

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

ESPECTROSCOPIA GAMA
E CORRELAÇÃO ANGULAR
GAMA-GAMA EM ^{194}Pt

Ricardo Roberto Plaza Teixeira

ORIENTADOR: Prof. Dr. Iuda Dawid Goldman vel Lejbman

TESE DE DOUTORAMENTO
submetida ao
Instituto de Física da
Universidade de São Paulo

BANCA EXAMINADORA:

Prof. Dr. Celso Luiz Lima (IFUSP)
Prof. Dr. Edgardo Browne (LBNL)
Prof. Dr. Iuda Dawid Goldman vel Lejbman (IFUSP)
Prof. Dr. Rajendra N. Saxena (IPEN)
Prof. Dr. Roberto V. Ribas (IFUSP)

SBI-IFUSP



305M810T2445

Sã
1990

INSTITUTO DE FÍSICA

Serviço de Biblioteca e Informação

Tombo: 2445

537.552
T266e
D
ex 1

Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Teixeira, Ricardo Roberto Plaza
Espectroscopia gama e correlação angular
gama-gama em ^{194}Pt . São Paulo, 1996.

Tese (Doutorado) - Universidade de São Paulo.
Instituto de Física. Departamento de Física Experimental.
Área de Concentração: Física Nuclear
Orientador: Prof. Dr. Iuda Dawid Goldman vel Lejbman

Unitermos: 1. Espectroscopia gama; 2. Níveis de
 ^{194}Pt ; 3. Decaimento de ^{194}Au ; 4. Modelo coletivo;
5. Correlação angular gama-gama.

USP/IF/SBI - 14/96

Aos meus sobrinhos (P=75%), ou será que são sobrinhas? (P=25%), que estão vindo ...

É preciso amar as pessoas como se não houvesse amanhã,
Porque se você parar para pensar, na verdade não há.

Legião Urbana

AGRADECIMENTOS

Gostaria de agradecer às pessoas que colaboraram com a tarefa de realizar este trabalho.

Ao Professor Iuda Dawid Goldman vel Lejbman pela orientação desde o mestrado até o doutoramento, pela responsabilidade na minha formação científica e pela amizade.

Ao Professor Manoel Tiago Freitas da Cruz pela ajuda inestimável para que o presente trabalho pudesse existir.

Aos Professores A.O.Machiavelli, I.Yang Lee e E.B.Norman, do Lawrence Berkeley Laboratory, que tornaram viável a aquisição de dados em coincidência no HERA.

Ao Professor Garabed Kenchian pela ajuda sempre presente em toda a parte computacional da análise estatística.

Ao Professor Edgardo Browne pelas observações críticas importantes na compreensão dos resultados do esquema de decaimento.

Ao Professor José Roberto Brandão de Oliveira, pela colaboração com os programas de análise de dados do HERA.

Ao Rodrigo M. de Oliveira pelo auxílio fundamental no experimento de espectroscopia simples.

Ao Reinaldo Guarino, pela ajuda com editores e micros.

Aos Professores Paulo R. Pascholati, Otaviano A. M. Helene, Vito R. Vanin e Marcos N. Martins que contribuíram de diversas formas, sobretudo esclarecendo muitas dúvidas.

Aos Professores J. Max Cohenca e Philippe Gouffon e ao Fabio Becherini pela ajuda frequente nas dúvidas com o computador VAX do IFUSP.

Aos funcionários do Acelerador Cíclotron do IPEN pela produção da fonte.

A Vera Beatriz Canteiro, secretária do LAL, pelo profissionalismo no seu trabalho.

Ao André L. Lapolli pelo fornecimento da platina que foi irradiada.

A Rita Teresa dos Santos pelo suporte necessário no Laboratório de Química.

Aos funcionários da Biblioteca do IFUSP pela ajuda nas consultas bibliográficas.

Aos meus colegas do LAL, Paulo Siqueira, Paulo Rios, Pacheco, Takiya, Maurício Tavares, David, Johnny, Maria Lucia, Marlete, Ricardo Barbosa, Marcos Amaku, Ruy, Ana Cecília, Zulmira, Shan, Rogério, Rodrigo de Carvalho, Sebastião, Ângela, Marcelo Filadelfo, Militão, Luciana, Renato Furno, Fábio Gerab (GEPA), Wanderley (Plasma), Terremoto, Maurício Moralles, Agostinho e Sônia (IPEN), pelo companheirismo ao longo de todo este tempo.

A todos os meus ex- e atuais colegas e alunos da Poli-Cubatão, do CEFET do Paraná e da Escola Técnica Federal de São Paulo, pela paciência durante o

doutoramento.

Aos meus pais, Wilmes e Cândida, pela incentivo ao estudo desde criança.

Ao meu irmão Roberto, pelos "socorros" sempre que necessários.

À minha irmã Renata, pela revisão desta tese.

Ao CNPq e à FAPESP pelo financiamento concedido.

RESUMO

Foram realizadas medidas de espectroscopia gama simples, de espectroscopia gama-gama em coincidência e de correlação angular para o estudo de ^{194}Pt , a partir do decaimento por β^+ e por captura eletrônica de ^{194}Au .

Foram determinadas, utilizando um cálculo covariante, as energias e as intensidades de 167 transições gama, das quais 31 pela primeira vez: 212 keV, 243 keV, 304 keV, 338 keV, 363 keV, 366 keV, 373 keV, 398 keV, 421 keV, 436 keV, 500 keV, 602 keV, 627 keV, 699 keV, 807 keV, 814 keV, 857 keV, 901 keV, 1121 keV, 1262 keV, 1346 keV, 1388 keV, 1474 keV, 1488 keV, 1535 keV, 1541 keV, 1565 keV, 1665 keV, 1675 keV, 1775 keV e 1780 keV.

O esquema de níveis obtido contém 45 estados; destes estados, 4 foram determinados pela primeira vez: 1373 keV, 1737 keV, 2003 keV e 2140 keV.

Foram determinados os valores para as razões de mistura multipolar $\delta(E2/M1)$ das transições mais intensas utilizando o método de correlação angular direcional gama-gama.

Utilizando elipses de correlação, foi possível determinar ou restringir os valores do spin e/ou paridade de 7 níveis: 1373 keV, 1737 keV, 1778 keV, 1930 keV, 2052 keV, 2134 keV e 2157 keV.

Cálculos usando o formalismo de Kumar e Baranger para a resolução do Hamiltoniano de Bohr foram realizados para o núcleo ^{194}Pt . Foram então determinados níveis e propriedades eletromagnéticas e os resultados, discutidos.

ABSTRACT

Single gamma ray spectroscopy, gamma-gamma spectroscopy and gamma-gamma directional angular correlation have been performed to study the ^{194}Pt , following the β^+ decay and electron capture of ^{194}Au .

We have determined, using covariant calculations, energies and intensities of 167 gamma transitions, 31 of them for the first time: 212 keV, 243 keV, 304 keV, 338 keV, 363 keV, 366 keV, 373 keV, 398 keV, 421 keV, 436 keV, 500 keV, 602 keV, 627 keV, 699 keV, 807 keV, 814 keV, 857 keV, 901 keV, 1121 keV, 1262 keV, 1346 keV, 1388 keV, 1474 keV, 1488 keV, 1535 keV, 1541 keV, 1565 keV, 1665 keV, 1675 keV, 1775 keV e 1780 keV.

The decay scheme contains 45 levels; 4 of these states have been determined for the first time: 1373 keV, 1737 keV, 2003 keV e 2140 keV.

We have also determined values for the multipole mixing ratios $\delta(E2/M1)$ in the case of the strongest transitions, using directional gamma-gamma angular correlation.

With the angular correlation ellipses, it was possible to determine or to restrict the spin and/or parity values of 7 levels: 1373 keV, 1737 keV, 1778 keV, 1930 keV, 2052 keV, 2134 keV e 2157 keV.

Calculations with the Kumar and Baranger formalism have been performed, to solve the Bohr Hamiltonian for the ^{194}Pt . Levels and electromagnetic properties were determined and the results were discussed.

ÍNDICE

1. Introdução	1
2. Espectroscopia gama simples	6
2.1 Preparo da fonte radioativa de ^{194}Au	6
2.2 Sistema de aquisição	8
2.3 Calibrações iniciais	10
2.4 Cálculo covariante da energia das transições gama	12
2.5 Cálculo covariante da intensidade das transições gama	15
3. Espectroscopia gama em coincidência	31
3.1 Preparo da fonte radioativa ^{194}Hg	31
3.2 O sistema de aquisição HERA	32
3.3 Montagem da matriz de coincidências	34
3.4 Resultados e análises	39
4. Esquema de decaimento de ^{194}Pt	55
4.1 Cálculo covariante das intensidades absolutas das transições gama e das intensidades de alimentação beta	55
4.2 Resultados e análise	61
5. Teoria de correlação angular	80
5.1 Transições eletromagnéticas e conversão de elétrons	80
5.2 Correlação angular direcional $\gamma - \gamma$	84
6. Correlação angular experimental em ^{194}Pt	89
6.1 Análise dos ângulos entre detectores	89
6.2 Montagem das matrizes de correlação angular para cada ângulo	90
6.3 Programa de cálculo dos coeficientes de correlação angular	92
6.4 Testes iniciais nos ajustes da função de correlação angular	93
6.5 Resultados e análise	102
7. Cálculos teóricos com o modelo de Kumar-Baranger	124
7.1 Aspectos teóricos gerais	124
7.2 Modelo de Kumar-Baranger	127
7.3 Resultados obtidos para ^{194}Pt	131
8. Conclusões	138
Referências	142

1. INTRODUÇÃO

O nuclídeo ^{194}Pt apresenta um esquema de níveis bastante complexo, com uma quantidade de informações sobre as transições eletromagnéticas entre diferentes níveis bastante grande. Entretanto, certos aspectos do seu comportamento podem ser melhor entendidos devido a algumas peculiaridades apresentadas. As transições eletromagnéticas entre estados excitados dos núcleos dependem de uma interação muito bem conhecida teoricamente que é a interação eletromagnética. No tratamento usual, esta interação é expandida em termos de operadores de característica elétrica ou magnética e associados a multipolos bem definidos, a denominada expansão multipolar. Medidas experimentais de diferentes tipos com nuclídeos radioativos, tais como razões de ramificação e misturas multipolares, permitem a determinação do elemento de matriz da transição ou ao menos de seu valor relativo. Este conhecimento permite inferir a natureza da função de onda de estados e além disso permite realizar comparações com os diferentes modelos nucleares em distintas regiões da tabela de nuclídeos.

O nuclídeo ^{194}Pt apresenta 78 prótons e 116 nêutrons e se encontra na denominada região transicional da tabela de nuclídeos, a região de transição entre nuclídeos com características rotacionais e vibracionais. As informações existentes sobre as transições gama de ^{194}Pt são obtidas de duas formas fundamentais: ou através de espectroscopia fora de linha ou por meio de reações. No caso de utilização de técnicas de espectroscopia estática podemos obter informações por radioatividade dos dois lados: a partir do decaimento β^- do estado fundamental 1^- de ^{194}Ir (meia-vida de 19.15 h) ou do estado meta-estável com spin duvidoso (10, 11) de ^{194}Ir (meia-vida de 171 d) e a partir da captura eletrônica ou do decaimento β^+ do estado fundamental 1^- (meia-vida de 38.02 h) de ^{194}Au . O estado meta-estável de ^{194}Ir , devido ao seu alto spin (10 ou 11), decai diretamente por β^- para apenas dois estados de alto spin de ^{194}Pt (2423 keV e 2438 keV) e não apresenta decaimento gama para outros níveis de menor energia de ^{194}Ir .

É interessante notar que os estados fundamentais dos dois nuclídeos vizinhos têm mesmos spin e paridade (1^-) e têm meias-vidas da mesma ordem de grandeza (19.15 h e 38.02 h). Entretanto, as intensidades do decaimento β no caso de ^{194}Ir são pequenas para as altas energias, tornando mais difícil a obtenção de informações acerca das transições eletromagnéticas. Os nuclídeos vizinhos ^{194}Ir e ^{194}Au são alimentados respectivamente por ^{194}Os (meia-vida de 6 anos) e ^{194}Hg (meia-vida de 520 anos), ambos par-par e com 0^+ como estado fundamental.

O ^{194}Os poderia ser formado a partir de ^{192}Os por meio de dupla captura de nêutrons. Supondo um fluxo realista de 10^{13} nêutrons/s.cm², uma quantidade de 10^{-3} atg produzirá uma atividade de $1\mu\text{Ci}$ após aproximadamente 6 meses.

Foi entretanto escolhida a outra alternativa, ou seja, obter uma fonte de ^{194}Hg a partir da reação $^{197}\text{Au}(p, 4n)^{194}\text{Hg}$ utilizando um feixe de prótons acelerados por um ciclotron. Entretanto, o decaimento $^{194}\text{Hg} \rightarrow ^{194}\text{Au}$ acontece somente por captura eletrônica e tem um valor bastante impreciso para o Q da reação: 40 ± 20 keV (que é portanto um problema experimental ainda em aberto). Como a energia de ligação na camada K é igual neste caso a 83 keV, a captura eletrônica acontece somente a partir da camada L.

Outras possibilidades seriam as reações $^{196}\text{Hg}(p, 3n)^{194}\text{Tl}$ e $^{192}\text{Pt}(\alpha, 2n)^{194}\text{Hg}$; no primeiro caso ^{194}Tl decai para o ^{194}Hg por captura eletrônica e por β^+ , com meia vida de aproximadamente 0.5 hora. Estas reações, entretanto, não são favorecidas em relação à reação escolhida devido à baixa porcentagem isotópica tanto de ^{196}Hg (0.15%) quanto de ^{192}Pt (0.79%).

Uma outra possibilidade para análise seria a reação $^{194}\text{Pt}(\alpha, 4n)^{194}\text{Hg}$, que tem seção de choque equivalente a de $^{197}\text{Au}(p, 4n)^{194}\text{Hg}$ e cuja porcentagem isotópica de ^{194}Pt é significativa (32.9%). Entretanto, o "stopping power" dE/dx é maior para as partículas α , pois é proporcional a Z^2 , sendo Z o número atômico da partícula incidente. Logo, o volume ativado vai ser menor, pois as alfas vão penetrar pouco na amostra.

Analisando a região da tabela de nuclídeos em torno do isótopo ^{194}Pt , podemos perceber um comportamento interessante quanto à razão das energias dos estados 4_1^+ e 2_1^+ . A tabela 1.1 mostra o valor desta razão para diferentes isótopos par-par de Tungstênio, Ósmio, Platina e Mercúrio. Percebe-se claramente que, nesta região, quando A ou Z aumentam, os nuclídeos deixam de ter um comportamento rotacional bastante característico e passam a apresentar um comportamento transicional.

É curioso notar que $^{134}_{56}\text{Ba}_{78}$ e $^{194}_{78}\text{Pt}_{116}$ têm uma estrutura de níveis bastante semelhante, inclusive com meias-vidas comparáveis.

As razões das energias em relação à energia do nível 3_1^+ e as razões de ramificação das transições dos níveis 2_2^+ e 3_1^+ para $^{134}_{56}\text{Ba}_{78}$ e $^{194}_{78}\text{Pt}_{116}$ estão dadas nas tabelas 1.2 e 1.3.

A resultante do conjunto das forças nucleares age no sentido não só de determinar os níveis de energia, mas também as funções de onda, que se manifestam experimentalmente pelas velocidades de transição dos diferentes níveis. Um número de 78 núcleons significa 4 buracos na camada de nêutrons para o Bário e 4 buracos na camada de prótons para a Platina. Os seis prótons de valência do Bário e os 10 buracos de nêutrons de valência no caso da Platina parecem ter uma influência menor. Tomando o nível 3_1^+ como fator de escala, vemos na Tabela 1.2 que os níveis 2_1^+ , 2_2^+ e 4_1^+ estão aproximadamente na mesma proporção.

Enquanto que no Bário, prótons e buracos de nêutrons estão na mesma camada, isto não acontece no caso da Platina. Cálculos utilizando o Hamiltoniano de Bohr segundo o método de Kumar e Baranger mostram que pelo menos deste ponto de vista não há justificativas teóricas para a meia-vida de 80ps do nível 3_1^+ do $^{134}_{56}\text{Ba}_{78}$.

Tabela 1.1 - Razão $\rho = E(4_1^+)/E(2_1^+)$ para diferentes isótopos de Tungstênio, Ósmio, Platina e Mercúrio.

A	${}_{74}W$	${}_{76}Os$	${}_{78}Pt$	${}_{80}Hg$
178	3.24	3.02		
180	3.26	3.10	3.12	
182	3.29	3.16	2.71	
184	3.28	3.20	2.67	
186	3.23	3.17	2.57	2.00
188	3.09	3.08	2.52	2.43
190		2.93	2.49	2.50
192		2.82	2.48	2.50
194			2.47	2.49
196			2.47	2.49
198			2.43	2.55
200				2.57
202				2.55

Tabela 1.2 - Razões $E(J_i^\pi)/E(3_1^+)$ para ${}_{56}^{134}Ba_{78}$ e ${}_{78}^{194}Pt_{116}$.

Nível	${}_{56}^{134}Ba_{78}$	${}_{78}^{194}Pt_{116}$
3_1^+	1	1
2_1^+	0.368	0.355
2_2^+	0.711	0.674
4_1^+	0.853	0.879
4_2^+	1.199	1.333
6_1^+	1.345	1.530
0_2^+	1.072	1.373
5_1^-	1.208	1.489

Tabela 1.3 - Razões de ramificação (em %) das transições que depopulam os níveis 2_2^+ e 3_1^+ para ${}_{56}^{134}Ba_{78}$ e ${}_{78}^{194}Pt_{116}$.

Transições	${}_{56}^{134}Ba_{78}$	${}_{78}^{194}Pt_{116}$
$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$	18	12
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	82	88
$3_1^+ \rightarrow 2_1^+$	58	15.1
$3_1^+ \rightarrow 2_2^+$	41	84
$3_1^+ \rightarrow 4_1^+$	1	0.4

Não existe ainda determinação experimental desta medida para $^{194}_{78}\text{Pt}_{116}$. A energia do estado 2_1^+ do Bário (605 keV) é 1.84 vezes maior que a respectiva energia da Platina (328 keV). Logo, como a velocidade de transição de partícula vai com a quinta potência desta razão, as respectivas meias-vidas dos estados 2_1^+ deveriam estar numa proporção igual a 21.35. Como a meia-vida de 2_1^+ no caso do Bário é 5.2ps, a meia-vida de 2_1^+ para a Platina seria de 111ps; sendo o valor experimental desta meia-vida igual a 45ps, a velocidade de transição é mais rápida que a esperada quando são considerados apenas graus de liberdade de partícula: ^{194}Pt será portanto mais coletivo que ^{134}Ba .

O nuclídeo ^{194}Pt teve um extenso conjunto de trabalhos experimentais de espectroscopia gama a partir do decaimento radioativo de ^{194}Au , dentre os quais podemos destacar as referências [Be64, Be70, Vi72, He74, Ag71b, Ba60, Vy77, Ag71a, Ho81, Si92]. Na última compilação completa dos dados sobre nuclídeos com número de massa igual a 194 da Nuclear Data Sheets [Si89], no que se refere ao decaimento radioativo de ^{194}Au , as informações sobre o isótopo ^{194}Pt são as seguintes: 41 níveis (sendo 1 incerto) e 144 gamas (sendo 9 incertos).

Para 42 transições, foi determinado o módulo da mistura multipolar ou pelo menos foi obtido um limite para este módulo, a partir de dados com elétrons de conversão no decaimento de ^{194}Au . Outras seis transições têm também determinado o sinal da mistura multipolar a partir de experiências de correlação angular gama-gama utilizando como fonte radioativa ^{194}Ir no seu estado fundamental [Cl76]. Todos os valores para estas razões de mistura multipolar aparecem na referência padrão sobre os dados experimentais já consolidados de ^{194}Ir [Si89].

A correlação angular é uma importante técnica de espectroscopia nuclear na determinação do valor da razão de mistura multipolar das transições gama de um núcleo, um observável nuclear que fornece informações úteis acerca da forma como se comporta a função de onda dos diferentes estados nucleares. Como consequência direta da determinação desta mistura multipolar, pode-se determinar ou no mínimo limitar os valores para o spin e a paridade dos níveis nucleares.

O capítulo 2 contém a descrição da experiência de espectroscopia simples e os resultados obtidos para energias e intensidades relativas das transições obtidas. O capítulo 3 apresenta a descrição da experiência de espectroscopia em coincidência, com os respectivos resultados, como por exemplo as relações de coincidência entre diferentes transições do espectro, sobretudo aquelas determinadas no presente trabalho. No capítulo 4 são obtidas as intensidades absolutas das transições e as intensidades de alimentação β e apresentadas as tabelas com os níveis e as transições posicionadas do esquema de decaimento de ^{194}Pt . O capítulo 5 apresenta a expansão do Hamiltoniano de interação para a emissão de radiação eletromagnética e a teoria de correlação angular para cascatas duplas e triplas. O capítulo 6 contém uma descrição da forma como as matrizes de correlação angular foram obtidas e apresenta também os resultados analisados da experiência de correlação angular. O capítulo 7

contém uma análise teórica inicial sobre modelos teóricos e na sua parte final apresenta os resultados calculados para o ^{194}Pt utilizando o modelo de Kumar e Baranger para a resolução do Hamiltoniano de Bohr. O capítulo 8 apresenta as conclusões deste trabalho, além do desenho com o esquema de decaimento determinado.

2. ESPECTROSCOPIA GAMA SIMPLES

2.1 Preparo da fonte radioativa ^{194}Au

Os estados do isótopo ^{194}Pt são alimentados por decaimento β^+ e captura eletrônica do estado fundamental do isótopo ^{194}Au . Como este último tem uma meia-vida relativamente pequena, 39.5 h, as medidas de espectroscopia nuclear simples usando fonte radioativa de ^{194}Au devem ser realizadas nos dias seguintes ao da sua formação.

Os estados do isótopo ^{194}Pt são alimentados também por decaimento β^- do estado fundamental de ^{194}Ir com meia-vida de 19.5 h e do estado meta-estável de ^{194}Ir com meia-vida de 171 dias.

A opção escolhida, para o experimento de espectroscopia simples, foi a alimentação a partir de uma fonte radioativa de ^{194}Au . Esta foi obtida a partir da irradiação de uma folha de platina com prótons. As porcentagens isotópicas da platina natural estão dadas na tabela 2.1. Devido aos vários isótopos de platina presentes, a fonte obtida é na verdade uma mistura de diferentes isótopos radioativos de ouro.

O isótopo ^{198}Au formado a partir da platina-198 pela reação (p,n) decai para o isótopo estável mercúrio-198 e tem também meia-vida da ordem de dias (2.69 dias o estado fundamental 2^- e 2.30 dias o estado meta-estável 12^-). A competição com estados provenientes do decaimento de interesse do ^{194}Au é amenizada devido à menor porcentagem isotópica de ^{198}Pt (cerca de um quarto da porcentagem isotópica de ^{194}Pt), à baixa seção de choque e à pequena meia-vida de ^{198}Au .

O isótopo ^{197}Au formado pela reação $^{198}\text{Pt}(p, 2n)^{197}\text{Au}$ é estável e portanto não causa problemas.

As reações $^{198}\text{Pt}(p, 3n)$ e $^{196}\text{Pt}(p, n)$ formam o isótopo ^{196}Au que tem 2 estados isoméricos (5^+ com meia-vida de 8.2 segundos e 12^- com meia-vida de 9.7 horas) e cujo estado fundamental 2^- com meia-vida de 6.18 dias decai 7% por β^- para o ^{196}Hg que é estável e 93% por captura de elétrons para a ^{196}Pt que também é estável (o decaimento β^+ acontece com pouca abundância, cerca de $5 \times 10^{-5}\%$).

A reação $^{196}\text{Pt}(p, 2n)$ forma ^{195}Au que tem o estado fundamental $3/2^+$ com meia-vida de 186 dias e o estado isomérico $11/2^-$ com meia-vida de 30.5 segundos; este isótopo decai para o isótopo estável ^{195}Pt , produzindo apenas 3 linhas, todas com baixas energias (30, 98 e 129 keV).

As reações $^{196}\text{Pt}(p, 3n)$, $^{195}\text{Pt}(p, 2n)$ e $^{194}\text{Pt}(p, n)$ formam o isótopo de ^{194}Au que decai por captura eletrônica (97%) ou por β^+ (3%) para o ^{194}Pt , alimentando estados excitados de até aproximadamente 2400 keV.

Tabela 2.1 - Porcentagens isotópicas dos diferentes isótopos de platina.

A	Porcentagem isotópica
190	0.01 %
192	0.79 %
194	32.9 %
195	33.8 %
196	25.3 %
198	7.2 %

A reação $^{194}\text{Pt}(p, 2n)$ produz o isótopo ^{193}Au que tem um estado isomérico com meia-vida de 3.9 segundos e o estado fundamental com meia-vida de 17.6 horas, e decai para a platina-193. Esta por sua vez tem um estado meta-estável $13/2^+$ com meia-vida de 4.33 dias e o estado fundamental $1/2^-$ com meia-vida de 60 anos que por fim decai para o estado fundamental $3/2^+$ do ^{193}Ir que é estável.

Os isótopos de ouro com menores valores para A são formados a partir de isótopos de platina com baixas porcentagens isotópicas ($< 1\%$) e a princípio não causam grandes problemas.

Ocorreu também a presença de impurezas na folha inicial de platina, sobretudo de paládio ($Z=46$), que tem as mesmas propriedades químicas da platina e que com a reação (p,n) formou isótopos de prata ($Z=47$) com massas atômicas iguais a 105, 106 e 110.

Foram realizadas duas irradiações no Ciclotron do IPEN.

Em 7/7/92 foi realizado um teste inicial no Ciclotron do IPEN com uma folha de platina de aproximadamente 0.01 cm de espessura e 50 mg de massa. O feixe de prótons de 24MeV com corrente igual a $1\mu\text{A}$ incidiu na folha de platina por 12 minutos, com um total de $0.2\mu\text{Ah}$. Devido à possibilidade de 3 reações para a formação de ^{194}Au , uma análise das seções de choque de cada uma deve ser realizada para quantificar a importância de cada uma. De acordo com a referência [Lo74], a reação $^{194}\text{Pt}(p, n)$ terá seção de choque da ordem de dezenas de mb (sendo $E_p + Q \simeq 20.7\text{MeV}$ ou $Q \simeq -3.3\text{MeV}$), a reação $^{195}\text{Pt}(p, 2n)$ terá seção de choque da ordem de centenas de mb (sendo $E_p + Q \simeq 14.6\text{MeV}$ ou $Q \simeq -9.4\text{MeV}$) e a reação $^{196}\text{Pt}(p, 3n)$ terá seção de choque da ordem de centenas de mb (sendo $E_p + Q \simeq 6.7\text{MeV}$ ou $Q \simeq -17.3\text{MeV}$). Portanto, com prótons de 24MeV as duas últimas reações são as mais relevantes para a fabricação de ^{194}Au .

A segunda irradiação foi realizada em 21/7/92 com uma folha de platina natural com dimensões semelhantes. Esta irradiação durou 1 hora e ocorreu com um feixe de prótons de 10MeV e corrente de $2\mu\text{A}$ (com um total de $2\mu\text{Ah}$). Neste caso, a energia dos prótons praticamente só permite a reação $^{194}\text{Pt}(p, n)$ para a formação de ^{194}Au , como pode-se ver a partir dos valores de Q para as 3 reações: no caso das

duas outras reações o valor de Q fica comparável ou mesmo maior em módulo ao valor da energia dos prótons. A atividade logo após a irradiação era de 350 mRem/h e após 25 horas, quando ela foi liberada, era de 1 mRem/h.

2.2 Sistema de aquisição

O sistema de aquisição de dados do Laboratório do Acelerador Linear (LAL) do IFUSP foi usado com um ganho máximo de 2850 keV e uma região com 8192 canais, compatível com os gamas com maior energia do isótopo de platina-194. O detector utilizado foi o de germânio hiper-puro da EGeG ORTEC (modelo número GE 10175, número de série 24-P-735A) de 2500 V, com volume 50cm^3 e com boa resolução (1.85 keV para os gamas de 1332 keV do cobalto-60). O sinal produzido no detector é amplificado inicialmente pelo seu pré-amplificador e em seguida por um amplificador ORTEC 572 que gera um pulso analógico de voltagem com amplitude proporcional à energia e um pulso lógico denominado "INHIBIT" que identifica a ocorrência de sobreposição de sinais para taxas de contagens extremamente altas, possibilitando a eliminação posterior de empilhamentos. No Conversor Analógico para Digital (CAD) a amplitude de voltagem de pulso em anti-coincidência com os sinais lógicos de empilhamento é convertida em um número inteiro, denominado canal. A eletrônica utilizada é a eletrônica padrão para experiências de espectroscopia simples. Por fim, o sistema estava conectado ao computador PDP-11/84 do LAL. Para a contagem do tempo de aquisição utilizou-se um relógio de tempo vivo CAMAC que descontou o tempo em que o CAD estava ocupado. A interface CAMAC é o dispositivo que fornece o número do canal de forma que o MBD possa reconhecê-lo, fazendo a ligação entre os instrumentos e módulos e o computador PDP. A aquisição foi gerenciada pelo microprocessador programável MBD, utilizando-se para isto o seu canal número 4. O MBD tem a função de recolher dados da interface e transmiti-los ao PDP por acesso direto à sua memória. Foi usado também um sistema anti-compton (BGO) cedido pelo Laboratório Pelletron do IFUSP, com 8 foto-multiplicadoras. Como estes detectores de NaI não aparecem para o ângulo de 0° e para o ângulo 180° , a parte intermediária do patamar Compton se reduz com maior intensidade (aproximadamente de um fator 1/2) do que o começo ou a borda do patamar Compton (aproximadamente de um fator 1/3).

Foram feitas medidas durante uma semana tanto da fonte em si quanto da radiação de fundo da sala de medidas, intermediadas por medidas realizadas com as seguintes fontes de calibração existentes no LAL: ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{133}Ba , ^{152}Eu e ^{207}Bi . Como as medidas das transições gamas foram realizadas na faixa entre 100 keV e 2900 keV, as fontes de calibração foram escolhidas de modo a que os seus fotopicos característicos estivessem espalhados por uma grande parte da faixa de energia

analisada. Foram realizadas quatro séries de medidas da fonte de ^{194}Au levando em consideração a sua meia-vida: 1) 9 medidas de 1 hora, 2) 20 medidas de 1 hora, 3) 35 medidas de 2 horas e 4) 5 medidas de 4 horas, totalizando 119 horas de contagem da fonte em tempo vivo. No início das três primeiras séries foram realizadas medidas do espectro de calibração, com a fonte de ^{194}Au sendo medida com cada uma das seis fontes de calibração. O tempo destas medidas, em cada caso, foi igual a 10 minutos nas realizadas antes da primeira série, a 15 minutos nas realizadas antes da segunda série e a 20 minutos nas realizadas antes da terceira série. Os valores obtidos desta forma para as energias mais intensas foram usados para a auto-calibração do espectro de ^{194}Au e a determinação do valor das outras energias observadas. Após a primeira série foi realizada uma série de nove medidas de uma hora cada do espectro de fundo que objetivaram a eliminação dos fotopicos provenientes do "background" radioativo.

Além dos contaminantes descritos anteriormente, linhas provenientes da radiação de fundo (^{214}Bi , ^{228}Ac , ^{40}K , ^{208}Tl) também foram detectadas, utilizando para isto o trabalho realizado por Ejnisman sobre o fundo radioativo da sala de medidas [Ej90].

Foi feito também um estudo detalhado para a identificação de fotopicos provenientes dos 3 principais efeitos de detecção: escape simples e duplo, empilhamento e soma [Kn89, De26].

O efeito de escape simples e de escape duplo acontece devido à criação de um par elétron-pósitron no detector por gamas com energia maior que 1022 keV, ou seja, o dobro da energia de repouso de um elétron (ou de um pósitron). O pósitron ao aniquilar-se com algum elétron produz dois fótons de 511 keV. Os casos nos quais estes dois fótons escapam do detector produzem no espectro um fotopico com energia 1022 keV abaixo da energia do gama inicial (escape duplo). Naqueles nos quais apenas um fóton escapa do detector, com o outro fóton de 511 keV interagindo com o cristal, ocorrerá a produção no espectro de um fotopico com energia 511 keV abaixo da energia do gama inicial (escape simples). Por fim, os casos em que os dois fótons interagem com o cristal do detector produzem eventos com energia igual à energia do gama inicial.

O efeito de empilhamento ocorre quando dois fótons provenientes de núcleos diferentes interagem com o detector num intervalo de tempo pequeno em relação ao tempo de resposta do detector e ao tempo de resolução da eletrônica de detecção, ocorrendo então a sobreposição dos dois pulsos que deverá produzir um fotopico com energia igual à soma das energias dos dois fótons incidentes. Este efeito é mais intenso para os fótons provenientes das transições mais intensas de forma a maximizar a probabilidade de detecção coincidente dos dois fótons.

No efeito soma, diferentemente, ocorre a sobreposição dos pulsos de dois fótons provenientes do mesmo núcleo, sendo que o caso mais simples é aquele envolvendo gamas de transições localizadas na seqüência de uma cascata simples, na qual o estado intermediário não seja isomérico e portanto tenha uma meia-vida desprezível

quando comparada ao tempo de resolução da eletrônica de detecção.

2.3 Calibrações Iniciais

Os picos dos espectros obtidos foram ajustados pelo programa de ajuste IDEFIX [Go82,] existente no PDP-11/84, após uma visualização preliminar por meio do programa ZIZANIX e com a ajuda de uma listagem inicial dos picos obtida através do programa OBELIX. O programa IDEFIX ajusta, cada vez que é utilizado, um número máximo de nove picos que estejam próximos, utilizando o método dos mínimos quadrados [Be69]; cada pico consiste de uma função gaussiana associada a uma função ou cauda exponencial a esquerda, a uma função degrau e a um fundo parabólico. Os resultados fornecidos pelo IDEFIX são: a amplitude do pico, a posição do seu centróide, a largura-a-meia-altura (FWHM), o valor da altura do degrau, o valor da junção da cauda exponencial, um valor calculado para a energia se forem fornecidos os parâmetros do ajuste inicial de uma função quadrática e a área do pico.

A calibração inicial da energia em função do número do canal, utilizando as primeiras medidas das 5 fontes de calibração (10 minutos para cada uma das 5 fontes), produziu um χ^2 muito grande (~ 257) devido basicamente à pequena área dos picos (ou seja, ao pequeno tempo de medida). O termo linear obtido neste ajuste foi de 0.356456(4). O ajuste foi realizado pelo programa AJU [Go87] instalado no PDP do LAL e a função ajustada foi uma parábola. O programa CALIB também instalado no PDP foi utilizado para a propagação dos erros da posição dos canais para os valores das energias. Utilizando o ajuste dos picos dos espectros de uma segunda rodada de medidas das 5 fontes de calibração (com tempo de medida de 15 minutos cada), foi feita uma nova calibração de energia, resultando novamente em um valor alto para χ^2 (~ 54), com o termo linear obtido para o ajuste igual a 0.356428(3).

Foi realizado, assim, um auto-ajuste da energia utilizando os 17 picos mais intensos do decaimento do isótopo ^{194}Au obtido do primeiro espectro de uma hora medido e que levou a um $\chi^2 = 1.61$ com probabilidade igual a 6.84% e com o termo linear igual a 0.356228(26). Entretanto, constatou-se um passeio indesejável da energia nas medidas de acompanhamento dos seguintes picos ao longo de todos os espectros obtidos: 364 keV, o dubleto 328-332 keV, 1104 keV e 2043 keV, todos do ^{194}Au e o do 2614 keV do ^{208}Tl , pertencente à radiação de fundo. Neste último caso de maior energia, constatou-se o passeio ao longo de aproximadamente oito canais, correspondendo a aproximadamente 2.8 keV de energia e que certamente anulará a boa resolução do detector (1.85 keV). Entretanto, nas 12 medidas iniciais de 1 hora, que concentram cerca de 1/4 das contagens de 328 keV, o centróide do pico de 2614

keV aparece no canal 7319. Os 69 espectros foram relocados para que apresentassem o pico de 2614 keV aproximadamente na mesma posição. Isto foi feito utilizando o programa RELOCA instalado no PDP do LAL; ele permite que, fornecendo-se um espectro inicial e uma função do terceiro grau com a calibração desejada, sejam calculadas as novas posições em canais para os picos a partir das suas posições antigas. Esta função obviamente tem que ser calculada para cada espectro, utilizando-se como critério para a escolha dos picos responsáveis pela calibração as suas intensidades e o posicionamento em toda a faixa de energia a ser analisada. A utilização do programa RELOCA permite que o efeito indesejado do passeio dos picos seja contornado antes de somar os espectros. Como forma de verificação *a posteriori* da importância deste processo, verificou-se que a largura a meia altura do pico de 2614 keV no espectro somado relocando-se os espectros individuais é 20% menor que a largura a meia altura deste pico no espectro soma sem relocá-los. O programa SOMA instalado no PDP do LAL somou os 69 espectros relocados. Foram então ajustados 26 picos cujas energias tabeladas na "Table of Radioactive Isotopes" de E. Browne e R. B. Firestone, para ^{194}Au , tivessem incertezas menores que 0.03 keV e áreas razoavelmente significativas. Os valores obtidos neste ajuste foram usados para fazer uma auto-calibração da energia. Usando uma cúbica para este ajuste, obtivemos o termo constante igual a 0.074(26), o termo linear a 0.356211(37), o termo quadrático a $1.51(14) \times 10^{-6}$ e o termo cúbico a $-2.7(15) \times 10^{-11}$, além de $\chi^2 = 0.90$ com probabilidade de 60.05%. Apesar dos valores razoáveis obtidos, como por exemplo o erro de 0.01% no coeficiente linear do ajuste da energia com baixo χ^2 , a excessiva mistura isotópica do espectro interfere na obtenção de medidas de espectroscopia simples para a identificação de novas transições.

Uma calibração da largura a meia-altura FWHM em função da posição X, ou seja, do número de canal, foi também realizada para o espectro soma, com a ajuda do processador RESOL no programa AJU. A curva ajustada

$$FWHM = (B_0 + B_1X + B_2X^2)^{1/2} \quad (1)$$

produziu $\chi^2 = 1.40$ com probabilidade de 10.05% e os seguintes valores para os coeficientes:

$$\begin{aligned} B_0 &= 3.63(12), \\ B_1 &= 0.00515(16), \\ B_2 &= 3.33(36) \times 10^{-7}. \end{aligned}$$

A figura 2.1 mostra a largura a meia altura FWHM em função da posição X. Esta função foi utilizada para a identificação de dubletos, pois o programa IDEFIX permite que os parâmetros característicos da função ajustada para o pico - FWHM, junção e degrau - sejam obtidos.

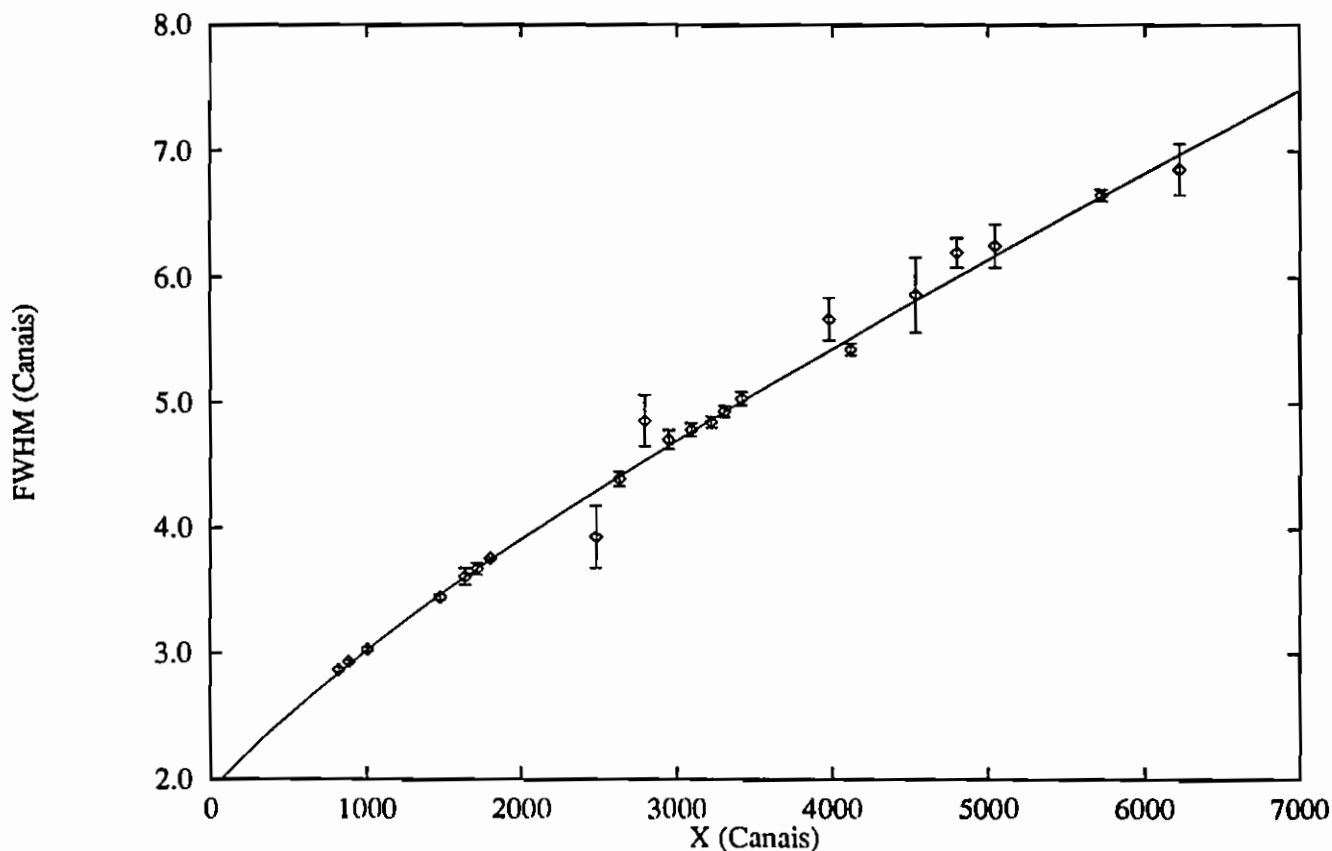


Figura 2.1 - Ajuste da largura a meia altura FWHM obtida pelo detector de gamas em função da posição X.

