liberdade suficiente para o ajuste simultâneo dos dois valores de δ , a forte correlação existente entre ambos faz com que um ajuste deste tipo não seja um bom estimador; desta forma,

as transições envolvendo algum nível com mais de uma possibilidade de spin aonde, além da razão de mistura multipolar da transição, tenta-se definir o spin do nível.

Inicialmente, para permitir a análise dos dados, foi feita a determinação dos valores dos parâmetros de tempo morto (p_1 , p_2 e p_3 na equação 3.11, secção 3.3.5); esta calibração é apresentada juntamente com as demais, na secção C.2.3 (Apêndice C).

4.4.1 Transições entre níveis com spin definido

A análise da correlação angular das transições entre níveis com spin definido, com o objetivo de determinar o valor da razão de mistura multipolar (δ) das mesmas, foi feita ajustando-se simultaneamente o máximo de cascatas envolvendo uma dada transição, mas tomando-se o cuidado de não permitir que a razão de mistura multipolar de uma transição fosse determinada de forma dominante por uma cascata já empregada para determinar a razão de mistura da outra transição. Para evitar a poluição visual do texto com um número excessivo de figuras, as figuras correspondentes a todos os ajustes efetuados aqui são apresentadas em separado (vide Apêndice D). Os resultados obtidos são apresentados na Tabela 4.10, aonde pode-se perceber que, embora na maioria dos casos os valores ajustados tenham sido compatíveis com os observados na compilação ^[8], em alguns casos os valores se mostraram completamente discrepantes – caso da transição a 181,7keV, por exemplo, aonde o valor compilado ($(\delta_{181} = 0,149(11))$) e o valor aqui obtido ($\delta_{181} = -0,010(8)$) são completamente incompatíveis ¹⁰.

Um problema adicional que surgiu durante o processo de análise de correlação angular diz respeito a cascatas aonde o nível intermediário tem spin 1/2 – nestes casos há um desacoplamento da cascata que impede a análise da correlação angular (matematicamente, tem-se que todos os coeficientes F_k , mostrados nas equações 2.4 e 2.5, são iguais a zero). Desta forma, transições que só poderiam ser analisadas a partir de cascatas deste tipo, como a de 73keV, a de 557keV ou transições que só foram vistas em coincidências envolvendo os níveis de 73 e 557keV como intermediários, não puderam ser analisadas neste trabalho.

Os resultados obtidos nas medidas de mistura multipolar evidenciam o favorecimento de transições tipo M1 sobre as do tipo E2, o que pode ser um indicativo da predominância de transições com características de partícula única sobre as coletivas.

um dos valores de δ tem sempre que ser conhecido “a priori” ^[56].

¹⁰Neste caso foi usada para o ajuste da razão de mistura multipolar da transição de 181,7keV apenas a cascata formada com a transição de 107,1keV, uma vez que esta é a única transição disponível para este ajuste que não sofreria influência também da transição de 180,0keV – a coincidência com a transição de 180,0keV não pode ser utilizada por conta da forte influência da radiação proveniente da coleção incompleta da transição de 361,8keV, resultando em uma calha diagonal extremamente intensa, como a exibida na Figura 3.3 (secção 3.3.3).

$E\gamma$ (keV)	M	δ (este trabalho)	δ (ref [8])	Outros [†] (ref [8])	transições usadas (keV)
97,0	M1+E2	-0,053 (12)	0,171 (19)		321,6 + 387,5 + 460,6
98,8	M1(+E2)	+0,008 (13)	0	$ \delta = 0, 14(21)$	361,8 + 181,7 + 288,8
107,1	M1+E2	+0,171 (13)	+0,164 (8)		280,4 + 532,1
135,9	M1(+E2)	-0,10 (22)			559,3
138,9	M1+E2	-0,473 (24)	-0,329 (12)	$\delta = -0,362(6)$	321,6 + 218,9
142,1	M1+E2	+0,21 (3)	0	$ \delta = 0, 14(58)$	298,8 + 525,2 + 418,3
180,0	M1+E2	-0,69 (4)	-0,48 (2)	$ \delta = 0, 63(9)$	280,4 + 532,1
181,7	M1+E2	-0,10 (8)	+0,149 (11)	$ \delta = 0, 49(7)$	107,1
197,3	M1+E2	+0,27 (4)			361,8 + 181,7 + 288,8
201,4	M1+E2	+0,15 (3)			218,9 + 357,6
218,9	M1+E2	-0,16 (5)	-0,34 (4)		201,4 + 337,4 + 516,5
234,5	M1+E2	-0,402 (21)	-0,20 (13)	$ \delta = 0, 3(5)$	387,5 + 460,6
236,3	E1(+M2)	-0,02 (7)			361,8
251,6	M1+E2	-0,132 (7)	-0,079 (20)	$ \delta = 0, 45(14)$	387,5 + 460,6
253,3	M1+E2	-0,36 (9)			482,1
264,0	M1(+E2)	+0,06 (7)			176,9 + 219,1
280,4	M1+E2	+0,018 (12)	-0,049 (12)	$ \delta = 0, 18(11)$	234,5 + 251,6
289,3	M1(+E2)	+0,07 (21)			559,3
298,8	E2+M3	-0,18 (16)	0	$ \delta < 0, 23$	219,1
314,9	M1+E2	+0,5 (4)			559,3
321,6	M1+E2	+0,236 (17)	+0,234 (10)	$ \delta < 0, 20$	234,5 + 251,6
333,2	M1+E2	-0,27 (7)	(0?)		361,8 + 181,7
337,4	M1+E2	-0,20 (11)			218,9
350,3	M1+E2	+1,06 (12)			361,8 + 288,8
361,8	M1+E2	-0,314 (27)	-0,33 (3)	$\delta = -0, 26(7)$	098,8 + 350,3 + 387,5
377,42	M1(+E2)	+0,4 (4)	1,0 (5)		138,9
378,4	E1(+M2)	+0,01 (6)	0		361,8
379,3	M1(+E2)	-0,2 (3)			107,1
387,5	M1+E2	-0,243 (14)	-0,24 (4)	$ \delta = 0, 25(10)$	234,5 + 251,6
420,3	M1+E2	+0,059 (21)	0,03 (4)		138,9
441,0	M1+E2	-0,68 (7)	-0,37 (4)	$ \delta = 0, 5(3)$	219,1
460,5	M1+E2	-0,634 (17)	-0,64 (3)	$ \delta = 0, 54(5)$ $\delta = -0, 49(2)$	234,5 + 251,6
482,1	M1+E2	-0,57 (26)			138,9
512,4	M1(+E2)	+0,01 (7)			361,8 + 181,7
515,1	M1(+E2)	-0,05 (10)			107,1 + 180,0
532,1	M1+E2	+0,75 (11)	+0,48 (+32 -16)		107,1 + 180,0
573,3	M1+E2	+0,145 (16)	+0,03 (2)		138,9
668,1	M1+E2	+0,65 (16)			138,9
710,1	M1+E2	+0,16 (5)			138,9
735,4	M1+E2	+0,56 (10)			138,9

Tabela 4.10: Valores obtidos para as razões de mistura multipolar de transições entre níveis com spin definido comparados com os valores encontrados na literatura; M são as multipolaridades possíveis para a transição (quando entre parênteses significa que a mistura multipolar obtida é compatível com zero); a última coluna mostra as transições coincidentes utilizadas para a obtenção do valor de δ ; para os valores obtidos da literatura, a ausência de sinal significa que o resultado foi obtido a partir de dados de captura eletrônica, que não permitem a determinação do sinal, mas apenas da amplitude do valor de δ ;

[†] Outros valores de mistura multipolar indicados na compilação [8], em geral tirados de dados de captura eletrônica ou da ref. [57].

		413,7	516,5
$3/2^+$	δ	0,32 (7)	1,1 (8)
	χ^2_{red}	1,75	4,86
$5/2^+$	δ	0,006 (84)	-0,01 (4)
	χ^2_{red}	1,75	1,27

Tabela 4.11: Resultados dos ajustes da função correlação angular para as transições que decaem do nível de 874keV para cada uma das possibilidades de spin para o nível em questão.