2.4 Cálculo covariante da energia das transições gama

A partir da posição e da área dos fotopicos obtidos pelo programa IDEFIX, é possível, utilizando um tratamento covariante [He81, He86], determinar as energias e as intensidades das transições gama, bem como as suas respectivas matrizes de covariância.

Considerando-se um conjunto de n dados (X_i, E_i) , $i=1, \dots, n$, definimos a função de calibração $E(X)$, como sendo o polinômio de grau $m-1$, definido por m parâmetros a_j , $j = 1, \dots, m$:

$$E(X) = a_1 + a_2X + \dots + a_mX^{m-1}. \quad (2)$$

Para cada par (X_i, E_i) poderemos escrever esta equação e os dados podem ser então dispostos de uma forma matricial, mais conveniente:

$$\begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ \vdots \\ E_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & X_1 & \dots & X_1^{m-1} \\ 1 & X_2 & \dots & X_2^{m-1} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ 1 & X_n & \dots & X_n^{m-1} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ a_m \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} e_1 \\ e_2 \\ \vdots \\ e_n \end{pmatrix}, \quad (3)$$

ou de maneira resumida

$$\mathbf{E} = \mathbf{X} \cdot \mathbf{A} + \mathbf{e}. \quad (4)$$

\mathbf{E} é um vetor coluna com as n energias, \mathbf{A} é um vetor coluna com os m parâmetros, \mathbf{X} é uma matriz com n linhas e m colunas e \mathbf{e} é um vetor coluna com os erros e_i das energias E_i .

O denominado processo de auto-calibração para a obtenção das energias consiste basicamente de quatro fases.

Numa primeira fase, a partir das posições X_i e incertezas σ_{X_i} dos fotopicos das fontes de calibração e das respectivas energias E_i e incertezas σ_i tabeladas pela International Atomic Energy Agency (In91), são obtidos valores iniciais para os parâmetros de calibração. Tabelas como esta da IAEA não apresentam a matriz de covariância das energias, mas apenas as suas incertezas σ_i . Portanto, a matriz de covariância das energias neste caso é diagonal, com os termos na diagonal sendo iguais a $\sigma_{E_i}^2$, valores estes obtidos após a propagação da incerteza da posição σ_{X_i} , propagação esta que pode ser realizada pelo programa CALIB [Go80]. Desta forma

$$\sigma_{E_i}^2 = \sigma_i^2 + a_2'^2 \sigma_{X_i}^2, \quad (5)$$

sendo \tilde{a}_2' o valor estimado para o coeficiente linear da função de ajuste da energia. Os termos de ordem maior não foram considerados por terem influência desprezível no cálculo. A função ajustada pelo programa AJU [Go87] é uma função do terceiro

grau; assim são obtidos, provisoriamente, os quatro parâmetros a'_i ($i=1,2,3,4$) desta função, ou seja, a estimativa do vetor coluna \tilde{A}' , e a matriz de covariância entre eles $V_{\tilde{A}'}$. Com o objetivo de considerar a não-linearidade do sistema de aquisição, foi escolhido um polinômio de terceiro grau para o ajuste da energia.

Na segunda fase, dadas as posições X'_i e incertezas σ'_i das p transições mais intensas, podemos determinar as respectivas energias, utilizando o programa INTERCOV [Ke95a] instalado no VAX-6330 do IFUSP, que interpola os dados, obtendo as energias E'_1, \dots, E'_p e a matriz de covariância V'_E entre elas, pelas equações

$$E' = X' \cdot \tilde{A}' \quad (6)$$

e

$$(V'_E)_{i,j} = (X' \cdot V'_{\tilde{A}'} \cdot X'^t)_{i,j} + \tilde{a}_2'^2 \cdot \sigma_i'^2 \cdot \delta_{i,j}, \quad (7)$$

pois como os ajustes das posições dos picos são independentes, a respectiva matriz de covariância será diagonal; o primeiro termo do lado direito da equação carrega a informação contida na matriz de covariância dos parâmetros ajustados que afetará as incertezas das energias interpoladas.

Numa terceira etapa, a partir das energias mais intensas e da matriz de covariância entre elas obtidas na etapa anterior, uma nova função do terceiro grau é ajustada utilizando-se agora o programa AJUCOV [Ke95b] instalado no VAX-6330 do IFUSP, que através de um tratamento covariante, calcula a matriz de covariância entre os parâmetros levando em conta a matriz de covariância entre as energias. As equações que determinam uma nova estimativa para o vetor de parâmetros \tilde{A} do polinômio de terceiro grau e para a matriz de covariância entre eles $V_{\tilde{A}}$, obtidas pelo método dos mínimos quadrados, são:

$$\tilde{A} = (X'^t \cdot V_E'^{-1} \cdot X')^{-1} \cdot X'^t \cdot V_E'^{-1} \cdot E' \quad (8)$$

e

$$V_{\tilde{A}} = (X'^t \cdot V_E'^{-1} \cdot X')^{-1}. \quad (9)$$

A quarta etapa é análoga à segunda, sendo que a interpolação usando o programa INTERCOV é realizada para todas as transições obtidas no espectro e não só para as mais intensas. São utilizadas então novamente as equações da segunda etapa para calcular as n energias E_i e a matriz de covariância V_E entre as energias:

$$E = X \cdot \tilde{A} \quad (10)$$

e

$$(V_E)_{i,j} = (X \cdot V_{\tilde{A}} \cdot X^t)_{i,j} + \tilde{a}_2^2 \cdot \sigma_i^2 \cdot \delta_{i,j}. \quad (11)$$

2.5 Cálculo covariante da intensidade das transições gama

A intensidade absoluta de transição gama por decaimento I é definida como sendo a razão entre a taxa de emissão do gama referente à transição analisada e a taxa de decaimento do núcleo pai. Sendo A a área do fotopico em contagens, N o número de decaimentos do núcleo pai durante o tempo de medida t e ϵ a eficiência do detector, teremos

$$A = N \cdot I \cdot \epsilon, \quad (12)$$

com N sendo obtido a partir da atividade da fonte \check{A}

$$N = \int_0^t \check{A} \cdot dt. \quad (13)$$

Se por um lado N não depende da energia, tanto a eficiência $\epsilon(E)$ quanto a intensidade $I(E)$ dependerão da energia e portanto o mesmo deverá ocorrer com a área $A(E)$.

A equação que fornece a área dos fotopicos pode ser reescrita da seguinte forma:

$$\epsilon(E) = \frac{A(E)}{I(E).N}. \quad (14)$$

No caso das fontes de calibração, para as quais a atividade é conhecida, a intensidade das transições está tabelada (In91) e as áreas dos fotopicos foram ajustadas pelo programa IDEFIX, a eficiência foi obtida para vários valores de energia das fontes de calibração, juntamente com a sua incerteza. Foram utilizadas 2 transições de ^{60}Co , 1 transição de ^{137}Cs , 5 transições de ^{133}Ba , 11 transições de ^{152}Eu e 3 transições de ^{207}Bi , somando ao todo 22 transições.

Desta forma, usando os espectros de calibração, foi feito um ajuste da eficiência ϵ em função da energia E , usando o programa AJU, para que fosse possível a determinação sem dúvidas dos picos mais intensos do espectro de ^{194}Pt . A função ajustada foi uma soma ponderada de três exponenciais:

$$\epsilon = a_1 \exp(b_1 E) + a_2 \exp(b_2 E) + a_3 \exp(b_3 E). \quad (15)$$

Foram obtidos, neste ajuste, os seguintes valores ($\chi^2 = 1.11$ com probabilidade do χ^2 ser excedido de 33.95%) para os 6 parâmetros ajustados:

$$a_1 = 0.00147(10),$$

$$b_1 = -0.0047(4),$$

$$a_2 = -0.016(17),$$

$$b_2 = -0.043(14),$$

$$a_3 = 0.00034(3),$$

$$b_3 = -0.00063(7).$$

A figura 2.2 mostra a curva obtida para o ajuste da eficiência ϵ em função da energia E . O programa AJU também forneceu a matriz de covariância entre os 6 parâmetros a_i e b_i , denominada de V_{ab}

A equação para a área dos fotopicos também pode ser reescrita como

$$I(E) = \frac{A(E)}{\epsilon(E).N}. \quad (16)$$

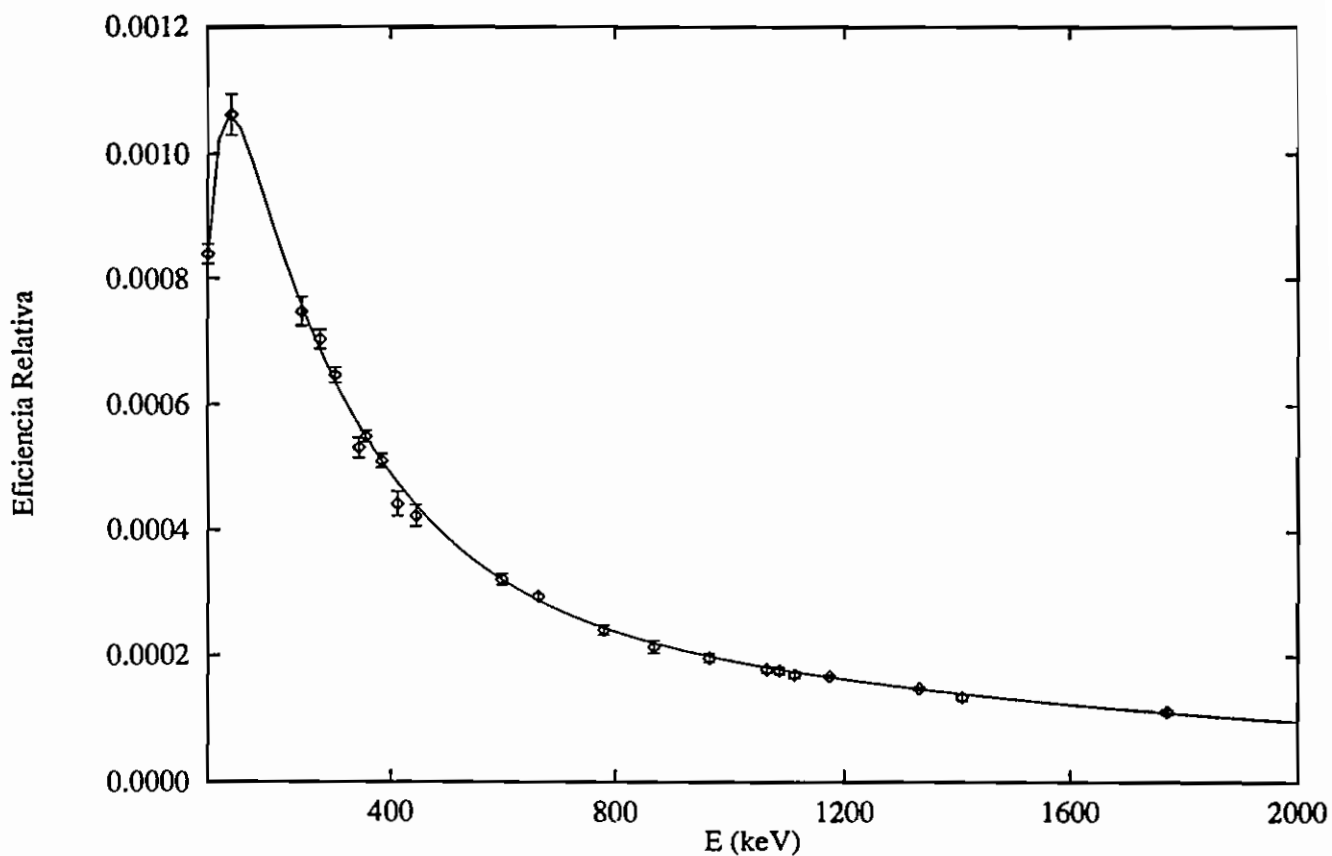


Figura 2.2 - Ajuste da eficiência do detector de gamas em função da energia em keV.

Tomando um valor arbitrário para a intensidade $I(E_0)$ de uma transição gama de referência E_0 (geralmente 100% para a transição mais intensa), podemos determinar a denominada intensidade relativa $I_r(E)$ de uma transição com energia E

$$I_r(E) = \frac{I(E)}{I(E_0)}, \quad (17)$$

ou seja,

$$I_r(E) = \frac{A(E)}{A(E_0)} \cdot \frac{\epsilon(E_0)}{\epsilon(E)}. \quad (18)$$

Portanto, com as áreas dos fotopicos e a curva da eficiência é possível determinar a intensidade relativa de todas as transições.

A matriz de covariância das intensidades relativas não será diagonal devido tanto ao fato das intensidades dependerem da mesma função de eficiência quanto ao fato delas dependerem também das energias que da mesma forma são covariantes; os elementos da diagonal além disso vão conter também a informação sobre os erros das áreas.

A matriz de covariância das intensidades relativas V_{I_r} é dada pela equação

$$(V_{I_r})_{i,j} = (D \cdot V_{ab} \cdot D^t)_{i,j} + \left(\frac{\delta I_r}{\delta A} \Big|_i \cdot \sigma_{A_i} \right)^2 + \frac{\delta I_r}{\delta E} \Big|_i \cdot (V_E) \cdot \frac{\delta I_r}{\delta E} \Big|_j, \quad (19)$$

com

$$D = \begin{pmatrix} \frac{\delta I_r}{\delta a_1} \Big|_1 & \dots & \frac{\delta I_r}{\delta b_3} \Big|_1 \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\delta I_r}{\delta a_1} \Big|_n & \dots & \frac{\delta I_r}{\delta b_3} \Big|_n \end{pmatrix}. \quad (20)$$

Os três termos do lado direito correspondem, respectivamente, à propagação da incerteza dos parâmetros, à propagação da incerteza das áreas e à propagação da incerteza das energias.

Usando as energias das transições calculadas e a matriz de covariância entre elas, as áreas ajustadas para os respectivos fotopicos e suas incertezas e os parâmetros da curva de calibração de eficiência e a matriz de covariância entre eles, com o programa INTEN [Ke95c] foi possível calcular as intensidades relativas e a matriz de covariância entre elas. Os valores obtidos para as energias e para as intensidades relativas das transições e as áreas ajustadas para os fotopicos estão na tabela 2.2.

Todas as energias de transições e de níveis referidas neste texto são representadas apenas pela sua parte inteira, com as exceções das transições 621.995 keV, 703.56 keV e 1675.9 keV que são representadas por 622, 704 e 1676, para não serem confundidas com as transições representadas por 621, 703 e 1675.

São 26 novos gamas tabelados em relação à referência [Si89], cujas energias são: 212 keV, 243 keV, 304 keV, 366 keV, 373 keV, 398 keV, 421 keV, 436 keV, 500

keV, 602 keV, 699 keV, 807 keV, 857 keV, 901 keV, 1121 keV, 1262 keV, 1346 keV, 1388 keV, 1474 keV, 1535 keV, 1541 keV, 1565 keV, 1665 keV, 1775 keV e 1780 keV, além de 1675 keV que segundo as medidas trata-se de um dubleto e não de um único gama como aparece na referência citada. Três dubletos adicionais que não tinham sido separados em energia na referência [Si89], 417-418 keV, 1430-1432 keV e 1510-1512 keV, tiveram as suas energias determinadas. Foi também determinada a intensidade da transição de 1812 keV, que não aparece tabelada em [Si89].

A figura 2.3 mostra o espectro obtido da fonte de ^{194}Au . Os picos estão identificados em keV. A escala horizontal corresponde ao número do canal, com o espectro total dividido em duas grandes partes.

Tabela 2.2 - Parte A - Energias $E(keV)$ dos raios gama de ^{194}Pt , áreas dos fotopicos (contagens) e intensidades relativas I_r , a partir do decaimento por captura eletrônica e por β^+ de ^{194}Au (Pres.=Presente trabalho;NDS-CE=dados do decaimento radioativo de ^{194}Au extraído da referência [Si89]).

$E(keV)$				Área (contagens)		I_r			
Pres.		NDS-CE		Pres.		Pres. ^(a)		NDS-CE ^(b)	
101.38	14	101.42	10	1121	281	0.0081	21	0.007	3
106.48	8	106.49	10	1913	288	0.0137	21	0.012	3
140.547	23	140.54	10	10850	295	0.0786	28	0.095	10
151.908	26	151.83	10	14352	797	0.107	6	0.092	12
162.64	3	162.57	10	5126	295	0.0393	23	0.035	6
164.008	28	163.95	10	24804	315	0.191	4	0.21	2
171.91	4	171.84	10	14204	1190	0.112	9	0.100	10
198.16	20	197.77	10	1109	527	0.009	4	0.011	2
203.085	13	202.76	20	66011	1044	0.573	14	0.54	5
212.11	25			981	487	0.009	4		
223.99	10	223.97	10	5931	210	0.0549	21	0.052	10
239.43	4	239.46	10	10270	793	0.100	7	0.090	10
243.66	17			1519	471	0.015	4		
244.92	7	244.78	10	3284	521	0.033	5	0.045	7
250.12	3	250.17	10	5245	570	0.053	5	0.050	6
253.6	4	253.56	10	465	393	0.005	3	0.005	2
285.319	26	285.3	7	7202	352	0.081	3	0.087	25
290.690	16	290.76	10	28001	837	0.318	10	0.18	6
293.548	7	293.58	3	1526841	1328	17.51	17	17.0	9
300.750	7	300.77	6	124580	495	1.459	15	1.39	10
304.87	7			2544	254	0.0302	29		
318.124	18	318.14	8	28200	666	0.347	8	0.41	11
328.464	6	328.50	3	7890062	3424	100.0	8	100	5
364.832	6	364.87	4	183158	758	2.563	23	2.47	14
366.42	3			4143	438	0.058	6		
373.33	14			770	176	0.0111	24		
398.95	11			1549	398	0.024	6		
417.95	15	418.06	20	4679	1728	0.075	27	0.07	1
418.41	12	418.06	20	4680	1881	0.08	3	0.07	1
421.65	5			3113	230	0.050	3		
436.81	8			1322	209	0.022	3		
449.303	12	449.36	7	13876	241	0.239	4	0.28	2
482.793	8	482.80	4	103036	275	1.916	20	1.85	10
500.72	19			598	158	0.0116	29		

Tabela 2.2 - Parte B - Energias $E(keV)$ dos raios gama de ^{194}Pt , áreas e intensidades relativas I_r (cont.).

$E(keV)$				Área (contagens)		I_r			
Pres.		NDS-CE		Pres.		Pres. ^(a)		NDS-CE ^(b)	
528.767	8	528.76	10	139482	549	2.86	9	2.7	9
530.164	10	529.88	10	48076	444	0.987	14	1.0	1
544.78	5	544.4	6	2418	295	0.051	6	0.041	15
562.449	20	562.6	9	6730	184	0.147	4	0.14	1
589.199	10	589.24	7	19909	240	0.457	7	0.41	9
593.319	16	593.35	10	20362	446	0.471	11	0.55	11
594.270	22	594.28	10	11965	447	0.277	10	0.20	5
602.02	9			1248	594	0.029	12		
607.498	10	607.54	8	20791	160	0.493	6	0.48	9
621.259	15	621.21	10	57146	1845	1.39	4	1.0	1
621.995	12	622.05	10	98628	1755	2.40	4	2.8	9
645.152	9	645.18	9	153003	569	3.87	4	3.51	18
668.247	17	668.27	10	6865	161	0.180	4	0.18	1
675.75	11	675.2	6	14326	216	0.08	2	0.10	9
699.20	14			830	156	0.023	4		
700.66	4	700.6	6	3473	169	0.096	4	0.10	5
703.09	20	702.62	10	5587	4285	0.15	11	0.09	6
703.56	4	703.54	5	22170	4282	0.61	11	0.68	6
736.240	22	736.23	15	5913	158	0.171	4	0.21	2
781.97	4	781.8	20	2303	278	0.071	8	0.09	5
807.06	29			1054	242	0.033	7		
810.53	9	810.65	8	8951	926	0.285	10	0.32	4
818.87	5	818.9	5	1741	88	0.0559	28	0.05	1
846.786	10	846.9	6	30018	299	0.997	19	0.09	9
855.87	9	855.5	19	3177	212	0.107	7	0.17	6
857.59	25			367	75	0.0124	24		
859.46	4	859.3	19	2701	52	0.0911	19	0.10	4
889.976	24	889.97	10	5735	216	0.200	7	0.22	9
894.02	6	894.4	4	1683	159	0.059	5	0.05	2
901.18	7			1710	141	0.060	4		
925.240	15	925.15	7	14088	259	0.509	10	0.48	4
938.706	9	938.71	9	51820	297	1.898	20	1.81	10
948.310	9	948.29	4	101854	431	3.77	9	3.6	2
1000.239	21	1000.19	15	7397	207	0.287	8	0.30	9

Tabela 2.2 - Parte C - Energias $E(keV)$ dos raios gama de ^{194}Pt , áreas e intensidades relativas I_r (cont.).

$E(keV)$				Área (contagens)		I_r			
Pres.		NDS-CE		Pres.		Pres. ^(a)		NDS-CE ^(b)	
1007.53	4	1007.0	6	2732	153	0.107	6	0.14	4
1031.0	3	1030.9	5	436	144	0.017	5	0.030	10
1038.57	5	1038.56	8	12389	1539	0.50	6	0.52	5
1048.621	10	1048.58	5	36388	245	1.476	16	1.41	8
1080.63	21	1081.8	19	467	186	0.019	7	0.05	3
1104.044	10	1104.06	5	83290	422	3.54	3	3.3	2
1119.25	28	1119.8	6	2417	814	0.10	3	0.22	7
1121.3	3			1437	1328	0.06	5		
1140.98	11	1141.0	5	719	58	0.0315	24	0.04	2
1150.765	11	1150.78	5	53063	356	2.342	24	2.28	13
1156.525	19	1156.61	6	16644	338	0.738	16	0.74	6
1175.353	11	1175.34	5	77844	464	3.50	3	3.3	2
1183.523	21	1183.52	5	22762	133	1.031	9	1.04	10
1186.27	3	1186.3	5	2669	105	0.121	4	0.09	4
1194.60	7	1194.9	13	1090	70	0.050	3	0.13	5
1218.776	12	1218.76	5	42030	323	1.955	21	1.81	10
1262.42	9			970	102	0.047	4		
1291.89	11	1291.8	10	2160	211	0.106	10	0.2	1
1293.69	8	1293.9	5	4346	479	0.214	23	0.2	1
1302.239	28	1302.29	8	8527	233	0.422	12	0.44	4
1308.32	3	1308.55	20	4507	152	0.224	7	0.24	3
1316.82	7	1317.3	13	2350	144	0.117	7	0.08	4
1339.26	4	1339.6	3	6968	241	0.354	12	0.46	10
1342.164	16	1342.15	10	42722	552	2.17	3	2.00	15
1346.7	3			306	129	0.016	6		
1388.74	19			503	128	0.027	6		
1421.667	20	1421.65	7	11106	172	0.597	11	0.57	5
1430.95	8	1432.0	6	2226	184	0.121	10	0.14	3
1432.50	8	1432.0	6	2139	183	0.116	9	0.10	6
1441.684	27	1441.87	15	5018	128	0.274	7	0.30	4
1450.084	21	1450.06	15	9485	158	0.520	10	0.53	4
1463.429	19	1463.45	10	19778	231	1.094	18	1.19	10
1468.882	15	1468.89	5	196901	602	10.94	14	10.5	6

Tabela 2.2 - Parte D - Energias $E(\text{keV})$ dos raios gama de ^{194}Pt , áreas e intensidades relativas I_r (cont.).

$E(\text{keV})$		Área (contagens)		I_r					
Pres.	NDS-CE	Pres.	Pres. ^(a)	NDS-CE ^(b)					
1474.20	13	620	92	0.035	5				
1487.16	3	1487.0	3	3561	65	0.200	4	0.21	4
1492.06	6	1491.97	15	5183	65	0.292	5	0.29	4
1500.92	8	1500.5	10	953	45	0.0541	26	0.06	3
1510.9	4	1511.9	3	696	276	0.040	15	0.08	2
1512.33	11	1511.9	3	2847	243	0.163	14	0.11	4
1518.62	5	1518.5	2	1871	101	0.107	5	0.12	2
1535.51	26			270	78	0.016	4		
1541.64	12			585	61	0.034	3		
1562.91	4	1562.8	3	7921	91	0.468	9	0.53	4
1565.28	6			1452	55	0.086	3		
1592.46	3	1592.4	1	30838	1541	1.86	9	1.8	2
1593.63	7	1593.5	1	19811	1349	1.20	8	1.0	2
1595.797	19	1595.8	1	49619	374	3.00	6	2.8	3
1601.848	24	1602.01	10	6215	119	0.377	10	0.43	5
1617.624	26	1617.73	15	5987	131	0.367	10	0.34	4
1622.21	10	1622.23	15	4247	726	0.26	4	0.29	4
1632.787	28	1632.86	15	6939	172	0.430	13	0.42	4
1665.42	13			698	105	0.044	6		
1670.64	3	1670.66	15	4627	135	0.294	10	0.30	6
1675.1	5	1675.7	3	1557	1096	0.10	6	0.22	5
1675.9	3	1675.7	3	2006	1116	0.13	7	0.22	5
1689.87	3	1689.7	2	3156	67	0.203	6	0.24	5
1715.195	21	1715.23	6	18371	250	1.20	3	1.13	9
1724.26	6	1724.1	13	1449	102	0.095	7	0.13	6
1735.205	27	1735.31	10	7438	160	0.492	16	0.47	4
1743.63	13	1744.3	5	610	71	0.041	4	0.052	15
1756.98	6	1757.2	6	1437	95	0.096	6	0.10	3
1775.82	21			488	118	0.033	8		
1778.52	16	1778.6	1	966	141	0.066	9	0.082	19
1780.56	18			791	141	0.054	9		
1785.62	3	1785.47	7	10081	199	0.689	24	0.63	6
1797.378	21	1797.31	8	14167	174	0.98	3	1.00	8
1802.62	4	1803.0	6	3045	114	0.210	10	0.30	9

Tabela 2.2 - Parte E - Energias $E(\text{keV})$ dos raios gama de ^{194}Pt , áreas e intensidades relativas I_r (cont.).

$E(\text{keV})$				Área (contagens)		I_r			
Pres.		NDS-CE		Pres.		Pres. ^(a)		NDS-CE ^(b)	
1805.72	9	1805.7	6	3415	125	0.236	11	0.29	9
1812.21	25	1812.8	6	774	174	0.054	12		
1816.33	17	1817.0	5	203	66	0.014	4	0.06	2
1829.501	26	1829.41	10	5979	144	0.420	17	0.40	3
1835.244	24	1835.33	7	9620	172	0.679	25	0.61	4
1856.37	7	1856.8	10	813	39	0.058	3	0.050	5
1885.86	6	1885.9	1	28099	4824	2.0	3	3.1	2
1886.89	6	1887.0	1	51254	3548	3.74	29	2.3	2
1911.08	4	1911.30	15	2823	101	0.209	10	0.21	2
1924.225	22	1924.18	5	48544	253	3.62	14	3.3	2
1958.87	3	1958.74	20	3767	92	0.288	13	0.27	3
1969.636	27	1969.65	7	10415	149	0.80	3	0.72	4
1983.39	7	1984.1	6	892	78	0.069	6	0.06	2
2043.679	29	2043.67	6	78716	373	6.34	29	5.9	3
2063.68	23	2063.7	5	163	51	0.013	4	0.016	4
2068.96	15	2068.8	10	348	63	0.029	5	0.035	11
2084.15	12	2083.6	10	675	75	0.056	6	0.058	10
2114.06	4	2113.9	2	5305	112	0.447	24	0.43	3
2215.47	6	2215.15	15	3168	114	0.284	19	0.30	2
2298.41	14	2298.2	3	600	79	0.057	8	0.046	8
2311.86	8	2312.01	15	3226	49	0.308	20	0.28	2
2366.07	12	2365.56	20	878	85	0.087	10	0.066	10
2396.3	4	2397.7	10	72	29	0.0073	29	0.0063	13
2412.98	21	2412.3	6	273	66	0.028	6	0.028	5

(a) Para intensidades absolutas por 100 decaimentos, multiplique por 0.604 (6).

(b) Para intensidades absolutas por 100 decaimentos, multiplique por 0.60 (3) [Si89].

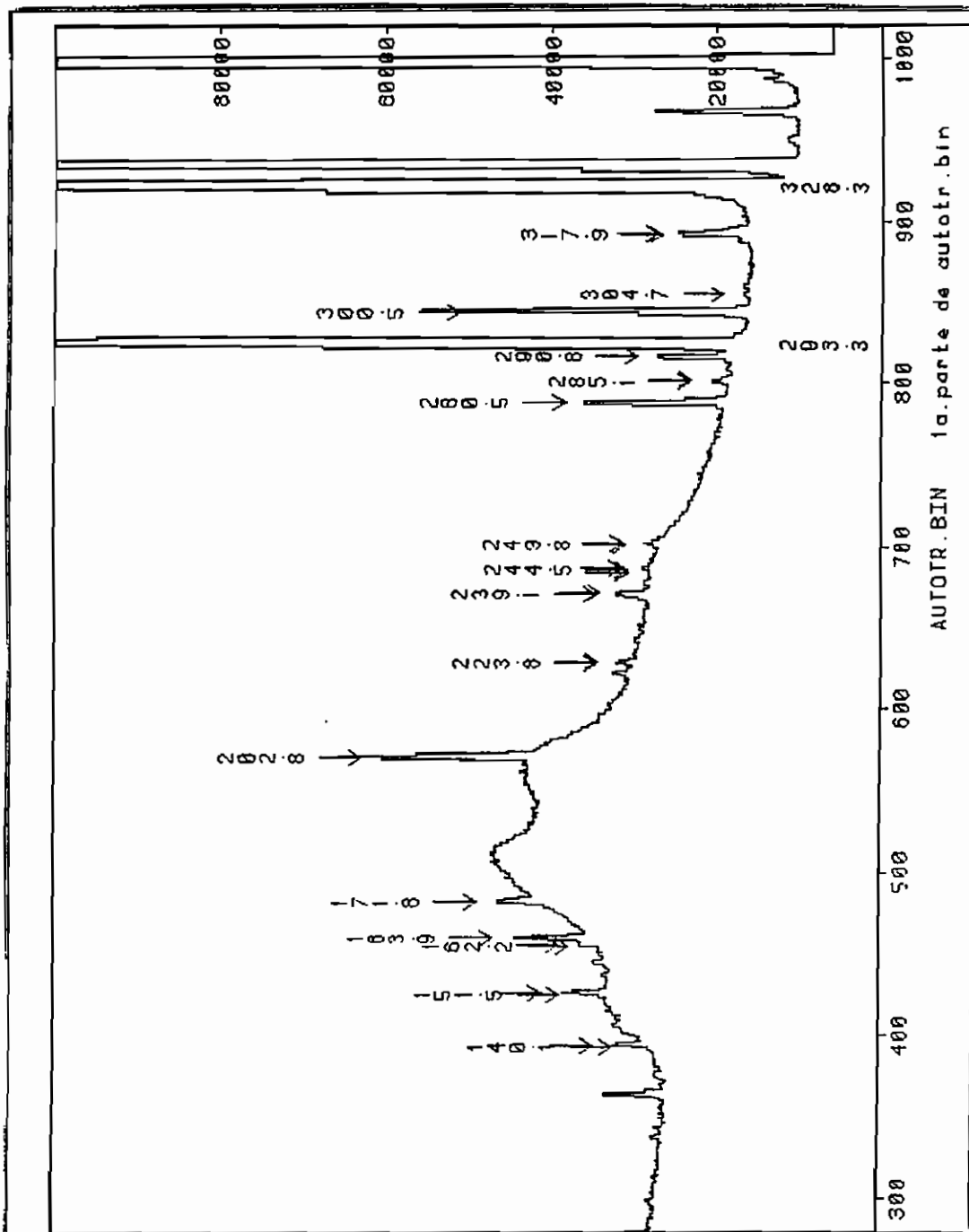


Figura 2.3 - Parte A - Espectro gama do decaimento de ^{194}Au obtido nas medidas de espectroscopia gama simples (número de contagens no eixo vertical e número do canal no eixo horizontal). As energias assinaladas nos fotopicos estão em keV.

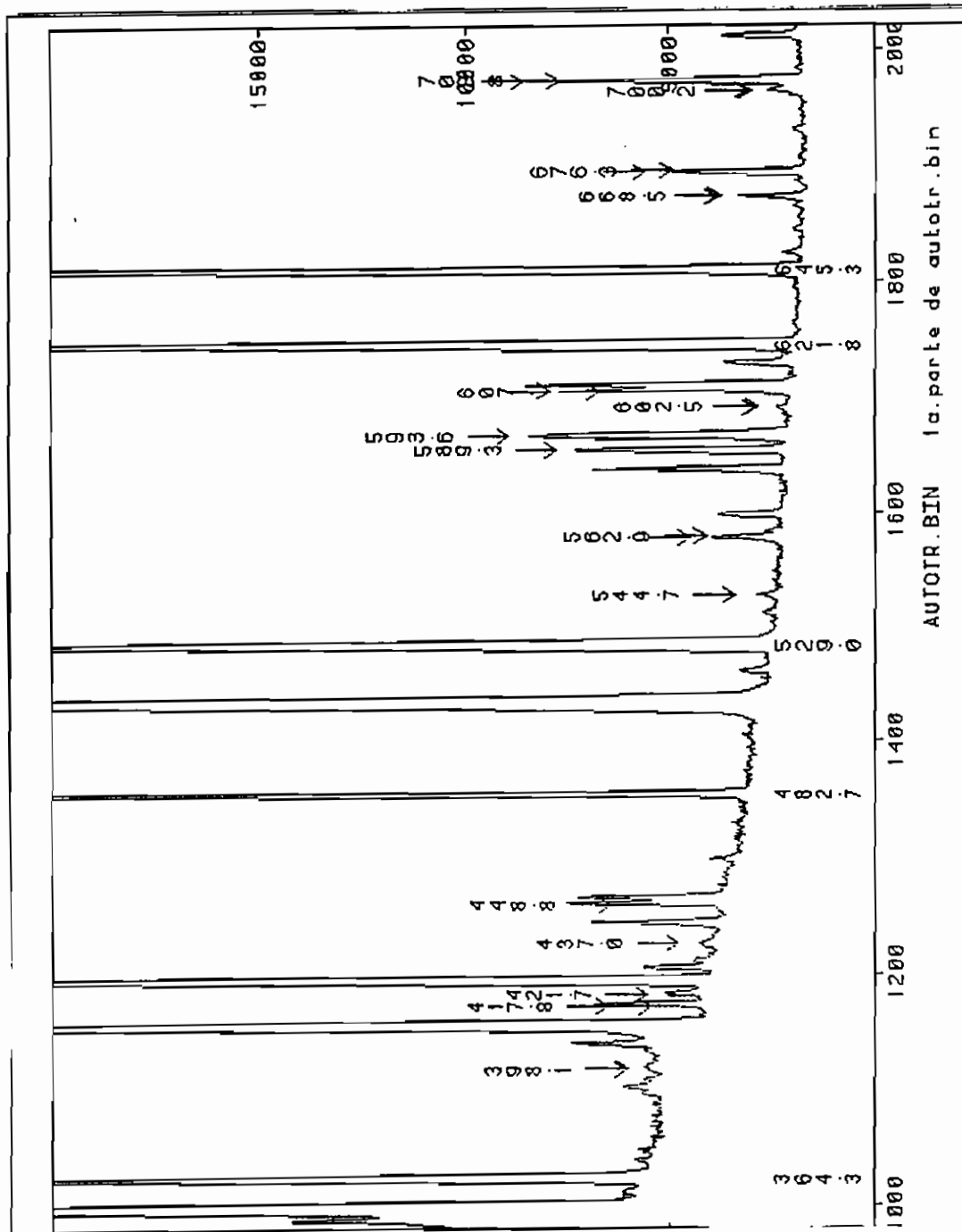


Figura 2.3 - Parte B - Espectro gama do decaimento de ^{194}Au obtido nas medidas de espectroscopia gama simples (número de contagens no eixo vertical e número do canal no eixo horizontal). As energias assinaladas nos fotopicos estão em keV.

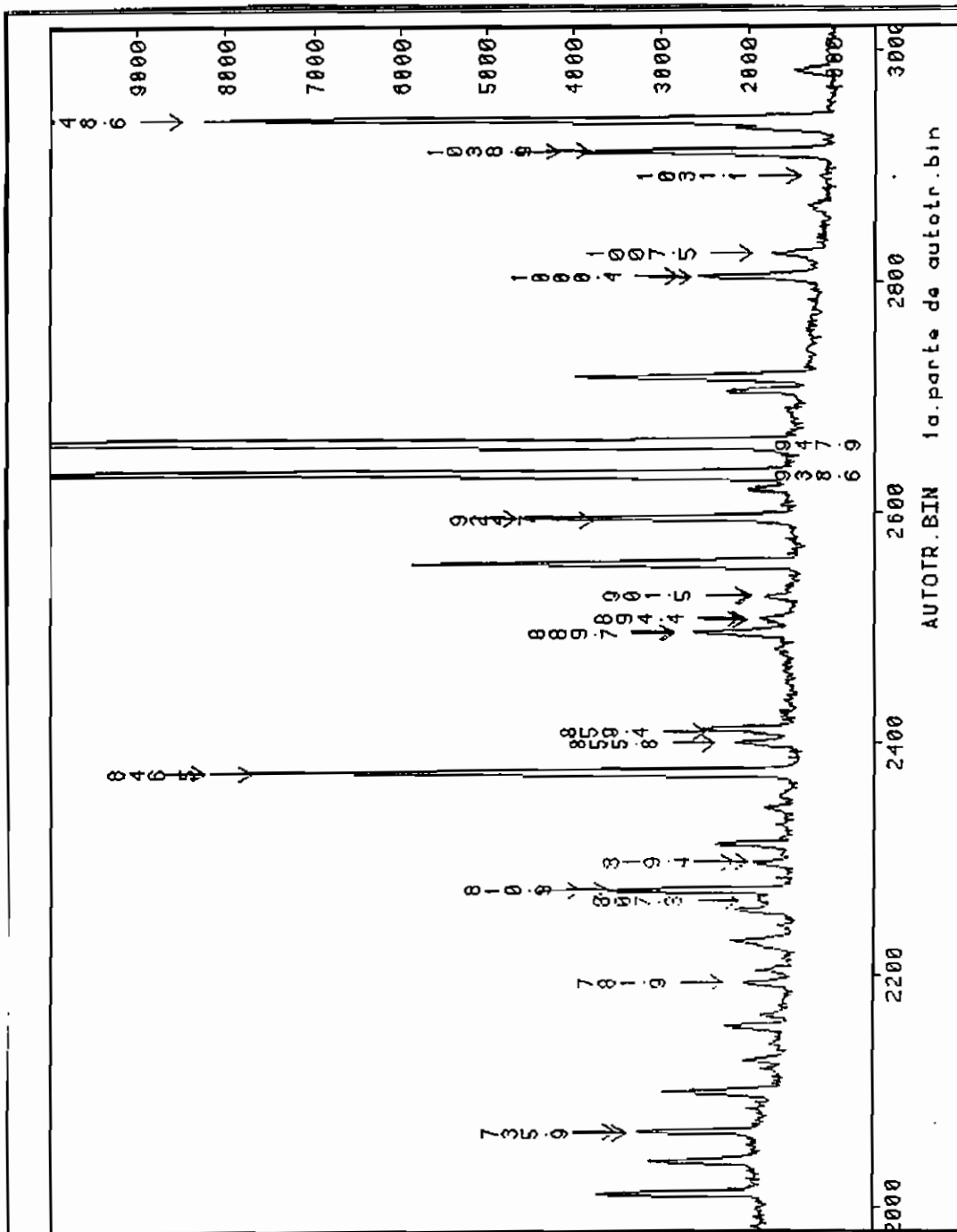


Figura 2.3 - Parte C - Espectro gama do decaimento de ^{194}Au obtido nas medidas de espectroscopia gama simples (número de contagens no eixo vertical e número do canal no eixo horizontal). As energias assinaladas nos fotopicos estão em keV.

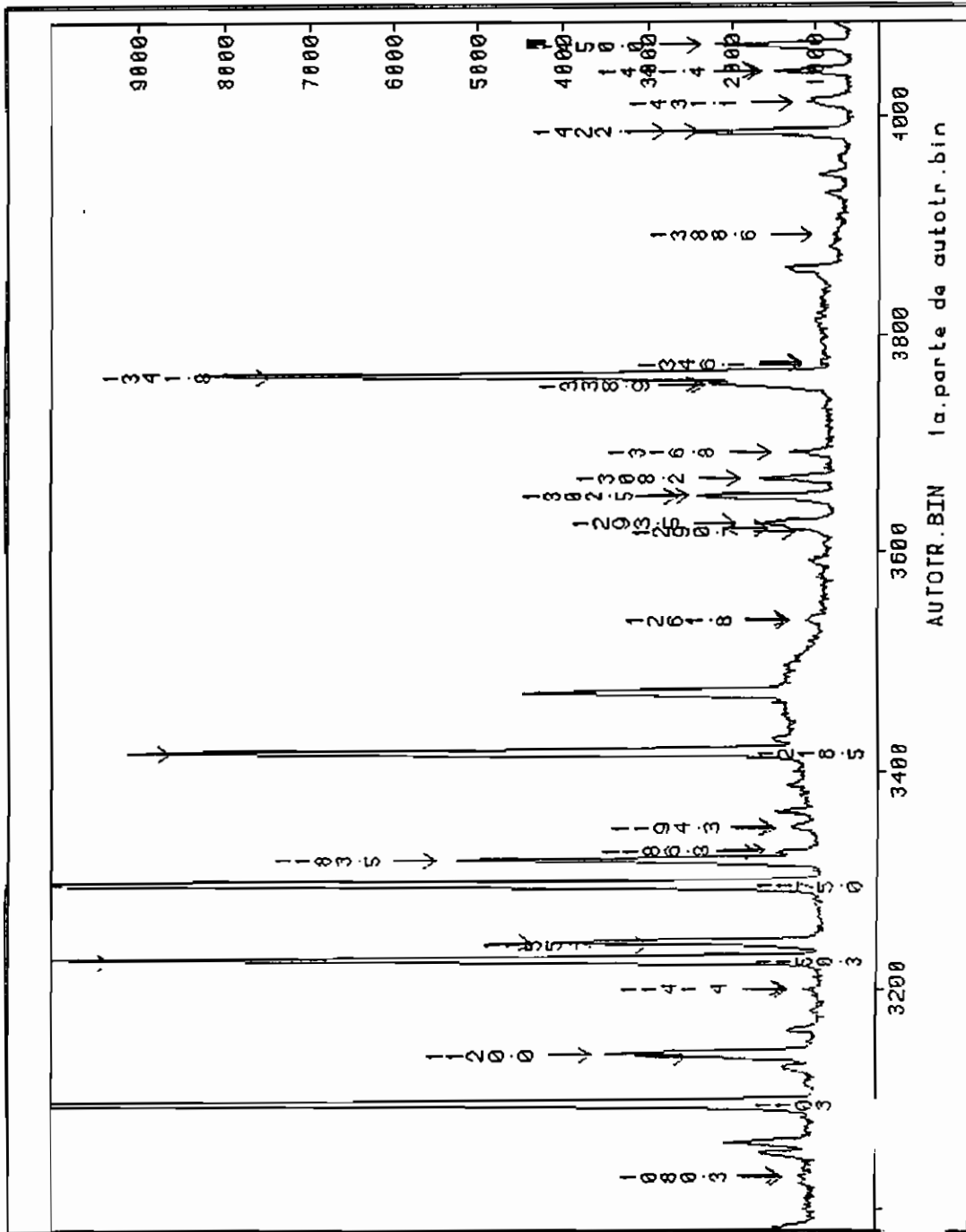


Figura 2.3 - Parte D - Espectro gama do decaimento de ^{194}Au obtido nas medidas de espectroscopia gama simples (número de contagens no eixo vertical e número do canal no eixo horizontal). As energias assinaladas nos fotopicos estão em keV.