4.4.2 Transições entre níveis com múltiplas possibilidades de spin

Na última compilação ^[8], dois níveis excitados do ¹⁹³Ir tinham mais de uma possibilidade de spin, a saber 874keV e 1078keV; além destes, também o nível a 960keV, cuja existência é demonstrada na seção 4.3.3, pôde ser estudado via correlação angular $\gamma\text{-}\gamma$ para tentar determinar seu spin.

O nível a 874keV

O nível a 874keV apresenta duas possibilidades de spin, conforme a última compilação ^[8]: $3/2^+$ ou $5/2^+$. Este nível pode ser estudado através de duas das transições que o depopulam, com 413,7 e 516,5keV; a transição de 413,7keV pode ser estudada através da coincidência com a transição de 460,5keV e a de 516,5keV através das coincidências com as transições de 218,9 e 357,7keV.

No ajuste da função correlação angular utilizando-se simultaneamente a cascata 414-461 keV e a sua recíproca, que pode ser visto na Figura 4.7, não foi possível perceber qualquer preferência por um dos valores de spin; já no ajuste simultâneo das cascatas 517-219 keV, 517-358 keV e de suas recíprocas (Figura 4.8), percebe-se uma diferença bastante evidente entre o χ^2 dos ajustes feitos supondo-se o spin $3/2$ ou o spin $5/2$, com uma forte indicação de que o spin deste nível é, efetivamente¹¹, $5/2^+$. Todos estes resultados podem ser vistos na Tabela 4.11, de onde também pode-se determinar que a transição de 413,7keV é compatível com uma transição tipo M1 ($\delta = 0,01(9)$), o mesmo acontecendo com a transição de 516,5keV ($\delta = -0,01(4)$).

O nível a 1078keV

O nível a 1078keV também é apresentado na compilação ^[8] como tendo duas possibilidades de spin: $3/2$ ou $5/2$, sempre com paridade negativa; ele pode ser estudado através da coincidência da transição de 778,5keV com a transição de 219,1keV. Os resultados, que podem

¹¹Neste trabalho só foi avaliado o valor do spin, e não a paridade, que é assumida como sendo positiva (+), de acordo com a referência ^[8].

Figura 4.7: Ajuste da função correlação para a cascata 414-461keV, supondo $I(874) = 3/2$ (esquerda) e $I(874) = 5/2$ (direita).

Figura 4.8: Ajuste da função correlação para as cascatas 517-218keV (no alto) e 517-357keV, supondo $I(874) = 3/2$ (esquerda) e $I(874) = 5/2$ (direita).

Figura 4.9: Ajuste da função correlação para a cascata 779-219keV, supondo $I(1078) = 3/2$ (esquerda) e $I(1078) = 5/2$ (direita).

$3/2^-$			$5/2^-$		
$\delta(778,6)$	χ^2_{red}	$P(\chi^2) (%)$	$\delta(778,6)$	χ^2_{red}	$P(\chi^2) (%)$
1,2 (20)	2,62	0,34	-0,12 (10)	2,25	1,27

Tabela 4.12: Resultados dos ajustes da função correlação angular para a cascata formada entre a transição de 778,5keV que decai do nível de 1078keV e a transição de 219,1keV para cada uma das possibilidades de spin para o nível em questão; $P(\chi^2)$ é a probabilidade associada ao valor de χ^2_{red} obtido para 10 graus de liberdade, em porcentagem.

ser vistos na Figura 4.9 e na Tabela 4.12, mostram que o ajuste simultâneo da cascata 779-219keV e de sua recíproca indicam um pequeno favorecimento para o spin $5/2^-$; fazendo-se a razão entre as probabilidades associadas aos valores de χ^2 obtidos para cada ajuste, temos que a probabilidade associada ao spin $5/2$ é 3,7 vezes maior que a associada ao spin $3/2$, ou seja, os resultados indicam uma probabilidade de 79% do nível ter spin $5/2$ e de 21% de ter spin $3/2$.

O novo nível a 960keV

A análise do nível a 960keV é possível a partir da coincidência entre a transição de 361,5keV e a transição de 298,8keV. Esta segunda transição é usualmente assumida como E2 pura, uma vez que liga um nível com $I^\pi = 3/2^-$ a um nível com spin $I^\pi = 7/2^-$; no entanto, a análise da sua correlação angular com a transição de 361,5keV mostrou ser necessária uma reavaliação desta transição. Assim sendo, foi estudada primeiramente a correlação angular entre a transição de 298,8keV e a transição de 219,1keV, que é E2. O ajuste da função correlação angular para esta cascata (usando simultaneamente a sua recíproca) é exibido na Figura 4.10, e o resultado, já exibido na Tabela 4.10, mostra que o valor da mistura multipolar da transição a 298,8keV é de $-0,18(16)$, ou seja, ligeiramente diferente de zero – de fato, na compilação [8], além do

Figura 4.10: Ajuste da função de correlação angular para a cascata 299-219keV.

valor de $\delta = 0$, apresenta-se a probabilidade de “não-mistura” ($= \frac{1}{1+\delta^2}$) como 100(6)%, o que não é incompatível com o valor obtido de 96,9(6)%.

Desta forma, a análise da correlação entre esta transição e a de 361,5keV foi feita levando-se em conta duas possibilidades para a transição de 298,8keV: E2 ou E2+M3 com $\delta = -0,18$, e os valores obtidos para cada uma das possibilidades de spin do nível a 960keV podem ser vistos na Tabela 4.13; note-se que nesta tabela várias combinações de $I(960)$ e $\delta(299)$ resultaram em ajustes com incertezas exageradamente grandes, de 4 a 6 ordens de grandeza maiores que o valor de δ – estes resultados foram incluídos na Tabela 4.13, mas para todos os efeitos podem ser considerados como ajustes não-convergentes; a Figura 4.11 mostra os ajustes para as duas situações consideradas convergentes.

A partir destes resultados, pode-se reduzir as possibilidades de spin para o nível a 960keV para 1/2 ou 3/2; além disso, os resultados mais uma vez indicam que a transição de 298,7keV seja uma mistura E2+M3. Vale destacar que, em ambos os casos, o ajuste mostra que a transição de 361,5keV tem mistura multipolar praticamente compatível com zero, o que poderia indicar uma transição tipo E1 – o que seria esperado no caso da paridade ser positiva (+), como indica a análise do $\log ft$ – ou M1; no entanto, como não é possível analisar de maneira mais conclusiva estas duas possibilidades, optou-se por manter a paridade deste nível em aberto.

spin	$\delta(298, 7)$ (fixo)	$\delta(361, 7)$ (ajustado)	χ^2_{red}
1/2	-0,18	-0,8 (6)	1,249
	0	-1,7 (2×10^5)	1,343
3/2	-0,18	-1,7(16)	1,250
	0	-0,8 (3×10^6)	1,346
5/2	-0,18	0,8 (6×10^6)	1,459
	0	0,8 (2×10^5)	1,710
7/2	-0,18	0,5 (5×10^4)	1,449
	0	0,5 (5×10^5)	1,701

Tabela 4.13: Resultados obtidos na análise da correlação angular entre as transições de 361,5keV e 298,8keV para os quatro valores de spin possíveis para o nível de 960keV e os dois valores possíveis para a razão de mistura multipolar da transição de 298,8keV.

Figura 4.11: Ajuste da função de correlação angular para a cascata 361,5-299keV; à esquerda, o ajuste usando $I(960) = 1/2$ e $\delta(299) = -0,18$ e à direita usando $I(960) = 3/2$ e $\delta(299) = -0,18$.

5 *Interpretação Teórica*

Em complementação ao trabalho experimental foi feita uma tentativa de compreender o núcleo de ^{193}Ir através de uma análise sistemática dos isótopos ímpares do Irídio ($A = 187 - 197$), bem como de um modelo nuclear baseado em partícula única com interações residuais de emparelhamento.

5.1 O Modelo Nuclear

5.1.1 Deformação nuclear

A deformação nuclear foi calculada usando o método macroscópico-microscópico. Neste método, a energia total é dada por:

$$E_{tot}(\varepsilon, \hat{\alpha}) = E_{macr}(\varepsilon, \hat{\alpha}) + E_{micr}(\varepsilon, \hat{\alpha}) \quad (5.1)$$

onde ε e $\hat{\alpha}$ são os parâmetros de deformação.

O termo macroscópico é dado pelo modelo da gota líquida [Bohr e Kalckar^[58], 1937 apud Blatt e Weisskopf^[59], 1979], e a porção microscópica pode ser dividida em duas componentes: a contribuição associada às correções de camada e a contribuição de emparelhamento. Para obter a deformação de equilíbrio, a energia total é minimizada em relação aos parâmetros de deformação. A parametrização empregada foi a das ovóides de Cassini ^[60], sendo levados em consideração os termos associados aos momentos de dipolo (ε) e hexadecapolo (α_4).

5.1.2 Energias de partícula única

Os estados de partícula única foram calculados usando o potencial de Woods-Saxon ^[61], para a determinação do qual são necessárias doze constantes, seis para nêutrons e seis para prótons:

V_0 profundidade do poço de potencial;

a_{so} parâmetro de difusividade da parte de spin-órbita;

R_0 parâmetro ligado ao raio do potencial;

r_{0-so} parâmetro ligado ao raio da interação spin-órbita;

a parâmetro de difusividade nuclear; e

λ intensidade da interação spin-órbita.

Diversos conjuntos de parâmetros foram propostos para o potencial de Woods-Saxon, em geral determinados por um ajuste empírico de várias propriedades nucleares de núcleos β -estáveis em uma região de massa nuclear; entre eles o mais empregado é o conjunto formado pelos chamados *Parâmetros Universais*, propostos por Cwiok *et al.* ^[62].

O potencial de Woods-Saxon consiste em uma parte central V_{cent} e uma parte spin-órbita V_{so} , mais o potencial Coulombiano V_{Coul} para os prótons:

$$V^{WS}(r, z, \epsilon, \hat{\alpha}) = V_{cent}(r, z, \epsilon, \hat{\alpha}) + V_{so}(r, z, \epsilon, \hat{\alpha}) + V_{Coul}(r, z, \epsilon, \hat{\alpha}) \quad (5.2)$$

onde (r, z) são as coordenadas cilíndricas.

A parte central é definida de forma a descrever a função de distribuição de densidade

$$V_{cent}(r, z, \epsilon, \hat{\alpha}) = \frac{V_0}{1 + e^{\frac{dist(r, z, \epsilon, \hat{\alpha})}{a}}} \quad (5.3)$$

onde $dist$ é a distância de um dado ponto à superfície nuclear.

A profundidade do potencial central é parametrizada por :

$$V = V_0[1 \pm 0,63(N - Z)/(N + Z)] \quad (5.4)$$

com o sinal positivo para prótons e negativo para nêutrons.

O termo spin-órbita é definido como

$$V_{so}(r, z, \epsilon, \hat{\alpha}) = \lambda \left(\frac{h}{2Mc} \right)^2 \nabla V(r, z, \epsilon, \hat{\alpha}) \cdot (\vec{\sigma} \times \vec{p}) \quad (5.5)$$

onde M é a massa nuclear, o operador vetorial $\vec{\sigma}$ representa as matrizes de Pauli e $\vec{p}$ é o operador momento linear.

O potencial Coulombiano é assumido como sendo correspondente à carga nuclear $(Z - 1)e$ uniformemente distribuída dentro do núcleo. Para a diagonalização da Hamiltoniana, as autofunções de um oscilador harmônico com simetria axial nas coordenadas cilíndricas foram usadas como base.

A energia de emparelhamento foi calculada seguindo-se a prescrição usual da método de BCS. O operador hamiltoniano no modelo de BCS contém duas partes: a primeira correspondente aos estados de partícula única e a segunda à interação de emparelhamento. Se o termo de partícula é diagonal, o operador de BCS pode ser escrito no formalismo da segunda quantização como:

$$\hat{H} = \hat{H}_{sp} + \hat{H}_{pair} = \sum \varepsilon_{\Omega i} \left(\alpha_i^\dagger \alpha_i + \alpha_{\bar{i}}^\dagger \alpha_{\bar{i}} \right) - \sum G_{ji} \alpha_j^\dagger \alpha_{\bar{j}}^\dagger \alpha_{\bar{i}} \alpha_i \quad (5.6)$$

Finalmente, o sistema de equações deste modelo é:

$$E_\Omega^v = \sum_i^{nu} \varepsilon_{\Omega i} + \sum_i^{nu} \left(1 - \frac{\varepsilon_{\Omega i} - \lambda_v}{\sqrt{(\varepsilon_{\Omega i} - \lambda_v)^2 + \Delta_v^2}} \right) - \frac{\Delta_v^2}{G} \quad (5.7)$$

onde:

ε Energia dos estados de partícula única;

v Número de quasipartículas;

λ Potencial químico; e

G Constante de emparelhamento.

5.2 Resultados

Os valores da deformação que minimizam a energia total são $\varepsilon = 0,1102$ e $\alpha_4 = -0,0404$; a representação gráfica da dependência da energia total com esses dois parâmetros é mostrada na Figura 5.1.

Os parâmetros do potencial de Woods-Saxon para nêutrons foram obtidos da referência ^[63] e os parâmetros para prótons foram ajustados de forma a descrever a sequência de momento

Figura 5.1: Dependência da energia total com os parâmetros de deformação ε e α_4 .

	V_0 (MeV)	r_0 (fm)	a (fm)	r_{0-so} (fm)	a_{so} (fm)	λ
Parâmetros Universais [62]	49,6	1,275	0,70	1,20	0,70	36,0
Este Trabalho	54,612	1,18992	0,70	1,27498	0,932	36,899

Tabela 5.1: Parâmetros para o potencial de Woods-Saxon obtidos neste trabalho comparados com os *Parâmetros Universais* propostos por Cwiok *et al.* [62].

angular e paridade dos três primeiros estados de partícula única do ^{193}Ir , bem como a energia de ligação para prótons do estado fundamental ($I^\pi = 3/2^+$) e as energias de excitação dos dois primeiros estados excitados ($I^\pi = 1/2^+$ a 73keV e $I^\pi = 11/2^-$ a 80keV); a partir desses estados foi possível calcular os estados de quasipartícula usando o programa LINDEN [64]. Os valores obtidos para os parâmetros são comparados com os *Parâmetros Universais* propostos por Cwiok *et al.* [62], como pode ser visto na Tabela 5.1.

A comparação dos valores obtidos neste cálculo com os resultados experimentais apresentados no Capítulo 4, bem como com os valores obtidos com os *Parâmetros Universais*, pode ser vista na Figura 5.2, aonde pode-se perceber que os resultados obtidos neste trabalho concordam muito bem com os resultados experimentais, enquanto que os resultados obtidos com os *Parâmetros Universais* não conseguem reproduzir sequer o spin e a paridade do estado fundamental do ^{193}Ir . Uma característica interessante que pôde ser percebida nestes cálculos foi que os três níveis estudados são absolutamente insensíveis às correções de emparelhamento; uma

Figura 5.2: Comparação das três primeiras cabeças de banda experimentais do ^{193}Ir com os cálculos feitos usando-se os parâmetros obtidos neste trabalho, bem como com os *Parâmetros Universais* de Cwiok *et al.* [62].