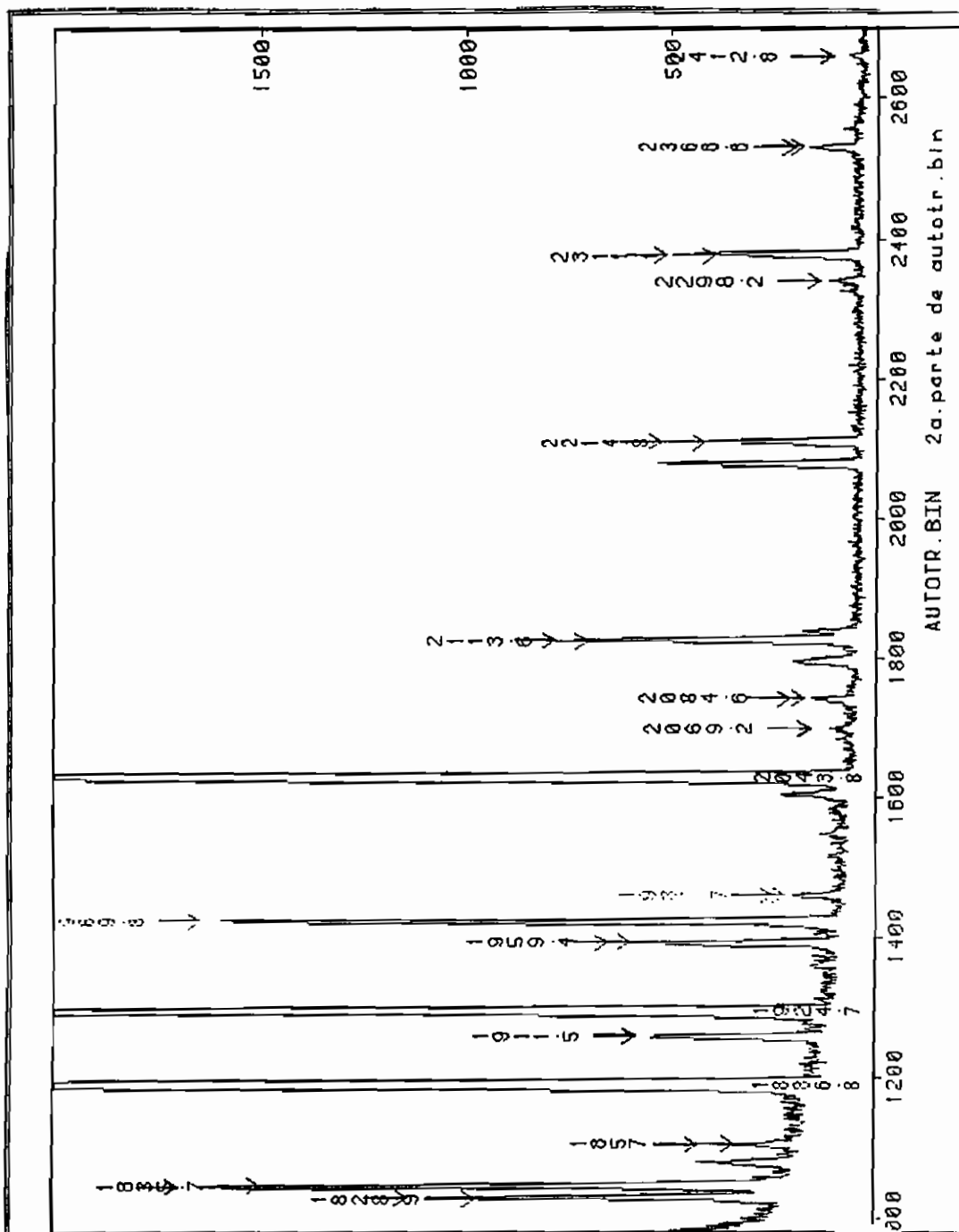


Figura 2.3 - Parte F - Espectro gama do decaimento de ^{194}Au obtido nas medidas de espectroscopia gama simples (número de contagens no eixo vertical e número do canal no eixo horizontal). As energias assinaladas nos fotopicos estão em keV.

3. ESPECTROSCOPIA GAMA EM COINCIDÊNCIA

3.1 Preparo da fonte radioativa ^{194}Hg

No cyclotron de 88-in. do Lawrence Berkeley Laboratory (California, USA) foi irradiada em setembro de 1992 uma folha de ouro ($A=197$, $Z=79$, isotopicamente puro) de espessura $0.6\text{g}/\text{cm}^2$, durante 24 horas por um feixe de prótons de 40MeV com corrente de $1\mu\text{A}$. O Prof. Dr. Manoel Tiago Freitas da Cruz do IFUSP que estava realizando o seu trabalho de pós-doutoramento no LBL coordenou a irradiação e também a medida no sistema HERA, que será descrita posteriormente.

A reação de interesse para a produção de mercúrio-194 foi $^{197}\text{Au}(p, 4n)$, que tem seção de choque aproximada de 0.75b . O mercúrio-194 tem uma longa meia-vida (520 anos) e decai para o estado fundamental 1^- do ouro-194 por captura eletrônica. Este, por sua vez, com meia-vida de 1.64 dia alimenta os estados excitados da platina-194 a serem estudados.

Em 24 de setembro de 1992 foi feita uma medida da atividade para cada um dos isótopos radioativos formados a partir do ouro-197; os dados obtidos para as atividades, bem como a meia-vida de cada isótopo presente, foram os seguintes:

^{194}Hg - $0.69 \pm 0.01\mu\text{Ci}$ (520 anos),

^{195}Au - $31 \pm 1\mu\text{Ci}$ (183 dias),

$^{195\text{m}}\text{Pt}$ - $25 \pm 1\mu\text{Ci}$ (4.02 dias),

^{196}Au - $49.0 \pm 0.1\mu\text{Ci}$ (6.18 dias).

A reação (p,n) para a formação de mercúrio 197 é a mais atenuada devido à barreira coulombiana existente para altos números atômicos. A reação (p,2n) produz o isótopo estável de mercúrio-196. A reação (p,3n) produz o isótopo de mercúrio-195 com um estado isomérico $11/2^-$ de meia vida de 1.67 dia e com o estado fundamental $1/2^-$ de meia-vida 9.5 horas; este último decai para o ouro-195 (186.12 dias de meia-vida), o qual por sua vez decai para estados da platina-195 com energia menor que a do seu estado isomérico $13/2^+$, com 259 keV de energia e 4.02 dias de meia-vida. Duas conclusões importantes são imediatas. A primeira é que muitos dias após a irradiação existirá muito pouco ^{195}Hg . A segunda é que o decaimento de ^{195}Hg produz núclídeos de ^{195}Au , mas o decaimento deste último não produz os núclídeos detectados de $^{195\text{m}}\text{Pt}$. É, portanto, surpreendente que estes isótopos são formados por meio da reação $^{197}\text{Au}(p, 2pn)$, que obviamente tem menor seção de choque, pois ocorre a evaporação de prótons através da barreira coulombiana. Os

nuclídeos detectados de ^{196}Au são formados por meio da reação $^{197}\text{Au}(p, pn)$, para a qual também vale o comentário anterior. O ^{196}Au tem dois estados meta-estáveis: um com spin 12^- , energia de 595.50 keV e meia-vida de 9.7 horas e o outro com spin 5^+ , energia de 84.62 keV e meia-vida de 8.1 segundos. O seu estado fundamental 2^- com meia-vida de 6.18 dias decai por captura eletrônica com 92.5% de probabilidade para o isótopo estável ^{196}Pt e por β^- com probabilidade 7.5% para o isótopo também estável ^{196}Hg .

3.2 O Sistema de aquisição HERA

O Sistema de aquisição HERA - High-Energy-Resolution Array - que esteve em operação no cyclotron de 88-in. Lawrence Berkeley Laboratory consiste de 20 detectores de Germânio Hiper-Puro (HPGe); estes detectores possuem uma boa combinação de resolução e de eficiência, entretanto existe uma grande probabilidade de ocorrência de espalhamento Compton que leva uma parte da energia, reduzindo a razão pico/total de eventos. Cada detector ocupa 0.57% do ângulo esférico total de 4π . Com o objetivo de atenuar este problema, cada detector HPGe foi envolvido por um sistema anti-Compton que consiste de um detector de germanato de bismuto (BGO) no qual aparece inserido um outro detector de NaI (Iodeto de Sódio), aumentando desta forma a razão pico/total de contagens de cerca de 3 vezes em relação ao sistema utilizando somente o germânio. A figura 3.1 mostra um destes 20 detectores principais com o seu sistema anti-compton.

O sistema é complementado por um castelo central com 40 detectores BGO cobrindo aproximadamente 80% do ângulo sólido total de 4π , que informa o número, a distribuição angular e a energia total dos gamas emitidos. A eletrônica que processa os sinais consta de módulos especificamente desenhados no LBL. O sistema de aquisição é realizado por um processador Starbust e por uma VAXstation 3200. Os softwares utilizados foram três: um programa principal que controla a aquisição, um segundo programa que escolhe os dados e um terceiro programa que analisa os espectros uni e bidimensionais. A taxa de aquisição típica é de 10000 a 30000 eventos por segundo, sendo os dados armazenados simultaneamente em duas fitas de videotape de 8 mm. Os 20 detectores de HPGe são posicionados nos 21 vértices do poliedro que descreve o sistema HERA (um dos vértices é passivo), alocados em 3 anéis com 7, 6 e 7 detectores cada. A figura 3.2 mostra o sistema HERA em perspectiva. O HERA tem 3 características interessantes para um sistema multidetector: alta resolução em energia, boa função resposta e boa eficiência. Detectores de germânio têm excelente resolução em energia (~ 2 keV para energia de 1MeV), mas não têm boa função resposta; esta última está relacionada à quantidade de gamas que atingem o cristal produzindo pulsos de voltagem proporcionais às suas

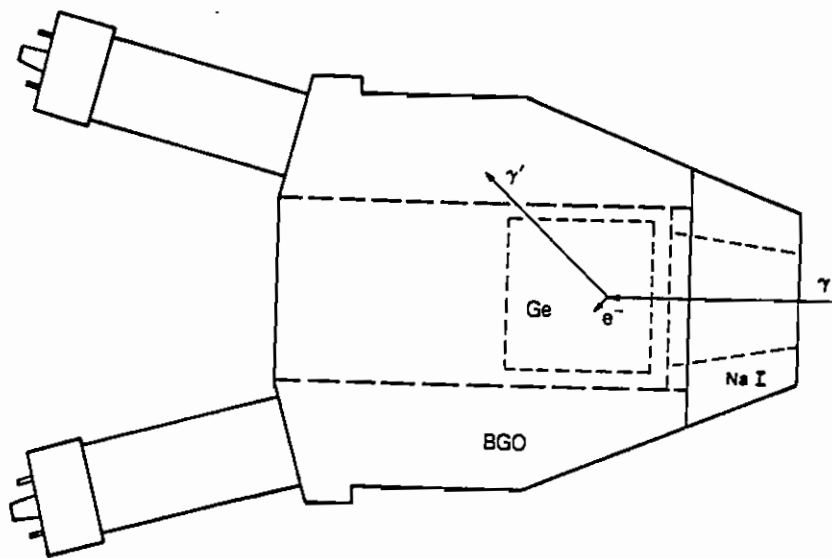


Figura 3.1 - Esquema de um detector principal de germânio com o supressor Compton consistindo de um BGO e de um NaI.[Di84]

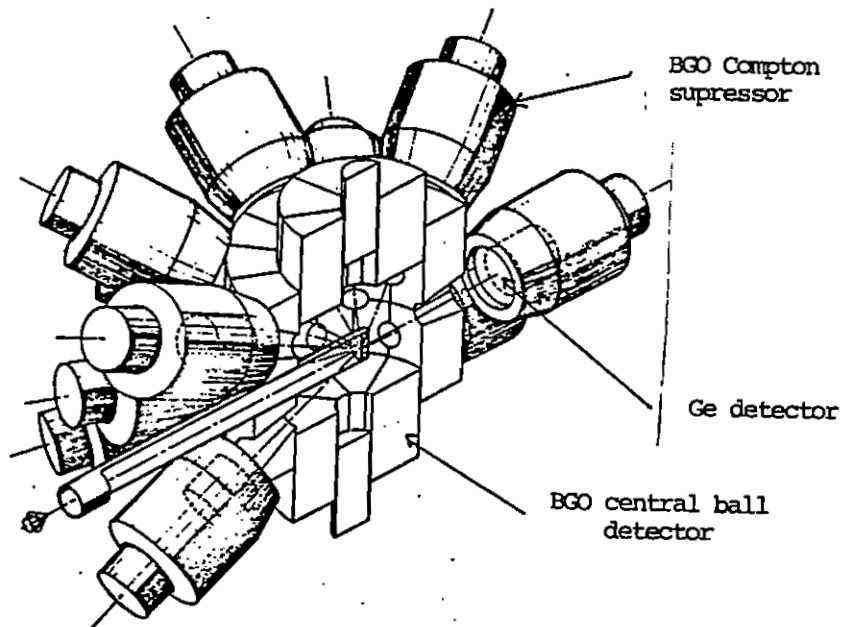


Figura 3.2 - Visão em perspectiva do sistema HERA.[Di84]

energias. Este problema é parcialmente contornado com a introdução dos sistemas de supressão Compton. A boa eficiência do sistema é obtida otimizando simultaneamente o número de detectores e a distância deles à fonte.

As atividades no dia da medida eram:

$^{195}\text{Au} - 25\mu\text{Ci}$,

$^{195m}\text{Pt} - 3n\text{Ci}$,

$^{196}\text{Au} - 0.13\mu\text{Ci}$.

A calibração dos detectores do HERA foi feita com o bismuto-207 e os dados de eficiência relativa copiados de medidas prévias com európio-152. Os dados da medida propriamente dita servirão também para a auto-calibração dos detectores por meio das linhas mais conhecidas. Os eventos na fita foram armazenados em 8000 canais por eixo de energia. A eficiência real do foto-pico é de aproximadamente 10^{-3} para 0.5MeV e de 0.5×10^{-3} para 1MeV . Todos os detectores foram alinhados, ou seja, têm aproximadamente a mesma equação de calibração e podem desta forma ser somados. Em 16 de novembro de 1992, foi feita uma medida inicial de 795s somente com eventos simples para eventuais correções e em seguida foi realizada uma medida com contagens em coincidência que revelou uma taxa de 40Hz , consistente com a atividade de $0.69\mu\text{Ci}$ de mercúrio-194 e com a eficiência do foto-pico de 0.1%. Em 18 de novembro foi feita uma nova medida de coincidências das transições da platina-194. Os programas do LBL para a análise dos dados foram gravados numa fita, os dados de medidas de eventos simples e das duas medidas em coincidência foram gravados numa outra fita e numa terceira fita foram gravados dados de eficiência relativa do európio-152. Estas fitas foram utilizadas no Laboratório do Acelerador Linear para a análise de dados.

3.3 Montagem da matriz de coincidências

As medidas de coincidência gama-gama utilizam dois detectores que medem a energia de dois gamas emitidos em coincidência a partir de um mesmo núcleo atômico. Por coincidência, entende-se dois fótons emitidos sucessivamente seja numa seqüência direta de transições, seja numa seqüência indireta, para a qual, entre as duas transições, aparecem outra ou outras transições. O intervalo de tempo entre a emissão dos gamas deve ser muito menor que a resolução temporal da eletrônica do sistema de aquisição para que eles sejam coincidentes; isto significa que a meia-vida dos estados intermediários também deve ser muito menor que esta resolução. Cada evento de coincidência consiste então de um par de canais histogramado em uma matriz produzindo o espectro bidimensional dos eventos coincidentes. A partir da calibração e dos canais referentes aos eventos, obtemos as energias dos fótons coincidentes. Experiências em coincidência são úteis tanto para eliminar fótons

provenientes de contaminantes quanto para posicionar corretamente no esquema de decaimento os gamas que são comprovadamente pertencentes ao isótopo estudado. A figura 3.3 mostra um modelo da matriz de coincidência, com os eixos X e Y representando os canais referentes às energias dos gamas e com o eixo Z representando o total de contagens para um determinado par de canais (este total não pode ultrapassar o número máximo de 65536 contagens), ou seja, cada elemento da matriz representa a quantidade total de eventos envolvendo gamas com duas energias específicas.

Tipicamente, o histograma tridimensional obtido será constituído de vários picos aproximadamente gaussianóides correspondendo a coincidências entre duas transições gamas e de calhas correspondendo a coincidências com gamas que sofreram efeito Compton. Um exemplo no qual os dois efeitos aparecem está na figura 3.4 cujo pico refere-se à coincidência entre os gamas de 293 keV (622 → 328) e de 1463 keV (2085 → 622).

São dois programas básicos para trabalhar os dados gravados em fita pelo sistema HERA: 1) o programa VSORT [Te92a] para a leitura e interpretação dos dados armazenados na fita magnética, bem como para a montagem da matriz de eventos coincidentes com extensão .S; 2) o programa VLOOK [Te92b] para a visualização e análise da matriz com extensão .S montada pelo VSORT. O programa VSORT, para a montagem das matrizes, utiliza-se de programas com extensão .USP, que fornecem as características da matriz a ser montada. No caso de análise da espectroscopia em coincidência, todos os eventos coincidentes de quaisquer duplas de detectores são somados indiscriminadamente. Uma área de projeto VSORT foi criada no VAX do IFUSP para armazenar os programas necessários e as matrizes obtidas. A adaptação dos programas na VAXstation 3100 do LAL teve que levar em conta a dificuldade adicional de que a sua memória tem 8 Mbytes de memória, enquanto a Workstation utilizada em Berkeley tinha 40 Mbytes de memória. Devido a este fato, só foi possível a montagem de matrizes de 2048 canais X 2048 canais. As fitas magnéticas foram lidas através do uso da unidade de leitura de fitas MKA400 acoplada à VAXstation do LAL. Os dados gravados na fita são de eventos em coincidências N-uplas, com N sendo a multiplicidade da coincidência ($N \geq 2$). Como o sistema HERA consiste de 20 detectores, cada evento de coincidência dupla pode ser referente a 380 combinações de dois diferentes detectores, levando em conta a ordem. A figura 3.5 mostra o espectro de tempo ou de tac obtido. Com a discriminação do espectro de tac do intervalo temporal significativo para a definição de uma coincidência real (20ns), o programa para a leitura da fita pode ser definido de duas formas diferentes (colocando-se um IF referente à coordenada "time"): 1) para a montagem da matriz de coincidências totais, fatiando sobre o "pico" do espectro de tac; 2) para a montagem da matriz de coincidências acidentais, fatiando sobre o "fundo" do espectro de tac. Como o programa de análise VLOOK não realiza a subtração das matrizes bidimensionais de eventos totais e de eventos acidentais para cada "fa-

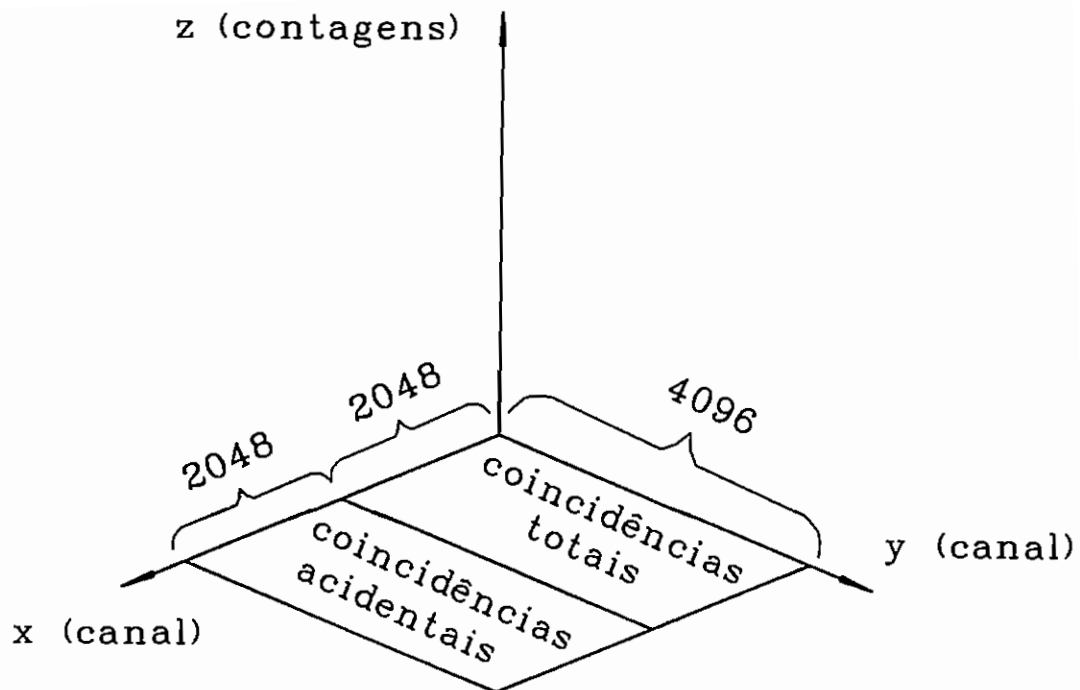


Figura 3.3 - Matriz de eventos coincidentes, com 4096 canais X 4096 canais.

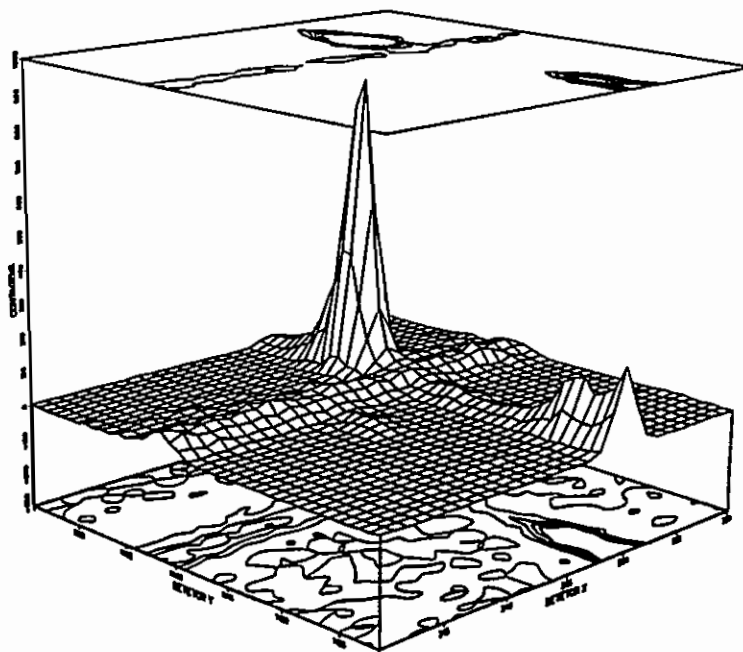


Figura 3.4 - Região da matriz de eventos coincidentes na qual aparece a coincidência entre os gamas de 293 keV (eixo X) e 1463 keV (eixo Y).

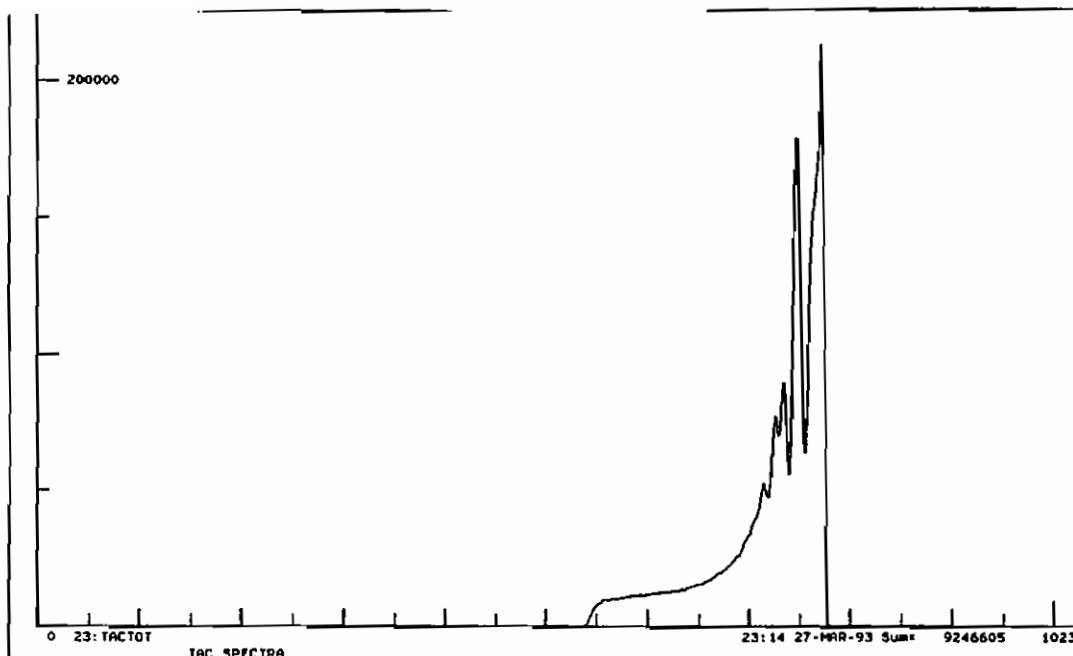


Figura 3.5 - Espectro de tac obtido.

“desejada”, para a obtenção de um espectro com eventos reais, foi decidido que em toda a análise de coincidência, seria utilizado o programa PANORAMIX [Va88] instalado no computador VAX do IFUSP. Para a viabilidade deste procedimento foi necessária a elaboração do programa MONTAMATRIZ [Te93b] que a partir das duas matrizes de coincidências totais e acidentais 2048 X 2048 com extensão .S montasse uma matriz 4096 X 4096 com extensão .MAT conveniente para ser lida e analisada pelo PANORAMIX: enquanto em uma metade da matriz ficam os eventos de coincidência total, na outra metade ficam os eventos de coincidência acidental. O programa PANORAMIX possibilita além de realizar fatias do espectro bidimensional nas janelas escolhidas, visualizar e ajustar os picos determinando a posição e a área de cada um. Para a realização de cada fatia são subtraídos eventos do fundo Compton e eventos de coincidências acidentais.

A importância da subtração das coincidências acidentais pode ser demonstrada *a posteriori*, realizando uma fatia com o gate na transição mais intensa do espectro, ou seja, 328 keV. As figuras 3.6 e 3.7 mostram parte do espectro obtido sem e com a correção de acidentais. Na figura 3.6, quando não é feita a correção de acidentais, o pico de 328 keV aparece em coincidência com ele mesmo. Na figura 3.7, com a correção de acidentais ligada, esta pseudo-coincidência desaparece, evidenciando desta forma a necessidade da utilização da matriz de coincidências acidentais.

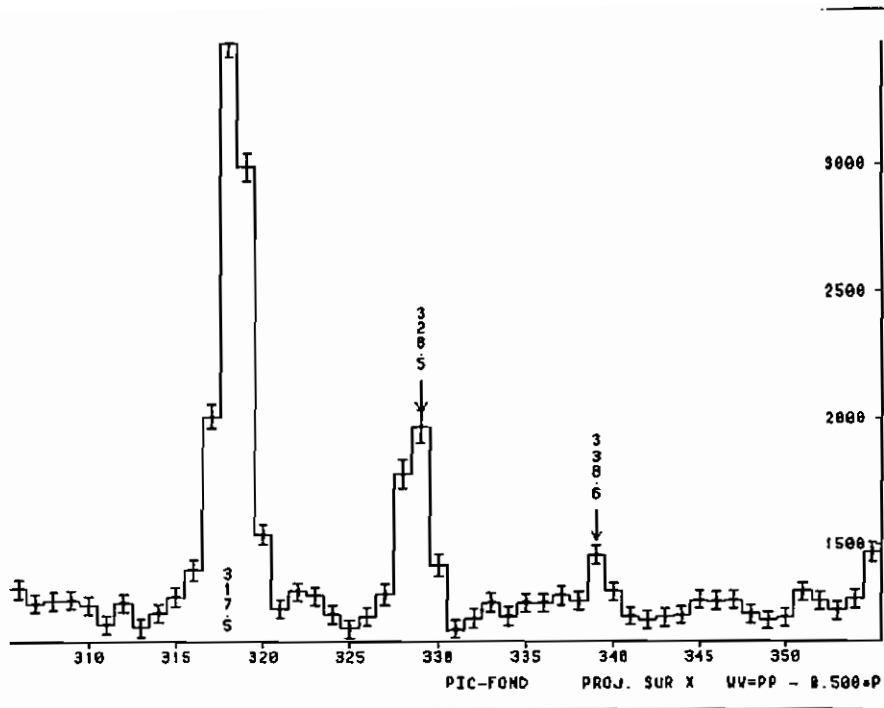


Figura 3.6 - Gate em 328 keV sem a correção de acidentais (contagens no eixo vertical e canal no eixo horizontal).

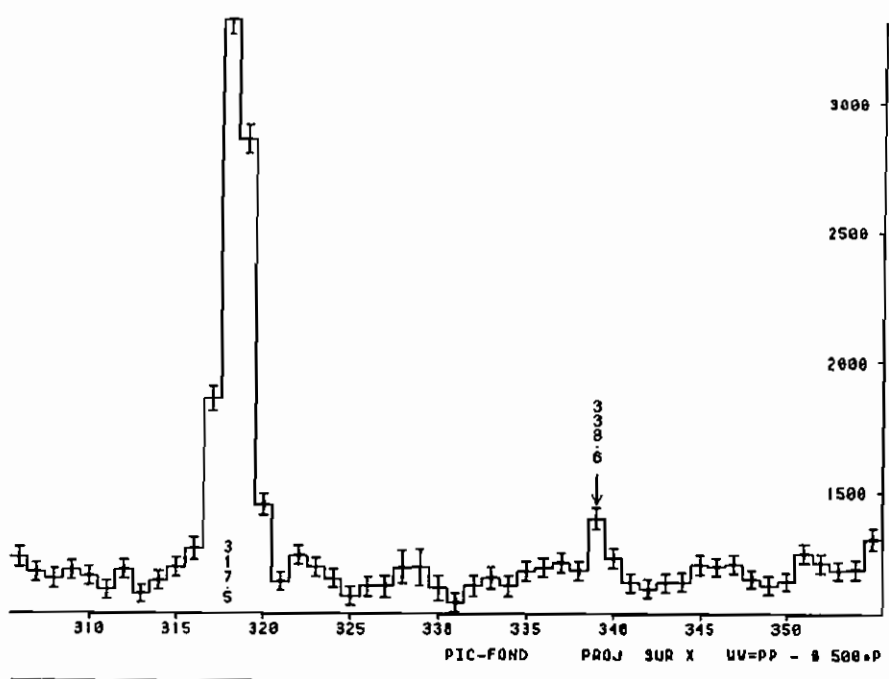


Figura 3.7 - Gate em 328 keV com a correção de acidentais (contagens no eixo vertical e canal no eixo horizontal).

3.4 Resultados e Análise

Para os picos identificados na experiência de espectroscopia gama simples, foi construído o espectro coincidente com cada um subtraindo-se o fundo Compton e as coincidências acidentais; o programa PANORAMIX tem comandos que realizam estas subtrações automaticamente. Na tabela 3.1, aparecem as relações de coincidência encontradas, sendo E_1 e E_2 as energias dos dois gamas coincidentes obtidas em dois quaisquer dos vinte detectores do sistema. Os eventos coincidentes entre duas transições com energias E_1 e E_2 produz dois picos gaussianóides no espectro bidimensional, nas posições (E_1, E_2) e (E_2, E_1) . As relações de coincidência determinadas, ou seja, a análise da existência ou não de coincidências entre os gamas, permitem o correto posicionamento de cada transição no esquema de decaimento. Obtém-se, também, como consequência desta análise, a identificação e separação de dubletos com energias muito próximas e que não estejam em coincidência entre si; caso contrário, ou seja, se os dois gamas do dubleto estiverem coincidentes, nem sempre esta separação é possível usando-se a matriz de coincidências.

Além disto, foram determinados oito novos gamas, sete diretamente, ou seja, com os seus fotopicos determinados (291 keV, 338 keV, 363 keV, 412 keV, 627 keV, 814 keV e 1488 keV), e um indiretamente (58 keV), que não tinham sido obtidos anteriormente nas medidas de espectroscopia simples por diferentes motivos; as intensidades também foram determinadas utilizando as áreas obtidas nas fatias convenientes. Estas novas transições, assim como suas intensidades, estão na tabela 3.2. Destas, cinco transições não estavam tabeladas em [Si89]: 338 keV, 363 keV, 627 keV, 814 keV e 1488 keV. O método para a determinação das intensidades está descrito abaixo. Seja a cascata de dois gamas em seqüência γ_1 e γ_3 e seja uma outra cascata com dois gamas em seqüência γ_2 e γ_3 . Conhecendo-se a intensidade relativa $I_r(E_2)$, as eficiências $\epsilon(E_1)$ e $\epsilon(E_2)$ e as áreas $A(E_1)$ e $A(E_2)$, tomadas no espectro obtido fatiando-se a matriz de eventos bidimensional com a janela localizada na energia γ_3 , a intensidade relativa $I_r(E_1)$ é obtida segundo a equação:

$$I_r(E_1) = \frac{A(E_1) \epsilon(E_2)}{A(E_2) \epsilon(E_1)} I_r(E_2). \quad (22)$$

Esta mesma equação também é válida com uma cascata sendo γ_3 e γ_1 e a outra cascata sendo γ_3 e γ_2 . Portanto, a partir da intensidade relativa de γ_2 , determina-se a de γ_1 . As eficiências foram determinadas a partir de medidas apenas com eventos simples cujos dados foram transcritos em fitas e, posteriormente, analisados.

No capítulo seguinte, o esquema de decaimento proposto será descrito com maiores detalhes, sobretudo no que se refere aos níveis.

Tabela 3.1 - Parte A - Relações de coincidência para as transições de ^{194}Pt , sendo E_1 e E_2 as energias dos dois gamas coincidentes γ_1 e γ_2 . Todas as energias são representadas na tabela pela sua parte inteira, com as exceções de 621.995 keV, 703.56 keV e 1675.9 keV que são representadas pelos números 622, 704 e 1676, para não se confundirem com a energia do outro gama dos respectivos dubletos.

$E_1(\text{keV})$	$E_2(\text{keV})$
151	293; 328; 1441; 1735
162 e 164	293; 328; 364; 530; 1430; 1468; 1724
171	1421; 1715; 2043
203	293; 328; 364; 417; 482; 528; 607; 622; 807; 901
212	328; 1675
223	203; 293; 300; 304; 328; 363; 482; 562; 607; 621; 814; 1104
239	328; 1302; 1595; 1924
243 e 244	293; 328; 645; 704; 938; 1715
250 e 253	293; 328; 621; 925; 1218; 1342
285	293; 300; 328; 482
290; 291 e 293	151; 164; 203; 285; 290; 300; 328; 338; 364; 398; 418; 436; 449; 528; 544; 589; 593; 645; 668; 675; 699; 704; 810; 846; 855; 857; 889; 894; 925; 948; 1000; 1007; 1038; 1048; 1080; 1121; 1156; 1175; 1186; 1194; 1262; 1291; 1302; 1308; 1316; 1339; 1388; 1421; 1430; 1441; 1463; 1474; 1487; 1492; 1512; 1518; 1535; 1541; 1562; 1592; 1593; 1595; 1617; 1665; 1676; 1689; 1744; 1775
300 e 304	223; 285; 293; 328; 398; 412; 449; 589; 593; 622; 675; 699; 704; 814; 855; 894; 1007; 1038; 1080; 1104; 1121; 1140; 1186; 1262; 1291; 1317; 1388; 1474
318	418; 857
328	151; 164; 203; 223; 239; 244; 250; 285; 293; 300; 318; 338; 364; 398; 412; 418; 436; 449; 482; 528; 530; 544; 562; 589; 593; 594; 607; 621; 645; 668; 675; 700; 704; 736; 781; 807; 810; 818; 846; 855; 857; 859; 889; 894; 901; 925; 938; 948; 1000; 1007; 1038; 1048; 1004; 1119; 1140; 1150; 1156; 1175; 1183; 1194; 1218; 1262; 1293; 1302; 1308; 1316; 1339; 1342; 1388; 1421; 1430; 1441; 1450; 1463; 1468; 1487; 1492; 1512; 1518; 1542; 1562; 1565; 1592; 1593; 1595; 1601; 1617; 1632; 1665; 1676; 1689; 1715; 1724; 1735; 1756; 1780; 1785; 1805; 1812; 1829; 1835; 1856; 1885; 1886; 1911; 1958; 1969; 1983
338	328; 1000; 1293; 1622

Tabela 3.1 - Parte B - Relações de coincidência para ^{194}Pt (cont.)

$E_1(\text{keV})$	$E_2(\text{keV})$
363; 364 e 366	203; 223; 293; 328; 364; 366; 418; 482; 562; 607; 621; 810; 1104; 1432
373	328; 1048; 1342
398	293; 328; 482; 1194; 1487
412	293; 300; 328; 589; 700; 889; 1183
417; 418 e 421	203; 293; 318; 328; 364; 482; 528; 530; 622; 1000; 1104; 1175; 1293; 1468; 1622; 1797
436	293; 328; 1156; 1450
449	244; 293; 300; 328; 482; 589; 622; 700; 889; 1183; 1510
482	223; 285; 328; 364; 398; 417; 449; 528; 562; 621; 700; 781; 859; 1119; 1346; 1500
528 e 530	164; 203; 293; 328; 418; 482; 562; 589; 607; 622; 645; 668; 810; 901; 938; 1104; 1183; 1432
544	293; 328; 622; 1048; 1342; 1672
562	203; 223; 328; 363; 364; 482; 528; 1150
589; 593 e 594	285; 293; 300; 328; 412; 449; 530; 594; 589; 602; 622; 699; 704; 855; 894; 1000; 1007; 1038; 1080; 1121; 1140; 1186; 1262; 1293; 1316; 1388; 1474; 1622
602	328; 1183
607	203; 293; 328; 364; 528; 622
621 e 622	164; 171; 203; 290; 300; 304; 328; 365; 449; 482; 528; 593; 607; 645; 668; 675; 699; 704; 781; 807; 810; 855; 857; 925; 948; 1000; 1007; 1038; 1048; 1080; 1121; 1140; 1156; 1175; 1186; 1194; 1262; 1291; 1302; 1308; 1316; 1339; 1421; 1430; 1432; 1442; 1463; 1474; 1487; 1492; 1512; 1518; 1562; 1593; 1617; 1665; 1676; 1689; 1743
627	293; 328; 1048; 1342
645	140; 244; 293; 328; 530; 622; 704; 846; 948; 1031
668	293; 328; 622; 925; 1218
675	293; 300; 328; 622; 699; 1000; 1293; 1622
699; 700; 703 e 704	244; 293; 300; 328; 421; 449; 482; 589; 593; 594; 645; 622; 700; 704; 889; 938; 1183; 1510
736	328; 857; 1150
781	203; 293; 328; 482; 607; 621; 810; 1104
807; 810 e 814	223; 293; 300; 304; 328; 364; 528; 622; 781; 1104
818	328; 1150
846	293; 328; 622; 645; 938

Tabela 3.1 - Parte C - Relações de coincidência para ^{194}Pt (cont.)

$E_1(\text{keV})$	$E_2(\text{keV})$
855; 857 e 859	290; 293; 300; 318; 328; 366; 482; 594; 622; 736
889	293; 328; 449; 622; 704
894	293; 300; 328; 398; 594; 622
901	203; 328; 364; 528
925	250; 293; 328; 622; 668
938	244; 328; 530; 846; 948; 1031
948	140; 293; 328; 622; 645; 938
1000	293; 328; 338; 421; 593; 622; 675
1007	285; 293; 300; 328; 594; 622
1031	293; 328; 645; 938
1038	293; 300; 328; 594; 622
1048	290; 293; 328; 373; 544; 622; 627
1080	293; 300; 328; 622
1104	223; 304; 328; 364; 418; 528; 781; 807
1119 e 1121	285; 293; 300; 328; 482; 594; 622
1140	293; 300; 328; 594; 622
1150	318; 328; 736; 818
1156	293; 328; 436; 622
1175	164; 293; 328; 366; 418; 622
1183	328; 412; 449; 704
1186	293; 300; 328; 594; 622
1194	293; 328; 398; 622
1218	250; 328; 668
1262	293; 300; 328; 594; 622
1291 e 1293	293; 300; 328; 338; 421; 594; 622; 675
1302	239; 290; 293; 328; 622
1308	285; 293; 328; 622
1316	293; 300; 328; 594; 622
1339; 1342 e 1346	290; 293; 328; 373; 482; 544; 622; 627
1388	293; 300; 328; 594; 622
1421	171; 293; 328; 622
1430 e 1432	162; 293; 328; 364; 528; 622
1441	151; 293; 328; 622
1450	328; 436
1463	293; 328; 622
1468	164; 328; 366; 418; 500
1474	293; 300; 328; 594; 622

Tabela 3.1 - Parte D - Relações de coincidência para ^{194}Pt (cont.)