	Energia de Excitação (keV)		
	$3/2^+$	$1/2^+$	$11/2^-$
Sem Correção	0	75	80
Com Correção	0	75	80
Experimental	0	73	80

Tabela 5.2: Comparação entre os resultados obtidos para a energia de excitação dos três primeiros níveis do ^{193}Ir com e sem a correção de emparelhamento e os valores experimentais.

comparação entre os resultados obtidos para as energias de excitação desses três níveis com e sem estas correções e os valores experimentais pode ser vista na Tabela 5.2; este resultado é compatível com a impressão de predominância de características de partícula única, resultante dos valores das razões de mistura multipolar (v. secção 4.4).

Quanto à próxima cabeça de banda encontrada no ^{193}Ir , um estado $7/2^-$ a 299keV , este não é bem representado nas referências encontradas, sendo que a melhor descrição, feita por Drissi [31] usando uma variação do *Interacting Boson-Fermion Model* (IBFM, ou “modelo de interação Bóson-Férmion”), descreve-o com uma energia de excitação ligeiramente abaixo de 1MeV , ao mesmo tempo em que desloca o nível de 80keV para uma energia de excitação ligeiramente superior a 100keV . Neste trabalho, as tentativas de reproduzir este nível não foram bem-sucedidas, com o nível $7/2^-$ sempre aparecendo a uma energia de excitação superior a $1,5\text{MeV}$, bem como qualquer outro nível de partícula única.

Figura 5.3: Comparação das cabeças de banda dos isótopos ímpares de Ir.

5.3 Sistemática dos Isótopos Ímpares de Irídio

Um passo complementar na análise teórica do núcleo de ^{193}Ir foi fazer uma análise sistemática dos isótopos ímpares de Irídio, focando apenas nas cabeças de banda com energia e spin compatíveis com o observável nas medidas de decaimento β^- . O resultado dessa análise pode ser vista na Figura 5.3, onde cada cabeça de banda está associada à sua descrição conforme o modelo de Nilsson ^[65].

Uma análise dessa sistemática mostra que, enquanto as bandas $K_\pi = 3/2+ [402]$ e $K_\pi = 1/2+ [400]$ mantêm um padrão uniforme de comportamento entre os isótopos estudados, a banda $K_\pi = 11/2- [505]$ parece ter um ponto de inflexão exatamente no isótopo de massa 193 e as bandas $K_\pi = 7/2- [523]$ e $K_\pi = 3/2- [411]$ exibem um ponto de inflexão entre os isótopos de massa 189 e 191; isto pode estar associado a uma mudança de forma, de axialmente simétrico nos isótopos mais leves para triaxial nos mais pesados ^[66]. Esta mudança de forma, por sua vez, pode ser responsável pela dificuldade do modelo utilizado em reproduzir a cabeça de banda com spin $7/2^-$, uma vez que este modelo assume um potencial uniformemente deformado para todas as bandas excitadas calculadas.

6 Conclusões

Este trabalho permitiu acrescentar uma grande quantidade de informações ao esquema de níveis do decaimento β^- do ^{193}Os para os estados excitados do ^{193}Ir . Foram adicionadas 28 transições, o que representa um acréscimo de aproximadamente 45% no número de transições conhecidas para este decaimento – 11 destas transições já eram conhecidas de outras reações e 17 são completamente novas. Também foram acrescentados 8 níveis excitados ao esquema de decaimento, sendo 3 conhecidos por outras reações e 5 completamente novos. Além disso, foi possível confirmar a suspeita encontrada nas duas últimas compilações ^[8, 55] de que os níveis a 848,93keV e 849,093keV são o mesmo; também foi possível confirmar a existência do nível excitado a 806,9keV, inferido na última compilação ^[8].

A análise de correlação angular direcional permitiu a definição do spin do nível excitado a 874keV como 5/2 e mostrou uma probabilidade de 79% do nível a 1078keV ter spin 5/2, além de restringir as possibilidades de spin para o nível novo a 960keV para duas (1/2 ou 3/2). Também foi possível determinar a razão de mistura multipolar (δ_{L_{n+1}/L_n}) para 43 transições, sendo 19 pela primeira vez e praticamente todas as restantes com precisão melhor que a encontrada na literatura.

Finalmente, foi feita uma tentativa de compreender o núcleo através de um modelo teórico do tipo partícula única com interações residuais de emparelhamento; este cálculo reproduziu o estado fundamental ($3/2^+$) e os dois primeiros estados excitados do ^{193}Ir , um $1/2^+$ a 73 e um $11/2^-$ a 80keV.

APÊNDICE A – Conceitos Básicos sobre o Decaimento β

O decaimento β é o processo pelo qual um núcleo emite um elétron (ou um pósitron, no caso do decaimento β^+); o decaimento β^- pode, dessa forma, ser escrito como:

$${}^A_Z Z \rightarrow {}^A_{Z-1} (Z+1) + e^- + \bar{\nu}_e \quad (\text{A.1})$$

onde $\bar{\nu}_e$ é um antineutrino eletrónico.

Os aspectos da teoria referente ao decaimento β são bastante complexos, e podem ser encontrados em diversos livros de Física Nuclear, como ^[67, 68]; aqui somente serão apresentados os aspectos específicos mais relevantes ao presente trabalho, em especial uma breve introdução ao $\log ft$, também conhecido como *meia-vida comparativa*.

A.1 Transições Permitidas e Proibidas

Na formulação proposta por Fermi^[69], tem-se que a taxa de transição λ é dada por:

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} |V_{fi}|^2 \rho(E_f) \quad (\text{A.2})$$

onde V_{fi} é o elemento de matriz de interação entre os estados inicial i e final f e $\rho(E_f)$ é a densidade de estados finais (número de estados por unidade de energia).

Fazendo-se uma série de simplificações, chega-se a

$$\lambda(p, q) = \frac{2\pi}{\hbar} G^2 \left| \int e^{-\frac{i(\vec{p} + \vec{q}) \cdot \vec{r}}{\hbar}} \Psi_f^*(\vec{r}) \Psi_i(\vec{r}) dV \right|^2 \frac{(4\pi)^2 p^2 dp q^2 dq}{(2\pi\hbar)^6 dE_f} \quad (\text{A.3})$$

onde G é a constante de acoplamento da interação fraca, $\vec{p}$ e $\vec{q}$ são os momentos do elétron e do antineutrino, respectivamente, e p e q seus módulos.

Agora, expandindo o termo $e^{-\frac{i(\vec{p}+\vec{q})\cdot\vec{r}}{\hbar}}$ através de uma série de Taylor, tem-se:

$$e^{-\frac{i(\vec{p}+\vec{q})\cdot\vec{r}}{\hbar}} = 1 - \frac{i(\vec{p}+\vec{q})\cdot\vec{r}}{\hbar} + \dots \quad (\text{A.4})$$

Quando o termo $\frac{i(\vec{p}+\vec{q})\cdot\vec{r}}{\hbar}$ pode ser desprezado, a expansão reduz-se à unidade, e mantém-se apenas o termo correspondente a uma onda S , ou seja, a emissão de um elétron com momento orbital $l = 0$ – esta aproximação dá origem às chamadas *transições permitidas*; quando esta aproximação não for aplicável e os termos de ordem maior tiverem que ser levados em consideração, tem-se as *transições proibidas*, aonde emite-se um elétron com $l \neq 0$.

A.2 $O \log ft$

Levando-se adiante a simplificação feita na secção A.1, pode-se chegar a ^[67]:

$$\lambda(p) = \frac{G^2 |M_{fi}|^2}{2\pi^2 \hbar^7 c^3} (Q - T_e)^2 p^2 F(Z', p) dp \quad (\text{A.5})$$

onde $\lambda(p)$ é a integral de $\lambda(p, q)$ sobre todos os valores possíveis para o momento do antineutrino q , $|M_{fi}|$ é o elemento de matriz nuclear para os estados inicial i e final f , Q é a energia total liberada no decaimento, T_e a energia cinética do elétron e $F(Z', p)$ é a chamada *função de Fermi*, que leva em consideração os efeitos do campo Coulombiano nuclear sobre a função de onda do elétron, e é dada por:

$$F(Z', p) \approx \frac{2\pi\eta}{1 - e^{-2\pi\eta}} \quad (\text{A.6})$$

com

$$\eta = \frac{Z' e^2 m_e}{4\pi\epsilon_0 \hbar p} \quad (\text{A.7})$$

sendo Z' o número atômico do núcleo-filho. Integrando-se a equação A.5 sobre todos os valores possíveis de p , chega-se à taxa de transição total:

$$\lambda = \frac{G^2 |M_{fi}|^2}{2\pi^2 \hbar^7 c^3} \int_0^{p_{max}} (Q - T_e)^2 p^2 F(Z', p) dp \quad (\text{A.8})$$

Agora, se a energia máxima do elétron é dada por $E_0 = Q + m_e c^2$, pode-se escrever $(Q -$

$T_e) = (E_0 - E_e)$, onde E_e é a energia total do elétron. Definindo-se então a função adimensional conhecida como *integral de Fermi*

$$f(Z', E_0) = \frac{1}{m_e^5 c^7} \int_0^{p_{max}} (E_0 - E_e)^2 p^2 F(Z', p) dp \quad (\text{A.9})$$

tem-se que

$$\lambda = \frac{G^2 m_e^5 c^4 |M_{fi}|^2}{2\pi^2 \hbar^7 c^3} f(Z', E_0) \quad (\text{A.10})$$

ou, em termos da meia-vida $t_{1/2} (= \ln 2 / \lambda)$,

$$f(Z', E_0) t_{1/2} = \frac{2 \ln 2 \pi^2 \hbar^7 c^3}{G^2 m_e^5 c^4 |M_{fi}|^2} \quad (\text{A.11})$$

Agora, como $f(Z', E_0)$ pode ser calculada numericamente para valores de Z' e E_0 de interesse, o valor de $f(Z', E_0) t_{1/2}$ (conhecido simplesmente como *valor ft*) pode ser utilizado para a determinação do valor do elemento de matriz $|M_{fi}|$, se a meia-vida $t_{1/2}$ for conhecida. Por razões práticas, como os valores *ft* variam tipicamente entre 10^3 e 10^{20} , é usual representá-lo na forma de logaritmo decimal, ou seja:

$$\log ft = \log f(Z', E_0) t_{1/2} \quad (\text{A.12})$$

A.3 Considerações Práticas

Como vimos na secção A.1, transições *permitidas* são aquelas em que o elétron é emitido com momento angular $l = 0$; este tipo de transição dá origem a duas possibilidades: caso o elétron e o antineutrino tenham spins antiparalelos, o decaimento carrega spin total $S = 0$, de forma que o spin e a paridade do estado final devem ser idênticos ao do estado inicial ($\Delta I = 0$); caso contrário, se os spins se alinharem paralelamente, tem-se $S = 1$ e $\Delta I = 0, \pm 1$, mas ainda sem mudança de paridade.

No caso de transições em que o elemento de matriz correspondente ao decaimento *permitted* é nulo, a expansão em A.4 deve ser levada até o primeiro termo não-nulo; dessa forma, definem-se as *transições proibidas*, cuja ordem deriva do menor valor de momento angular do elétron para o qual o elemento de matriz não é nulo – ou seja, uma transição com $l = 1$ é chamada de *proibida de primeira ordem*, uma com $l = 2$ é *proibida de segunda ordem* e por aí

Figura A.1: Dependência do $\log ft$ com o tipo de transição β [Meyerhof^[70], 1967 apud Krane^[68], 1988].

Tipo de Decaimento	ΔI	$\Delta \pi$	$\log ft$
Permitida	0,1	não	$5,5 \pm 1,3$
Proibida de 1ª ordem	0,1,2	sim	$8,0 \pm 2,5$
Proibida de 2ª ordem	2,3	não	~ 12

Tabela A.1: Características de alguns tipos de transição β ^[33].

adiante.

Um levantamento feito a partir de uma sistemática de valores do $\log ft$ obtidos experimentalmente para cada tipo de transição, que pode ser vista na Figura A.1 [Meyerhof^[70], 1967 apud Krane^[68], 1988], mostra que há uma relação perceptível entre o valor do $\log ft$ e o tipo de transição; esta relação é sintetizada, juntamente com as regras de seleção aplicáveis a cada tipo de transição, na Tabela A.1¹.

¹As faixas de valores de $\log ft$ para cada tipo de transição são aproximadas, variando de acordo com a referência; uma outra sistemática, que propõe valores um tanto diferentes dos aqui apresentados, pode ser encontrada em ^[71].

APÊNDICE B – Obtenção de I_γ em Medidas com Sistemas Multidetectors

A obtenção de valores de intensidade de transições γ a partir de dados obtidos com sistemas com múltiplos detectores operando em modo coincidência requer uma série de cuidados, uma vez que a amplitude dos picos bidimensionais verificados depende não só das intensidades das duas transições envolvidas como também de uma série de outros parâmetros. Dessa forma, aqui são detalhados dois procedimentos para a obtenção destes valores, um analisando simplesmente a coincidência $\gamma\gamma^1$, e outro usando a análise de correlação angular.

B.1 Análise via medidas de coincidência

Assuma-se dois detectores infinitesimais, 1 e 2, que formam um ângulo θ entre seus eixos de simetria, e dois fótons, γ_a e γ_b , emitidos em rápida sucessão pelo núcleo (ou seja, uma *cascata* $\gamma_a\gamma_b$). A fonte radioativa está situada na origem do sistema de coordenadas e os fótons foram emitidos dentro de elementos de ângulo sólido $d\Omega_a$ e $d\Omega_b$. Assim sendo, o número de coincidências detectadas é:

$$dN(\phi_{ab}) = Sy_{ab} \left[\frac{d\Omega_a}{4\pi} \frac{d\Omega_b}{4\pi} W(\phi_{ab}) \right] \varepsilon^1(E_a, \Omega_a) \varepsilon^2(E_b, \Omega_b) \quad (\text{B.1})$$

onde ϕ_{ab} é o ângulo plano entre os elementos de ângulo sólido $d\Omega_a \equiv (\vartheta_a, \varphi_a)$ e $d\Omega_b \equiv (\vartheta_b, \varphi_b)$ com ϑ, φ representando ângulos em coordenadas esféricas. O termo entre colchetes é a probabilidade de emissão dos fótons γ_a e γ_b dentro dos elementos de ângulo sólido correspondentes; ε^1 e ε^2 são as eficiências de fotopico dos detectores 1 e 2, respectivamente; S é o número de desintegrações ocorrida durante o tempo de medida; e y_{ab} é a probabilidade de emissão da cascata $\gamma_a\gamma_b$ por desintegração. $W(\phi_{ab})$ pode ser expressa como:

¹ Este trabalho foi apresentado, juntamente com medidas experimentais para a sua validação usando duas transições do de ^{152}Eu e uma do ^{133}Ba , em ^[72]

$$W(\phi_{ab}) = 1 + A_{22}P_2(\cos \phi_{ab}) + A_{44}P_4(\cos \phi_{ab}) \quad (\text{B.2})$$

onde P_k são os Polinômios de Legendre de ordem k , com coeficientes A_{kk} . Como pode-se perceber, essa é a função correlação angular, truncada na 4ª ordem por motivos de sensibilidade experimental, normalizada e (ainda) não afetada por efeitos de ângulo sólido. Passando então para detectores de tamanho finito, o número de coincidências detectadas passa a ser:

$$N_{ab}(\theta^{12}) = \int dN(\phi_{ab}) = Sy_{ab} \iint \frac{d\Omega_a}{4\pi} \frac{d\Omega_b}{4\pi} W(\phi_{ab}) \varepsilon^1(E_a, \Omega_a) \varepsilon^2(E_b, \Omega_b) \quad (\text{B.3})$$