$E_1(\text{keV})$	$E_2(\text{keV})$
1487 e 1488	293; 328; 398; 622
1492	293; 328; 622
1500	328; 482
1510 e 1512	293; 328; 449; 621; 704
1518	293; 328; 622
1535	293; 328; 622
1541	293; 328; 622
1562 e 1565	293; 328; 622
1592; 1593 e 1595	239; 291; 293; 328; 622
1601	285; 328
1617	293; 328; 622
1622	421; 593; 675
1632	328
1665	293; 328; 622
1670	290; 373; 544
1675 e 1676	212; 293; 328; 622
1689	293; 328; 622
1715	171; 243; 328
1724	162; 328
1735	151; 328
1743	293; 328; 622
1756	328
1775 e 1780	293; 328; 622
1785	328
1797	163; 366; 418
1802 e 1805	328
1812	328
1829	328
1835	328
1856	328
1885 e 1886	140; 328
1911	328
1924	239; 291
1958	328
1969	328
1983	328
2043	171; 243

Tabela 3.2 - Energias $E(\text{keV})$ dos raios gama de ^{194}Pt e intensidades relativas I_γ , determinadas em medidas de coincidência, a partir do decaimento por captura eletrônica e por β^+ de ^{194}Au (Pres.=Presente trabalho; NDS-CE=dados do decaimento radioativo de ^{194}Au extraído da referência [Si89]).

$E(\text{keV})$				$I_\gamma(\text{rel})$			
Pres.		NDS-CE		Pres. ^(a)		NDS-CE ^(b)	
58.8	9	59.45	10			0.008	2
291.4	6	291.20	10	0.035	7	0.011	4
338.88	10			0.018	5		
363.10	18			0.0098	22		
412.20	11	412.27	10	0.025	7	0.05	3
627.7	6			0.0061	17		
814.89	29			0.0121	22		
1488.3	4			0.028	7		

^(a) Para intensidades absolutas por 100 decaimentos, multiplique por 0.604 (6).

^(b) Para intensidades absolutas por 100 decaimentos, multiplique por 0.60 (3) [Si89].

A análise das coincidências permitiu posicionar todas as novas transições observadas e também aquelas que não tinham sido posicionadas em [Si89], 58 keV, 162 keV, 781 keV, 1518 keV e 1812 keV, bem como alterar o posicionamento das transições 140 keV, 223 keV, 562 keV e 1080 keV.

Os dados compilados para os gamas na Nuclear Data Sheets (NDS) com informações sobre núcleos com número de massa $A=194$ [Si89] foram obtidos a partir de várias fontes diferentes de informação: decaimento radioativo de ^{194}Au [Be64, Be70, Vi72], decaimento radioativo do estado fundamental de ^{194}Ir [Cl76], decaimento radioativo do estado meta-estável de ^{194}Ir [Su68], reação $^{192}\text{Os}(\alpha, 2n\gamma)$ com $E = 24\text{MeV}$ [Ya74] e com $E = 23, 27\text{MeV}$ [Hj76], reação $^{194}\text{Pt}(n, n'\gamma)$ com $E = 1.2 - 4.5\text{MeV}$ [Fi81], [Mi85], [Hi87] e excitação coulombiana, por exemplo usando $(^{136}\text{Xe}, ^{136}\text{Xe}')$, com $E = 620\text{MeV}$ [St77], $(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}')$, com $E = 33 - 75\text{MeV}$ [Ba78] ou (α, α') , com $E = 3 - 17\text{MeV}$ [Ba78].

No texto os níveis são referidos pela energia em keV e pelos spin e paridade propostos, separados por vírgula.

Transição de 140 keV. Na NDS esta transição aparece posicionada como sendo emitida a partir do nível 2298 keV, 1^+ até o nível 2157 keV, (2^+) . As relações de coincidência observadas não confirmam este posicionamento; por exemplo, fatiando-se o espectro bidimensional em 1829 keV ($2157 \rightarrow 328$) não se observa o fotopico de 140 keV. Este trabalho sugere posicionar esta transição entre os níveis 2356 keV, 0^+ e 2215 keV, 1^+ , pois o fotopico de 140 keV é observado em coincidência com 948 keV ($2215 \rightarrow 1267$), 645 keV ($1267 \rightarrow 622$) e 1886 keV ($2215 \rightarrow 328$). Além

disso, a multipolaridade da transição M1 é consistente com os spins e paridades dos estados inicial e final. Os valores obtidos para a energia 140.547 (23) keV e para a intensidade 0.0786 (28) são compatíveis com os tabelados na NDS, 140.54 (10) keV e 0.095 (10).

Transição de 162 keV. Na NDS esta transição aparece tabelada com energia 162.57 (10) keV, intensidade relativa 0.035 (6) e multipolaridade M1(+E2), mas não aparece posicionada no esquema de decaimento. As relações de coincidência com 1430 keV (2052 \rightarrow 622) e com 1724 keV (2052 \rightarrow 328) sugerem o posicionamento entre os níveis 2215 keV, 1^+ e 2052 keV, $(0, 1, 2)^+$. Os valores obtidos neste trabalho para a energia e para a intensidade relativa, respectivamente 162.64 (3) keV e 0.0393 (23), são compatíveis com aqueles que constam na NDS.

Transição de 212 keV. Esta transição não aparece no esquema de decaimento da NDS; no atual trabalho, a relação de coincidência com 1675 keV (2003 \rightarrow 328) possibilita posicionar o gama de 212 keV entre os níveis 2215 keV, 1^+ e 2003 keV, $(1^+, 2^+)$. O nível de 2003 keV não aparece no esquema de níveis de ^{194}Pt obtido a partir do decaimento de ^{194}Au .

Transição de 223 keV. Na NDS esta transição tem energia igual a 223.97 (10) keV, intensidade relativa igual a 0.052 (10) e multipolaridade E1+M2 ou M1+E2, aparecendo posicionada como sendo emitida a partir do nível 2184 keV, $1^+, 2^+$ para o nível 1961 keV, 2^- . Entretanto, fatiando o espectro bidimensional nas janelas de 528 keV (1961 \rightarrow 1432), 449 keV (1961 \rightarrow 1511) e 1038 keV (1961 \rightarrow 922), não se observa o fotopico de 223 keV. Esta transição neste trabalho está proposta como posicionada entre o nível de 1961 keV, 2^- e o nível proposto com energia de 1737 keV, (3), posição esta confirmada pela relação de coincidência de 223 keV com 304 keV (1737 \rightarrow 1432), 1104 keV (1432 \rightarrow 328), 363 keV (1737 \rightarrow 1373), 562 keV (1373 \rightarrow 811), 814 keV (1737 \rightarrow 922) e 300 keV (922 \rightarrow 622).

Transição de 243 keV. A energia desta transição é bastante próxima da energia da transição de 244 keV (1511 \rightarrow 1267), configurando um dubleto. No esquema proposto na NDS não existe esta transição; neste trabalho ela é posicionada entre os níveis 2287 keV, $1^+, 2^+$ e 2043 keV, 1^+ , como demonstra o fotopico com energia de 243 keV obtido quando o espectro bidimensional é fatiado nas janelas com 1715 keV (2043 \rightarrow 328) e 2043 keV (2043 \rightarrow 0).

Transição de 291 keV. Esta transição aparece na tabela da NDS com os gamas provenientes do decaimento de ^{194}Au , com energia 291.20 (10) keV, intensidade relativa 0.011 (4), multipolaridade assumida M1 e posicionada entre os níveis 2215 keV, 1^+ e 1924 keV, 1^+ . Este gama não foi visto no espectro de eventos simples, devido ao fotopico adjacente bastante intenso de 293 keV. Na experiência com gamas em coincidência, esta transição foi observada e posicionada entre os mesmos níveis,

devido às relações de coincidência com 1595 keV (1924 → 328) e 1924 keV (1924 → 0). A partir das áreas dos picos de coincidência 291-1924 keV e 240-1924 keV, obtidos fatiando o espectro na janela em 1924 keV, determinou-se a intensidade relativa para a transição de 291.4 (6) keV como $I_r = 0.035(7)$.

Transição de 304 keV. A posição desta transição proposta na NDS entre os níveis 1817 keV, $(2)^+$ e 1511 keV, 2^+ , não é verificada neste trabalho, como demonstra a inexistência de coincidência de 304 keV com 1183 keV (1511 → 328) e 889 keV (1511 → 622). Na NDS, este gama tem energia adotada de 304.8 (3) keV, enquanto no presente trabalho esta transição tem energia de 304.87 (7) keV e está posicionada entre o nível proposto de 1737 keV, (3) e o nível de 1432 keV, 3^- , como demonstram as coincidências verificadas com as transições de 223 keV (1961 → 1737), 810 keV (1432 → 622) e 1104 keV (1432 → 328). Nas tabelas da NDS esta transição aparece somente no caso das reações $^{192}\text{Os}(\alpha, 2n\gamma)$ e $^{194}\text{Pt}(n, n'\gamma)$; no primeiro caso com energia de 304.6 (3) keV e não posicionada no espectro de decaimento de ^{194}Pt e no segundo caso com energia de 304.8 (3) keV e posicionada entre os níveis de 1816 keV e 1511 keV.

Transição de 338 keV. Nas tabelas da NDS para os gamas provenientes do decaimento radioativo de ^{194}Au e do estado fundamental de ^{194}Ir , não existe transição com esta energia, aparecendo entretanto um gama com energia de 338.8 (5) keV e multipolaridade duvidosa (E2) no decaimento radioativo do estado meta-estável de ^{194}Ir e um gama com energia igual a 338.8 (2) na reação $^{192}\text{Os}(\alpha, 2n\gamma)$, ambos posicionados entre os níveis 2438 keV, $(8^+, 9^+, 10^+)$ e 2099 keV, $(8)^+$, inexistentes no esquema da NDS obtido com o decaimento de ^{194}Au ; neste caso o nível que é depopulado pela transição, pela sua alta energia e pelo grande valor de spin não pode ser alimentado a partir do decaimento radioativo do estado fundamental de ^{194}Au que tem spin 1^- . Na experiência em coincidência, foi detectado um gama com energia 338.88 (10) keV e posicionado entre os níveis 1961 keV, 2^- e 1622 keV, 2^+ , como demonstram as relações de coincidência com 1000 keV (1622 → 622), 1293 keV (1622 → 328) e 1622 keV (1622 → 0). A intensidade relativa para a transição de 338 keV, $I_r = 0.018(5)$ foi obtida a partir da média dos valores obtidos de duas formas diferentes: utilizando as áreas dos picos das cascatas 338-1622 keV e 421-1622 keV, no primeiro caso, e 338-1293 keV e 421-1293 keV, no segundo caso, correspondendo respectivamente às janelas em 1622 keV e em 1293 keV.

Transição de 363 keV. Este gama não aparece na compilação da NDS de dados envolvendo as transições de ^{194}Pt . Neste trabalho foi obtida uma transição com energia de 363.10 (18) keV, posicionada entre os níveis de 1737 keV, (3) e 1373 keV, 5^- , como mostram as relações de coincidência com 562 keV (1373 → 811) e 223 keV (1961 → 1737). Utilizando-se as áreas dos picos de coincidência 223-363 keV e 223-304 keV, fatiando o espectro na janela em 223 keV, foi obtida para a transição

de 363 keV a intensidade relativa de $I_r = 0.0098(22)$.

Transição de 366 keV. Não existe esta transição no esquema proposto na NDS. Este trabalho sugere posicionar este gama entre os níveis 2163 keV, 0^+ e 1797 keV, 1^- , devido à existência de fotopicos de 366 keV quando são tomadas no espectro biparamétrico fatias nas janelas de 364 keV (1797 \rightarrow 1432), 1175 keV (1797 \rightarrow 622), 1468 keV (1797 \rightarrow 328) e 1797 keV (1797 \rightarrow 0).

Transição de 373 keV. Esta transição não aparece na compilação da NDS dos gamas de ^{194}Pt . No presente trabalho é sugerido posicioná-la entre os níveis 2043 keV, 1^+ e 1670 keV, 2^+ , devido às suas relações de coincidência com as transições de 1048 keV (1670 \rightarrow 622) e 1342 keV (1670 \rightarrow 328).

Transição de 398 keV. Na tabela com os gamas adotados existente na NDS esta transição não aparece. Neste trabalho este gama é posicionado entre os níveis 2215 keV, 1^+ e 1816 keV, $(2)^+$, pois observa-se o fotopico de 398 keV nas fatias obtidas com as janelas em 894 keV (1816 \rightarrow 922), em 1194 keV (1816 \rightarrow 622) e em 1488 keV (1816 \rightarrow 328).

Transição de 412 keV. Na tabela da NDS com os gamas oriundos do decaimento de ^{194}Au , esta transição aparece com energia de 412.27 (10) keV, intensidade relativa de 0.05 (3), multipolaridade assumida M1,E2 e posicionada entre os níveis de 1924 keV, 1^+ e 1511 keV, 2^+ . Esta transição não foi vista no espectro simples devido aos contaminantes presentes, mas foi observada no espectro bidimensional com energia de 412.20 (11) keV, em coincidência com 589 keV (1511 \rightarrow 1267), 700 keV (1511 \rightarrow 811), 889 keV (1511 \rightarrow 622) e 1183 keV (1511 \rightarrow 328), relações que permitiram posicioná-la da mesma forma que na NDS. A intensidade relativa para a transição de 412 keV, $I_r = 0.025(7)$ foi obtida a partir da média dos valores obtidos de duas formas diferentes: utilizando as áreas dos picos das cascatas 412-1183 keV e 449-1183 keV, no primeiro caso, e 412-889 keV e 412-889 keV, no segundo caso, correspondendo respectivamente às janelas em 1183 keV e em 889 keV.

Transições de 417 keV e 418 keV. Na tabela da NDS com os gamas provenientes do decaimento de ^{194}Au , aparece apenas uma energia, 418.06 (20) keV, referente às duas transições de um dubleto: uma entre os níveis 1229 KeV, 4^+ e 811 keV, 4^+ , e a outra entre os níveis 2215 keV, 1^+ e 1797 keV, 1^- . Na compilação de todos os gamas adotados para ^{194}Pt , aparecem os valores de 417.98 (10) keV para a primeira e de 418.06 (20) keV para a segunda transição. Estes valores devem ser comparados respectivamente com 417.95 (15) keV e 418.41 (12) keV. O posicionamento das transições de acordo com as relações de coincidência obtidas é o mesmo para os dois gamas. Na tabela da NDS os dois gamas de 417 keV e 418 keV tem a mesma intensidade relativa de 0.07 (1); neste trabalho esses valores são respectivamente iguais a 0.075(27) e 0.08 (3), próximos entre si, coerentemente com os dados

da NDS. A transição entre os níveis 1229 keV e 811 keV é também observada com as reações $^{192}\text{Os}(\alpha, 2n\gamma)$ com energia de 418.2 (3) keV, $^{194}\text{Pt}(n, n'\gamma)$ com energia de 417.96 (11) keV e no caso de excitação coulombiana, com energia compilada de 418.1 (1) keV. No caso da reação $^{192}\text{Os}(\alpha, 2n\gamma)$ aparece tabelada também uma transição com energia de 416.9 (3) keV não posicionada no esquema de níveis e que poderia ser o outro gama do duplete analisado; entretanto isto não se sustenta devido à ausência dos gamas mais intensos que depopulam o estado de 2215 keV, como 593 keV, 704 keV e 948 keV.

Transição de 421 keV. Esta transição não aparece na tabela de gamas da NDS; neste trabalho a posição proposta é entre os níveis 2043 keV, 1^+ e 1622 keV, 2^+ , devido às coincidências da transição de 421 keV com 699 keV (1622 \rightarrow 922), 1000 keV (1622 \rightarrow 622), 1293 keV (1622 \rightarrow 328) e 1622 keV (1622 \rightarrow 0).

Transição de 436 keV. Na tabela de gamas da NDS não está incluída esta transição. As medidas de coincidência permitem posicionar esta transição entre os níveis 2215 keV, 1^+ e 1778 keV (2^+), pois o fotopico de 436 keV é obtido fatiando-se o espectro nas janelas de 1156 keV (1778 \rightarrow 622) e 1450 keV (1778 \rightarrow 328).

Transição de 500 keV. Este gama não aparece na tabela de gamas provenientes do decaimento radioativo de ^{194}Au na NDS, aparecendo, porém, na tabela com todos os gamas adotados para o esquema de níveis de ^{194}Pt , uma transição bastante próxima em energia, 499.65 (9) keV, sem multipolaridade definida, posicionada entre os níveis 1422.39 keV, $(3, 4)^+$ e 922 keV, 3^+ ; o primeiro destes níveis não aparece no esquema proposto para ^{194}Pt na NDS a partir do decaimento de ^{194}Au e também não aparece proposto neste trabalho. O gama de 499 keV da NDS é obtido com as reações $^{192}\text{Os}(\alpha, 2n\gamma)$ com energia de 499.4 (2) keV, $^{194}\text{Pt}(n, n'\gamma)$ com energia de 499.65 (9) keV e no caso de excitação coulombiana, com energia de 499.3 (1) keV. Neste trabalho a transição de 500 keV é posicionada entre os níveis 2298 keV, 1^+ e 1797 keV, 1^- , como demonstra a sua relação de coincidência com 1468 keV (1797 \rightarrow 328).

Transições de 562 keV e de 58 keV. Na NDS esta transição aparece posicionada entre os níveis 2185 keV, 1^+ , 2^+ e 1622 KeV, 2^+ , a partir do decaimento radioativo de ^{194}Au . Entretanto, neste trabalho isto não é verificado, pois não existe relação de coincidência de 562 keV com 1000 keV (1622 \rightarrow 622), 1293 keV (1622 \rightarrow 328) e 1622 keV (1622 \rightarrow 0). No entanto, um gama de multipolaridade duvidosa (E1) e de energia 562.64 (8) keV aparece posicionado entre os níveis 1373 keV, 5^- e 811 keV, 4^+ , na tabela de gamas adotados para o esquema de níveis de ^{194}Pt . O nível de 1373 keV não aparece no esquema de níveis proveniente do decaimento de ^{194}Au na NDS, mas será incluído neste trabalho. A transição de 562 keV na NDS é obtida nas reações $^{192}\text{Os}(\alpha, 2n\gamma)$ com energia de 562.5 (1) keV, $^{194}\text{Pt}(n, n'\gamma)$ com energia de 562.64 (8) keV, no caso de excitação coulombiana com energia de 562.4 (1)

keV e no caso do decaimento radioativo do estado meta-estável de ^{194}Ir com energia 562.4 (5) keV; no primeiro e no último caso acima aparece posicionado um outro gama de 562 keV e multipolaridade duvidosa (E2), entre os níveis 2047 keV, (9^-) e 1485 keV, (7^-), níveis estes que não estão no esquema de níveis da NDS para ^{194}Pt obtido a partir do decaimento de ^{194}Au e que também não aparecem no esquema de níveis proposto neste trabalho. O posicionamento desta transição de energia 562 keV entre os níveis 1373 keV e 811 keV é demonstrado no presente trabalho a partir da sua relação de coincidência com o gama de 482 keV ($811 \rightarrow 328$). O nível 1373 keV tem alto spin 5^- e portanto não seria alimentado diretamente pelo decaimento de ^{194}Au , mas sim a partir do nível de 1432 keV, 3^- , pela transição de energia de 58 keV não determinada diretamente neste trabalho devido à baixa energia, mas demonstrada indiretamente pelas relações de coincidência de 562 keV ($1373 \rightarrow 811$) com 364 keV ($1797 \rightarrow 1432$) e 528 keV ($1961 \rightarrow 1432$). O nível de 1432 keV faz parte do esquema proposto na NDS para ^{194}Pt a partir do decaimento de ^{194}Au . Na tabela da NDS com os gamas provenientes do decaimento de ^{194}Au , existe uma transição de energia de 59.45 (10) keV e multipolaridade $M1(+E2)$ não posicionada no esquema de decaimento, mas que pela proximidade dos valores de energia pode ser a transição citada acima. A análise da multipolaridade e da intensidade proposta na NDS, $I_r = 0.008(2)$ são consistentes com este posicionamento.

Transição de 602 keV. Esta transição não está incluída na tabela de gamas da NDS; as medidas de coincidência do presente trabalho permitem posicionar esta transição entre os níveis 2113 keV, 1^+ e 1511 keV, 2^+ , como demonstram as relações de coincidência de 602 keV com 589 keV ($1511 \rightarrow 922$) e 1183 keV ($1511 \rightarrow 328$).

Transição de 627 keV. Este gama não aparece nas tabelas da NDS; no presente trabalho ele somente é observado na experiência em coincidência com energia de 627.7 (6) keV e posicionado entre os níveis 2298 keV, 1^+ e 1670 keV, 2^+ , como demonstram as relações de coincidência com 1048 keV ($1670 \rightarrow 622$) e 1342 keV ($1670 \rightarrow 328$). A intensidade relativa para a transição de 627 keV, $I_r = 0.0061(17)$ foi obtida a partir da média dos valores obtidos de duas formas diferentes: utilizando as áreas dos picos das cascatas 627-1342 keV e 544-1342 keV, no primeiro caso, e 627-1048 keV e 544-1048 keV, no segundo caso, correspondendo respectivamente às janelas em 1342 keV e em 1048 keV.

Transição de 699 keV. Esta transição não está presente na tabela da NDS que contém os gamas obtidos a partir do decaimento de ^{194}Au mas está incluída naquela que contém os gamas obtidos a partir do decaimento de ^{194}Ir , sem multipolaridade definida, com energia tabelada igual a 699.5 (4) keV, posicionada entre os níveis 1622 keV, 2^+ e 922 keV, 3^+ , da mesma forma que neste trabalho, como mostram as relações de coincidência de 699 keV com 300 keV ($922 \rightarrow 622$), 594 keV ($922 \rightarrow 328$) e 675 keV ($2298 \rightarrow 1622$). A razão de ramificação desta transição em relação à

transição de 1622 keV ($1622 \rightarrow 0$) que é a mais intensa depopulando o nível de 1622 keV, presente na tabela dos gamas adotados para o esquema de decaimento de ^{194}Pt da NDS, é de 4(2)%, enquanto que no presente trabalho esta razão de ramificação em relação à transição de 1622 keV é de 8.7(22)%

Transição de 781 keV. Na tabela de gamas oriundos do decaimento radioativo de ^{194}Au existe uma transição de 781.8 (20) keV, sem multipolaridade definida e intensidade relativa 0.09 (5), compatível com a transição obtida neste trabalho, mas não posicionada no esquema de decaimento. A posição sugerida no presente trabalho para este gama é entre os níveis de 2214 keV, ($1^+, 2^+$) e 1432 keV, 3^- , obtida a partir das relações de coincidência com 203 keV ($1432 \rightarrow 1229$), 607 keV ($1229 \rightarrow 622$), 621 keV ($1432 \rightarrow 811$), 482 keV ($811 \rightarrow 328$), 810 keV ($1432 \rightarrow 622$) e 1104 keV ($1432 \rightarrow 328$).

Transição de 807 keV. Esta transição não aparece tabelada na NDS. Neste trabalho, a partir das relações de coincidência com 203 keV ($1432 \rightarrow 1229$) e 1104 keV ($1432 \rightarrow 328$), a posição proposta para este gama é entre os níveis 2239 keV, (2^-) e 1432 keV, 3^- .

Transição de 814 keV. Esta transição não está compilada na NDS; neste trabalho ela foi obtida na experiência gama em coincidência com energia de 814.89 (29) keV e posicionada entre os níveis de 1737 keV, (3) e 922 keV, 3^+ , como demonstram as relações de coincidência com 223 keV ($1961 \rightarrow 1737$) e 300 keV ($922 \rightarrow 622$). Utilizando-se as áreas dos picos de coincidência 814-300 keV e 855-300 keV, fatiando o espectro na janela em 300 keV, foi obtida para a transição de 814 keV a intensidade relativa de $I_r = 0.0121(22)$.

Transição de 857 keV. Nas tabelas compiladas na NDS, este gama não aparece no decaimento de ^{194}Au , mas aparece no decaimento de ^{194}Ir com energia de 857.12 (19) keV, sem multipolaridade definida posicionada entre os níveis 1479 keV, 0^+ e 622 keV, 2^+ , com razão de ramificação em relação à transição de 1150 keV - a mais intensa que depopula o nível de 1479 keV - igual a 1.2(1)%, sendo que neste trabalho o valor obtido para esta razão de ramificação é de 0.53(11)% e o valor da energia é igual a 857.59 (25) keV. O posicionamento é confirmado pela relação de coincidência com 293 keV ($622 \rightarrow 328$), 318 keV ($1797 \rightarrow 1479$) e 736 keV ($2215 \rightarrow 1479$).

Transição de 901 keV. Nas tabelas da NDS com os gamas provenientes do decaimento de ^{194}Au e de ^{194}Ir não aparece esta transição; entretanto ela aparece na tabela dos gamas adotados para ^{194}Pt , com energia de 901.05 (17) keV, com multipolaridade assumida [E2], posicionada entre os níveis de 1229 keV, 4^+ e 328 keV, 2^+ , com razão de ramificação em relação à transição de 607 keV ($1229 \rightarrow 622$) igual a 7.4(7)%, enquanto que neste trabalho a sua energia vale 901.18 (7) keV, a razão de ramificação referida acima é igual a 12.1(10)% e a posição proposta é a

mesma como demonstram as relações de coincidência com 203 keV (1432 → 1229), 364 keV (1797 → 1432) e 528 keV (1961 → 1432). Na NDS, esta transição é obtida nas reações $^{192}\text{Os}(\alpha, 2n\gamma)$ com energia de 900.9 (6) keV, $^{194}\text{Pt}(n, n'\gamma)$ com energia de 901.05 (17) keV e no caso de excitação coulombiana, com energia de 901.0 (1) keV.

Transição de 1080 keV. Na tabela da NDS com os gamas provenientes do decaimento de ^{194}Au está presente uma transição com energia de 1081.8 (19) keV, intensidade relativa igual a 0.05 (3), posicionada entre os níveis 2311 keV, 2^+ e 1229 keV, 4^+ , com multipolaridade $M1(+E2)$ deduzida a partir do valor experimental do coeficiente de conversão interna para a camada K, valor este igual a 0.004 (2), de forma que a razão de mistura multipolar tabelada em módulo é maior que a unidade; entretanto, a partir dos spins e paridades dos estados inicial e final, esta seria uma transição E2 pura. No presente trabalho foram obtidos os valores de 1080.63 (21) keV para a energia e de 0.019 (7) para a intensidade relativa desta transição, consistentes com os valores tabelados na NDS. No entanto, a posição proposta na NDS não foi confirmada devido à inexistência de coincidência entre o fotopico de 1080 keV com o fotopico de 607 keV (1229 → 622). No presente trabalho a partir das relações de coincidências verificadas com os fotopicos de 300 keV (922 → 622) e de 594 keV (922 → 328), esta transição foi posicionada entre os níveis de 2003 keV, ($1^+, 2^+$) e 922 keV, 3^+ , que pelo fato de contemplar a hipótese com $\Delta L = 1$, no caso do spin de 2003 keV ser igual a 2^+ , está de acordo com a multipolaridade experimental de $E2(+M1)$.

Transição de 1121 keV. Esta transição não aparece incluída na compilação da NDS; neste trabalho, a partir das suas relações de coincidência com 300 keV (922 → 622) e com 594 keV (922 → 328), ela foi posicionada entre os níveis de 2043 keV, 1^+ e 922 keV, 3^+ .

Transição de 1262 keV. Esta transição não aparece nas tabelas da NDS; neste trabalho ela é posicionada entre os níveis 2184 keV, $1^+, 2^+$ e 922 keV, 3^+ , a partir das coincidências com 300 keV (922 → 622) e 594 keV (922 → 328).

Transição de 1346 keV. Esta transição não aparece nas tabelas compiladas na NDS. No presente trabalho, ela está posicionada entre os níveis de 2157 keV, (2^+) e 811 keV, 4^+ , como demonstra a relação de coincidência com 482 keV (811 → 328).

Transição de 1388 keV. Este gama não aparece nas tabelas da NDS; o presente trabalho posiciona-o entre os níveis 2311 keV, 2^+ e 922 keV, 3^+ , a partir das relações de coincidência com 300 keV (922 → 622) e 594 keV (922 → 328).

Transições de 1430 keV e 1432 keV. Na tabela da NDS com os gamas provenientes do decaimento de ^{194}Au , aparece apenas uma energia, 1432.0 (6) keV,

referente às duas transições de um dubleto: uma entre os níveis 2052 keV, $(0, 1, 2)^+$ e 622 keV, 2^+ , sem multipolaridade medida, e a outra entre o nível 1432 KeV, 3^- e o estado fundamental 0^+ , com multipolaridade assumida igual a E3. Na compilação presente na NDS de todos os gamas adotados para ^{194}Pt , aparecem os valores de 1431.6 (1) keV para a primeira e de 1432.50 (12) para a segunda transição. Estes valores devem ser comparados respectivamente com 1430.95 (8) keV e 1432.50 (8) keV. O posicionamento das transições de acordo com as relações de coincidência obtidas é o mesmo para os dois gamas. Nas tabelas da NDS, estes dois gamas têm respectivamente intensidades relativas de 0.10 (6) e 0.14 (3); neste trabalho esses valores são iguais a 0.121(10) e 0.116 (9), próximos entre si, coerentemente com os dados da NDS. Nesta, na tabela com os gamas provenientes do decaimento de ^{194}Ir , aparecem os dois gamas com energias iguais a 1431.4 (3) keV e 1432.52 (12) keV. A transição entre os níveis 2052 keV e 622 keV é também observada com a reação $^{194}\text{Pt}(n, n'\gamma)$ com energia de 1431.6 (3) keV.

Transição de 1474 keV. Esta transição não aparece tabelada na NDS. Este trabalho, a partir das relações de coincidência deste gama com 300 keV ($922 \rightarrow 622$) e 594 keV ($922 \rightarrow 328$), posiciona-o entre os níveis 2397 keV, (2^+) e 922 keV, 3^+ .

Transições de 1487 keV e 1488 keV. Na tabela da NDS com os gamas provenientes do decaimento radioativo de ^{194}Au aparece, nesta faixa, apenas um gama com energia de 1487.0 (3) keV, intensidade relativa 0.21 (4), multipolaridade $M1(+E2)$, posicionado entre os níveis de 2109 keV, $1^+, 2^+$ e 622 keV, 2^+ . Este gama é obtido na experiência de espectroscopia simples com energia 1487.16 (3) keV e com intensidade relativa 0.200 (4); a posição proposta pela NDS é confirmada pelas relações de coincidência com 293 keV ($622 \rightarrow 328$) e 622 keV ($622 \rightarrow 0$). Entretanto, nos valores que constam das tabelas da NDS obtidas usando a reação $^{194}\text{Pt}(n, n'\gamma)$, aparece uma transição de energia 1488.6 (2) keV, posicionada entre os níveis 1816 keV, $(2)^+$ e 328 keV, 2^+ ; a razão entre as intensidade relativas de 1488 keV e de 894 keV - que também depopula 1816 keV - é igual a 1.9 (3). Neste trabalho, a partir da experiência de espectroscopia em coincidência este gama foi determinado com energia de 1488.3 (4) keV e posicionado também entre os níveis de 1816 keV e 328 keV, como demonstrou a relação de coincidência com 398 keV ($2215 \rightarrow 1816$). Utilizando-se as áreas dos picos de coincidência 398-1488 keV e 398-1194 keV, fatiando o espectro na janela em 398 keV, foi obtida para a transição de 1488 keV a intensidade relativa de $I_r = 0.028(7)$.

Transições de 1510 keV e 1512 keV. Na tabela da NDS com os gamas produzidos no decaimento de ^{194}Au , este dubleto aparece sem a separação em energia, com o seu valor único de 1511.9 (3) keV, sendo o primeiro gama posicionado entre o nível 1511 keV, 2^+ e o estado fundamental 0^+ , com intensidade relativa de 0.08 (2) e multipolaridade duvidosa (E2) e o outro gama posicionado entre os níveis 2134

keV, $(1, 2)^+$ e 622 keV, 2^+ , com intensidade relativa de 0.11 (4) e multipolaridade M1,E2. No presente trabalho a posição destes gamas é confirmada pelas relações de coincidência, as suas energias e intensidades relativas são 1510.9 (4) keV e 0.040 (15) para o primeiro gama e 1512.33 (11) keV e 0.163 (14) para o segundo gama. Na tabela com os gamas adotados para o ^{194}Pt as duas transições aparecem com energia de 1511.97 (10) keV e 1512.0 (2) keV, quantidades estas obtidas a partir das medidas do decaimento radioativo de ^{194}Ir , na qual são observados os dois gamas do dubleto, com energias de 1511.98 (10) keV e 1512.15 (21) keV, e nas medidas dos gamas na reação $^{194}\text{Pt}(n, n'\gamma)$, na qual só é observado o gama que depopula o nível 2134 keV com energia de 1511.6 (4) keV.

Transição de 1518 keV. Esta transição aparece tabelada na NDS, na parte referente aos gamas provenientes de ^{194}Au , com energia de 1518.5 (2) keV, intensidade relativa de 0.12 (2) e multipolaridade M1(+E2), mas sem ser posicionada no esquema de decaimento de ^{194}Pt . Neste trabalho esta transição tem energia de 1518.62 (5) keV, intensidade relativa de 0.107 (5) e está posicionada entre os níveis 2140 keV, $(0^+, 1, 2)$ e 622 keV, 2^+ , como pode ser observado a partir das relações de coincidência com 293 keV ($622 \rightarrow 328$) e 622 keV ($622 \rightarrow 0$). Na tabela com os gamas adotados para o esquema de decaimento de ^{194}Pt existe uma transição de 1518.74 (12) keV, obtida de duas formas diferentes: no decaimento de ^{194}Ir , com energia de 1518.76 (14) keV e também na reação $^{194}\text{Pt}(n, n'\gamma)$ com energia de 1518.7 (2) keV.

Transição de 1535 keV. Este gama não aparece tabelado na NDS. Este trabalho, a partir das relações de coincidência desta transição com 293 keV ($622 \rightarrow 328$) e 622 keV ($622 \rightarrow 0$), posiciona-o entre os níveis 2157 keV, (2^+) e 622 keV, 2^+ .

Transição de 1541 keV. Este gama não aparece nos dados compilados nas tabelas da NDS; aqui neste trabalho ele está posicionado entre os níveis 2163 keV, 0^+ e 622 keV, 2^+ , a partir das relações de coincidência com 293 keV ($622 \rightarrow 328$) e 622 keV ($622 \rightarrow 0$).

Transição de 1565 keV. Esta transição não aparece na tabela da NDS para os gamas do decaimento de ^{194}Au , mas aparece na tabela para os gamas do decaimento de ^{194}Ir , com energia de 1565.15 (8) keV, posicionada entre os níveis 1893 keV, (0^+) e 328 keV, 2^+ , posição esta confirmada pela relação de coincidência com a transição de 328 keV ($328 \rightarrow 0$). No trabalho atual, esta transição foi determinada com energia igual a 1565.28 (6) keV e com intensidade relativa igual a 0.086 (3).

Transição de 1665 keV. Nas tabelas presentes na NDS não aparece nenhuma transição com esta energia no esquema de decaimento de ^{194}Pt ; no presente trabalho este gama é posicionado entre os níveis de 2287 keV, $1^+, 2^+$ e 622 keV, 2^+ , como provam as relações de coincidência com 293 keV ($622 \rightarrow 328$) e 622 keV ($622 \rightarrow 0$).

Transições de 1675 keV e 1676 keV. Na tabela da NDS com os gamas do decaimento radioativo de ^{194}Au , nesta faixa de energia, existe apenas a transição de 1675.7 (3) keV, com intensidade relativa de 0.22 (5), multipolaridade $M1(+E2)$ e posicionada entre os níveis 2298 keV, 1^+ e 622 keV, 2^+ . Neste trabalho este fotopico é desdobrado em um duplete: um gama com energia de 1675.1 (5) keV, intensidade relativa de 0.10 (6) e posicionado entre os níveis 2003 keV, $1^+, 2^+$ e 328 keV, 2^+ , e o outro gama com energia de 1675.9 (3) keV, intensidade relativa de 0.13 (7) e posicionado entre os níveis 2298 keV, 1^+ e 622 keV, 2^+ ; a soma das intensidades obtida para estes dois gamas, 0.23 (9), é consistente com o valor anteriormente mencionado de 0.22 (5) keV da transição de 1675.7 (3) keV proposta na NDS. Nas medidas tabeladas na NDS a partir do experimento com a reação $^{194}\text{Pt}(n, n'\gamma)$ é obtido somente o outro gama do duplete, ou seja, aquele que depopula o nível 2003 keV, com energia igual a 1675.27 (15) keV. Na tabela com os gamas provenientes do decaimento de ^{194}Ir , existe um gama com energia 1675.24 (17) keV não posicionado no esquema de decaimento, que possivelmente é aquele que depopula o nível de 2003 keV, pois no decaimento de ^{194}Ir , são alimentados estados até a energia máxima de 2158 keV, excluindo portanto o nível de 2298 keV.

Transição de 1775 keV. Nas tabelas da NDS, esta transição não aparece, sendo que neste trabalho ela é posionada entre os níveis 2397 keV, (2^+) e 622 keV, 2^+ , como demonstram as coincidências com 293 keV ($622 \rightarrow 328$) e 622 keV ($622 \rightarrow 0$).

Transição de 1780 keV. Não existe transição com esta energia na tabela com os gamas do decaimento de ^{194}Au , aparecendo, entretanto, na tabela com os gamas provenientes do decaimento de ^{194}Ir , uma transição com energia de 1780.69 (11) keV posicionada entre os níveis 2109 keV, $1^+, 2^+$ e 328 keV, 2^+ e com uma razão de ramificação em relação à transição de 1487 keV - a mais intensa que depopula o nível 2109 keV - igual a 31(2)%. No presente trabalho, foram obtidos valores iguais a 1780.57 (19) keV para a energia desta transição e a 27(5)% para a razão de ramificação referida anteriormente. As relações de coincidência confirmaram a posição proposta na NDS para esta transição.

Transição de 1812 keV. Esta transição não aparece na tabela da NDS com os gamas provenientes do decaimento radioativo de ^{194}Au . Entretanto, na tabela com os gamas obtidos a partir do decaimento de ^{194}Ir , existe a transição com energia igual a 1812.59 (25) keV, posicionada entre os níveis de 2140 keV, ($0^+, 1, 2$) e 328 keV, 2^+ e com razão de ramificação em relação à transição de 1518 keV - a mais intensa que depopula o nível 2140 keV - igual a 27(8)%. No presente trabalho, foram obtidos os valores de 1812.21 (25) keV para a energia deste gama e 51(11)% para a razão de ramificação citada anteriormente.

4. ESQUEMA DE DECAIMENTO DE ^{194}Pt

4.1 Cálculo covariante das intensidades absolutas das transições gama e das intensidades de alimentação beta

A intensidade absoluta $I(E)$ de transição gama é definida como o número destas transições para cada decaimento radioativo do núcleo pai. Ela é obtida a partir das intensidades relativas $I_r(E)$ de transição gama, utilizando o denominado fator de normalização N , de forma que

$$I(E) = N \cdot I_r(E). \quad (22)$$

Como a transição entre dois níveis de um nuclídeo ocorre de duas formas, pela emissão de gamas ou pelo processo de conversão interna no qual a energia de excitação é transferida para um elétron da camada eletrônica, é definida dessa forma a intensidade relativa total de transição $I'_r(E)$ dada por

$$I'_r(E) = I_r(E) \cdot (1 + \alpha_t), \quad (23)$$

sendo α_t o coeficiente de conversão interna total, dado por sua vez pela razão entre a probabilidade de conversão interna e a probabilidade de transição gama. Os valores experimentais conhecidos deste coeficiente para as transições do isótopo ^{194}Pt estão na referência [Si89]. Estes coeficientes podem também ser calculados teoricamente a partir das energias e multipolaridades das transições, como na referência [Ro78].

Finalmente, a intensidade absoluta total $I'(E)$ será

$$I'(E) = I(E) \cdot (1 + \alpha_t) = N \cdot I'_r(E). \quad (24)$$

Para calcular a intensidade absoluta de transição gama é necessário analisar o decaimento beta do ^{194}Au para o ^{194}Pt : este se dá ou pela emissão de um pósitron β^+ e um neutrino ou pela captura de um elétron da camada mais interna K (Captura Eletrônica=CE) junto também com a emissão do neutrino. Estes dois processos são controlados pela denominada interação fraca. Apesar de os dois processos β^+ e CE competirem no caso específico do ^{194}Au , o segundo é largamente preponderante, sendo que o primeiro só tem intensidades apreciável no caso do decaimento para o estado fundamental, denominado aqui 0, e no caso do decaimento para o primeiro estado excitado, denominado aqui 1.

Os pósitrons produzidos no processo β^+ interagem com a matéria existente ao redor da fonte, têm a sua energia degradada e ao encontrar elétrons, aniquilam-se, formando dois fótons com energia igual a 511 keV (massa do elétron). Experimentalmente, utiliza-se um encapsulamento de alumínio para a fonte radioativa de forma que todos os pósitrons sejam aniquilados perto da fonte e, portanto, de forma que todos os fótons de 511 keV sejam produzidos também perto da fonte. Estes fótons de 511 keV são observados no espectro simples e a intensidade medida para este fotopico será o dobro da intensidade total de pósitrons produzidos no decaimento radioativo, pois são produzidos dois gamas para cada β^+ . A intensidade total de emissão de pósitrons $I_r(\beta_i^+)$ será dada por:

$$I_r(\beta_i^+) = \frac{1}{2} \frac{A(511)}{A(328)} \frac{\epsilon(328)}{\epsilon(511)} I_r(328). \quad (25)$$

A intensidade relativa de 328 keV é tomada como sendo 100% e as áreas envolvidas no cálculo são $A(328) = 7890062 \pm 3424$ e $A(511) = 301652 \pm 920$. Desta forma $I_r(\beta_i^+) = (1/2)I_r(328)0.059(2)$ ou seja $I_r(\beta_i^+) = 2.95(10) = I_r(\beta_0) + I_r(\beta_1)$.

Os valores da razão entre as intensidades por CE e por β^+ dependem do número atômico do núcleo, da energia disponível e dos momentos angulares do estado inicial do núcleo pai e do estado final do núcleo filho da transição beta. Eles estão tabulados no trabalho de Gove e Martin [Go71]. Usando os dados tabelados, teremos $I_r(CE_0)/I_r(\beta_0^+) = 20.4$ e $I_r(CE_1)/I_r(\beta_1^+) = 47$; estas razões para os estados excitados de maior energia serão muito grandes e as intensidades $I_r(\beta^+)$ para eles poderão ser desprezadas. Do balanço da intensidade de raios gama que populam e que depopulam o primeiro estado excitado temos $I_r(CE_1) + I_r(\beta_1^+) = 107.6(8) - 61.7(5) = 45.9(9)$ que fornece os valores $I_r(\beta_1^+) = 0.96(2)$ e $I_r(CE_1) = 45.1(9)$, utilizando a relação teórica entre as intensidades. Desta forma $I_r(\beta_0^+) = I_r(\beta_i^+) - I_r(\beta_1) = 1.99(10)$. Novamente da relação teórica teremos $I_r(CE_0) = 40.5(20)$. Portanto $I_r(CE_0) + I_r(\beta_0^+) = 42.5(20)$. Como o valor da intensidade total da somatória das transições gama que decaem para o estado fundamental, incluindo a correção devida aos elétrons de conversão, é de 123.2(9), podemos calcular da forma que se segue o

Tabela 4.1 - Tabela com as intensidades absolutas para captura de elétrons - EC - e β^+ , para o estado fundamental (0) e para o primeiro estado excitado (1), no presente trabalho (Pres.) e na literatura [Si89].

	$I(\beta)\%$			
	Pres.		[Si89]	
CE_0	24.5	13	24.5	30
β_0^+	1.20	6	1.20	15
CE_1	27.2	7	28.2	30
β_1^+	0.580	14	0.60	6

fator de normalização N que multiplicado pelas intensidades relativas I_r fornece as intensidades absolutas I : $(123.2(9) + 42.5(20))N = 100\%$ e portanto $N = 0.604(8)$. Desta forma, a intensidade absoluta da transição de 328 keV será igual a 60.4(8)% e a intensidade absoluta do decaimento beta ($EC+\beta^+$) para o estado fundamental será igual a 25.7(14)%. O valor tabelado na literatura é de 25.7(30)% [Si89]. A tabela 4.1 mostra os valores obtidos para as intensidades de alimentação por β^+ e por captura eletrônica para o estado fundamental e para o primeiro estado excitado, comparados com os valores encontrados na literatura.

Com as transições gamas referentes a um nuclídeo e as relações de coincidência existente entre elas é possível montar o esquema de níveis que reproduz o espectro observado. A determinação dos níveis, é claro, tem que estar coerente com outras informações tais como intensidades das transições gama, intensidades beta, spin e paridade dos níveis, spin e paridade do núcleo pai, etc. O processo de determinação dos níveis é iterativo, pois se de um lado a posição das transições é determinada a partir das energias dos níveis, de outro lado estas últimas dependem das energias dos gamas envolvidos; ou seja, a partir de um conjunto inicial de níveis, por exemplo, aqueles que constam das tabelas da NDS, o processo iterativo é iniciado e acrescentando as informações adicionais sobre coincidências, as energias daqueles níveis são recalculadas e novos níveis são determinados.

O objetivo principal do processo iterativo é obter um esquema que permita posicionar todos os gamas observados entre os níveis propostos; para isto, critérios envolvendo as energias envolvidas e suas incertezas devem ser utilizados de modo a quantificar objetivamente a qualidade do esquema de níveis ajustado.

Será utilizada para as energias das transições a letra E e para as energias dos níveis a letra F . Seja, portanto, o valor medido de uma transição gama E_k entre os níveis inicial F_i e final F_j , com $F_i > F_j$.

A energia disponível para a emissão do fóton E'_k é a energia da transição somada à energia de recuo do núcleo E_R , dada por

$$E_R = \frac{E_k^2}{2Mc^2}, \quad (26)$$

sendo M a massa do núcleo e c a velocidade da luz. Portanto esta energia disponível

$$E'_k = E_k + E_R \quad (27)$$

deve ser comparada de alguma forma com a diferença de energia dos dois níveis

$$\Delta F = |F_i - F_j|. \quad (28)$$

A incerteza propagada do módulo da diferença $|E'_k - \Delta F|$ será:

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{E'_k}^2 + \sigma_{F_i}^2 + \sigma_{F_j}^2}. \quad (29)$$

Portanto a razão R , definida abaixo e denominada resíduo da energia no posicionamento da transição, deverá ser menor que o resíduo máximo aceitável R_{max} , definido de modo arbitrário, dependendo da necessidade de precisão no ajuste nos níveis e da qualidade do esquema ajustado:

$$R = \frac{|E'_k - \Delta F|}{\sigma} \leq R_{max}. \quad (30)$$

Neste trabalho foi escolhido $R_{max} = 3$, pois para distribuições gaussianas, a probabilidade de que a energia de uma transição posicionada no esquema produza um resíduo $R \geq 3$ é menor que 0.3%.

O procedimento utilizado para a construção do esquema de decaimento é semelhante ao utilizado no trabalho de doutoramento de Kenchian [Ke95h]. Para

operacionalizar este critério foi utilizado o programa ESQUEMA [Ke95d] instalado no VAX-6330 do IFUSP que tem basicamente dois arquivos de dados de entrada: um com as energias dos gamas e outro com as energias dos níveis. Utilizando os critérios discutidos anteriormente, este programa permite a escolha do parâmetro de entrada R_{max} e sempre que para uma dada transição e dois dados níveis ocorrer que $R \leq R_{max}$, é perguntado se aquela transição deve ser posicionada naquela posição; a resposta deve estar condicionada também a outras informações, tais como a existência das relações de coincidência pertinentes e diferença de momento angular entre os estados inicial e final ser menor ou igual a 3, que são os casos em que as probabilidades de transição são não-desprezíveis. Na saída do programa ESQUEMA são produzidos dois arquivos: um com uma listagem contendo todas as informações sobre uma dada transição, tais como sua incerteza, nível inicial, nível final e resíduo, e outro arquivo que contém de forma codificada as informações acerca do posicionamento de cada transição, arquivo este que alimentará os programas que serão descritos posteriormente que permitirão calcular as energias dos níveis, as intensidades absolutas de transição gama e as intensidades de alimentação beta.

O problema envolvendo o cálculo das energias dos níveis deve ser encarado da seguinte forma: a energia disponível para a emissão de cada transição gama E'_k , $k = 1, \dots, n$, sendo n o número total de transições existentes, deverá ser igual à diferença de energia de dois níveis F_i e F_j , com $i, j = 1, \dots, m$, sendo m o número de níveis existentes, ou seja,

$$E'_k = F_i - F_j = \sum_{l=1}^m (D)_{k,l} F_l. \quad (31)$$

Escrita de forma matricial, a última expressão torna-se

$$E' = D.F + e, \quad (32)$$

sendo E' o vetor coluna de n linhas com os valores das energias disponíveis para as transições gamas, e o vetor coluna com os erros e_i das energias E_i , F o vetor coluna de m linhas com as energias dos níveis e D a matriz desenho de n linhas e m colunas contida no arquivo codificado que resulta do programa ESQUEMA e que basicamente associa a cada transição um par de níveis, o inicial e o final. Os elementos desta matriz, $(D)_{k,l}$ vão poder assumir 3 valores possíveis: +1 se a transição E'_k depopula o nível F_l , -1 se a transição E'_k popula o nível F_l e 0 em todos os outros casos possíveis nos quais a transição E'_k não depende do nível F_l .

A solução com o valor estimado das energias dos níveis \tilde{F} será

$$\tilde{F} = (D^t \cdot V_{E'}^{-1} \cdot D)^{-1} \cdot D^t V_{E'}^{-1} \cdot E' \quad (33)$$

e a matriz de covariância $V_{\tilde{F}}$ será

$$V_{\tilde{F}} = (D^t \cdot V_{E'}^{-1} \cdot D)^{-1}. \quad (34)$$

A qualidade do ajuste será quantificada pelo valor do χ^2 do ajuste:

$$\chi^2 = (E' - D \cdot \tilde{F}) \cdot V_{E'}^{-1} \cdot (E' - D \cdot \tilde{F}), \quad (35)$$

sendo o número de graus de liberdade igual a n-m.

O programa NINJA [Ke95e] permite este ajuste das energias dos níveis, tendo dois arquivos de entrada, com as energias das transições gama e com as informações codificadas obtidas pelo programa ESQUEMA com o posicionamento de cada transição, e tendo três arquivos de saída, com as energias calculadas para os níveis e a matriz de covariância, com as energias recalculadas por interpolação das transições gama e matriz de covariância e com uma listagem contendo os resíduos e o valor obtido para χ^2 .

O programa NORM [Ke95f] permite que, utilizando a normalização descrita no início deste capítulo, a partir das intensidades relativas de transição gama e de sua respectiva matriz de covariância e a partir do arquivo codificado produzido pelo programa ESQUEMA, sejam calculadas as intensidades absolutas de transição gama e a matriz de covariância associada.

O vetor coluna contendo a intensidade de alimentação beta I_β será calculado a partir do vetor coluna contendo a intensidade absoluta total I' , pela equação

$$I_\beta = B \cdot I', \quad (36)$$

com os elementos de matriz $(B)_{k,l}$ podendo ter três valores possíveis: +1 se a transição E_l depopula o nível F_k , -1 se a transição E_l popula o nível F_k e 0 em

todos os outros casos possíveis nos quais a transição E_l não depende do nível F_k . O primeiro termo do vetor coluna I_β será negativo; a intensidade de alimentação beta para o estado fundamental será na verdade a soma deste primeiro termo com 1.

Examinando as matrizes B e D , torna-se claro que elas são transpostas entre si, ou seja,

$$B = D^t. \quad (37)$$

A matriz de covariância de I_β será dada por

$$V_{I_\beta} = B.V_{I'} . B^t. \quad (38)$$

O programa BETA [Ke95g] determinará as intensidades de alimentação beta dos níveis e a correspondente matriz de covariância a partir das intensidades absolutas totais de transição gama e respectiva matriz de covariância e do arquivo codificado produzido pelo programa ESQUEMA.

4.2 Resultados e Análise

A partir do decaimento radioativo de ^{194}Au para os estados de ^{194}Pt , é possível seguindo os passos descritos anteriormente construir o esquema de níveis da platina-194. Os níveis que darão início ao processo iterativo utilizando os programas ESQUEMA-NINJA-ESQUEMA serão aqueles compilados no trabalho de Singh [Si89]. Quatro novos níveis que não aparecem nas tabelas de [Si89] para os níveis obtidos a partir do decaimento de ^{194}Au foram adicionados, durante o trabalho, ao esquema estudado; são eles 1373 keV, 1737 keV, 2003 keV e 2140 keV. Foram posicionadas ao todo 167 transições gamas entre os 45 níveis propostos para o esquema.

Utilizando os programas NINJA e BETA foi possível determinar as energias e as intensidades de alimentação beta de cada nível do esquema. Os resultados obtidos neste trabalho, bem como os níveis propostos no trabalho de Singh [Si89], tanto somente a partir do decaimento de ^{194}Au quanto a partir de todas as informações existentes sobre o ^{194}Pt , estão compilados na tabela 4.2.

A tabela 4.3 contém os resultados para as energias, intensidades absolutas e posições das transições gamas de ^{194}Pt propostos neste trabalho e as energias e intensidades absolutas compiladas na NDS [Si89]; no caso das energias das transições

Tabela 4.2 - Energias, spins, paridades, intensidades de alimentação beta e $\log ft$ dos níveis de ^{194}Pt , populados pelo decaimento radioativo (Captura eletrônica + β^+) do ^{194}Au (Pres.=Presente trabalho; NDS-CE=níveis obtidos no decaimento radioativo de ^{194}Au extraídos da referência [Si89]; NDS-ad.= níveis adotados para o ^{194}Pt na referência [Si89]).

$E(\text{keV})$						$I_{CE+\beta^+}(\%)$			$\log ft$	
Pres.	NDS-CE		NDS-ad.		Spin e Paridade	Pres.	NDS-CE		Pres.	NDS-CE
0.000		0.0		0.0						
328.467	5	328.475 22	328.453	10	0 ⁺	25.7	9	25.7 30	7.94	2 7.94
622.007	7	622.03 3	621.995	11	2 ⁺	27.8	7	28.6 30	7.77	2 7.75
811.255	9	811.29 5	811.318	21	4 ⁺	0.26	16	< 1.3	9.7	4 > 9.0
922.750	9	922.77 5	922.743	14	3 ⁺	< 0.04		< 0.31	> 10.4	> 9.5
1229.491	12	1229.57 8	1229.54	4	4 ⁺	0.04	5	< 0.14	11.3	4 > 10.7
1267.181	10	1267.21 3	1267.155	16	0 ⁺	0.017	20	< 0.050	10.5	3 > 10.0
1373.717	23		1373.94	8	5 ⁻	< 0.02		0.33 19	> 10.3	9.2
1432.528	9	1432.52 4	1432.510	20	3 ⁻	< 0.004			> 11.0	
1479.248	12	1479.25 5	1479.22	4	0 ⁺	0.11	5	< 0.3	9.5	3 > 9.1
1511.984	12	1511.98 4	1511.938	17	2 ⁺	1.072	23	1.08 11	8.50	2 8.50
1547.256	12	1547.22 5	1547.22	3	0 ⁺	0.50	10	0.35 10	8.80	9 8.59 1
1622.208	15	1622.27 7	1622.14	3	2 ⁺	1.348	25	1.24 7	8.33	2 8.37
1670.636	12	1670.62 5	1670.62	3	2 ⁺	< 0.03		< 0.13	> 10.9	> 9.3
1737.37	6		1736	1	(3) §	2.21	4	2.16 12	7.97	2 8.00
1778.562	17	1778.62 6	1778.62	5	(2 ⁺)	< 0.003			> 10.8	
1797.354	11	1797.36 3	1797.374	20	1 ⁻	0.856	18	0.92 6	8.27	2 8.24
1802.61	4	1803.0 6	1803.0	6	1 ⁺ , 2 ⁺	11.41	17	11.0 4	7.12	2 7.14
1816.66	5	1817.0 5	1817.08	9	(2 ⁺)	0.127	6	0.18 5	9.07	2 8.91 1
1893.74	7	1893.1 * 4	1893.59	8	(0 ⁺)	0.060	6	0.14 4	9.38	5 8.99 1
1924.243	17	1924.24 4	1924.23	4	1 ⁺	0.0519	22	0.0010 3	9.31	2 11.05 1
1930.279	19	1930.50 9	1930.37	7	2 ⁺	4.17	12	3.87 23	7.37	2 7.40
1961.301	12	1961.32 5	1961.31	4	2 ⁻	0.435	24	0.56 6	8.34	3 8.23
2003.42	16		2003.73	15	(1 ⁺ , 2 ⁺)	3.24	6	3.09 21	7.42	2 7.44
2043.700	17	2043.69 4	2043.68	3	1 ⁺	0.07	4		9.0	3
2052.89	3	2053.5 6	2053.41	9	(0, 1, 2) ⁺	4.81	20	4.41 20	7.07	2 7.12
2063.687	20	2063.76 7	2063.75	5	1 ⁺ , 2 ⁺	0.067	8	0.13 4	8.91	6 8.61 1
2085.452	22	2085.51 10	2085.52	8	0 ⁺	0.292	14	0.33 4	8.25	2 8.20
2109.115	26	2109.0 3	2109.06	6	1 ⁺ , 2 ⁺	0.721	15	0.78 7	7.81	2 7.77
2113.990	15	2114.03 5	2114.01	6	1 ⁺	0.172	8	0.12 4	8.37	2 8.5
2134.16	4	2134.0 3	2134.16	8	(1, 2) ⁺	1.44	3	0.56 9	7.44	2 7.85 11
2140.61	6		2140.82	11	(0 ⁺ , 1, 2)	0.241	12	0.24 6	8.15	3 8.16 10
2157.925	28	2157.76 8	2157.81	7	(2 ⁺)	0.098	8		8.54	4
2163.685	21	2163.76 6	2163.74	6	0 ⁺	0.273	11	< 0.06	8.04	2 > 8.9
2184.92	4	2185.21 10	2185.19	10	1 ⁺ , 2 ⁺	0.561	17	0.72 8	7.71	2 7.59 10
2214.465	27	2214.47 7	2214.44	6	(1 ⁺ , 2 ⁺)	0.347	8	0.47 3	7.85	2 7.71 8
2215.519	13	2215.50 4	2215.469	25	1 ⁺	2.57	24	3.12 19	6.87	4 6.79 5
2239.606	25	2239.78 11	2239.75	11	(2) ⁻	6.87	21	5.90 24	6.44	2 6.51 6
2287.36	3	2287.31 10	2286.98	8	1 ⁺ , 2 ⁺	0.439	13	0.38 4	7.54	2 7.60 11
2298.127	18	2298.17 7	2298.17	6	1 ⁺	0.209	10	0.163 19	7.64	2 7.74 14
2311.900	29	2311.86 9	2311.85	8	2 ⁺	0.88	5	0.92 5	6.95	3 6.93 12
2356.002	26	2356.95 14	2356.23	9	0 ⁺	0.410	18	0.43 4	7.20	2 7.18 14
2365.87	9	2365.68 19	2365.67	19	(1 ⁺)	0.182	7	0.138 25	7.20	2 7.33 23
2397.24	9	2397.5 7	2397.5	7	(2 ⁺)	0.077	7	0.071 11	7.48	4 7.53 24
2412.67	11	2412.3 6	2412.2	6	(1 ⁺)	0.062	7	0.025 7	7.20	6 7.6 4
						0.051	6	0.052 7	7.05	5 7.0 3

* a existência deste nível não é bem estabelecida.

§ proposto neste trabalho

tabeladas na NDS estão tanto as energias obtidas somente com o decaimento radioativo de ^{194}Au quanto as energias adotadas para o ^{194}Pt a partir de todas as informações existentes, incluindo reações, decaimento radioativo de ^{194}Ir , excitação coulombiana etc. As incertezas incluem o efeito das covariâncias. A tabela apresenta também a informação sobre quais as transições cujas posições são consistentes com medidas de coincidência.

Analisaremos os níveis obtidos para ^{194}Pt . Cada nível será descrito pela sua energia, spin, paridade, logft e também por uma seqüência de letras simbolizando as formas pelas quais o nível foi determinado. Para a sistematização destes símbolos usaremos a convenção de Singh [Si89]. As letras e seus significados são:

A - níveis obtidos com o decaimento radioativo do estado fundamental 1^- de ^{194}Ir [Cl76],[Ma55],[Jo54].

B - níveis obtidos com o decaimento radioativo do estado metaestável com spin duvidoso (10,11) de ^{194}Ir [Su68].

C - níveis obtidos com o decaimento radioativo do estado fundamental 1^- de ^{194}Au [Vi71],[Be70],[Be64],[Ag71a],[Ba60], [Vy77],[Ag71b],[Ho81],[Th56],[Al57].

D - níveis obtidos com reações do tipo $^{192}\text{Os}(\alpha, 2n\gamma)$, acompanhando os γ 's de deexcitação, usando como energia $E_\alpha = 23\text{MeV}, 27\text{MeV}$ [Hj76] ou $E_\alpha = 24\text{MeV}$ [Ya74].

E - níveis obtidos com reações de transferência (stripping) do tipo $^{192}\text{Pt}(t, p)$, $E_t = 17\text{MeV}$, acompanhando a energia dos prótons resultantes [Ci81].

F - níveis obtidos com reações de transferência (stripping) do tipo $^{193}\text{Ir}(^3\text{He}, d)$, $E_{^3\text{He}} = 40\text{MeV}$, acompanhando a energia dos dêuterons resultantes [Bl82].

G - níveis obtidos com espalhamento inelástico de nêutrons, $^{194}\text{Pt}(n, n'\gamma)$, $E_n = 1.2 - 4.5\text{MeV}$, acompanhando os γ 's de deexcitação [Fi81],[Mi85],[Hi87].

H - níveis obtidos com espalhamento inelástico de prótons, $^{194}\text{Pt}(p, p')$, $E_p = 35\text{MeV}$, acompanhando a energia dos prótons espalhados [De81].

I - níveis obtidos com a excitação nuclear provocada por captura muônica, acompanhando os γ 's de deexcitação [Ho79].

J - níveis obtidos com excitação Coulombiana, acompanhando a energia das partículas espalhadas partículas: α com $E_\alpha = 3 - 17\text{MeV}$, núcleos de ^{16}O com $E_{^{16}\text{O}} = 33 - 75\text{MeV}$ [Ba78], núcleos de ^{136}Xe com $E_{^{136}\text{Xe}} = 620\text{MeV}$ [St77].

K - níveis obtidos com reações de transferência (pick-up) do tipo $^{195}\text{Pt}(p, d)$, $E_p = 25\text{MeV}$, acompanhando a energia dos dêuterons resultantes [Be81].

L - níveis obtidos com reações de transferência (pick-up) do tipo $^{195}\text{Pt}(d, t)$, $E_d = 15\text{MeV}$, acompanhando a energia dos núcleos de trítio resultantes [Mu65].

M - níveis obtidos com reações de transferência (pick-up) do tipo $^{196}\text{Pt}(p, t)$, $E_p = 35\text{MeV}$, acompanhando a energia dos núcleos de trítio resultantes [De79].

N - níveis obtidos com reações de transferência (pick-up) do tipo $^{197}\text{Au}(p, \alpha)$, $E_p = 25\text{MeV}$, acompanhando a energia das α 's resultantes [Be81].

O - níveis obtidos com espalhamento inelástico de núcleos de carbono-12, $^{194}\text{Pt}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C}')$,

$E_{12C} = 78 MeV$, acompanhando a energia dos núcleos de ^{12}C espalhados [Ba79].
P - níveis obtidos com espalhamento inelástico de elétrons $^{194}Pt(e, e')$, $E_e = 200 - 500 MeV$, acompanhando a energia dos elétrons espalhados [Bo88].

As transições que populam e que depopulam cada nível, bem como outras características peculiares, aparecem descritas abaixo. A confirmação definitiva do posicionamento de muitas transições foi estabelecida neste trabalho para muitas transições para as quais a posição era duvidosa como mostra a última coluna da tabela 4.3.

Estado fundamental, 0^+ , $logft = 7.94$, ABCDEFGHIJKLMNO. Como o núcleo ^{194}Pt é par-par, o seu estado fundamental é 0^+ . A intensidade de alimentação beta absoluta deste nível é de 25.7(9)%. Decaem para o estado fundamental as transições de 328 keV, 622 keV, 1432 keV, 1511 keV, 1622 keV, 1670 keV, 1778 keV, 1797 keV, 1802 keV, 1816 keV, 1924 keV, 2043 keV, 2063 keV, 2114 keV, 2215 keV, 2298 keV, 2311 keV, 2366 keV, 2396 keV e 2412 keV.

Nível de 328 keV, 2^+ , $logft = 7.77$, ABCDFGHIJKLMNOP. Este nível é o responsável pela transição mais intensa deste núcleo, 328.464 (6) keV, com intensidade 60.4(8)%. A intensidade de alimentação beta para este nível 27.8(7)% é a mais alta do esquema. Alimentam este nível as transições de 293 keV, 482 keV, 594 keV, 901 keV, 938 keV, 1104 keV, 1150 keV, 1183 keV, 1218 keV, 1293 keV, 1342 keV, 1450 keV, 1468 keV, 1488 keV, 1565 keV, 1595 keV, 1601 keV, 1632 keV, 1675 keV, 1715 keV, 1724 keV, 1735 keV, 1756 keV, 1780 keV, 1785 keV, 1805 keV, 1812 keV, 1829 keV, 1835 keV, 1856 keV, 1885 keV, 1886 keV, 1911 keV, 1958 keV, 1969 keV, 1983 keV, 2068 keV e 2084 keV.

Nível de 622 keV, 2^+ , $logft = 9.7$, ACDFGHIJKLMNO. Este nível é o responsável pela segunda transição mais intensa, 293 keV, com intensidade 10.57(16)%, e pela transição de 622 keV. Alimentam este nível as transições de 300 KeV, 607 keV, 810 keV, 857 keV, 889 keV, 925 keV, 1000 keV, 1048 keV, 1156 keV, 1175 keV, 1194 keV, 1302 keV, 1308 keV, 1339 keV, 1421 keV, 1430 keV, 1441 keV, 1463 keV, 1487 keV, 1492 keV, 1512 keV, 1518 keV, 1535 keV, 1541 keV, 1562 keV, 1592 keV, 1593 keV, 1617 keV, 1665 keV, 1675 keV, 1689 keV, 1743 keV e 1775 keV. A coincidência 293-328 é a mais intensa do espectro bidimensional de eventos coincidentes.

Nível de 811 keV, 4^+ , $logft > 10.4$, ABCDGHJKLMNOP. Este nível é depopulado somente pela transição de 482 keV. Alimentam este nível as transições de 417 keV, 562 keV, 621 keV, 700 keV, 859 keV, 1119 keV, 1346 keV e 1500 keV, todas depopulando níveis com momento angular provável maior ou igual a 2, devido ao alto momento angular deste estado, 4^+ . A ausência de transição para o estado fundamental indica que o momento angular deste nível é alto, como de fato acontece.

Nível de 922 keV, 3^+ , $\log ft = 11.3$, ACDGHJKN. Este nível é depopulado pelas transições de 300 keV e 594 keV. Não é observada a transição de 111.4 keV que alimentaria o nível de 811 keV, transição esta que na compilação da NDS é observada nas medidas a partir do decaimento radioativo do estado fundamental de ^{194}Ir , mas não naquelas a partir do decaimento radioativo do estado fundamental de ^{194}Au . Este nível é alimentado pelas transições de 589 keV, 699 keV, 814 keV, 855 keV, 894 keV, 1007 keV, 1038 keV, 1080 keV, 1121 keV, 1140 keV, 1186 keV, 1262 keV, 1291 keV, 1316 keV, 1388 keV e 1474 keV.

Nível de 1229 keV, 4^+ , $\log ft = 10.5$, ACDGHJKLMN. Este nível é depopulado pelas transições de 417 keV, 607 keV e 901 keV. A primeira não aparece na compilação da NDS equivalente, ou seja, com as medidas a partir do decaimento radioativo de ^{194}Au . O nível de 1229 keV é populado somente pela transição de 203 keV.

Nível de 1267 keV, 0^+ , $\log ft > 10.3$, ACFGJKMN. Este nível é o primeiro excitado com spin nulo e é depopulado pelas transições de 645 keV e 938 keV. A transição de 1267 keV para o estado fundamental obviamente não é vista nas medidas de espectroscopia realizadas neste trabalho pois tem multipolaridade E0. Este estado é populado pelos gamas de 244 keV, 530 keV, 846 keV, 948 keV e 1031 keV.

Nível de 1373 keV, 5^- , $\log ft > 11.0$, BDGHJKMN. Este nível não está proposto no esquema de níveis montado na NDS a partir das medidas utilizando o decaimento de ^{194}Au , sobretudo pelo fato de ter um momento angular grande, possivelmente 5, que o impede de ser diretamente alimentado no decaimento radioativo analisado, pois o momento angular do núcleo pai ^{194}Au é 1^- . Entretanto, nas medidas utilizando o estado meta-estável de ^{194}Ir este nível aparece no esquema. A transição de 562 keV é posicionada no esquema deste trabalho entre os níveis de 1373 keV e 482 keV, como também acontece com os gamas adotados na NDS. A transição de 363 keV, alimentada pelo nível proposto com 1737 keV, popula o nível de 1373 keV, mas com uma intensidade muito pequena. Uma solução para a alimentação deste nível seria a existência de uma transição de 58.8 keV entre os estados de 1432 keV, 3^- e 1373 keV, 5^- . Este gama, devido a baixa energia, não é observado neste trabalho, mas um gama com 59.45 keV aparece na tabela da NDS [Si89] com os gamas provenientes do decaimento de ^{194}Au sem ser posicionado no esquema; a sua intensidade é compatível com a intensidade do gama de deexcitação de 562 keV. No trabalho de Browne e Firestone [Br86] aparece também para o nuclídeo de platina-194 um gama com energia de 59.5 (5) keV e intensidade de aproximadamente 0.0050% que poderia ser o gama discutido anteriormente. Na referência [Be70], ao discutir o nível de 1373 keV, os autores também fazem referência à necessidade de "existência de pelo menos uma transição não-descoberta que alimente o nível". No

trabalho de Vishnevskii e outros [Vi72] também aparece uma transição de 59.45 keV que não pode ser posicionada no esquema. O spin e a paridade deste nível na NDS são duvidosos (5^-). Na NDS o gama de 562 keV está posicionado entre os níveis de 2184 keV, 0^+ e 1622 keV, 2^+ e, segundo a argumentação utilizada, apesar de a transição nesta posição ter de ser necessariamente E2, o valor do seu coeficiente de conversão $\alpha(K)_{exp} = 0.0095(35)$ concorda também com uma multipolaridade E1. A partir da posição de 562 keV sugerida neste trabalho, o spin e a paridade do nível de 1373 keV serão analisados por etapas. De acordo com a tabela com coeficientes de conversão interna da referência [Ro78], na energia desta transição, o valor experimental de $\alpha(K)$ é mais compatível com uma multipolaridade E1(+M2) do que com E2(+M1), indicando de fato que a paridade de 1373 keV é negativa. A partir disto, pode-se concluir que o momento angular de 1373 keV não poderá ser 6, pois a transição de acordo com [Ro78] será 98% E1 e não existe transição E1 entre estados 6^- e 4^+ . Considerações envolvendo medidas de correlação angular, desenvolvidas no capítulo 6, também mostrarão a impossibilidade de que este nível tenha momento angular 6. A partir dos resultados obtidos com o decaimento radioativo do estado meta-estável de ^{194}Ir , existe tabelada uma transição de 111 keV entre os níveis 1485 keV, (7^-) e 1373 keV; como transições do tipo M3 são altamente desfavorecidas, pois não são coletivas, o nível de 1373 keV não poderia ser 4^- , supondo que de fato o spin e a paridade do nível de 1485 keV estejam corretos. Concluindo, pode-se afirmar que o nível de 1373 keV terá spin e paridade 5^- . As medidas de correlação angular do capítulo 6 reforçarão esta conclusão.

Nível de 1432 keV, 3^- , $\log ft = 9.5$, ACDGHJMOP. Este núcleo é depopulado pelas transições de 203 keV, 621 keV, 810 keV, 1104 keV e 1432 keV, além da transição proposta de 58 keV. Por outro lado, a alimentação deste nível acontece devido às transições de 304 keV, 364 keV, 528 keV, 781 keV e 807 keV, sendo que as mais intensas são a segunda e a terceira. As coincidências 562-364 e 562-528 indicam a existência da transição de 58 keV.

Nível de 1479 keV, 0^+ , $\log ft = 8.50$, ACFGKMN. Este nível é depopulado pelas transições de 1150 KeV e de 857 keV, esta última proposta neste trabalho, mas observada anteriormente apenas no decaimento radioativo do estado fundamental de ^{194}Ir . A transição para o estado fundamental de 1432 keV não é observada neste trabalho pelo fato de ser do tipo E0. As transições que populam este nível são as de 318 keV, 736 keV e 818 keV.

Nível de 1511 keV, 2^+ , $\log ft = 8.80$, ACFGHKMN. Este nível é depopulado pelas transições de 244 keV, 589 keV, 700 keV, 889 keV, 1183 keV e 1511 keV e é alimentado pelas transições de 412 keV, 449 keV, 602 keV, 703 keV e 704 keV.

Nível de 1547 keV, 0^+ , $\log ft = 8.33$, ACGHJKMN. As transições que depopulam este nível são as de 925 keV e 1218 keV. A transição de 1547 keV

alimentando o estado fundamental, tabelada na NDS, não é vista neste trabalho, pois é E0. As transições de 250 keV e 668 keV alimentam este nível.

Nível de 1622 keV, 2^+ , $\log ft > 10.9$, ACFGKLN. Este estado é depopulado pelas transições de 699 keV, 1000 keV, 1293 keV e 1622 keV, sendo que a primeira não aparece na tabela da NDS com os gamas provenientes do decaimento de ^{194}Au , apesar de aparecer na tabela da NDS com os gamas adotados para ^{194}Pt . As transições de 338 keV, 421 keV, 593 keV e 675 keV alimentam este nível.

Nível de 1670 keV, 2^+ , $\log ft = 7.97$, ACFGHKMN. Este nível é depopulado pelas transições de 859 keV, 1048 keV, 1342 keV e 1670 keV, e é populado pelas transições de 253 keV, 290 keV, 373 keV, 544 keV e 627 keV.

Nível de 1737 keV, (3), $\log ft > 10.8$, H. Este nível é depopulado pelas transições de 304 keV, 363 keV e 814 keV, e é populado pela transição de 223 keV. As transições de 363 keV e 814 keV não aparecem nas tabelas da NDS. A transição de 304 keV não aparece na tabela da NDS com os gamas obtidos com o decaimento radioativo de ^{194}Au , mas aparece nas tabelas com os resultados obtidos usando a reação $^{192}\text{Os}(\alpha, 2n\gamma)$ e usando o espalhamento $^{194}\text{Pt}(n, n'\gamma)$. O gama de 223 keV aparece no decaimento de ^{194}Au e é posicionado na tabela da NDS entre os níveis 2184 keV, $1^+, 2^+$ e 1961 keV, 2^- . A posição proposta neste trabalho é entre os níveis de 1961 keV, 2^- e 1737 keV. Na tabela da NDS, a sua multipolaridade é E1+M2 ou M1+E2, consistente com o valor $\alpha(K)_{exp} = 0.26(9)$; a partir da existência necessária de transferência de uma unidade de momento angular - seja com E1, seja com M1 - pode-se concluir que o spin do nível de 1737 keV não poderá ser maior ou igual a 4; a paridade poderá ser tanto positiva quanto negativa devido às duas opções de multipolaridade. Analisando também as três transições que depopulam este nível, percebe-se que elas alimentam os níveis 1432 keV, 3^- , 1373 keV, 5^- e 922 keV, 3^+ ; como transições com transferência de 3 unidades de momento angular são desfavorecidas, a transição de 363 keV para o nível 1373 keV torna improvável um momento angular menor ou igual a 2 para a transição. Portanto, o nível de 1737 keV terá possivelmente spin igual a 3 e paridade duvidosa. De acordo com a compilação de níveis adotados para o ^{194}Pt na NDS, este nível só foi determinado anteriormente na experiência com espalhamento inelástico de prótons de 35 MeV [De81], com energia de 1736 (1) keV, sem determinação de spin e paridade, com seção de choque medida a um ângulo de 30° igual a $28.3\mu\text{b}/\text{sr}$.

Nível de 1778 keV, (2^+), $\log ft = 8.27$, ACFGKMN. Este nível é depopulado pelas transições de 855 keV, 1156 keV, 1450 keV e 1778 keV, e populado pela transição de 436 keV. Na NDS este nível aparece como sendo $1^+, 2^+$, entretanto, a partir da análise dos dados de correlação angular, desenvolvida no capítulo 6, o spin 1 será praticamente descartado.

Nível de 1797 keV, 1^- , $\log ft = 7.12$, ACGHK. Este estado é depopulado pelas transições de 250 keV, 318 keV, 364 keV, 530 keV, 1175 keV, 1468 keV e 1797 keV, e populado pelas transições de 366 keV, 418 keV e 500 keV. Depois do estado fundamental e do primeiro estado excitado este é o nível com a maior intensidade de alimentação beta: 11.41(17)%.

Nível de 1802 keV, $1^+, 2^+$, $\log ft = 9.07$, C. Este nível só foi observado no decaimento radioativo de ^{194}Au e é depopulado apenas pela transição de 1802 keV para o estado fundamental, não sendo alimentado por transições gamas, apenas pela radiação beta.

Nível de 1816 keV, $(2)^+$, $\log ft = 9.38$, CGHKMN. Este nível é depopulado pelas transições de 894 keV, 1194 keV, 1488 keV e 1816 keV. A posição de 894 keV não está bem estabelecida no esquema de níveis de ^{194}Pt obtido a partir do decaimento de ^{194}Au , na tabela da NDS; no presente trabalho, as relações de coincidência 894-300 e 894-594 permitem posicioná-la indubitavelmente entre os níveis de 1816 keV, $(2)^+$ e 922 keV, 3^+ . A multipolaridade sugerida na NDS para esta transição é M1 ou E2. A energia desta transição foi obtida em trabalhos anteriores a partir de medidas com elétrons de conversão [Be64] e também com espalhamento de nêutrons [Fi81]. A intensidade absoluta medida neste trabalho 0.036(3)% é compatível com a tabelada na NDS 0.030 (12). A transição de 1488 keV que só havia sido obtida nas medidas com espalhamento de nêutrons [Fi81] é obtida nas medidas deste trabalho na posição descrita, alimentando o primeiro estado excitado de 328 keV.

Nível de 1893 keV, (0^+) , $\log ft = 9.31$, ACHKMN. Este nível aparece como um nível duvidoso no esquema da NDS, sendo que somente a transição de 1893 keV do tipo E0 para o estado fundamental é posicionada depopulando-o, também de forma duvidosa. No presente trabalho, esta transição do tipo E0 não é observada, entretanto a transição de 1565 keV é observada e posicionada entre este nível e o de 328 keV; este último gama só havia sido observado anteriormente nas medidas a partir do decaimento de ^{194}Ir , sem determinação de multipolaridade.

Nível de 1924 keV, 1^+ , $\log ft = 7.37$, ACFG. Este nível é depopulado pelas transições de 253 keV, 412 keV, 1302 keV, 1595 keV e 1924 keV, e é alimentado pelas transições de 239 keV e 291 keV.

Nível de 1930 keV, 2^+ , $\log ft = 8.34$, ACFG. Este nível é depopulado pelas transições de 1007 keV, 1119 keV, 1308 keV e 1601 keV, sendo alimentado somente pela transição de 285 keV. As considerações sobre a análise dos dados de correlação angular no capítulo 6 confirmarão 2 como sendo o valor mais provável para o momento angular deste nível.

Nível de 1961 keV, 2^- , $\log ft = 7.42$, CG. As transições de 164 keV, 223 keV,

290 keV, 338 keV, 449 keV, 528 keV, 1038 keV, 1339 keV e 1632 keV depopulam este nível, que é alimentado somente diretamente pelo decaimento radioativo de ^{194}Au . O gama de 338 keV não aparece nas tabelas da NDS, enquanto que o gama de 223 keV tinha uma posição na NDS não confirmada neste trabalho, que propôs uma nova posição, entre os níveis de 1961 keV e 1737 keV.

Nível de 2003 keV, $(1^+, 2^+)$, $\log ft = 9.0$, FG. Este nível não aparece no esquema de níveis obtido com o decaimento de ^{194}Au na NDS, aparecendo entretanto na tabela com os níveis adotados para ^{194}Pt , com apenas a transição de 1675 keV depopulando-o, transição esta observada com medidas de espalhamento de nêutrons [Fi81]; medidas com reações do tipo $^{193}\text{Ir}(^3\text{He}, d)$ [Bl82] também indicam a existência de um nível com energia de 2000 (20) keV. No presente trabalho, além desta transição de 1675 keV, que se revelou tratar-se de um dubleto; foi também posicionada depopulando este nível a transição de 1080 keV, que na tabela da NDS aparecia posicionada entre os níveis de 2311 keV, 2^+ e 1229 keV, 4^+ . De acordo com o valor $\alpha(K)_{exp} = 0.004(2)$ [Be64], a multipolaridade desta transição seria E2(+M1), mas M1 seria incompatível com a posição sugerida na NDS, pois $\Delta J = 2$. Neste trabalho, posicionando 1080 keV entre 2003 keV, $(1^+, 2^+)$ e 922 keV, 3^+ , a multipolaridade M1 só seria possível com o spin de 2003 keV sendo igual a 2.

Nível de 2043 keV, 1^+ , $\log ft = 7.07$, ACGK. As transições de 373 keV, 421 keV, 1121 keV, 1421 keV, 1715 keV e 2043 keV depopulam este nível, sendo que as três primeiras não aparecem no esquema de decaimento da NDS. As transições de 171 keV e de 243 keV alimentam este nível. A alimentação beta tem grande intensidade: 4.81(20)%.

Nível de 2052 keV, $(0, 1, 2)^+$, $\log ft = 8.91$, ACG. Na NDS este nível aparece como tendo spin duvidoso, mas menor ou igual a 3 e paridade duvidosa. As transições que depopulam este nível são as de 1430 keV e de 1724 keV, ambas alimentando estados 2^+ . As duas não têm a posição bem estabelecida na NDS, sendo ambas medidas no decaimento de ^{194}Au e no decaimento de ^{194}Ir ; em medidas com espalhamento de nêutrons só a primeira transição é observada. Estas transições são aqui posicionadas a partir deste nível de forma inequívoca, de acordo com as relações de coincidência 1430-293, 1430-622 e 1724-328, além da relação de coincidência de ambas com a transição de 162 keV que é a única a alimentar o nível de 2052 keV a partir do nível de 2215 keV, 1^+ . Esta transição que não aparecia posicionada na tabela da NDS tem multipolaridade compilada M1(+E2) a partir de $\alpha(K)_{exp} = 1.7(3)$, de $\alpha(L1)_{exp}/\alpha(L2)_{exp} > 5$ e de $\alpha(K)_{exp}/\alpha(L1)_{exp} = 6.2(6)$ [Vi72]. Os valores teóricos obtidos para as três grandezas anteriores, a partir da interpolação logarítmica das tabelas da referência [Ro78] são respectivamente 1.47, 6.9 e 6.5, se a transição for M1 pura, números estes que são compatíveis com o valor experimental; entretanto, uma mistura com pequena intensidade de E2 ainda manteria os números

compatíveis com os valores experimentais. Portanto, concluindo, a paridade de 2052 keV deverá ser necessariamente positiva, pois não existe mudança de paridade na transição e o seu spin deverá ser 0, 1 ou 2; no primeiro caso, a transição de 162 keV seria M1 pura. A possibilidade do spin de 2052 keV ser igual a 3 é descartada, pois não permitiria a multipolaridade M1 para a transição de 162 keV.