Aqui, θ é um ângulo de referência, por exemplo o ângulo entre os eixos de simetria dos detectores. Explicitando $W(\phi_{ab})$, tem-se:

$$N_{ab}(\theta^{12}) = Sy_{ab} \sum_{k \text{ par}=0}^4 A_{kk} \times \iint \frac{d\Omega_a}{4\pi} \frac{d\Omega_b}{4\pi} \varepsilon^1(E_a, \Omega_a) \varepsilon^2(E_b, \Omega_b) P_k(\cos \phi_{ab}) \quad (\text{B.4})$$

com $A_{00} = 1$. Fatorando o termo de ordem zero:

$$N_{ab}(\theta^{12}) = \alpha \left[1 + \sum_{k \text{ par}=2}^4 A_{kk} F_k(\theta^{12}) \right] = \alpha \omega_{ab}(\theta^{12}) \quad (\text{B.5})$$

com

$$\alpha = Sy_{ab} \int \frac{d\Omega_a}{4\pi} \varepsilon^1(E_a, \Omega_a) \int \frac{d\Omega_b}{4\pi} \varepsilon^2(E_b, \Omega_b) = Sy_{ab} \varepsilon^1(E_a) \varepsilon^2(E_b) \quad (\text{B.6})$$

e

$$\omega_{ab}(\theta) = 1 + A_{22}Q_{22}P_2(\cos \theta) + A_{44}Q_{44}P_4(\cos \theta) \quad (\text{B.7})$$

onde deve-se notar que agora $\varepsilon^n(E_i)$ é a eficiência absoluta do n -ésimo detector para a energia E_i . Q_{kk} são os coeficientes de correção de ângulo sólido que levam em conta a atenuação da função correlação angular devida ao tamanho finito dos detectores. Das equações 5-7, pode-se depreender que o número de coincidências detectadas é proporcional ao produto da eficiência total pela função correlação angular. generalizando para vários detectores e explicitando y_{ab} , N pode ser escrita como:

$$N_{ab}^{tot} = \sum_{(ij)=1}^L N_{ab}(\theta^{ij}) = SI_a br_b \sum_{(ij)=1}^L \varepsilon^i(E_a) \varepsilon^j(E_b) \omega_{ab}(\theta^{ij}) \quad (\text{B.8})$$

onde ij é o par de detectores, θ^{ij} é o ângulo entre os eixos de simetria dos detectores, I^a é a probabilidade de emissão do fóton γ_a e br_b é a taxa de ramificação (“branching ratio”) normalizada do fóton γ_b .

Para eliminar a influência de parâmetros como a atividade da fonte e o tempo real de aquisição, que nem sempre são bem controlados em medidas de multidetecção, pode-se usar duas cascatas γ - γ com uma transição em comum; dessa forma, a razão entre as coincidências detectadas em todos os pares de detectores para as duas cascatas é:

$$\frac{N_{ab}^{tot}}{N_{cb}^{tot}} = \frac{SI_a br_b \sum_{(ij)=1}^L \varepsilon^i(E_a) \varepsilon^j(E_b) \omega_{ab}(\theta^{ij})}{SI_c br_b \sum_{(ij)=1}^L \varepsilon^i(E_c) \varepsilon^j(E_b) \omega_{cb}(\theta^{ij})} = \frac{I_a \sum_{(ij)=1}^L \varepsilon^i(E_a) \varepsilon^j(E_b) \omega_{ab}(\theta^{ij})}{I_c \sum_{(ij)=1}^L \varepsilon^i(E_c) \varepsilon^j(E_b) \omega_{cb}(\theta^{ij})} \quad (\text{B.9})$$

Agora, se os ângulos formados pelos detectores cobrissem de maneira uniforme todo um quadrante ao redor da fonte, como $\omega(\theta)$ é normalizada e redutível a um quadrante, teríamos que $\omega(\theta) \equiv 1$. Assim sendo, em um caso real, toma-se a aproximação:

$$\frac{\sum_{(ij)=1}^L \varepsilon^i(E_a) \varepsilon^j(E_b) \omega_{ab}(\theta^{ij})}{\sum_{(ij)=1}^L \varepsilon^i(E_c) \varepsilon^j(E_b) \omega_{cb}(\theta^{ij})} \approx \frac{\sum_{(ij)=1}^L \varepsilon^i(E_a) \varepsilon^j(E_b)}{\sum_{(ij)=1}^L \varepsilon^i(E_c) \varepsilon^j(E_b)} \quad (\text{B.10})$$

e, dessa forma, tem-se que a intensidade da transição γ_b é dada por:

$$I_a = I_c \frac{N_{ab}^{tot} \sum_{(ij)=1}^L \varepsilon^i(E_c) \varepsilon^j(E_b)}{N_{cb}^{tot} \sum_{(ij)=1}^L \varepsilon^i(E_a) \varepsilon^j(E_b)} \quad (\text{B.11})$$

Vale ressaltar que esta aproximação foi testada experimentalmente em ^[72], empregando-se o mesmo arranjo utilizado no presente trabalho, para três transições provenientes de fontes padrão de ¹⁵²Eu e ¹³³Ba, e os resultados obtidos foram absolutamente compatíveis com os encontrados na referência ^[39].

B.2 Análise via medidas de correlação angular direcional

No procedimento de ajuste da função de correlação angular, como visto na equação 2.2 (página 5), ajustam-se os coeficientes A_{kk} (ou, mais precisamente, a razão de mistura multipolar

δ de uma das transições envolvidas) e um parâmetro de normalização α , análogo ao descrito na equação B.6 acima.

Dessa forma, mais uma vez usando-se duas cascatas com uma transição em comum, tem-se que:

$$I_b = I_c \frac{\alpha(ab)}{\alpha(ac)} \quad (\text{B.12})$$

onde $\alpha(ab)$ e $\alpha(ac)$ são os parâmetros de normalização obtidos no ajuste da função correlação angular das cascatas $\gamma_a\text{-}\gamma_b$ e $\gamma_a\text{-}\gamma_c$, respectivamente. Note-se que desta vez não é necessária qualquer aproximação, uma vez que as funções correlação angular de cada cascata são explicitamente levadas em consideração nos ajustes.

APÊNDICE C – Calibrações dos Sistemas Detectores

C.1 Espectroscopia γ

As curvas de ajuste em energia e eficiência do sistema detector empregado nas medidas de espectroscopia γ podem ser vistas na Figura C.1. Para a calibração em energia, foram usadas fontes padrão de ^{60}Co , ^{133}Ba , ^{137}Cs e ^{152}Eu ; já para a calibração em eficiência, além de fontes de ^{152}Eu e ^{133}Ba , também foram utilizadas as transições de 107, 252, 289, 321, 362, 441, 461 e 533keV das próprias fontes de ^{193}Ir .

Figura C.1: Curvas de calibração em energia (à esquerda) e eficiência (à direita) do detector utilizado nas medidas de espectroscopia γ .

C.2 Aquisição Multiparamétrica

C.2.1 Calibração dos detectores

As curvas de calibração em energia e eficiência dos quatro detectores empregados nas medidas de coincidência e correlação angular podem ser vistas nas Figuras C.2 e C.3; aqui foram usadas somente fontes-padrão.

Figura C.2: Curva de calibração em energia dos quatro detectores utilizado nas medidas de coincidência e correlação angular $\gamma\gamma$.

Figura C.3: Curva de calibração em eficiência dos quatro detectores utilizado nas medidas de coincidência e correlação angular $\gamma\gamma$.

Figura C.4: Coeficientes de correção de ângulo sólido ajustados para cada um dos quatro detectores utilizados na aquisição multiparamétrica.

C.2.2 Parâmetros de correção de ângulo sólido

Os parâmetros de correção de ângulo sólido (Q_{kk} , descritos na secção 3.3.3) foram calculados individualmente para cada detector utilizando-se uma simulação tipo Monte Carlo ^[48]; os resultados podem ser vistos na Figura C.4.

C.2.3 Fatores de tempo morto

Os fatores de tempo morto, descritos na equação 3.11 (secção 3.3.5), foram obtidos efetuando-se o procedimento de ajuste da função de correlação angular para cascatas bem conhecidas da fonte padrão de ^{152}Eu , com a diferença de que foram utilizados os valores de mistura multipolar das transições obtidos na literatura ^[54] e ajustados os valores dos três parâmetros de tempo morto (p_1 , p_2 e p_3).