Nível de 2063 keV, $1^+, 2^+$, $\log ft = 8.25$, ACGKMN. Este nível é depopulado pelas transições de 1140 keV, 1441 keV, 1735 keV e 2063 keV, e é populado pela transição de 151 keV. A análise dos dados de correlação angular no capítulo 6 não permitiram decidir entre os dois valores propostos para o momento angular deste nível, 1 ou 2.

Nível de 2085 keV, 0^+ , $\log ft = 7.81$, ACKL. As transições de 1463 keV e 1756 keV depopulam este nível. A transição de 2085 keV para o estado fundamental que aparece no esquema de níveis da NDS não aparece no presente trabalho por ser E0.

Nível de 2109 keV, $1^+, 2^+$, $\log ft = 8.37$, ACHKM. As transições de 1186 keV, 1487 keV e 1780 keV depopulam este nível, sendo que a última delas não aparece no esquema de ^{194}Pt construído com os gamas obtidos no decaimento de ^{194}Au . A transição de 109 keV alimenta este nível.

Nível de 2113 keV, 1^+ , $\log ft = 7.44$, AC. Este nível é depopulado pelas transições de 602 keV, 846 keV, 1492 keV, 1785 keV e 2114 keV, e é populado pelas transições de 101 keV e 198 keV; a transição de 602 keV não aparece nas tabelas da NDS, mas está consistente com o spin e a paridade de 2113 keV. Não foi observada a transição de 189.84 keV que aparece no esquema da NDS depopulando o nível de 2113 keV e alimentando o nível de 1924 keV, tanto no espectro de eventos simples quanto no espectro bidimensional, tomando fatias nas janelas em 1595 keV e 1924 keV, que são as transições mais intensas que depopulam o nível de 1924 keV. Uma outra sugestão de posicionamento anterior para o gama de 189 keV era entre os níveis de 1622 keV e 1432 keV, da mesma forma não confirmado, devido à não existência de fotopico de 189 keV quando fatiamos o espectro de eventos coincidentes em 621 keV e em 1104 keV, as transições mais intensas que depopulam o nível de 1432 keV.

Nível de 2134 keV, $(1,2)^+$, $\log ft = 8.15$, ACGKM. Este nível é depopulado pelas transições de 1512 keV e 1805 keV, ambas alimentando os dois primeiros estados 2^+ ; como estas duas transições de acordo com a NDS têm multipolaridades E2, M1 é improvável que o spin deste nível seja 0, como admite o esquema da NDS; a análise de correlação angular, descrita no capítulo 6, também confirmará esta conclusão.

Nível de 2140 keV, $(0^+, 1, 2)$, $\log ft = 8.54$, AG. As duas transições que

depopulam este nível, 1518 keV e 1812 keV, ambas alimentando também os dois primeiros estados excitados 2^+ , são observadas no decaimento radioativo de ^{194}Ir , mas não tinham sido antes observadas no decaimento radioativo de ^{194}Au . O gama de 1518 keV foi anteriormente observado também no espalhamento de nêutrons. Este nível não está colocado no esquema da NDS para ^{194}Pt construído a partir do decaimento de ^{194}Au .

Nível de 2157 keV, (2^+), $\log ft = 8.04$, ACFGHM. Este nível é depopulado pelas transições de 1346 keV, 1535 keV e 1829 keV, sendo que somente a última aparece compilada na NDS, que atribui um spin duvidoso a este nível: $1^+, 2^+$. Como o gama de 1346 keV está posicionado entre os níveis de 2157 keV, (2^+) e 811 keV, 4^+ , a possibilidade do estado de 2157 keV ter spin igual a 1 pode ser descartada, pois corresponderia a uma transição do tipo M3. A análise dos dados de correlação angular não permitiu determinar sem dúvidas o valor do momento angular deste nível, mas a figura com elipses favorece a conclusão de que o spin deste nível é 2.

Nível de 2163 keV, 0^+ , $\log ft = 7.71$, CKN. Este nível é depopulado pelas transições de 239 keV, 366 keV, 1541 keV e 1835 keV, sendo que a segunda e a terceira não aparecem nas tabelas da NDS. A transição de 2164 keV para o estado fundamental incluída na tabela da NDS não foi observada neste trabalho por ser E0. A transição de 49.65 keV também figurando na NDS não aparece neste trabalho devido à baixa energia.

Nível de 2184 keV, $1^+, 2^+$, $\log ft = 7.85$, C. Este nível somente é observado nas medidas com o decaimento de ^{194}Au nas tabelas compiladas na NDS. Ele é depopulado pelas transições de 1262 keV, 1562 keV e 1856 keV; a primeira destas transições não aparece assinalada nas tabelas da NDS. As transições de 223 keV e 562 keV que nas tabelas da NDS estavam posicionadas depopulando o nível de 2184 keV, tiveram as suas posições alteradas no presente trabalho. A paridade positiva para este nível está de acordo com a multipolaridade M1+E2 para a transição de 1562 keV

Nível de 2214 keV, ($1^+, 2^+$), $\log ft = 6.87$, CKMN. Este nível tem aproximadamente 1 keV de diferença de energia para o nível imediatamente superior em energia e é alimentado com uma intensidade beta de 2.57(24)%. As transições de 703 keV, 781 keV, 1291 keV, 1592 keV e 1885 keV depopulam este nível. O gama de 781 keV foi detectado em experiências anteriores, mas não aparece posicionado no esquema da NDS; as intensidades de transição gama absolutas medida neste trabalho e tabelada na NDS são compatíveis entre si, respectivamente 0.043(5)% e 0.05(3)%.

Nível de 2215 keV, 1^+ , $\log ft = 6.44$, CKMN. Esta transição tem uma alta intensidade de alimentação beta 6.87(21)%. Ele é alimentado somente pela transição

gama de 140 keV. As transições que depopulam este nível são as de 101 keV, 106 keV, 151 keV, 162 keV, 171 keV, 212 keV, 285 keV, 291 keV, 398 keV, 418 keV, 436 keV, 544 keV, 593 keV, 668 keV, 703 keV, 736 keV, 948 keV, 1593 keV, 1886 keV e 2215 keV. A transição de 162 keV que depopula este nível havia sido observada anteriormente no decaimento de ^{194}Au , mas não aparece posicionada no esquema da NDS. A posição do gama de 418 keV depopulando o nível de 2215 keV que aparece como duvidosa no esquema da NDS é comprovada no presente trabalho a partir das relações de coincidência com os gamas que depopulam o nível de 1797 keV, ou seja, 418-318, 418-364, 418-530, 418-1175, 418-1468 e 418-1797.

Nível de 2239 keV, $(2)^-$, $\log ft = 7.54$, CK. Este nível é depopulado pelas transições de 807 keV, 1316 keV, 1617 keV e 1911 keV, sendo que a primeira não aparece nas tabelas compiladas na NDS.

Nível de 2287 keV, $1^+, 2^+$, $\log ft = 7.64$, CHM. Este nível é depopulado pelas transições de 243 keV, 1665 keV e 1958 keV, sendo que as duas primeiras não aparecem compiladas nas tabelas da NDS. A transição de 173.30 keV entre os estados de 2287 keV e 2113 keV não foi observada tanto no espectro de eventos simples quanto no de eventos em coincidência, tomando-se fatias obtidas nas janelas de 846 keV, 1492 keV e 1785 keV, que são transições que depopulam o nível de 2113 keV.

Nível de 2298 keV, 1^+ , $\log ft = 6.95$, CGK. Este nível é depopulado pelas transições de 500 keV, 627 keV, 675 keV, 818 keV, 1031 keV, 1675 keV, 1969 keV e 2298 keV; as duas primeiras não aparecem nas tabelas compiladas na NDS. A transição de 140 keV, que está posicionada na NDS entre os níveis de 2298 keV e 2157 keV, teve, neste trabalho, a sua posição alterada para entre 2356 keV e 2215 keV. Já a transição de 189.11 keV, posicionada na NDS entre os níveis de 2298 keV e 2109 keV, não foi observada no presente trabalho tanto no espectro de eventos simples quanto no espectro de eventos coincidentes, tomando-se uma fatia em 1487 keV, a transição mais intensa que depopula o nível de 2109 keV.

Nível de 2311 keV, 2^+ , $\log ft = 7.20$, CH. Este nível é depopulado pelas transições de 198 keV, 1388 keV, 1500 keV, 1689 keV, 1983 keV e 2311 keV. A posição de 1500 keV no esquema da NDS é considerada incerta; neste trabalho ela é confirmada entre os níveis de 2311 keV e 811 keV, como mostra a relação de coincidência desta transição com a de 482 keV que depopula o nível de 811 keV.

Nível de 2356 keV, 0^+ , $\log ft = 7.20$, CHM. Este nível é depopulado pela transição de 140 keV que por sua vez alimenta o nível de 2215 keV, 1^+ ; a posição proposta para esta transição pela NDS entre os níveis 2298 keV e 2157 keV, foi modificada neste trabalho. A multipolaridade deste gama segundo a NDS é M1, consistente portanto com o spin e a paridade 1^+ propostos para o nível de 2356 keV.

A transição de 69.64 keV que aparece na tabela da NDS depopulando o nível de 2356 keV não foi observada neste experimento devido à baixa energia. A transição para o estado fundamental de 2357.0 keV, que aparece na NDS, não foi observada neste trabalho por ser E0. Por fim, a transição de 843 keV, posicionada de forma duvidosa pela NDS entre os níveis de 2356 keV e 1511 keV, não foi observada tanto no espectro de eventos simples quanto no espectro bidimensional, fatiando-se nas janelas em 589 keV, 889 keV e 1183 keV, as transições mais intensas que depopulam o nível de 1511 keV.

Nível de 2365 keV, (1^+) , $\log ft = 7.48$, CHK. Este nível é depopulado pelas transições de 1743 keV e 2366 keV, sendo que a segunda tem a sua multipolaridade tabelada na NDS como duvidosa (M1), que é consistente com a proposição de (1^+) como spin-paridade duvidosos para este nível.

Nível de 2397 keV, (2^+) , $\log ft = 7.20$, CGHK. Este estado é depopulado pelas transições de 1474 keV, 1775 keV, 2068 keV e 2396 keV, sendo que as duas primeiras não aparecem nas tabelas compiladas na NDS. As medidas de distribuição angular da reação de transferência $^{195}\text{Pt}(p, d)$ [Be81] indicam um spin 2^+ para este nível, em contradição com o resultado obtido pelas medidas de conversão eletrônica [Be64] que indicam um spin 2^- , pois a transição para o estado fundamental teria multipolaridade duvidosa (M2), de acordo com $\alpha(K)_{exp} = 0.0043(12)$.

Nível de 2412 keV, (1^+) , $\log ft = 7.05$, CHK. Este estado é depopulado pelos gamas de 2084 keV e 2412 keV, sendo que a multipolaridade deste último que alimenta o estado fundamental, tabelada na NDS como duvidosa (M1), está de acordo com o spin e a paridade (1^+) duvidosos propostos para este nível.

Tabela 4.3 - Parte A - Energias E_γ (keV) e intensidades absolutas I_γ (%) das transições gamas de ^{194}Pt a partir do decaimento de ^{194}Au ; a primeira coluna mostra o posicionamento do gama no esquema de decaimento; a última coluna mostra as transições cujas posições são consistentes com medidas de coincidência, representadas pela letra C; Pres.=Presente trabalho; NDS-CE=transições obtidas no decaimento por captura eletrônica de ^{194}Au extraídas da referência [Si89]; NDS-ad.= transições adotadas para o ^{194}Pt na referência [Si89]; * significa que a posição proposta neste trabalho para a radiação no esquema de níveis é diferente da posição proposta na NDS [Si89]; § significa que o gama é determinado apenas em medidas de coincidência; † significa que o gama não é posicionado no esquema de níveis; ‡ significa que a posição da radiação no esquema de níveis não está bem estabelecida.

Nív. ini.	Nív. fin.	E_γ (keV)				I_γ (%)				Coincidência					
		E_i (keV)	\rightarrow	E_f (keV)	Pres.	NDS-CE	NDS-ad.	Pres.	NDS-CE	Pres.	NDS-CE				
328.467	\rightarrow	0.000		328.464	6	328.50	3	328.455	11	60.4	8	60.	4	C	C
622.007	\rightarrow	328.467		293.548	7	293.58	3	293.545	13	10.57	16	10.2	7	C	C
622.007	\rightarrow	0.000		621.995	12	622.05	10	621.974	19	1.45	3	1.68	19	C	C
811.255	\rightarrow	328.467		482.793	8	482.80	4	482.833	22	1.157	18	1.11	8	C	C
922.750	\rightarrow	622.007		300.750	7	300.77	6	300.742	14	0.881	14	0.83	7	C	C
922.750	\rightarrow	328.467		594.270	22	594.28	10	594.291	19	0.167	7	0.12	3	C	C
1229.491	\rightarrow	811.255		417.95	15	418.06	20	417.98	10	0.045	17	0.042	6	C	C
1229.491	\rightarrow	622.007		607.498	10	607.54	8	607.59	5	0.298	5	0.288	23	C	C
1229.491	\rightarrow	328.467		901.18	7			901.05	17	0.036	3			C	C
1267.181	\rightarrow	622.007		645.152	9	645.18	3	645.157	16	2.33	4	2.11	15	C	C
1267.181	\rightarrow	328.467		938.706	9	938.71	3	938.70	2	1.146	21	1.09	8	C	C
1373.717	\rightarrow	811.255		562.449	20	562.6	3	562.64	8	0.0889	28	0.084	7	C	C
1432.528	\rightarrow	1373.717		58.8	§	59.45	10					0.008	2		
1432.528	\rightarrow	1229.491		203.085	13	202.76	20	202.84	10	0.346	9	0.32	3	C	C
1432.528	\rightarrow	811.255		621.259	15	621.21	10	621.26	8	0.84	3	0.60	6	C	C
1432.528	\rightarrow	622.007		810.53	3	810.65	8	810.63	7	0.172	7	0.192	25	C	C
1432.528	\rightarrow	328.467		1104.044	10	1104.06	5	1104.05	3	2.14	4	1.98	15	C	C
1432.528	\rightarrow	0.000		1432.50	8	1432.0	6	1432.50	12	0.070	6	0.06	3	C	C
1479.248	\rightarrow	622.007		857.59	25			857.12	19	0.0075	15			C	C
1479.248	\rightarrow	328.467		1150.765	11	1150.78	5	1150.76	4	1.414	25	1.37	10	C	C
1511.984	\rightarrow	1267.181		244.92	7	244.78	10	244.82	5	0.020	3	0.027	4	C	C
1511.984	\rightarrow	922.750		589.199	10	589.24	7	589.182	16	0.276	6	0.246	21	C	C
1511.984	\rightarrow	811.255		700.66	4	700.6	6	700.54	4	0.058	3	0.06	3	C	C
1511.984	\rightarrow	622.007		889.976	24	889.97	10	889.97	4	0.121	5	0.132	19	C	C
1511.984	\rightarrow	328.467		1183.523	21	1183.52	5	1183.51	4	0.622	11	0.62	6	C	C
1511.984	\rightarrow	0.000		1510.9	4	1511.9	3	1511.97	10	0.024	10	0.048	12	C	C
1547.256	\rightarrow	622.007		925.240	15	925.15	7	925.22	5	0.307	8	0.288	27	C	C
1547.256	\rightarrow	328.467		1218.776	12	1218.76	5	1218.77	4	1.180	21	1.09	8	C	C

Tabela 4.3 - Parte B - Energias E_γ e intensidades absolutas I_γ das transições gamas de ^{194}Pt (cont.).

Nív. ini. $E_i(\text{keV})$	Nív. fin. $E_f(\text{keV})$	$E_\gamma(\text{keV})$		$I_\gamma(\%)$		Coincidência				
		Pres.	NDS-CE	NDS-ad.	Pres.	NDS-CE	Pres. NDS-CE			
1622.208	→ 922.750	699.20	15	699.5	4	0.0138	26	C		
1622.208	→ 622.007	1000.239	21	1000.19	15	0.173	6	0.180	20	C
1622.208	→ 328.467	1293.69	8	1293.9	5	0.129	14	0.12	6	C
1622.208	→ 0.000	1622.21	10	1622.23	15	0.158	27	0.174	25	C
1670.636	→ 811.255	859.46	4	859.3	13	0.0550	14	0.060	24	C
1670.636	→ 622.007	1048.621	10	1048.58	5	0.891	17	0.85	6	C
1670.636	→ 328.467	1342.164	16	1342.15	10	1.313	26	1.20	10	C
1670.636	→ 0.000	1670.64	3	1670.66	15	0.177	7	0.18	3	C
1737.37	→ 1432.528	304.87	8			0.0182	18			C
1737.37	→ 1373.717	363.10	§ 18			0.0059	13			C
1737.37	→ 922.750	814.89	§ 29			0.0073	13			C
1778.562	→ 922.750	855.87	9	855.5	13	0.064	4	0.10	3	C
1778.562	→ 622.007	1156.525	19	1156.61	6	0.446	12	0.44	4	C
1778.562	→ 328.467	1450.084	21	1450.06	15	0.314	7	0.318	28	C
1778.562	→ 0.000	1778.52	16	1778.6	1	0.040	6	0.049	11	C
1797.354	→ 1547.256	250.12	4	250.17	10	0.032	3	0.030	3	C
1797.354	→ 1479.248	318.124	18	318.14	8	0.210	6	0.25	6	C
1797.354	→ 1432.528	364.832	6	364.87	4	1.547	21	1.48	11	C
1797.354	→ 1267.181	530.164	10	529.88	10	0.596	11	0.60	6	C
1797.354	→ 622.007	1175.353	11	1175.34	5	2.12	4	1.98	15	C
1797.354	→ 328.467	1468.882	15	1468.89	5	6.61	11	6.3	4	C
1797.354	→ 0.000	1797.378	21	1797.31	8	0.589	19	0.60	5	C
1802.61	→ 0.000	1802.62	4	1803.0	6	0.127	6	0.18	5	C
1816.66	→ 922.750	894.02	6	894.4 †	4	0.036	3	0.030	12	C
1816.66	→ 622.007	1194.60	7	1194.9	13	0.0301	20	0.08	3	C
1816.67	→ 328.467	1488.3 §	4			0.017	4			C
1816.66	→ 0.000	1816.33	17	1817.0	5	0.0085	28	0.036	12	C
1893.74	→ 328.467	1565.28	6	1565.15	8	0.0519	22			C

Tabela 4.3 - Parte C - Energias E_γ e intensidades absolutas I_γ das transições gamas de ^{194}Pt (cont.).

Nív. ini. $E_i(\text{keV})$	Nív. fn. $E_f(\text{keV})$	$E_\gamma(\text{keV})$			$I_\gamma(\%)$			Coincidência				
		Pres.	NDS-CE	NDS-ad.	Pres.	NDS-CE	NDS-CE	Pres.	NDS-CE			
1924.243	→ 1670.636	253.6	4	253.56	10	253.56	10	0.0029	24	0.0030	12	C
1924.243	→ 1511.984	412.20 §	11	412.27	10	412.27	10	0.015	4	0.05	3	C
1924.243	→ 622.007	1302.239	28	1302.29	8	1302.29	8	0.255	8	0.264	27	C
1924.243	→ 328.467	1595.797	19	1595.8	1	1595.76	7	1.81	4	1.68	19	C
1924.243	→ 0.000	1924.225	22	1924.18	5	1924.20	6	2.19	8	1.98	15	C
1930.279	→ 922.750	1007.53	4	1007.0	6	1007.0	6	0.065	4	0.084	24	C
1930.279	→ 811.255	1119.25	28	1119.8	6	1118.9	4	0.063	21	0.13	4	C
1930.279	→ 622.007	1308.32	3	1308.55	20	1308.26	18	0.135	5	0.144	19	C
1930.279	→ 328.467	1601.848	24	1602.01	10	1601.94	7	0.228	6	0.26	3	C
1961.301	→ 1797.354	164.008	28	163.95	10	163.95	10	0.115	5	0.126	13	C
1961.301	→ 1737.37	223.99 *	10	223.97	10	223.97	10	0.0332	14	0.031	6	C
1961.301	→ 1670.636	290.690	16	290.76	10	290.76	10	0.193	6	0.11	3	C
1961.301	→ 1622.208	338.88 §	10					0.011	3			C
1961.301	→ 1511.984	449.303	12	449.36	7	449.36	7	0.145	3	0.168	14	C
1961.301	→ 1432.528	528.767	8	528.76	10	528.76	10	1.724	28	1.62	19	C
1961.301	→ 922.750	1038.57	5	1038.56	8	1038.56	8	0.30	4	0.31	3	C
1961.301	→ 622.007	1339.26	4	1339.6	3	1339.6	3	0.214	8	0.28	6	C
1961.301	→ 328.467	1632.787	28	1632.86	15	1632.86	15	0.259	8	0.252	27	C
2003.42	→ 922.750	1080.63 *	21	1081.8	19	1081.8	19	0.012	5	0.030	18	C
2003.42	→ 328.467	1675.1	5	1675.7	3	1675.27	15	0.06	4	0.13	3	C
2043.700	→ 1670.636	373.33	14					0.0067	15			C
2043.700	→ 1622.208	421.65	5					0.0304	23			C
2043.700	→ 922.750	1121.3	4					0.04	3			C
2043.700	→ 622.007	1421.667	20	1421.65	7	1421.64	7	0.361	8	0.34	3	C
2043.700	→ 328.467	1715.195	21	1715.23	6	1715.24	5	0.724	21	0.68	6	C
2043.700	→ 0.000	2043.679	29	2043.67	6	2043.67	5	3.83	17	3.54	25	C
2052.89	→ 622.007	1430.95	8	1432.0 †	6	1431.6	1	0.073	6	0.084	18	C
2052.89	→ 328.467	1724.26	6	1724.1 †	13	1724.53	15	0.058	4	0.08	3	C

Tabela 4.3 - Parte D - Energias E_γ e intensidades absolutas I_γ das transições gamas de ^{194}Pt (cont.).

Nív. ini. $E_i(\text{keV})$	Nív. fin. $E_f(\text{keV})$	$E_\gamma(\text{keV})$			$I_\gamma(\%)$			Coincidência	
		Pres.	NDS-CE	NDS-ad.	Pres.	NDS-CE	NDS-CE	Pres.	NDS-CE
2063.687	→ 922.750	1140.98 11	1141.0 5	1141.0 5	0.0190 16	0.024 12		C	
2063.687	→ 622.007	1441.684 27	1441.87 15	1441.80 10	0.165 5	0.180 25		C	
2063.687	→ 328.467	1735.205 27	1735.31 10	1735.32 7	0.297 10	0.282 27		C	C
2063.687	→ 0.000	2063.68 23	2063.7 5	2063.7 5	0.0080 25	0.0096 24		C	C
2085.452	→ 622.007	1463.429 19	1463.45 10	1463.47 8	0.661 13	0.71 6		C	
2085.452	→ 328.467	1756.98 6	1757.2 6	1757.26 18	0.058 4	0.060 18		C	
2109.115	→ 922.750	1186.27 4	1186.3 5	1186.4 3	0.073 3	0.054 24		C	
2109.115	→ 622.007	1487.16 3	1487.0 3	1487.05 8	0.121 3	0.126 24		C	
2109.115	→ 328.467	1780.57 19		1780.69 11	0.033 6			C	
2113.990	→ 1511.984	602.02 9			0.018 8			C	
2113.990	→ 1267.181	846.786 10	846.9 6	846.9 6	0.602 12	0.054 18		C	
2113.990	→ 622.007	1492.06 6	1491.97 15	1492.09 10	0.177 4	0.174 25		C	C
2113.990	→ 328.467	1785.62 3	1785.47 7	1785.53 10	0.416 15	0.38 4		C	C
2113.990	→ 0.000	2114.06 4	2113.9 2	2114.10 14	0.270 14	0.258 22		C	
2134.16	→ 622.007	1512.33 11	1511.9 3	1512.0 2	0.098 9	0.066 24		C	
2134.16	→ 328.467	1805.72 3	1805.7 6	1805.72 8	0.143 7	0.17 5		C	C
2140.61	→ 622.007	1518.62 5	1518.5 2	1518.74 12	0.065 4	0.072 12		C	
2140.61	→ 328.467	1812.21 25	1812.8 6	1812.69 25	0.033 7			C	
2157.925	→ 811.255	1346.7 3			0.009 4			C	
2157.925	→ 622.007	1535.51 26			0.0095 27			C	
2157.925	→ 328.467	1829.501 26	1829.41 10	1829.46 8	0.254 10	0.240 21		C	C
2163.685	→ 1924.243	239.43 4	239.46 10	239.46 10	0.060 5	0.054 6		C	
2163.685	→ 1797.354	366.42 4			0.035 4			C	
2163.685	→ 622.007	1541.65 13			0.0206 22			C	
2163.685	→ 328.467	1835.244 24	1835.33 7	1835.33 7	0.410 15	0.37 3		C	C
2184.92	→ 922.750	1262.42 9			0.028 3			C	
2184.92	→ 622.007	1562.91 4	1562.8 3	1562.8 3	0.283 6	0.318 28		C	C
2184.92	→ 328.467	1856.37 7	1856.8 10	1856.8 10	0.0351 20	0.030 3		C	

Tabela 4.3 - Parte E - Energias E_γ e intensidades absolutas I_γ das transições gamas de ^{194}Pt (cont.).

Nív. ini. $E_i(\text{keV}) \rightarrow$	Nív. fn. $E_f(\text{keV})$	$E_\gamma(\text{keV})$			$I_\gamma(\%)$			Coincidência				
		Pres.	NDS-CE	NDS-ad.	Pres.	NDS-CE	Pres.	NDS-CE				
2214.465	\rightarrow 1511.984	703.09	20	702.62	10	702.62	10	0.09	7	0.05	3	C
2214.465	\rightarrow 1432.528	781.97	4	781.8	20			0.043	5	0.05	3	C
2214.465	\rightarrow 922.750	1291.89	11	1291.8	10	1291.8	10	0.064	6	0.12	6	C
2214.465	\rightarrow 622.007	1592.46	3	1592.4	1	1592.4	1	1.12	6	1.08	13	C
2214.465	\rightarrow 328.467	1885.86	6	1885.9	1	1885.9	1	1.24	22	1.86	15	C
2215.519	\rightarrow 2113.990	101.38	14	101.42	10	101.42	10	0.0049	13	0.0042	18	
2215.519	\rightarrow 2109.115	106.48	8	106.49	10	106.49	10	0.0083	15	0.0072	18	
2215.519	\rightarrow 2063.687	151.908	26	151.83	10	151.83	10	0.065	5	0.055	7	C
2215.519	\rightarrow 2052.89	162.64	3	162.57	† 10			0.0237	17	0.021	3	C
2215.519	\rightarrow 2043.700	171.91	4	171.84	10	171.84	10	0.068	6	0.060	6	C
2215.519	\rightarrow 2003.42	212.11	25					0.0053	26			C
2215.519	\rightarrow 1930.279	285.319	26	285.3	7	285.3	7	0.0487	25	0.052	15	C
2215.519	\rightarrow 1924.243	291.4	§ 6	291.20	10	291.20	10	0.021	4			C
2215.519	\rightarrow 1816.66	398.95	11					0.014	4			C
2215.519	\rightarrow 1797.354	418.41	12	418.06	† 20	418.06	20	0.045	18	0.042	6	C
2215.519	\rightarrow 1778.562	436.81	8					0.0134	21			C
2215.519	\rightarrow 1670.636	544.78	5	544.4	6	544.4	6	0.031	4	0.025	9	C
2215.519	\rightarrow 1622.208	593.319	16	593.35	10	593.35	10	0.284	8	0.33	6	C
2215.519	\rightarrow 1547.256	668.247	17	668.27	10	668.27	10	0.109	3	0.108	8	C
2215.519	\rightarrow 1511.984	703.56	4	703.54	5	703.54	5	0.37	7	0.41	4	C
2215.519	\rightarrow 1479.248	736.240	22	736.23	15	736.23	15	0.103	3	0.126	13	C
2215.519	\rightarrow 1267.181	948.310	9	948.29	4	948.29	4	2.27	4	2.16	16	C
2215.519	\rightarrow 622.007	1593.63	7	1593.5	1	1593.5	1	0.72	5	0.60	12	C
2215.519	\rightarrow 328.467	1886.89	6	1887.0	1	1887.0	1	2.26	17	1.38	13	C
2215.519	\rightarrow 0.000	2215.47	6	2215.15	15	2215.15	15	0.172	11	0.180	15	
2239.606	\rightarrow 1432.528	807.06	29					0.020	5			C
2239.606	\rightarrow 922.750	1316.82	7	1317.3	13	1317.3	13	0.071	5	0.048	24	C
2239.606	\rightarrow 622.007	1617.624	26	1617.73	15	1617.73	15	0.222	7	0.204	26	C
2239.606	\rightarrow 328.467	1911.08	4	1911.30	15	1911.30	15	0.126	6	0.126	13	C

Tabela 4.3 - Parte F - Energias E_γ e intensidades absolutas I_γ das transições gamas de ^{194}Pt (cont.).

Nív. ini. $E_i(\text{keV})$	Nív. fn. $E_f(\text{keV})$	$E_\gamma(\text{keV})$			$I_\gamma(\%)$			Coincidência	
		Pres.	NDS-CE	NDS-ad.	Pres.	NDS-CE	Pres.	NDS-CE	
2287.35	→ 2043.700	243.66	17		0.0090	28		C	
2287.35	→ 622.007	1665.42	13		0.027	4		C	
2287.35	→ 328.467	1958.87	3	1958.74	0.174	8	0.162	19	
2298.127	→ 1797.354	500.72	19		0.0070	18		C	
2298.127	→ 1670.636	627.7	6		0.0037	10		C	
2298.127	→ 1622.208	675.75	11	675.2	0.048	12	0.060	18	
2298.127	→ 1479.248	818.87	5	818.9	0.0338	18	0.030	6	
2298.127	→ 1267.181	1031.0	3	1030.9	0.010	3	0.018	6	
2298.127	→ 622.007	1675.9	3	1675.7	0.08	4	0.13	3	
2298.127	→ 328.467	1969.636	27	1969.65	0.483	20	0.43	3	
2298.127	→ 0.000	2298.41	14	2298.2	0.034	5	0.028	4	
2311.900	→ 2113.990	198.16	20	197.77	0.0057	27	0.0066	12	
2311.900	→ 922.750	1388.74	19		0.016	4		C	
2311.900	→ 811.255	1500.92	8	1500.5 †	0.0327	16	0.036	18	
2311.900	→ 622.007	1689.87	3	1689.7	0.122	4	0.14	3	
2311.900	→ 328.467	1983.39	7	1984.1	0.042	4	0.036	12	
2311.900	→ 0.000	2311.86	8	2312.01	0.186	12	0.168	14	
2356.002	→ 2215.519	140.547	23	140.54	0.0475	28	0.057	6	
2365.87	→ 622.007	1743.63	13	1744.3	0.0245	29	0.031	9	
2365.87	→ 0.000	2366.07	12	2365.56	0.052	6	0.040	6	
2397.24	→ 922.750	1474.20	13		0.021	3		C	
2397.24	→ 622.007	1775.82	21		0.020	5		C	
2397.24	→ 328.467	2068.96	15	2068.8	0.017	3	0.021	6	
2397.24	→ 0.000	2396.3	4	2397.7	0.0044	18	0.0036	6	
2412.67	→ 328.467	2084.15	12	2083.6	0.034	4	0.035	6	
2412.67	→ 0.000	2412.98	21	2412.3	0.017	4	0.017	3	

5. TEORIA DE CORRELAÇÃO ANGULAR

5.1 Transições eletromagnéticas e conversão de elétrons

O Hamiltoniano de interação para a emissão de radiação eletromagnética por um núcleo com vetor de onda \vec{k} e vetor de polarização \vec{e}_q , pode ser expandido em campos multipolares na aproximação de onda longa a grandes distâncias da fonte da seguinte forma [Gi75]:

$$H_{INT} = - \sum_{LM\pi} D_{Mq}^L(R) q^\pi T_{LM}^\pi, \quad (39)$$

sendo $\pi = 0$ (E) no caso elétrico ou $\pi = 1$ (M) no caso magnético, $D_{Mq}^L(R)$ a matriz de rotação R que leva o eixo z até a direção definida pelo vetor de onda \vec{k} ($\omega = kc$) e

$$T_{LM}^E = \alpha_L^E (Q_{LM} + Q'_{LM}), \quad (40)$$

$$T_{LM}^M = \alpha_L^M (M_{LM} + M'_{LM}). \quad (41)$$

Define-se α_L^E e α_L^M da seguinte maneira:

$$\alpha_L^E = \frac{i^L k^L}{(2L-1)!!} \left(\frac{L+1}{2L}\right)^{1/2}, \quad (42)$$

$$\alpha_L^M = -i\alpha_L^E . \quad (43)$$

Os operadores do tipo elétrico (Q e Q') e magnético (M e M') são definidos como

$$Q_{LM} = e g_l X_L r^L Y_{LM}(\theta, \phi) , \quad (44)$$

$$Q'_{LM} = -\frac{1}{2} k \beta g X_L \vec{L}(r^L Y_{LM}(\theta, \phi)) \cdot \frac{\vec{\sigma}}{\hbar L(L+1)} , \quad (45)$$

$$M_{LM} = 2 \beta g_l X_L \vec{\nabla}(r^L Y_{LM}(\theta, \phi)) \cdot \frac{\vec{L}}{\hbar L(L+1)} , \quad (46)$$

$$M'_{LM} = \frac{1}{2} \beta g X_L \vec{\nabla}(r^L Y_{LM}(\theta, \phi)) \cdot \vec{\sigma} . \quad (47)$$

X_L é definido como:

$$X_L = \left(\frac{4\pi}{2L+1}\right)^{1/2} . \quad (48)$$

O fator g é 5.586 para prótons e -3.827 para nêutrons e o fator orbital g_l é 1 para prótons e 0 para nêutrons. β é o magneton nuclear $\beta = 0.3153 \times 10^{-17} \text{ MeV } s^{-1}$ e $\vec{\sigma}$ é o operador de spin de Pauli definido pelas suas 3 componentes, que podem ser representadas pelas seguintes matrizes 2×2 :

Tabela 5.1 - Regras de seleção para diferentes multipolaridades das transições eletromagnéticas, com respeito à mudança de paridade $\Delta\pi$ e à máxima variação do spin ΔJ_{MAX} .

Multipolo	$\Delta\pi$	ΔJ_{MAX}
E1	Sim	1
M1	Não	1
E2	Não	2
M2	Sim	2
E3	Sim	3
M3	Não	3
E4	Não	4
M4	Sim	4

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}; \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}; \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (49)$$

Se a polarização circular for direita $q = +1$ e se for esquerda $q = -1$, o que leva respectivamente ao uso dos seguintes vetores de polarização circular:

$$\vec{e}_{+1} = -\frac{1}{2^{1/2}}(\vec{e}_x + i\vec{e}_y), \quad (50)$$

$$\vec{e}_{-1} = +\frac{1}{2^{1/2}}(\vec{e}_x - i\vec{e}_y). \quad (51)$$

Com esta expansão multipolar obtemos as regras de seleção da tabela 5.1 para transições eletromagnéticas entre estados nucleares inicial ($J_i\pi_i$) e final ($J_f\pi_f$).

As fórmulas discutidas anteriormente partem da suposição de que o núcleo é uma partícula única; se considerarmos que o núcleo é formado de muitas partículas (prótons e nêutrons) será necessário avaliar as conseqüências que são resultantes da generalização deste Hamiltoniano para um sistema de muitas partículas que interagem fortemente entre si. Neste caso, se um próton é o responsável pela transição, os valores calculados para as velocidades de transição do tipo E1 devem ser multiplicados pelo fator $(1 - Z/A)$; se for um nêutron o responsável pela transição, o fator multiplicativo será $(-Z/A)$. Estes fatores aparecem devido ao recuo das outras $(A - 1)$ partículas. Para introduzir estes fatores multiplicativos é usada a idéia de

que o próton tem uma carga efetiva igual a $(1 - Z/A)e$ e de que o nêutron tem uma carga efetiva igual a $(-Z/A)e$.

A partir da constatação de que somente as duas componentes com menor multipolaridade, $L = |I_i - I_f|$ e $L' = |I_i - I_f| + 1$ não são desprezíveis, podemos definir a razão de mistura multipolar da transição como sendo:

$$\delta(\pi'L'/\pi L) = \frac{(2L + 1)^{1/2} \langle I_i \| \vec{T}_{L'}^{\pi'} \| I_f \rangle}{(2L' + 1)^{1/2} \langle I_i \| \vec{T}_L^{\pi} \| I_f \rangle} . \quad (52)$$

Existem várias definições possíveis para o sinal de δ ; neste trabalho usaremos a convenção de Krane e Steffen [Kr71].

As estimativas de Blatt e Weisskopf [Bl52,Ri80] para a probabilidade de transição eletromagnética deduzida a partir do modelo de partícula única, para os principais multipolos, em um núcleo com raio dado por $1.2A^{1/3}$ em fentômetros, são dadas por (E_γ dada em MeV):

$$T(E1) = 1.023 \cdot 10^{14} \cdot E_\gamma^3 \cdot A^{2/3} , \quad (53)$$

$$T(E2) = 7.265 \cdot 10^7 \cdot E_\gamma^5 \cdot A^{4/3} , \quad (54)$$

$$T(M1) = 3.184 \cdot 10^{13} \cdot E_\gamma^3 , \quad (55)$$

$$T(M2) = 2.262 \cdot 10^7 \cdot E_\gamma^5 \cdot A^{2/3} . \quad (56)$$

Para uma mistura multipolar $\delta(E2/M1)$, obteremos uma previsão a partir do modelo de partícula única de aproximadamente $5 \cdot 10^{-2}$ para transições com energia de $1MeV$ e para $A=194$; os valores experimentais bem maiores que o anterior, obtidos para muitas transições nucleares, indicam a existência de movimentos coletivos não considerados na previsão de Weisskopf e Blatt. Já a mistura multipolar $\delta(M2/E1)$ prevista por Weisskopf e Blatt independe de A e para a energia de $1MeV$ vale aproximadamente $5 \cdot 10^{-4}$.

A componente $E0$ das transições eletromagnéticas foi objeto de trabalhos sistemáticos, principalmente de Church e Weneser (Ch56). O parâmetro que define a presença de $E0$ é o parâmetro $q(E0/E2)$ que dá a razão de probabilidades de emissão de elétrons da camada K , com multipolaridades $E0$ ou $E2$. Este parâmetro pode ser relacionado ao elemento de matriz

$$\rho = \int \psi_f^* \sum_p \left(\frac{r_p}{R} \right)^2 \psi_i d\tau , \quad (57)$$

onde ψ_f e ψ_i são as funções de onda dos estados final e inicial, respectivamente, r_p é o vetor posição do p-ésimo próton e R é o raio nuclear médio.

A forma experimental de determinar ρ é a partir da relação

$$W(E0) = \Omega_K \rho^2, \quad (58)$$

onde Ω_K é o fator eletrônico para a camada K, calculado de forma independente das propriedades nucleares. ρ e q são proporcionais e podem ser relacionados por

$$\rho = q \left(\frac{\alpha_K(E2)W(E2)}{\Omega_K} \right)^{1/2} = q \left(\frac{W_K(E0)}{\Omega_K} \right)^{1/2}. \quad (59)$$

Em medidas efetuadas anteriormente e também em cálculos realizados, pudemos verificar que ρ pode variar numa escala muito vasta.

O decaimento de núcleos excitados pode ocorrer de duas formas, além da emissão de gamas: i) conversão de elétrons; ii) produção de pares (quando existir energia disponível maior que 1022 keV). No caso da conversão de elétrons [Ro67a], a energia do núcleo é liberada como energia cinética de um dos elétrons das camadas mais internas, ou seja, mais próximas do núcleo. O efeito é obviamente mais intenso nos elétrons da camada K que não estão blindados do núcleo por outros elétrons. Um parâmetro importante é o coeficiente de conversão α dado pela razão entre o número de elétrons de conversão emitidos e o número de gamas emitidos no mesmo intervalo de tempo e para a mesma transição. O estudo sistemático da conversão de elétrons é de grande utilidade na determinação de spins e paridades dos estados nucleares. Uma forma pela qual este estudo pode ser levado a cabo é através da comparação entre os coeficientes de conversão determinados experimentalmente e as suas estimativas teóricas, como por exemplo as de Sliv e Band[Sl56,Sl58].

5.2 Correlação angular direcional $\gamma - \gamma$

Quando os núcleos excitados estão orientados por um campo magnético externo é possível determinar o momento angular I e a sua projeção M_z dos estados inicial

e final, observando a distribuição angular dos raios gamas emitidos e comparando-a com a previsão teórica. Para isto, é necessário um grande campo magnético e baixas temperaturas.

Na prática, a forma encontrada para obter uma orientação do núcleo é utilizar raios gama em sequência. Quando se efetuam medidas de dois gamas de uma cascata simples, emitidos por um mesmo núcleo de uma amostra radioativa centrada, por dois detectores separados por um ângulo θ , obtemos uma distribuição angular, descrita pela denominada função de correlação angular, expressa por:

$$W(\theta) = \sum_k B_k(\gamma_1) A_k(\gamma_2) P_k(\cos\theta) , \quad (60)$$

sendo $B_k(\gamma_1)$ o coeficiente de orientação direcional de γ_1 , $A_k(\gamma_2)$ o coeficiente de distribuição direcional de γ_2 e $P_k(\cos\theta)$ os polinômios pares de Legendre, incluindo $k = 0$. Desta forma, $W(\theta) d\Omega$ é a probabilidade de que γ_2 seja detectado dentro de um ângulo sólido $d\Omega$ e numa direção formando um ângulo θ com a direção na qual foi detectado γ_1 . É fundamental que o estado intermediário tenha uma meia-vida pequena para que influências externas não provoquem alterações antes de γ_2 ser emitido, perturbando assim a correlação angular entre os dois gamas sequenciais. Os coeficientes $B_k(\gamma_1)$ e $A_k(\gamma_2)$ dependem dos spins dos três estados e das multipolaridades das duas transições da cascata. A figura 5.1 mostra a cascata simples deste problema com os estados inicial I_i , intermediário I e final I_f e as duas transições envolvidas, γ_1 com as multipolaridades L_1 e L'_1 e γ_2 com as multipolaridades L_2 e L'_2 . Obviamente, $L_1 = |I_i - I|$, $L'_1 = L_1 + 1$, $L_2 = |I_f - I|$ e $L'_2 = L_2 + 1$. A primeira transição terá mistura multipolar $\delta_1(L'_1/L_1)$ e a segunda transição $\delta_2(L'_2/L_2)$.

O coeficiente $B_k(\gamma_1)$ será dado por

$$B_k(\gamma_1) = \frac{F_k(II_i L_1 L_1) + (-1)^{L_1+L'_1} 2\delta_1 F_k(II_i L_1 L'_1) + \delta_1^2 F_k(II_i L'_1 L'_1)}{1 + \delta_1^2} , \quad (61)$$

e o coeficiente $A_k(\gamma_2)$ será dado por

$$A_k(\gamma_2) = \frac{F_k(II_f L_2 L_2) + 2\delta_2 F_k(II_f L_2 L'_2) + \delta_2^2 F_k(II_f L'_2 L'_2)}{1 + \delta_2^2} , \quad (62)$$

sendo F os coeficientes de Fraunfelder [Fe65,Fr65].

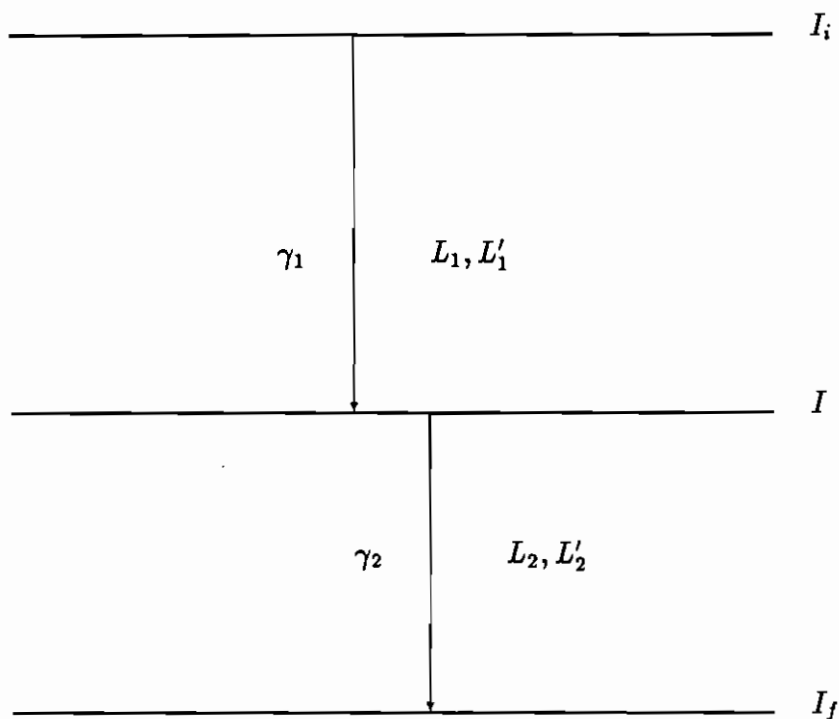


Figura 5.1 - Cascata simples com os níveis e as transições envolvidos.

Define-se A_{kk} da seguinte forma:

$$A_{kk} = A_k(\gamma_2)B_k(\gamma_1) . \quad (63)$$

Geralmente, restringe-se a somatória na definição da função de correlação angular a $k=0,2,4$ pois estes são os termos relevantes. Portanto, podemos reescrever esta função da seguinte forma:

$$W(\theta) = 1 + A_{22}P_2(\cos\theta) + A_{44}P_4(\cos\theta) . \quad (64)$$

Os coeficientes A_{22} e A_{44} , corrigidos para o ângulo sólido em questão, são obtidos experimentalmente a partir do ajuste da função de correlação angular.

No caso em que $I_i = I = 2$ e $I_f = 0$, γ_1 vai ter componentes M1 e E2 com um valor definido para a mistura multipolar δ , enquanto que γ_2 será E2 pura, produzindo os seguintes valores para A_{kk} :

$$A_{22} = \frac{F_2(1122) - 2\delta F_2(1222) + \delta^2 F(2222)}{1 + \delta^2} F_2(2220) , \quad (65)$$

$$A_{44} = \frac{\delta^2}{1 + \delta^2} F_4(2222) F_4(2220) . \quad (66)$$

A figura 5.2 mostra o caso de uma cascata tripla; os gamas detectados são o primeiro e o terceiro.

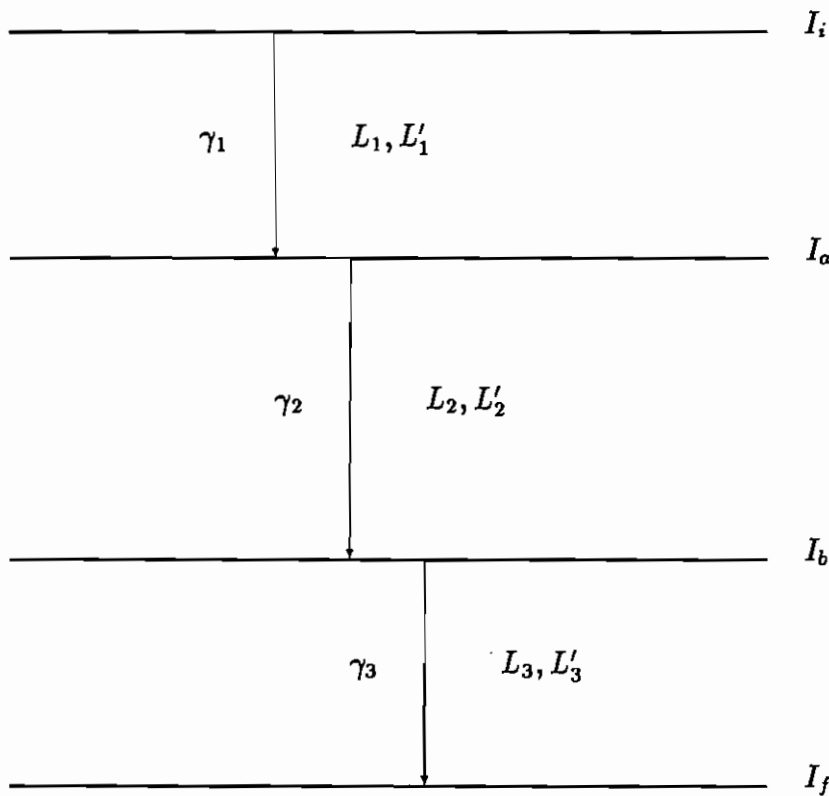


Figura 5.2 - Cascata tripla com os níveis e as transições envolvidos.

Neste caso, a expressão para a função de correlação angular se modifica pela introdução de fatores multiplicativos nos termos da somatória, que são os denominados coeficientes de reorientação $U_k(\gamma_2)$. Esta função é escrita como:

$$W(\theta) = \sum_k B_k(\gamma_1) U_k(\gamma_2) A_k(\gamma_3) P_k(\cos\theta) . \quad (67)$$

Os coeficientes de reorientação $U_k(\gamma_2)$ [Ro67b] são obtidos a partir dos coeficientes de Racah e são dados por:

$$U_k(\gamma_2) = \frac{U_k(L_2 I_a I_b) + \delta^2(\gamma_2) U_K(L'_2 I_a I_b)}{1 + \delta^2(\gamma_2)} , \quad (68)$$

com

$$U_k(L I_a I_b) = (-1)^k \frac{W(I_a I_a I_b I_b; k L)}{W(I_a I_a I_b I_b; 0 L)} . \quad (69)$$

W é o coeficiente de Racah que pode ser obtido a partir dos coeficientes $6j$ de Wigner a partir da relação:

$$\left\{ \begin{array}{ccc} j_1 & j_2 & j_3 \\ l_1 & l_2 & l_3 \end{array} \right\} = (-1)^{(j_1 + j_2 + l_1 + l_2)} W(j_1 j_2 l_2 l_1; j_3 l_3) . \quad (70)$$

A determinação da razão de mistura multipolar, especialmente, $\delta(E2/M1)$, um observável proporcional à razão dos elementos de matriz, é extremamente importante para a obtenção da função de onda que descreve o estado e, portanto, para teste dos modelos nucleares. A vantagem da correlação angular em relação ao uso de métodos utilizando elétrons de conversão é que ela permite não só a determinação do módulo de δ , mas também do seu sinal. A técnica de correlação angular $\gamma - \gamma$ não é sensível à paridade da radiação.

6. CORRELAÇÃO ANGULAR EXPERIMENTAL EM ^{194}Pt

6.1 Análise dos ângulos entre detectores

No capítulo 3 foi descrito o experimento de espectroscopia em coincidência realizado no sistema HERA; enquanto naquele caso os eventos coincidentes eram somados indiscriminadamente, de forma a obter a matriz de eventos coincidentes entre todos os detectores, para a correlação angular é necessário realizar somas de eventos específicas, referentes a duplas de detectores que se encontram separados por um determinado ângulo. Portanto, no caso da correlação angular, serão utilizadas as mesmas medidas contidas no capítulo 3, porém somadas de uma outra forma, ou seja, neste capítulo os eventos coincidentes serão agora somados condicionalmente, formando matrizes de coincidência para cada ângulo possível entre dois detectores do sistema HERA.

Nos 21 vértices do poliedro que descreve o sistema HERA estão posicionados 20 detectores (um está desligado), em três planos diferentes (dois trópicos e o equador), sendo sete em cada um dos trópicos e seis no equador (o sétimo que estaria na linha do feixe está desligado). A figura 6.1 apresenta um desenho em corte do sistema HERA. Na figura 6.2, o poliedro com 21 vértices que é determinado pelo HERA aparece em perspectiva, com a numeração para cada detector. No trópico superior estão os detectores 3, 12, 20, 8, 6, 17 e 10. No trópico inferior estão os detectores 4, 13, 21, 9, 7, 18 e 11. No equador estão os detectores 2, 19, 15, 14, 16 e 1 (o detector 5 está desligado).

Duplas destes 20 detectores determinam 14 ângulos diferentes não-nulos. Ao todo existem 380 possibilidades para estas duplas, considerando inversões na ordem como duplas diferentes. Os 14 ângulos são (entre parênteses estão o número de duplas de detectores relacionadas a cada ângulo e um código definindo a posição dos detectores: TD- detectores em Trópicos Diferentes; MT- detectores no Mesmo Trópico; ET- um detector no Equador e outro no Trópico; EE- os dois detectores no Equador):

- 1) 157.338° (28;TD),
- 2) 45.051° (28;MT),
- 3) 113.196° (28;TD),
- 4) 87.310° (28;MT),

- 5) 74.593° (28;TD),
- 6) 118.815° (28;MT),
- 7) 152.000° (24;ET),
- 8) 37.297° (48;ET),
- 9) 123.402° (48;ET),
- 10) 78.669° (48;ET),
- 11) 51.429° (10;EE),
- 12) 154.286° (10;EE),
- 13) 102.857° (10;EE),
- 14) 56.000° (14;TD).

O número de duplas relacionado a cada ângulo é determinado pela posição espacial dos detectores envolvidos bem como pelo efeito da ausência do detector 5.

Tomando como referência os ângulos definidos por 28 duplas, os dados relativos ao ângulo definido por 24 duplas terão um fator de correção multiplicativo igual a 7/6, os dados relativos aos ângulos definidos por 48 duplas terão um fator de correção multiplicativo igual a 7/12, os dados relativos aos ângulos definidos por 10 duplas terão um fator de correção multiplicativo igual a 2.8 e os dados relativos ao ângulo definido por 14 duplas terão um fator de correção multiplicativo igual a 2. Estes fatores de correção podem ser incluídos no programa de cálculo dos coeficientes de correlação angular e das misturas multipolares.

6.2 Montagem das matrizes de correlação angular para cada ângulo

Definidos os 14 ângulos possíveis, foram feitas modificações nos programas para a montagem das matrizes de coincidências totais e de coincidências acidentais para cada ângulo possível; tais modificações constavam basicamente de IF's que restringiam os dados contabilizados na matriz apenas aos provenientes das duplas de detectores relativas a um determinado ângulo. Estes programas do usuário (arquivos com extensão .USP) são utilizados pelo programa VSORT que monta as matrizes no formato para uso do programa VLOOK (arquivos com extensão .S) que permite a identificação e a análise dos fotopicos em fatias determinadas pelo usuário.

Com o programa MONTAMATRIZ foram montadas as matrizes com extensão .MAT e com tamanho de 4096 X 4096 canais, no formato de uso do programa PANORAMIX; cada canal nesta matriz tem aproximadamente 1 keV.

As 14 matrizes usadas pelo PANORAMIX, referentes a cada ângulo, assim que montadas eram gravadas em fita de 8mm, para serem apagadas de forma a permitir a montagem de uma nova matriz, pois cada uma ocupa uma área de 65536 blocos no computador VAX do IFUSP. Para uma verificação da matriz e também para

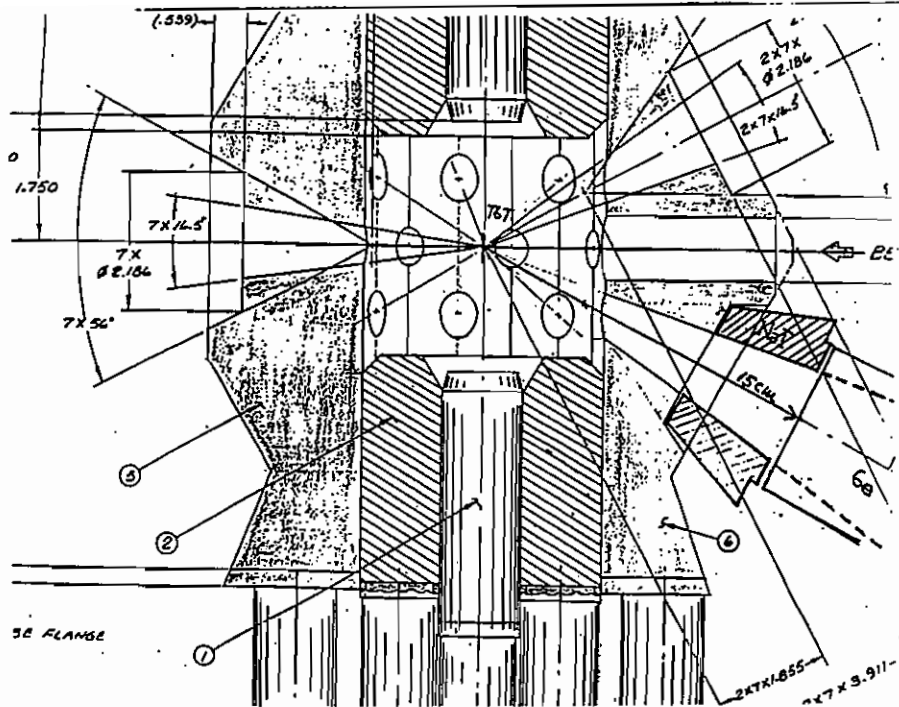


Figura 6.1 - Desenho em corte do sistema HERA destacando-se um dos 20 detectores.

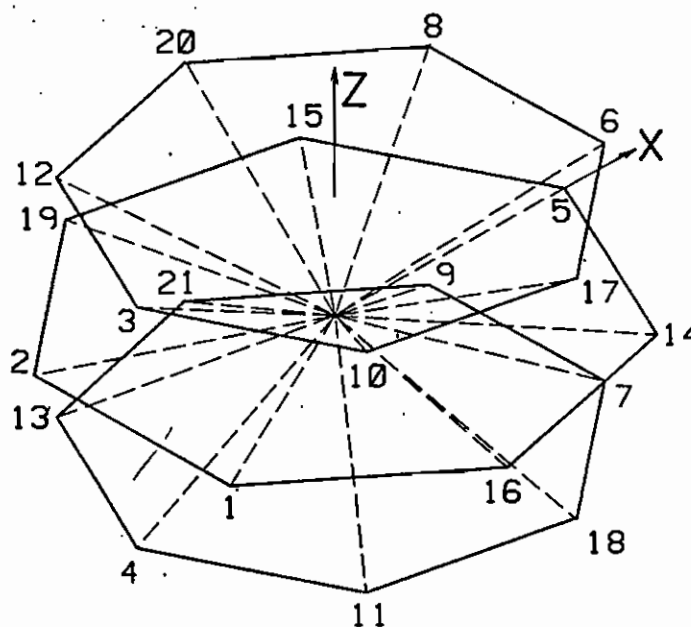


Figura 6.2 - Poliedro de 21 vértices que descreve o sistema HERA (os detectores estão localizados nos vértices).

permitir um teste inicial da correlação angular, antes que cada matriz fosse apagada, era realizada a análise de 6 diferentes picos referentes às cascatas 293-328, 482-328, 938-328, 1150-328, 1183-328 e 645-622.

6.3 Programa de cálculo dos coeficientes de correlação angular

A função de correlação angular experimental pode ser expressa por:

$$W(\theta_i)_{exp}^j = \alpha \left(1 + \sum_{k>0, par}^n A_{kk}^{exp} P_k(\cos(\theta_i)) \right), \quad (71)$$

sendo que $W(\theta_i)_{exp}^j$ é o número de coincidências da cascata j medidas no ângulo θ_i , α é o coeficiente de normalização a ser ajustado e $A_{kk}^{exp} = A_{kk} Q_{kk}$, sendo A_{kk}^{exp} os coeficientes de correlação angular a serem ajustados e Q_{kk} os coeficientes de correção de ângulo sólido. Os polinômios de legendre $P_k(\cos\theta)$, para $k = 2$ e $k = 4$, são iguais a $P_2(\cos\theta) = (1/2)(3\cos^2\theta - 1)$ e $P_4(\cos\theta) = (1/8)(35\cos^4\theta - 30\cos^2\theta + 3)$. Os coeficientes A_{22} e A_{44} estão vinculados pelas misturas multipolares das duas transições envolvidas na cascata. Se uma destas duas misturas multipolares é conhecida, a variação da mistura multipolar desconhecida de $-\infty$ a $+\infty$ produz no plano (A_{22}, A_{44}) uma elipse, cuja forma depende também da seqüência de spins, além, é claro, do valor da mistura multipolar conhecida. Portanto, a determinação dos coeficientes de correlação permite a obtenção do valor da mistura multipolar desconhecida.

O programa PP38, que permite o ajuste da função de correlação angular, foi modificado e adaptado ao computador VAX-6330 do IFUSP por A. Gammal [Ga92], a partir de um programa anterior denominado PPEXAT1, revisto em 1982 por Paulo R. Pascholati. Este programa estava gravado em fita de 8mm; a sua cópia foi realizada e algumas modificações foram feitas: alteração do nome de uma subrotina do programa (SMIN) que era igual ao de uma nova função intrínseca do VMS-Virtual Memory System, o sistema operacional do computador VAX; ampliação do número de ângulos de 7 para 14; introdução das correções devido à geometria e à eficiência dos detectores. O programa modificado desta forma passou a se chamar PP41 [Te94a]. Este programa obtém, inicialmente, pelo método dos mínimos quadrados (subrotina APTEST), os valores dos coeficientes de correlação A_{22} e A_{44} , sem vínculo, ou seja, sem considerar o valor de δ ; em seguida, esta mistura multipolar

δ é obtida de duas maneiras diferentes: por inversão de matrizes (subrotina EX-ATO) e por aproximações sucessivas (subrotina PPCOR3). Os dados de entrada são as energias das transições da cascata, os ângulos com as respectivas contagens e erros, a correção de ângulo sólido e os parâmetros das cascatas (os coeficientes de Fraundelfer).

6.4 Testes iniciais nos ajustes da função de correlação angular

Foram realizados testes iniciais do programa de ajuste da função de correlação angular com 6 cascatas diferentes. Ao programa foram acrescentadas as correções ocasionadas pelo número diferente de duplas relacionadas a cada ângulo, ou seja, devido à geometria do sistema. Os fatores multiplicativos de correção devido à geometria são: 1) 1, 2) 1, 3) 1, 4) 1, 5) 1, 6) 1, 7) 7/6, 8) 7/12, 9) 7/12, 10) 7/12, 11) 2.8, 12) 2.8, 13) 2.8, 14) 2. Portanto, os seis primeiros ângulos são tomados como referência.

O coeficiente de correção de ângulo sólido Q_{kk} é o produto de dois fatores de atenuação Q_k , um para cada detector, ou seja, um para cada transição da cascata. No artigo de D.C. Camp e A.L. van Lehn [Ca69] aparecem tabelas para estes fatores de atenuação Q_k . Os detectores utilizados têm diâmetro de 50 mm e comprimento de 50 mm. Desta forma, a tabela utilizada para o cálculo dos fatores Q_k foi a primeira da página 233 (tabela 6.1). A tabela mostra os fatores Q_k para distâncias fonte-detector iguais a 3, 5, 7 e 10 cm. Como no sistema HERA esta distância é de 15 cm, uma extrapolação teve que ser feita. Os fatores Q_k aparecem tabelados para energias iguais a 30, 60, 100, 200, 300 e 1000 keV. Para a energia de 300 keV, que é bastante próxima de 328 keV (pico mais intenso da Platina-194), as duas figuras no alto da figura 6.3 mostram que estes fatores Q_k tendem a uma saturação conforme o valor da energia aumenta. A curva ajustada para o fator Q_k em função da distância d em centímetros foi

$$F(d) = A_1(1 - e^{-A_2 d}) + A_3. \quad (72)$$

Os valores obtidos, utilizando-se o programa AJU, para a energia de 300 keV, foram: i) para Q_2 , $A_1 = 0.58$, $A_2 = 0.41$ e $A_3 = 0.40$; ii) para Q_4 , $A_1 = 1.36$, $A_2 = 0.36$ e $A_3 = -0.43$,

As duas figuras no meio da figura 6.3, demonstram que o mesmo comportamento se repete para a energia de 1000 keV. Neste caso, os valores obtidos foram: i) para

Tabela 6.1 - Tabela com os fatores Q_2 (J_2/J_0) e Q_4 (J_4/J_0) para diferentes valores da energia (keV) e da distância da fonte (cm), retirada do artigo de D.C. Camp e A.L. van Lehn [Ca69].

		17.795 CH2 AREA			1.200 MM N-REGION
		16.000 MM RADIAL DD			50.000 MM DIAMETER
		15.200 MM AXIAL DD			50.000 MM LENGTH
		81.183 CH3 VOLUME			22.319 PF CAPACITY
		KEV	J2/J0	J4/J0	J0
SOURCE	3C	0.7138	0.2546	2.048E-01	
	6C	0.7232	0.2728	1.973E-01	
	10C	0.7487	0.3259	1.741E-01	
3.0 CM	20C	0.7975	0.4373	9.888E-02	
	30C	0.8106	0.4686	5.749E-02	
	100C	0.8200	0.4912	1.412E-02	
SOURCE	3C	0.8646	0.5959	9.312E-02	
	6C	0.8685	0.6063	9.028E-02	
	10C	0.8792	0.6353	8.150E-02	
5.0 CM	20C	0.9002	0.6940	4.937E-02	
	30C	0.9057	0.7099	2.931E-02	
	100C	0.9097	0.7212	7.314E-03	
SOURCE	3C	0.9240	0.7615	5.156E-02	
	6C	0.9258	0.7669	5.028E-02	
	10C	0.9309	0.7821	4.626E-02	
7.0 CM	20C	0.9413	0.8134	2.940E-02	
	30C	0.9440	0.8218	1.772E-02	
	100C	0.9460	0.8277	4.468E-03	
SOURCE	3C	0.9605	0.8724	2.655E-02	
	6C	0.9612	0.8747	2.605E-02	
	10C	0.9634	0.8814	2.443E-02	
10.0 CM	200	0.9678	0.8954	1.630E-02	
	300	0.9690	0.8991	9.968E-03	
	1000	0.9698	0.9017	2.540E-03	

Q_2 , $A_1 = 0.54$, $A_2 = 0.41$ e $A_3 = 0.44$; ii) para Q_4 , $A_1 = 1.30$, $A_2 = 0.36$ e $A_3 = -0.37$.

É interessante perceber que o valor do coeficiente A_2 , que é o fator que entra na exponencial, não se altera quando passamos de 300 para 1000 keV.

Portanto, podemos extrapolar estas curvas até $d = 15\text{cm}$ sem maior dificuldade para vários valores da energia, pois os valores para Q_2 e Q_4 podem ser interpolados em cada sub-tabela para diferentes valores de energia. Com bases em alguns destes valores, foram montadas tabelas de Q_2 e Q_4 em função da energia, para $d = 15\text{cm}$. As duas figuras na parte de baixo da figura 6.3 são representações visuais destas tabelas, com polinômios de segundo grau ajustados pelo programa AJU para os fatores Q_k em função da energia E em keV:

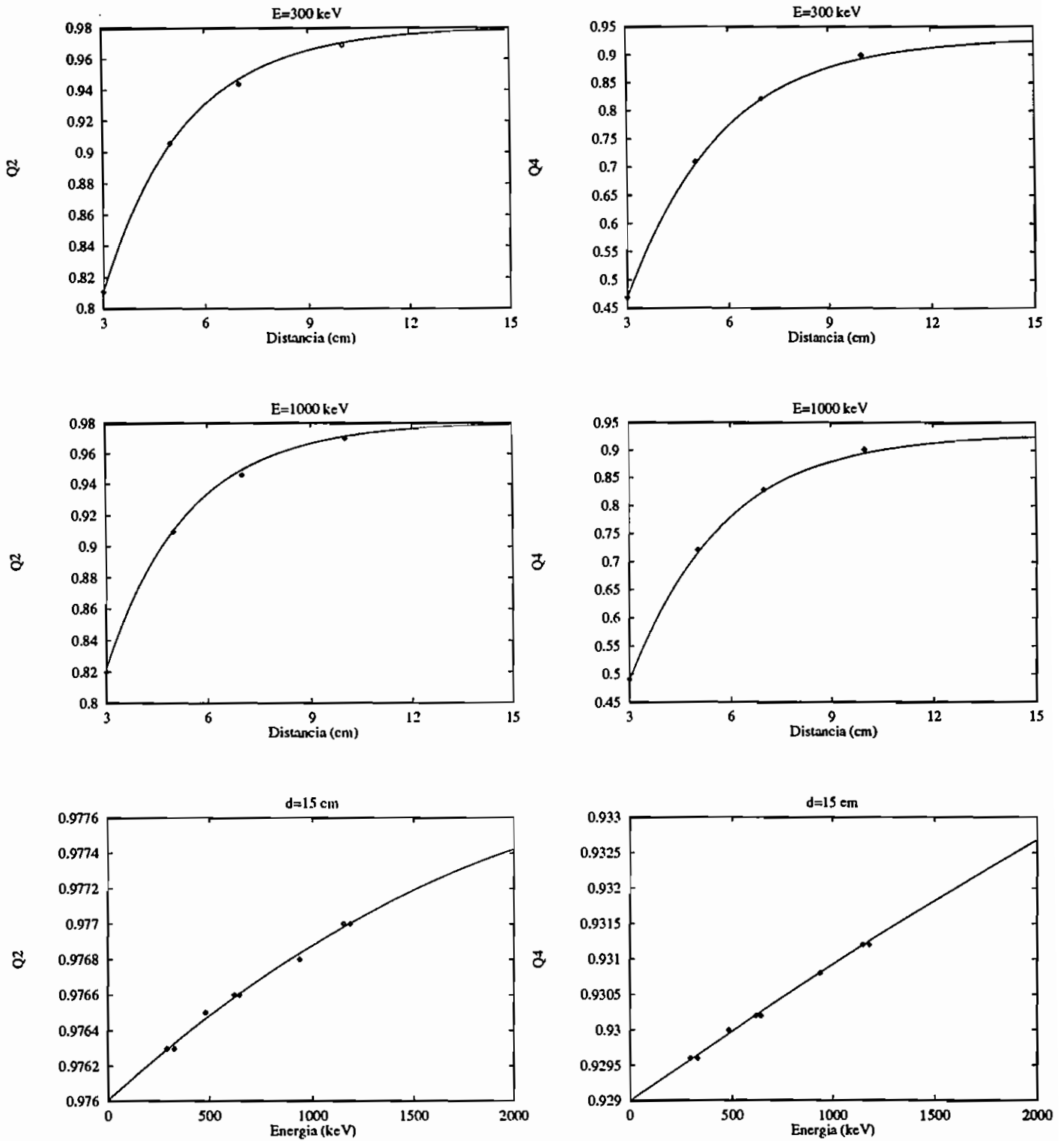


Figura 6.3 - Q_2 e Q_4 em função da distância detector-fonte d (cm) para energias de 300 keV ou 1000 keV e em função da energia da transição (keV) para a distância de 15 cm.

$$P(E) = B_0 + B_1 E + B_2 E^2. \quad (73)$$

Estes ajustes foram realizados com o programa AJU e produziram os seguintes valores: i) para Q_2 , $B_0 = 0.97600$, $B_1 = 0.104 \times 10^{-5}$ e $B_2 = -0.166 \times 10^{-9}$; ii) para Q_4 , $B_0 = 0.92900$, $B_1 = 0.198 \times 10^{-5}$ e $B_2 = -0.85 \times 10^{-10}$. Com estes coeficientes, é possível achar os fatores de atenuação para as transições de todas as cascatas.

No cálculo são usados também os coeficientes de Frauenfelder. A tabela 6.2 é uma compilação dos coeficientes de Frauenfelder F_2 e F_4 , para diferentes valores de momentos angulares.

Tabela 6.2 - Coeficientes de Frauenfelder $F_2(I I' L L')$ e $F_4(I I' L L')$ para diferentes valores de momento angular [Fe65].

		$F_2(I I' L L')$ Integral								
$I I'$	$L L'$	11	13	22	23	33	34	44	45	55
1 0	1 0	0.7071								
1 1	1 1	-0.3536	-1.0607	-0.3536						
1 2	1 2	0.0707	0.4743	0.3536	-0.8323	-0.4743				
1 3	1 3			-0.1010	0.2780	0.2303	-0.4483	-0.4383		
1 4	1 4					-0.1784	0.2042	0.4010	-0.2444	-0.4243
1 5	1 5							-0.2168	0.2358	0.4384
1 6	1 6									-0.2448
2 0	2 0			-0.5978						
2 1	2 1	0.4183	-0.8334	-0.2888	-0.5343	-0.7171				
2 2	2 2	-0.4183	-0.8134	0.1381	-0.8714	-0.1793	-0.4374	-0.7257		
2 3	2 3	0.1195	0.6347	0.3413	-0.1750	0.3287	-0.3784	-0.0758	-0.3564	-0.7171
2 4	2 4			-0.1707	0.5051	0.4483	-0.0484	0.4288	-0.2732	0.0000
2 5	2 5					-0.2888	0.4008	0.4418	0.0000	0.4877
2 6	2 6							-0.2884	0.2303	0.4551
2 7	2 7									-0.4137
3 0	3 0				-0.6880					
3 1	3 1			-0.4649	-0.4829	-0.8488	-0.2050	-0.2793		
3 2	3 2	0.2444	-0.9487	-0.1227	-0.8919	-0.2743	-0.4270	-0.2359	-0.2487	-0.8640
3 3	3 3	-0.4230	-0.4230	0.2348	-0.4244	0.1443	-0.4040	-0.0856	-0.2482	-0.4230
3 4	3 4	0.1443	0.7217	0.2083	0.0000	0.4230	-0.2303	0.2892	-0.2898	0.0000
3 5	3 5			-0.2043	0.9423	0.2809	0.0983	0.2047	-0.1819	0.2884
3 6	3 6					-0.2808	0.4270	0.2340	0.1231	0.2329
3 7	3 7							-0.4481	0.2483	0.2988
4 0	4 0					-0.9687				
4 1	4 1					-0.7823	-0.2714	-0.8234	-0.1954	-0.8573
4 2	4 2			-0.4477	-0.3287	-0.4701	-0.4011	-0.2524	-0.2992	-0.7180
4 3	4 3	0.2124	-0.9403	-0.0449	-0.8714	-0.0853	-0.4290	-0.8101	-0.2423	-0.2984
4 4	4 4	-0.4287	-0.2354	0.2444	-0.2447	0.2878	-0.2342	0.1447	-0.2148	-0.0460
4 5	4 5	0.1288	0.7848	0.2840	0.0918	0.6830	-0.1234	0.4183	-0.2082	0.2781
4 6	4 6			-0.2279	0.8441	0.2891	0.1727	0.4975	-0.0218	0.4892
4 7	4 7					-0.2888	0.4289	0.2460	0.1830	0.4884
5 0	5 0							-0.2098	-0.1770	-0.8171
5 1	5 1					-0.2260	-0.2881	-0.4828	-0.2782	-0.7238
5 2	5 2			-0.4204	-0.2543	-0.2480	-0.4243	-0.2787	-0.2340	-0.4299
5 3	5 3	0.2944	-0.2308	0.0000	-0.2477	0.0138	-0.4088	-0.0437	-0.2321	-0.2588
5 4	5 4	-0.4418	-0.2728	0.2821	-0.2844	0.2294	-0.2821	0.2828	-0.2721	0.1427
5 5	5 5	0.1638	0.7783	0.2648	0.1483	0.4529	-0.0485	0.4820	-0.1490	0.2883
5 6	5 6			-0.2428	0.2743	0.2548	0.2370	0.4737	0.0233	0.2174
5 7	5 7							-0.0718	-0.2227	-0.8743
6 0	6 0							-0.2098	-0.2098	-0.2098
6 1	6 1					-0.7031	-0.2378	-0.2918	-0.2093	-0.2786
6 2	6 2			-0.4028	-0.2488	-0.2022	-0.4203	-0.2878	-0.2414	-0.2013
6 3	6 3	0.2820	-0.2232	0.0268	-0.2373	0.0404	-0.2877	0.0589	-0.2181	-0.0120
6 4	6 4	-0.4423	-0.2218	0.2933	-0.2427	0.2828	-0.2422	0.2821	-0.2281	0.2210
6 5	6 5	0.1172	0.7928	0.2533	0.1843	0.4472	-0.0178	0.4848	-0.1028	0.4443
6 6	6 6							-0.8448	-0.2473	-0.7233
6 7	6 7					-0.4824	-0.2743	-0.2281	-0.2229	-0.4784
7 0	7 0			-0.2905	-0.2778	-0.2561	-0.4208	-0.1919	-0.2401	-0.1944
7 1	7 1	0.2724	-0.9169	0.0488	-0.5111	0.1216	-0.2685	0.1236	-0.2011	0.0407
7 2	7 2	-0.4442	-0.2004	0.2001	-0.2118	0.2829	-0.2127	0.2703	-0.2099	0.2177

No caso de cascatas 0-2-0, a elipse no plano (A_{22} , A_{44}) se reduz a um ponto bem

definido (0.357, 1.142). Para as cascatas 4-2-0 isto também acontece, sendo o ponto bem definido (0.102, 0.009). Isto tem como origem o fato das misturas multipolares das transições serem nulas (transições do tipo 0-2) ou quase nulas (transições do tipo 4-2). Foram feitos testes para três cascatas 0-2-0 (938-328, 1150-328 e 645-622) e para uma cascata 4-2-0 (482-328). Os valores aparecem nas tabelas 6.3 e 6.4. As curvas ajustadas neste caso - sem a correção devido à eficiência dos detectores - para a função de correlação angular aparecem nas figuras no lado esquerdo da figura 6.5, parte A e no alto à esquerda da parte B.

Tabela 6.3 - Valores de A_{22} e A_{44} ajustados usando-se as correções geométricas (cascatas 0-2-0).

Cascata (0-2-0)	A_{22}	A_{44}	χ^2
938-328	0.282 ± 0.024	1.252 ± 0.033	5.7
1150-328	0.318 ± 0.022	1.227 ± 0.031	8.4
645-622	0.325 ± 0.042	1.235 ± 0.059	2.6
valor teórico	0.357	1.142	

Tabela 6.4 - Valores de A_{22} e A_{44} ajustados usando-se as correções geométricas (cascata 4-2-0).

Cascata (4-2-0)	A_{22}	A_{44}	χ^2
482-328	0.066 ± 0.016	0.044 ± 0.027	6.4
valor teórico	0.102	0.009	

Tabela 6.5 - Valores de A_{22} e A_{44} ajustados usando-se as correções geométricas e as correções devido à eficiência dos diferentes detectores (cascatas 0-2-0).

Cascata (0-2-0)	A_{22}	A_{44}	χ^2
938-328	0.332 ± 0.021	1.210 ± 0.030	1.9
1150-328	0.368 ± 0.025	1.201 ± 0.036	0.8
645-622	0.378 ± 0.046	1.155 ± 0.065	1.0
valor teórico	0.357	1.142	

Tabela 6.6 - Valores de A_{22} e A_{44} ajustados usando-se as correções geométricas e as correções devido à eficiência dos diferentes detectores (cascata 4-2-0).

Cascata (4-2-0)	A_{22}	A_{44}	χ^2
482-328	0.101 ± 0.017	-0.028 ± 0.028	1.0
valor teórico	0.102	0.009	

Como pode-se perceber, os valores de χ^2 estão razoavelmente altos. Uma possível razão para isto acontece devido às diferentes eficiências de cada um dos 20 detectores.

Uma tentativa para contornar isto foi realizada fazendo uma análise das áreas dos picos de 328 keV para cada detector. A análise pelo programa VLOOK mostrou que, para cada detector diferente no espectro de eventos simples, existiu uma grande variabilidade no valor da área do pico de 328 keV, sendo que a razão entre o maior e o menor valor encontrado para estas áreas, respectivamente no detector 15 e no detector 17, foi quase igual a 3.

Os programas que calculam os ângulos entre duplas de detectores ACHAANGULOS [Te94b] e que calculam o número de duplas relacionadas a cada detector CONTAANGULOS [Te94c], foram reescritos, para que fosse possível contabilizar e calcular os fatores de correção de cada ângulo devido às diferenças de eficiência. Estes fatores de correção $F(\theta, E)$ podem ser determinados para cada ângulo específico e para cada transição entre as mais intensas do espectro de ^{194}Pt . Eles foram calculados pela equação

$$F(\theta, E) = \frac{(\sum_{\theta_{ij}=\theta} A_i(E)A_j(E))/N_\theta}{(\sum_{\forall i \neq j} A_i(E)A_j(E))/380} \quad (74)$$

sendo $i, j=1, \dots, 4, 6, \dots, 21$ o índice associado a um detector específico (o detector 5 não está ligado), N_θ o número de pares de detectores i, j que determinam o ângulo θ e $A_i(E)$ a área determinada no detector i para o fotopico associado à transição de energia E .

Os fatores de correção divisores - pois neste caso não mais multiplicam, mas sim dividem - obtidos usando-se as áreas do pico de 328 keV são, na ordem dos 14 ângulos existentes: 1) 1.0715216, 2) 1.0116357, 3) 1.0162771, 4) 1.0165876, 5) 1.0091339, 6) 1.0736517, 7) 0.9779823, 8) 0.9454799, 9) 0.9514980, 10) 1.0257934, 11) 0.8231375, 12) 0.9203181, 13) 0.9413606, 14) 1.1300468.

As áreas dos picos de 293 keV (o segundo mais intenso) também foram obtidas e os fatores de correção neste caso foram cerca de 1% diferentes dos anteriores: 1) 1.0784650, 2) 1.0044062, 3) 1.0048180, 4) 1.0054423, 5) 1.0017002, 6) 1.0793872, 7) 0.9880514, 8) 0.9484456, 9) 0.9498317, 10) 1.0266067, 11) 0.8194521, 12) 0.9223747, 13) 0.9547004, 14) 1.1463610.

Entretanto, como as curvas de eficiência em função da energia podem comportar-se diferentemente para cada detector, a partir dos dados com eventos simples, os fatores divisores foram determinados para as transições mais intensas ao longo de todo o espectro para cada um dos 14 ângulos existentes. Estes fatores divisores funcionam como uma correção média realizada após a soma de eventos provenientes de inúmeras combinações diferentes de dois detectores que formam aquele determinado ângulo.

Usando funções do tipo

$$F_d(E) = A_1 + A_2 \cdot E + A_3 \cdot \exp(A_4 \cdot E) + A_5 \cdot \exp(A_6 \cdot E), \quad (75)$$

foram então ajustadas as curvas que determinam o comportamento dos fatores de correção divisores em função da energia E(keV); os resultados são apresentados na tabela 6.7 (nos casos em que não aparecem os valores de A_5 e A_6 , o ajuste de apenas uma exponencial foi suficiente para descrever o comportamento analisado).

A figura 6.4 mostra a curva ajustada para o fator de correção de cada um dos ângulos existentes.

Tabela 6.7 - Valores das constantes A_i , $i=1,\dots,6$, para cada ângulo θ obtidas no ajuste da função $F_d(E)$ para o fator de correção divisor. Nos casos em que não aparecem A_5 e A_6 , o ajuste com somente as quatro primeiras constantes foi suficiente.

θ	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5	A_6
37.297°	0.948	-0.24×10^{-4}	0.337	-1.30×10^{-2}		
45.051°	1.072	0.76×10^{-5}	-0.193	-0.34×10^{-2}		
51.429°	0.709	0.28×10^{-4}	-1.745	-1.40×10^{-2}	0.214	-0.17×10^{-2}
56.000°	1.073	0.26×10^{-4}	0.947	-0.91×10^{-2}		
74.593°	1.080	0.19×10^{-5}	-0.194	-0.30×10^{-2}		
78.669°	0.989	-0.11×10^{-5}	-1.372	-1.24×10^{-2}	0.406	-0.57×10^{-2}
87.310°	1.065	0.17×10^{-4}	-0.240	-0.45×10^{-2}		
102.857°	0.774	-0.94×10^{-5}	0.382	-0.25×10^{-2}		
113.196°	1.071	0.17×10^{-4}	-0.238	-0.42×10^{-2}		
118.815°	1.089	0.86×10^{-5}	0.473	-1.04×10^{-2}	-0.061	-0.18×10^{-2}
123.402°	0.908	0.55×10^{-5}	-0.398	-1.33×10^{-2}	0.066	-0.11×10^{-2}
152.000°	0.964	-0.26×10^{-4}	0.633	-1.01×10^{-2}		
154.286°	0.926	-0.63×10^{-4}	-1.906	-1.37×10^{-2}	0.690	-0.90×10^{-2}
157.338°	1.091	0.87×10^{-5}	0.428	-0.97×10^{-2}	-0.063	-0.15×10^{-2}

Com a nova versão do programa de correlação angular, usando os fatores de correção devidos às eficiências descritos pelas funções acima, foram calculados os valores para os coeficientes de correlação angular A_{22} e A_{44} , que apresentaram uma sensível melhora, como é possível verificar através dos valores de χ^2 presentes nas novas tabelas 6.5 e 6.6 e também através das figuras no lado direito da figura 6.5, parte A e no alto à direita da parte B.