As cascatas utilizadas para isto foram: $244\text{keV} \times 867\text{keV}$, $244\text{keV} \times 1212\text{keV}$, $344\text{keV} \times 411\text{keV}$ e $344\text{keV} \times 778\text{keV}$; todas foram ajustadas simultaneamente, e os valores obtidos nestes ajustes são mostrados na tabela C.1 – os ajustes podem ser visualizados na Figura C.5.

Parâmetro	Valor
p1	0,938 (6)
p2	1,028 (7)
p3	0,963 (6)

Tabela C.1: Parâmetros de tempo morto determinados para o sistema de aquisição multiparamétrica.

Figura C.5: Ajustes das correlações angulares das cascatas da fonte-padrão de ^{152}Eu utilizadas na determinação dos parâmetros de tempo morto do sistema multidetector.

APÊNDICE D – Ajustes da Função de Correlação Angular Direcional

A seguir são apresentadas as figuras dos ajustes utilizados para a obtenção dos valores da mistura multipolar (δ) das transições entre níveis com spin definido, separadas por transição (em ordem crescente de energia). A respeito destes gráficos, veja-se a discussão na secção 3.3.6.

Figura D.1: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 96,948keV.

Figura D.2: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 98,79keV.

Figura D.3: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 107,09keV.

Figura D.4: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 135,87keV.

Figura D.5: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 138,911keV.

Figura D.6: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 142,11 keV.

Figura D.7: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 179,95 keV.

Figura D.8: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 181,685keV.

Figura D.9: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 197,45keV.

Figura D.10: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 201,38keV.

Figura D.11: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 218,91keV.

Figura D.12: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 234,514keV.

Figura D.13: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 236,31keV.

Figura D.14: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 251,562keV.

Figura D.15: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 253,30keV.

Figura D.16: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 263,98keV.

Figura D.17: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 280,411keV.

Figura D.18: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 289,26 keV.

Figura D.19: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 314,89 keV.

Figura D.20: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 321,551 keV.

Figura D.21: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 333,236keV.

Figura D.22: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 337,37keV.

Figura D.23: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 350,297keV.

Figura D.24: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 361,80keV.

Figura D.25: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 377,42keV.

Figura D.26: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 378,43keV.

Figura D.27: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 379,26keV.

Figura D.28: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 387,48keV.

Figura D.29: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 420,29keV.

Figura D.30: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 440,96keV.

Figura D.31: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 460,525keV.

Figura D.32: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 482,11keV.

Figura D.33: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 512,35keV.

Figura D.34: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 515,09keV.

Figura D.35: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 532,1keV.

Figura D.36: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 573,25keV.

Figura D.37: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 668,07keV.

Figura D.38: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 710,08keV.

Figura D.39: Ajuste da função de correlação angular para as cascatas utilizadas para a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 735,43keV.

Referências Bibliográficas

- 1 BEZAKOVA, E. et al. Electromagnetic properties of low-excitation states in ^{191}Ir and ^{193}Ir and suppersimmetry schemes. *Nucl. Phys. A*, v. 669, p. 241–265, 2000.
- 2 MCGOWAN, F. K. et al. Test of the triaxial rotor model and the interacting boson-fermion approximation model description of collective states in ^{193}Ir . *Phys. Rev. C*, v. 35, n. 3, p. 968–976, 1987.
- 3 STUCHBERY, A. E. Magnetic properties of rotational states in the pseudo-Nilsson model. *Nucl. Phys. A*, v. 700, p. 83–116, 2002.
- 4 STUCHBERY, A. E. Magnetic behaviour in the pseudo-Nilsson model. *Journ. Phys. G*, v. 25, p. 611–615, 1999.
- 5 ROUSSIÈRE, B. et al. Properties of the low-lying levels in the transitional Ir and Au nuclei. *Phys. Atom. Nucl.*, v. 64, n. 6, p. 1048–1054, 2001.
- 6 MARNADA, N. et al. γ -ray emission probabilities of ^{193}Os . *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A*, v. 480, p. 591–597, 2002.
- 7 PRICE, R. H.; JOHNS, M. W. Energy levels in ^{193}Ir . *Nucl. Phys. A*, v. 187, p. 641–671, 1972.
- 8 ACHTERBERG, E. et al. Nuclear data sheets for A= 193. *Nucl. Data Sheets*, v. 107, p. 1–224, 2006.
- 9 LIDE, D. R. (Ed.). *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. 75. ed. Boca Raton: CRC Press, 1994.
- 10 TULI, J. K. *Nuclear Wallet Cards*. New York, 2000. Disponível em: <<http://www-nds.iaea.or.at>>.
- 11 ZINGG, E. The isobaric pairs Cd-In, In-Sn, Sb-Te, Re-Os. *Helv. Phys. Acta*, v. 13, p. 219–258, 1940.
- 12 SEABORG, G. T.; FRIEDLANDER, G. Radioactive isotopes of Osmium. *Phys. Rev.*, v. 59, p. 400–400, 1941.
- 13 GOODMAN, L. J.; POOL, M. L. Radioactive isotopes of Re, Os, and Ir. *Phys. Rev.*, v. 71, p. 288–293, 1947.
- 14 KATZIN, L. I.; POBERESKIN, M. The isotopes Os^{185} and Os^{193} . *Phys. Rev.*, v. 74, n. 3, p. 264–267, 1948.

- 15 MANDEVILLE, C. E.; SCHERB, M. V.; KEIGHTON, W. B. A study of the radiations from Coulombium (95), Rhenium (188), Osmium (191), and Osmium (193). *Phys. Rev.*, v. 74, p. 888–893, 1948.
- 16 BUNKER, M. E.; CANADA, R.; MITCHELL, A. C. G. Radiations from Os^{185} , Os^{191} , and Os^{193} . *Phys. Rev.*, v. 79, n. 4, p. 610–614, 1950.
- 17 SWAN, J. B.; HILL, R. D. Radioisotopes of Osmium. *Phys. Rev.*, v. 8, n. 4, p. 831–835, 1952.
- 18 CORK, J. M. et al. The radioactive decay of Cs^{134} , Os^{185} , Os^{191} , and Os^{193} . *Phys. Rev.*, v. 90, n. 3, p. 444–447, 1953.
- 19 WAARD, H. de. The decay of ^{193}Os . *Physica*, v. 20, p. 41–43, 1954.
- 20 HEYDENBURG, N. P.; TEMMER, G. M. Coulomb excitation of heavy and medium heavy nuclei by alpha particles, II. *Phys. Rev.*, v. 93, p. 906–907, 1954.
- 21 DAVIS, R. H. et al. Coulomb excitation of elements of medium and heavy mass. *Phys. Rev.*, v. 103, p. 1801–1811, 1956.
- 22 BOEHM, F.; MARMIER, P. Isomer in Iridium-193. *Phys. Rev.*, v. 105, n. 3, p. 974–976, 1957.
- 23 DUBEY, V. S. et al. Radiations of Osmium-193 and Osmium-191. *Phys. Rev.*, v. 111, n. 3, p. 920–924, 1958.
- 24 MCGOWAN, F. K.; STELSON, P. H. Yields, angular distributions, and polarization of gamma rays from Coulomb excitation. *Phys. Rev.*, v. 109, n. 3, p. 901–916, 1958.
- 25 AGIN, G. P. et al. Decay of Os^{193} to Ir^{193} . *Phys. Rev.*, v. 164, n. 4, p. 1495–1502, 1967.
- 26 AVIDA, R. et al. The excited states of ^{193}Ir populated by the beta decay of ^{193}Os . *Nucl. Phys. A*, v. 114, p. 365–376, 1968.
- 27 COTHERN, C. R. et al. Beta decay of Os^{193} to levels in Ir^{193} . *Phys. Rev.*, v. 182, n. 4, p. 1286–1303, 1969.
- 28 BADICA, T. et al. Angular correlation and lifetime measurements in ^{193}Ir . *Rev. Roum. Phys.*, v. 14, p. 471–479, 1969.
- 29 BERG, V.; MALMSKOG, S. G. The level structure in ^{193}Ir . *Nucl. Phys. A*, v. 143, p. 177–201, 1970.
- 30 KRANE, K. S.; STEYERT, W. A. Nuclear orientation studies of ^{187}W and $^{185,191,193}\text{Os}$. *Phys. Rev. C*, v. 7, n. 4, p. 1555–1563, 1973.
- 31 DRISSI, S. E. Geometric and algebraic descriptions of the ^{193}Ir nucleus. *Nucl. Phys. A*, n. 621, p. 655–688, 1997.
- 32 FRAUENFELDER, H.; STEFFEN, R. M. Angular distribution of nuclear radiation: part A, angular correlations. In: SIEGBAHN, K. (Ed.). *Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, vol.2*. Amsterdam: North-Holland, 1965. p. 997–1198.

- 33 PESSOA, E. F.; COUTINHO, F. A. B.; SALA, O. *Introdução à Física Nuclear*. São Paulo: McGraw-Hill do Brasil, 1978.
- 34 FERENTZ, M.; ROSENZWEIG, N. Table of angular correlation coefficients. In: SIEGBAHN, K. (Ed.). *Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy*, vol.2. Amsterdam: North-Holland, 1965. p. 1687–1690.
- 35 MUGHABGHAB, S. F.; DIVADEENAM, M.; HOLDEN, N. E. *Neutron Cross Sections from Neutron Resonance Parameters and Thermal Cross Sections*. London: Academic Press, 1981.
- 36 AUDI, G. et al. NUBASE evaluation of nuclear and decay properties. *Nucl. Phys. A*, v. 624, p. 1–124, 1991.
- 37 U. S. NIM COMMITTEE. *Standard NIM Instrumentation System*. Springfield, 1990.
- 38 GOUFFON, P. *Manual do Programa IDEFIX*. São Paulo, 1987.
- 39 CO-ORDINATED RESEARCH IAEA PROGRAMME. *X-ray and Gamma-ray Standards for Detector Calibration*. Vienna, 1991. Disponível em: <<http://www-nds.iaea.org/reports-new/tecdocs/iaea-tecdoc-0619.pdf>>.
- 40 KNOLL, G. F. *Radiation Detection and Measurement*. 2nd. ed. New York: Wiley, 1989.
- 41 HELENE, O. A. M.; VANIN, V. R. *Tratamento Estatístico de Dados em Física Experimental*. 2nd. ed. São Paulo: Edgard Blücher, 1991.
- 42 ZEVALLOS-CHÁVEZ, J. Y. et al. Study of the inactive layer of a Germanium detector: experimental and Monte Carlo simulation treatments. In: *INAC 2005: International Nuclear Atlantic Conference*. Santos, SP: [s.n.], 2005.
- 43 LEO, W. R. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Berlin: Springer, 1994.
- 44 GUIMARÃES FILHO, Z. O. *Medidas precisas de energias de transições gama em coincidência: espectroscopia de séries do ^{232}U e ^{233}U* . Dissertação (Mestrado) — Instituto de Física da Universidade de São Paulo, São Paulo, 1998.
- 45 NASCIMENTO, E. do. *comunicação pessoal*. 2005.
- 46 YATES, M. J. L. Finite solid angle corrections. In: SIEGBAHN, K. (Ed.). *Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy*, vol.2. Amsterdam: North-Holland, 1965. p. 1691–1703.
- 47 CAMP, D. R.; VAN LEHN, A. L. Finite solid-angle corrections for Ge(Li) detectors. *Nucl. Instrum. Meth.*, v. 76, p. 192–240, 1969.
- 48 ZEVALLOS-CHÁVEZ, J. Y. *comunicação pessoal*. 2004.
- 49 BARTON, B. J.; TULI, J. K. *Physics analysis programs for nuclear structure evaluation*. [S.l.], 1977. Disponível em: <<http://www.nndc.bnl.gov/nndc/physco/>>.
- 50 BAND, I. M. et al. Dirac-Fock internal conversion coefficients. *At. Data Nucl. Data Tables*, v. 81, p. 1–334, 2002.

- 51 RAMAN, S. et al. How good are the internal conversion coefficients now? *Phys. Rev. C*, v. 66, p. 1–23, 2002.
- 52 GOVE, N. B.; MARTIN, M. J. Log-ft tables for beta decay. *Nucl. Data Tables A*, v. 10, p. 206, 1971.
- 53 GENEZINI, F. A. *Estudo da Estrutura Nuclear do ^{155}Eu* . Tese (Doutorado) — Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, 2004.
- 54 FIRESTONE, R. B. et al. *Table of Isotopes*. 8th. ed. New York: John Wiley and Sons, 1996.
- 55 ARTNA-COHEN, A. Nuclear data sheets for $A = 193$. *Nucl. Data Sheets*, v. 83, p. 921–1132, 1998.
- 56 OLIVEIRA, R. A. A. M. *Análise Estatística de Medidas de Correlação Angular*. Dissertação (Mestrado) — Instituto de Física da Universidade de São Paulo, São Paulo, 1986.
- 57 BERKES, I. et al. The static electromagnetic moments of $^{193}\text{Os}_{GS}$. *Journ. Phys. G*, v. 11, p. 287–297, 1985.
- 58 BOHR, N.; KALCKAR, F. On the transmutation of atomic nuclei by impact of material particles. I. General theoretical remarks. *Mat. Fys. Medd. Den. Vid. Selsk.*, v. 14, p. 10–50, 1937.
- 59 BLATT, J. M.; WEISSKOPF, V. F. *Theoretical Nuclear Physics*. New York: Springer-Verlag, 1979.
- 60 PASHKEVICH, V. V. On the asymmetric deformation of fissioning nuclei. *Nucl. Phys. A*, v. 169, p. 275–293, 1971.
- 61 WOODS, R. D.; SAXON, D. S. Diffuse surface optical model for nucleon-nuclei scattering. *Phys. Rev.*, v. 95, p. 577–578, 1954.
- 62 CWIOK, S. et al. 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. 377–399, 1987.
- 63 LOJEWSKI, Z. et al. Mean square radii of nuclei calculated with the Woods-Saxon potential. *Phys. Rev. C*, v. 51, p. 601–605, 1995.
- 64 RODRÍGUEZ, O. et al. LINDEN: Code for level density calculations of deformed nuclei using Lipkin-Nogami projectors in the BCS approach. *Comput. Phys. Commun.*, v. 137, p. 405–414, 2001.
- 65 NILSSON, S. G. Binding states of individual nucleons in strongly deformed nuclei. *Dan. Mat. Fys. Medd.*, v. 29, n. 16, p. 1–69, 1955.
- 66 ARIAS, J. M.; ALONSO, C. E.; LOZANO, M. Test of the proton-neutron interacting boson-fermion model in the region around $A=190$. *Phys. Rev. C*, v. 33, n. 4, p. 1482–1495, 1986.
- 67 CHUNG, K. C. *Introdução à Física Nuclear*. Rio de Janeiro: EDUERJ, 2001.

-
- 68 KRANE, K. S. *Introductory Nuclear Physics*. New York: John Wiley, 1988.
- 69 FERMI, E. A theory of β -rays. *Zeits. f. Physik*, v. 88, p. 161–177, 1934.
- 70 MEYERHOF, W. *Elements of Nuclear Physics*. New York: McGraw-Hill, 1967.
- 71 RAMAN, S.; GOVE, N. B. Rules for spin and parity assignments based on $\log ft$ values. *Phys. Rev. C*, v. 7, p. 1995–2009, 1973.
- 72 GENEZINI, F. A. et al. Analysis of multiparametric coincidence measurements with N detectors. In: *XXVIII Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil*. Guarujá, SP: [s.n.], 2005.