Dois cascatas 2-2-0 com transições com valores da mistura multipolar tabelados foram também incluídas no teste inicial; são as cascatas 293-328 e 1183-328. As

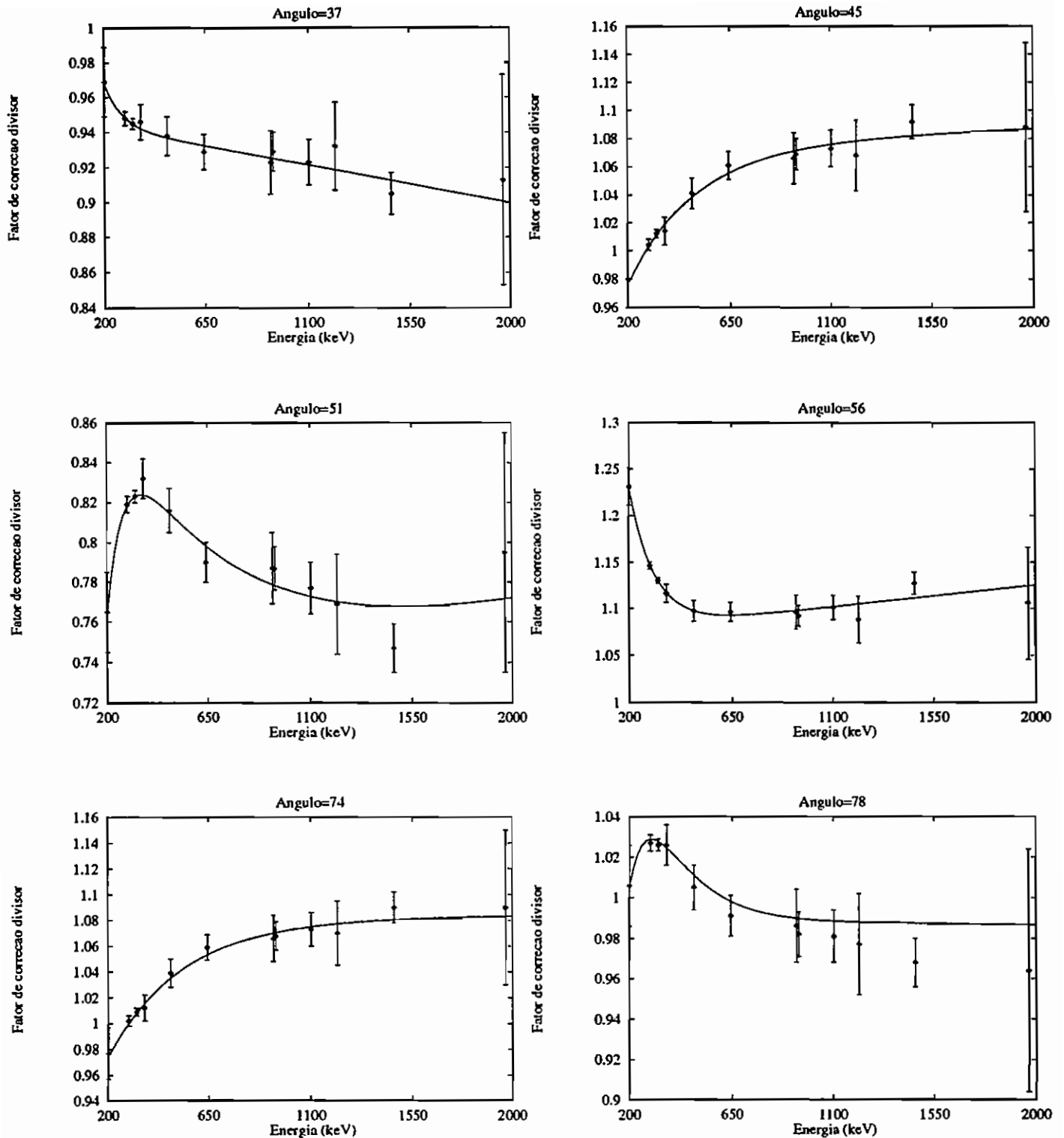


Figura 6.4 - Parte A - Fatores de correção divisores relacionados a cada um dos 14 ângulos em função da energia (keV), provocados pelas diferenças de eficiência entre os 20 detetores.



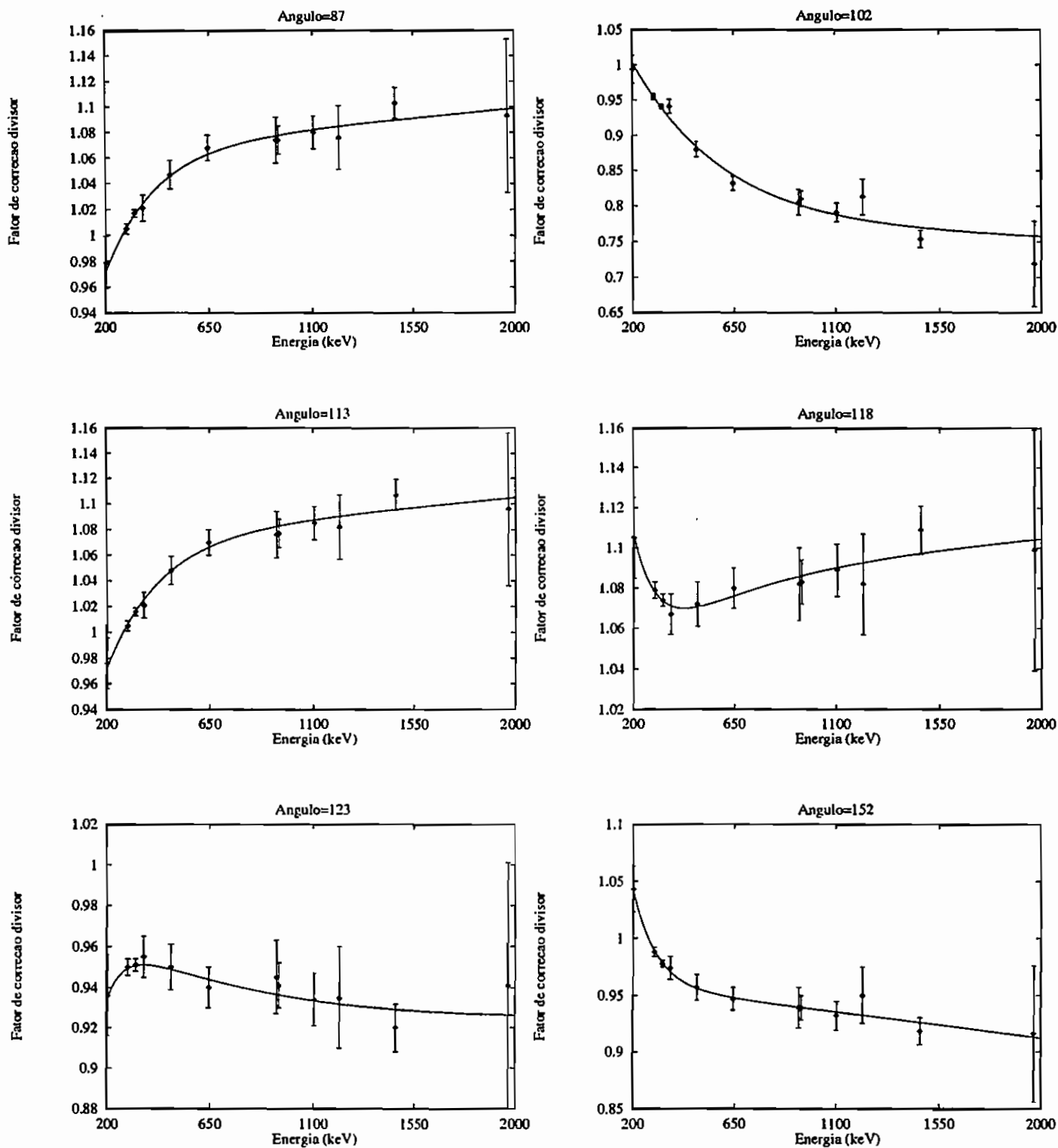


Figura 6.4 - Parte B - Cont.

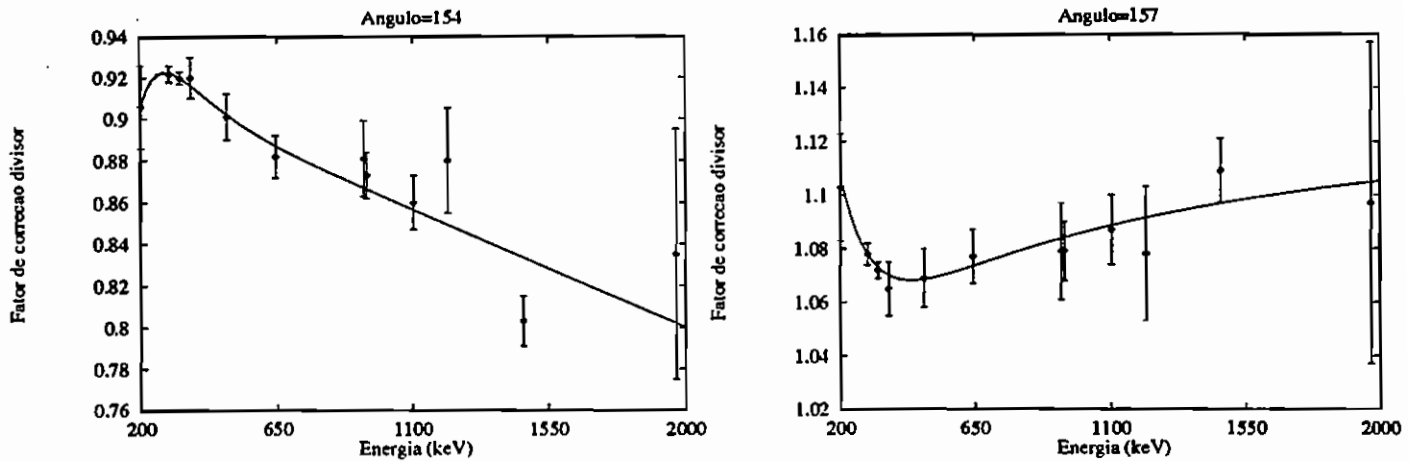


Figura 6.4 - Parte C - Cont.

tabelas 6.8 e 6.9 mostram os valores calculados para estas misturas multipolares e os tabelados na NDS [Si89]. No caso da transição de 293 keV o valor tabelado na NDS é de -14.0 ± 2.0 e o melhor valor calculado (usando os fatores divisores de correção de eficiência) é de 15.7 ± 1.7 ; apesar da diferença no sinal, o resultado é satisfatório se lembrarmos que misturas multipolares grandes, tanto positivamente quanto negativamente, estão bastante próximas na elipse de correlação angular: este parece ser o caso dos valores -14.0 e 15.7 . No caso da transição de 1183 keV, o valor tabelado na NDS 1.32 ± 0.09 e o melhor valor calculado 1.50 ± 0.61 são compatíveis. As quatro últimas figuras na parte de baixo da figura 6.5, parte B, mostram a função de correlação angular ajustada para as cascatas 293-328 e 1183-328, sem e com os fatores de correção devido à eficiência.

Desta forma, conclui-se que as correções devido às diferenças das eficiências dos detectores são necessárias no ajuste da função de correlação angular.

6.5 Resultados e Análise

A tabela 6.9 mostra os resultados obtidos para cada cascata para os coeficientes de correlação angular A_{22} e A_{44} obtidos com o ajuste da função de correlação angular e para o $\chi^2_{A_{kk}}$ deste ajuste, assim como para a razão de mistura multipolar δ ajustada, o χ^2_{δ} deste ajuste e a probabilidade deste valor ser excedido $P(\chi^2_{\delta})$; para comparação são apresentados os valores compilados na NDS [Si89] para δ e para as multipolaridades das transições. O nível inicial de cada cascata é apresentado na segunda coluna desta tabela. No final desta tabela (parte C a partir da cascata 562-482 e parte D) são apresentadas as cascatas envolvendo níveis com spins duvidosos.

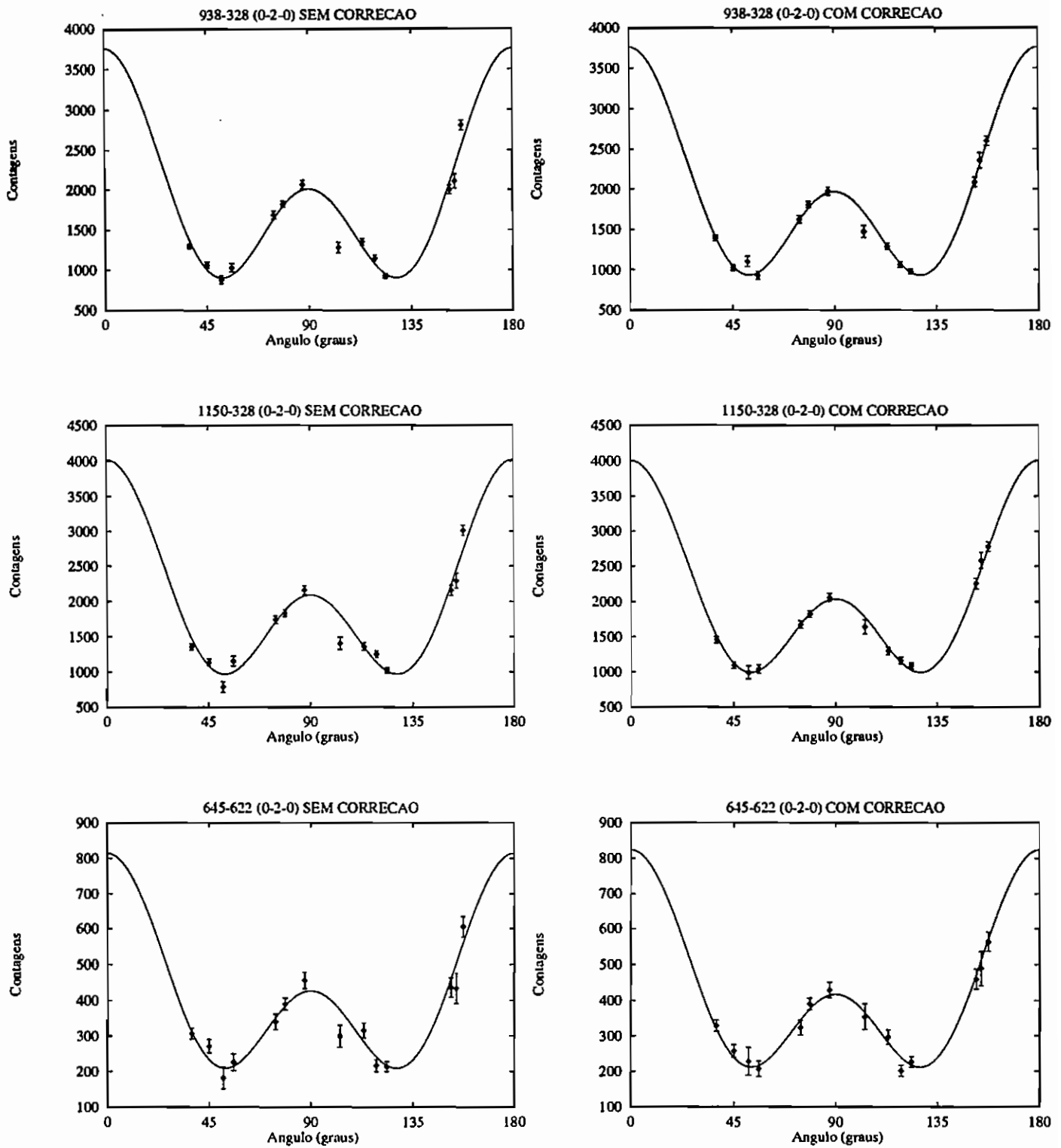


Figura 6.5 - Parte A - Dados experimentais com as contagens para os 14 ângulos e função de correlação ajustada para cada cascata, sem e com a correção devido às eficiências dos detectores.

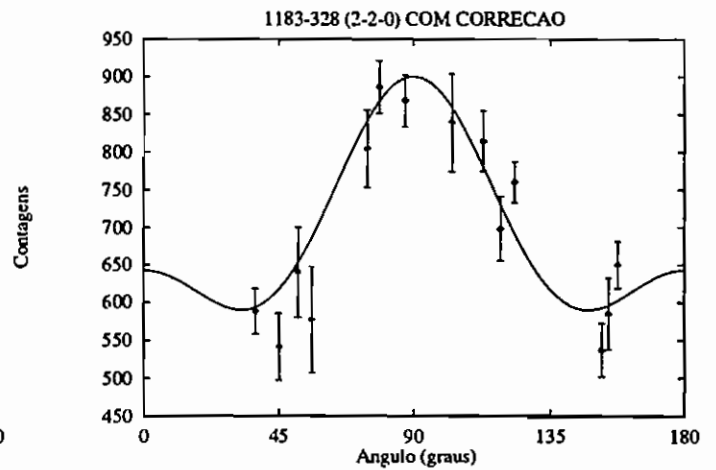
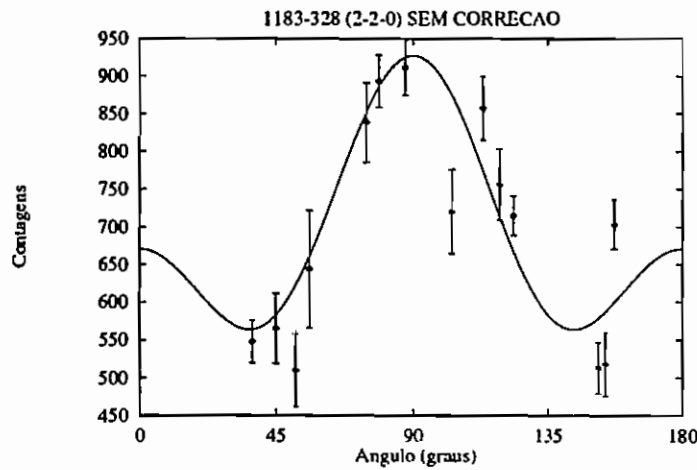
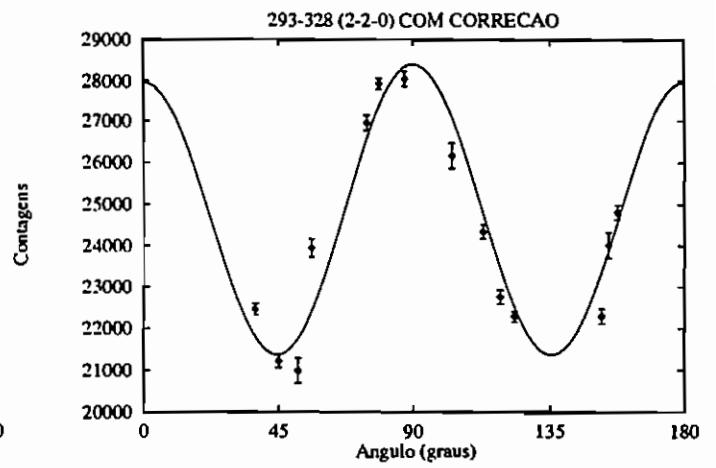
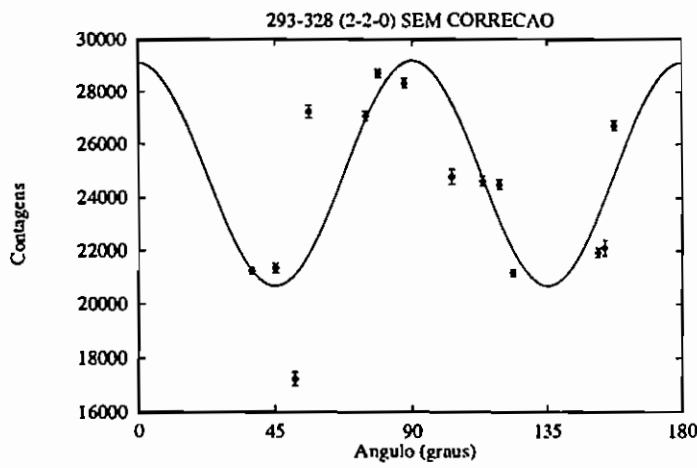
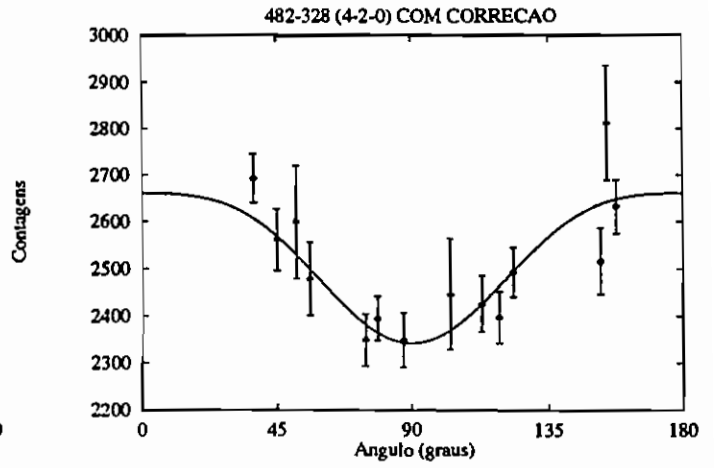
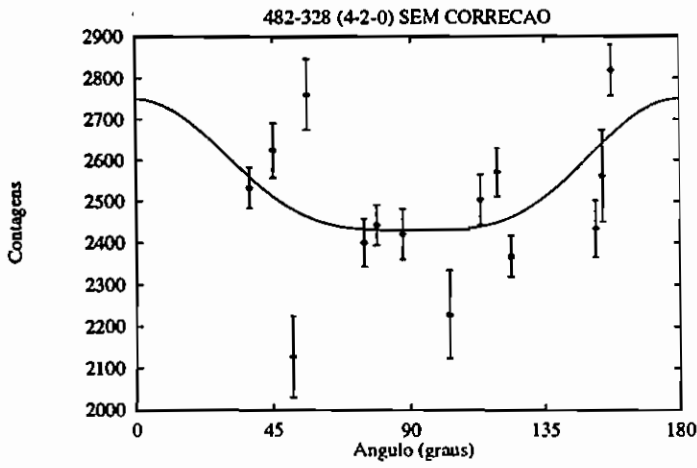


Figura 6.5 - Parte B - Cont.

Tabela 6.8 - Valores da mistura multipolar (e χ^2 do cálculo) da transição de 293 keV (cascata 293-328, 2-2-0): 1) calculada sem os fatores de correção devido à eficiência dos detectores, 2) calculada com os fatores de correção devido à eficiência dos detectores, 3) tabelados pela NDS [Si89]. Aparecem também os valores calculados de A_{22} e A_{44} , bem como o χ^2_Q deste cálculo específico só de ajuste do polinômio de Legendre.

	$\delta(2^+ \rightarrow 2^+)$	χ^2_δ	A_{22}	A_{44}	$\chi^2_{A_{kk}}$
1)	10.5 ± 0.8	1093.	-0.140 ± 0.005	0.378 ± 0.008	95.
2)	15.7 ± 1.7	192.	-0.123 ± 0.005	0.293 ± 0.008	16.
3)	-14.0 ± 2.0				

Tabela 6.9 - Valores da mistura multipolar (e χ^2 do cálculo) da transição de 1183 keV (cascata 1183-328, 2-2-0): 1) calculada sem os fatores de correção devido à eficiência dos detectores, 2) calculada com os fatores de correção devido à eficiência dos detectores, 3) tabelados pela NDS [Si89]. Aparecem também os valores calculados de A_{22} e A_{44} , bem como o χ^2_Q deste cálculo específico só de ajuste do polinômio de Legendre.

	$\delta(2^+ \rightarrow 2^+)$	χ^2_δ	A_{22}	A_{44}	$\chi^2_{A_{kk}}$
1)	1.76 ± 0.67	46.	-0.363 ± 0.030	0.292 ± 0.051	3.8
2)	1.50 ± 0.61	20.	-0.331 ± 0.032	0.224 ± 0.056	1.8
3)	1.32 ± 0.09				

As razões de mistura multipolar compiladas na NDS que não apresentam sinal estão representadas apenas em módulo e foram obtidas a partir de dados de conversão eletrônica do decaimento de ^{194}Au , enquanto que aquelas que apresentam o sinal foram obtidas a partir de dados de correlação angular no decaimento de ^{194}Ir . Os valores entre parênteses na coluna com a seqüência de spins da cascata referem-se às razões de mistura multipolar utilizadas no ajuste para a transição indicada (obtida em uma cascata anterior), a letra grega δ representa a razão de mistura multipolar ajustada e o valor zero entre parênteses indica que a transição não apresenta mistura, tendo apenas uma multipolaridade possível. Sempre que os valores de χ^2_δ relacionados a dois mínimos são da mesma ordem de grandeza, os correspondentes dois valores para a mistura multipolar aparecem tabelados.

A figura 6.6 apresenta para as cascatas tabeladas os valores experimentais para as contagens corrigidos pelos fatores de correção e as funções de correlação angular ajustadas.

A figura 6.7 mostra as elipses de correlação angular 1-2-0, 2-2-0 e 3-2-0 no plano $A_{22} \times A_{44}$ e os valores experimentais obtidos para o ponto (A_{22}, A_{44}) nos casos de seis cascatas 1450-328, 1601-328, 1735-328, 1805-328, 1829-328 e 1885-328, para as

quais o valor do spin do nível inicial da cascata é duvidoso. Usando esta figura é possível visualizar facilmente o melhor valor para o spin duvidoso.

Cascata 1450-328; nível inicial: 1778 keV. Pela figura 6.7 percebe-se claramente que o nível de 1778 keV tem com maior probabilidade spin 2, pois a elipse relacionada à cascata 2-2-0 é a que visualmente é mais compatível com o ponto experimental (A_{22}, A_{44}); na tabela 6.9 o ajuste com spin 2 provoca um valor de χ^2 igual a 24.4, bem menor que o valor de 41.0 obtido supondo spin igual a 1.

Cascata 1601-328; nível inicial: 1930 keV. A figura 6.7 também neste caso conduz à conclusão de que o spin do nível de 1930 keV é igual a 2; também é neste caso que o valor de χ^2 para o ajuste de δ é menor como mostra a tabela 6.9; os valores obtidos para χ^2 são 29.8, 19.9 e 39.3, para spin 1, 2 e 3, respectivamente.

Cascata 1735-328; nível inicial: 2063 keV. Não é possível elucidar a dúvida sobre o valor do spin - 1 ou 2 - do nível de 2063 keV utilizando a figura 6.7 com as elipses ou a tabela 6.9.

Cascata 1805-328; nível inicial: 2134 keV. Na última compilação da NDS o nível de 2134 keV associado a esta cascata aparece com spin duvidoso $(0, 1, 2)^+$. Pela figura 6.7 com as elipses de correlação angular não é possível decidir entre 1 e 2 para o valor do spin deste nível, porém analisando os valores ajustados para A_{22} e A_{44} , respectivamente 0.03(5) e $-0.07(8)$, percebe-se uma incompatibilidade com os valores teóricos existentes para cascatas 0-2-0 que são respectivamente 0.357 e 1.142, eliminando desta forma a possibilidade de que o spin do nível de 2134 keV seja igual a 0. Esta conclusão confirma o fato de que na NDS as transições de 1512 keV e 1805 keV para os dois primeiros estados excitados 2^+ aparecem como sendo E2,M1: se o spin de 2134 keV fosse igual a 0 seria impossível a multipolaridade M1 para estas transições.

Cascata 1829-328; nível inicial: 2157 keV. A figura 6.7 e a tabela 6.9 não permitem decidir entre 1 ou 2 para o valor do momento angular do nível de 2157 keV, devido ao grande erro dos coeficientes de correlação angular; entretanto, o ponto experimental (A_{22}, A_{44}) ajustado está mais próximo da elipse 2-2-0 que da elipse 1-2-0, conclusão esta que está de acordo com a obtida no capítulo 4, de que o momento angular do nível de 2157 keV é 2.

Cascata 1885-328; nível inicial: 2214 keV. Neste caso, novamente a figura 6.7 e a tabela 6.9 não eliminam a dúvida sobre o spin do nível de 2214 keV, que na NDS é proposto como $(1^+, 2^+)$.

Cascata 562-482; nível inicial: 1373 keV. A possibilidade de o spin do nível de 1373 keV ser igual a 6 é extremamente reduzida pelo fato de que para a cascata 6-4-2, os valores teóricos para A_{22} e A_{44} são os mesmos que os da cascata 4-2-0, ou

seja, 0.102 e 0.009, enquanto que, como mostra a tabela 6.9, os valores ajustados com os dados experimentais são $-0.10(6)$ e $-0.05(10)$, estando o primeiro a uma distância maior que 3 desvios padrões do valor teórico. Os ajustes realizados para a determinação de δ da transição de 562 keV, com as cascatas 562-482 e 562-482-328, produzem em ambos os casos um valor para χ^2 menor usando 5 para o spin do nível de 1373 keV.

Tabela 6.9 - Parte A - Coeficientes de correlação angular ajustados e razões de mistura multipolar δ para a primeira transição de cada cascata obtidos neste trabalho e compiladas na NDS [S189].

cascata	Nív. In.	$\chi^2_{A_{44}}$	A_{22}	A_{44}	spins	χ^2_{δ}	$P(\chi^2_{\delta})\%$	$\delta(\text{pres.})$	$\delta(\text{NDS})$	Mult.(NDS)
293- 328	328	15.9	-0.123(5)	0.293(8)	2(δ)2(0)0	192.2	0.0	15.7(17)	-14(2)	E2+M1+E0
594- 328	922	1.3	-0.43(8)	-0.22(13)	3(δ)2(0)0	15.4	22.0	-3.2(15)	>10	E2(+M1)
						16.5	16.9	-0.54(18)	>10	E2(+M1)
300- 622	922	1.0	-0.15(7)	-0.02(11)	3(δ)2(0)0	10.6	56.3	-0.10(8)	>5	E2(+M1)
						10.9	53.8	16(-10+ ∞)	>5	E2(+M1)
300- 293		1.5	-0.006(21)	-0.03(4)	3(δ)2(15.7)2	16.8	15.7	2.9(-29+ ∞)	>5	E2(+M1)
						17.4	13.5	0.2(4)	>5	E2(+M1)
300- 293- 328		1.2	0.009(20)	-0.10(3)	3(δ)2(15.7)2(0)0	18.3	10.7	6(4)	>5	E2(+M1)
						21.9	3.9	0.01(12)	>5	E2(+M1)
1104- 328	1432	0.7	-0.122(17)	-0.033(29)	3(δ)2(0)0	9.0	70.3	-0.062(21)		E1
						10.4	58.1	9.9(21)		E1
621- 482	1432	1.7	-0.144(20)	0.00(3)	3(δ)4(0)2	18.6	9.9	0.33(10)	0.18(4)	E1+M2
						18.6	9.9	1.8(4)	0.18(4)	E1+M2
621- 482- 328		0.7	-0.134(22)	-0.02(4)	3(δ)4(0)2(0)0	7.9	79.3	-0.010(25)	0.18(4)	E1+M2
202- 607	1432	1.0	-0.17(4)	0.03(7)	3(δ)4(0)2	11.3	50.3	0.5(3)		E1
						11.3	50.3	1.3(7)		E1
202- 901- 328		1.0	-0.06(6)	0.10(9)	3(δ)4(0)2(0)0	12.2	43.0	-0.09(7)		E1
1183- 328	1511	1.8	-0.33(3)	0.22(6)	2(δ)2(0)0	19.9	6.9	1.5(6)	+1.32(9)	E2+M1
889- 293	1511	2.2	0.13(7)	-0.09(13)	2(δ)2(15.7)2	28.2	0.5	0.8(19)	+1.5(4)	E2+M1
889- 293- 328		1.4	0.02(9)	-0.01(15)	2(δ)2(15.7)2(0)0	15.1	23.6	0.4(7)	+1.5(4)	E2+M1
589- 300	1511	1.9	0.13(4)	0.51(6)	2(δ)3(2.9)2	41.9	0.0	7.8(18)	2.2(+7-4)	E2+M1
589- 594- 328		0.5	-0.01(4)	0.08(7)	2(δ)3(-3.2)2(0)0	6.6	88.3	-0.16(14)	2.2(+7-4)	E2+M1
1293- 328	1622	1.3	0.16(11)	-0.29(18)	2(δ)2(0)0	17.4	13.5	0.07(14)	-0.9(1)	E2+M1+E0
1000- 293	1622	2.4	-0.11(6)	0.14(10)	2(δ)2(15.7)2	28.7	0.4	-1.3(24)	1.4(+11-5)	E2+M1
						32.3	0.1	1.0(19)	1.4(+11-5)	E2+M1
1000- 293- 328		2.0	-0.16(7)	-0.09(12)	2(δ)2(15.7)2(0)0	23.1	2.7	-0.5(13)	1.4(+11-5)	E2+M1

Tabela 6.9 - Parte B - Cont.

casata	$\bar{N}(v, \text{In.})$	$\chi^2_{A_{kk}}$	A_{22}	A_{44}	spins	χ^2_0	$P(\chi^2_0)\%$	$\delta(\text{pres.})$	$\delta(\text{Si89})$	Mult.(NDS)
1342- 328	1670	1.1	0.406(29)	0.04(5)	2(δ)2(0)0	12.3	42.2	-0.26(6)		M1+E2
1048- 293	1670	0.8	-0.042(26)	0.03(4)	2(δ)2(15.7)2	8.5	74.5	-0.7(7)	<0.8	M1(+E2)
1048- 293- 328		0.4	-0.07(3)	-0.11(5)	2(δ)2(15.7)2(0)0	9.5	66.0	-0.02(18)	<0.8	M1(+E2)
1468- 328	1797	2.7	-0.247(10)	-0.054(17)	1(δ)2(0)0	40.2	0.0	-0.006(9)		E1
1175- 622		1.0	-0.27(5)	-0.11(9)	1(δ)2(0)0	12.7	39.1	0.02(5)		E1
1175- 293	1797	1.5	0.014(18)	-0.005(29)	1(δ)2(15.7)2	16.5	16.9	-0.07(19)		E1
1175- 293- 328		0.7	0.036(19)	-0.01(3)	1(δ)2(15.7)2(0)0	7.6	81.6	-0.07(8)		E1
1595- 328	1924	4.0	-0.167(25)	0.03(4)	1(δ)2(0)0	44.4	0.0	-0.071(21)		M1
1302- 293	1924	1.2	-0.18(5)	-0.19(9)	1(δ)2(15.7)2	20.0	6.7	-1.7(17)	0.7(3)	M1+E2
1302- 293- 328		1.7	-0.07(5)	-0.14(9)	1(δ)2(15.7)2(0)0	18.7	9.6	-4(- ∞ +4)	0.7(3)	M1+E2
1601- 328	1930	1.7	0.52(6)	0.04(9)	2(δ)2(0)0	19.0	8.9	-0.9(- ∞ +4)	0.7(3)	M1+E2
1632- 328	1961	0.9	0.40(6)	0.07(11)	2(δ)2(0)0	20.0	6.7	-0.55(4)		M1
1339- 293	1961	1.2	-0.02(6)	-0.09(9)	2(δ)2(15.7)2	14.6	26.4	-0.04(93)		E1
1038- 300	1961	1.0	-0.02(4)	-0.07(7)	2(δ)3(2.9)2	12.2	43.0	-0.19(3)		E1
1038- 594- 328		1.1	-0.06(4)	-0.11(7)	2(δ)3(-3.2)2(0)0	14.1	29.4	0.004(146)		E1
528- 202	1961	1.1	-0.21(6)	-0.04(10)	2(δ)3(-0.09)4	12.2	43.0	-0.45(9)	2.0(5)	E2+M1
528-1104		1.7	-0.309(20)	0.02(3)	2(δ)3(-0.06)2	12.3	42.2	-5.5(23)	2.0(5)	E2+M1
528-1104- 328		0.5	0.35(3)	-0.18(5)	2(δ)3(-0.06)2(0)0	39.9	0.0	-1.3(3)	2.0(5)	E2+M1
1715- 328	2043	1.5	0.60(4)	-0.33(6)	1(δ)2(0)0	8.2	76.9	-0.77(10)	2.0(5)	E2+M1
1421- 293	2043	2.0	0.09(4)	0.02(7)	1(δ)2(15.7)2	8.2	76.9	-2.4(4)	2.0(5)	E2+M1
1421- 293- 328		2.5	0.06(4)	0.06(7)	1(δ)2(15.7)2(0)0	20.7	5.5	-1.10(12)	1.2(3)	E2+M1
						23.0	2.8	0.4(5)	<0.8	M1(+E2)
						27.9	0.6	-0.01(18)	<0.8	M1(+E2)

Tabela 6.9 - Parte C - Cont.

casata	Niv. In.	$\chi^2_{A_{44}}$	A_{22}	A_{44}	spins	χ^2_{δ}	$P(\chi^2_{\delta})\%$	$\delta(\text{pres.})$	$\delta(\text{Si89})$	Mult.(NDS)
1785- 328	2113	1.6	-0.20(3)	-0.04(6)	1(δ)2(0)0	18.3	10.7	-0.04(3)		M1
1492- 293	2113	1.7	0.15(7)	0.05(11)	1(δ)2(15.7)2	21.3	4.6	0.4(8)	<1	M1(+E2)
1492- 293- 328		0.8	-0.01(8)	0.18(12)	1(δ)2(15.7)2(0)0	11.1	52.0	-0.2(3)	<1	M1(+E2)
1887- 328	2215	3.1	-0.66(7)	-0.29(12)	1(δ)2(0)0	34.3	0.1	0.75(24)		(M1)
703-1183	2215	2.8	-0.48(5)	-0.03(9)	1(δ)2(1.5)2	30.7	0.2	0.24(6)	<0.7	M1(+E2)
285-1601- 328	2215	1.7	-0.04(11)	0.41(18)	1(δ)2(-0.5)2(0)0	31.3	0.2	1.46(19)	<0.7	M1(+E2)
291-1342- 328	2215	1.5	-0.13(9)	0.04(15)	2(δ)2(-0.26)2(0)0	17.2	14.2	0.8(6)		[E1]
593-1293- 328	2215	1.2	0.01(10)	0.14(16)	1(δ)2(0.07)2(0)0	13.7	32.0	-0.25(18)	<0.9	M1(+E2)
1969- 328	2298	1.5	0.14(5)	-0.09(8)	1(δ)2(0)0	16.7	16.1	-0.35(4)		M1,E2
562- 482	1373	1.2	-0.10(6)	-0.05(10)	5(δ)4(0)2	13.4	34.1	-5(- ∞ +3)		(E1)
						13.4	34.1	-0.3(3)		(E1)
					4(δ)4(0)2	13.7	32.0	2.5(-16+ ∞)		(E1)
562- 482- 328		0.6	-0.10(11)	-0.02(18)	5(δ)4(0)2(0)0	6.2	90.6	-0.05(17)		(E1)
					4(δ)4(0)2(0)0	6.3	90.0	29(-25+ ∞)		(E1)
						7.1	85.1	-20(- ∞ +18)		(E1)
1450- 328	1778	2.1	0.41(4)	0.09(7)	1(δ)2(0)0	41.0	0.0	-0.55(5)	1.1(3)	M1+E2
					2(δ)2(0)0	24.4	1.8	-0.27(10)	1.1(3)	M1+E2
1156- 293	1778	1.1	0.01(3)	0.01(6)	1(δ)2(15.7)2	12.7	39.1	-0.1(4)	<0.6	M1(+E2)
					2(δ)2(15.7)2	12.6	39.9	0.5(6)	<0.6	M1(+E2)
1156- 293- 328		1.1	-0.03(4)	-0.16(7)	1(δ)2(15.7)2(0)0	13.0	36.9	34(-29+ ∞)	<0.6	M1(+E2)
					2(δ)2(15.7)2(0)0	17.7	12.5	0.20(24)	<0.6	M1(+E2)
1601- 328	1930	1.7	0.52(6)	0.04(9)	1(δ)2(0)0	29.8	0.3	-0.69(9)	<0.5	M1(+E2)
					2(δ)2(0)0	19.9	6.9	-0.5(4)	<0.5	M1(+E2)
					3(δ)2(0)0	39.3	0.0	0.8(20)	<0.5	M1(+E2)

Tabela 6.9 - Parte D - Cont.

casata	Nív. In.	$\chi^2_{A_{kk}}$	A_{22}	A_{44}	spins	χ^2	$P(\chi^2_0)\%$	δ (pres.)	δ (SI89)	Mult.(NDS)
1735- 328	2063	2.0	0.15(5)	-0.13(8)	1(δ)2(0)0 2(δ)2(0)0	22.5 24.9	3.2 1.5	-0.36(5) 0.12(6)	<0.3 <0.3	M1(+E2) M1(+E2)
1441- 293- 328	2063	1.7	0.06(7)	0.13(11)	1(δ)2(15.7)2(0)0 2(δ)2(15.7)2(0)0	19.5 18.4	7.7 10.4	0.0(3) 3(-3+ ∞)	1.0(4) 1.0(4)	M1+E2 M1+E2
1805- 328	2134	2.4	0.03(5)	-0.07(8)	1(δ)2(0)0 2(δ)2(0)0	27.1 28.5	0.7 0.5	-0.25(4) 0.27(6)		E2,M1 E2,M1
1829- 328	2157	1.5	0.23(8)	-0.01(12)	1(δ)2(0)0 2(δ)2(0)0	17.1 16.4	14.6 17.4	-0.41(7) 0.02(10)	<0.5 <0.5	M1(+E2) M1(+E2)
1562- 293	2184	1.1	0.06(6)	0.09(10)	1(δ)2(15.7)2 2(δ)2(15.7)2	12.8 12.1 14.6	38.4 43.8 26.4	0.1(7) 2.0(-16+ ∞) -0.5(16)	0.7(3) 0.7(3) 0.7(3)	M1+E2 M1+E2 M1+E2
1562- 293- 328		1.8	0.00(6)	-0.02(10)	1(δ)2(15.7)2(0)0 2(δ)2(15.7)2(0)0	20.2 20.3 21.3	6.3 6.2 4.6	-0.22(25) 0.3(4) -7(- ∞ +5)	0.7(3) 0.7(3) 0.7(3)	M1+E2 M1+E2 M1+E2
1885- 328	2214	4.4	0.04(3)	-0.15(6)	1(δ)2(0)0 2(δ)2(0)0	51.3 57.4	0.0 0.0	-0.265(29) 0.25(4)		(M1) (M1)
1592- 293	2214	8.8	0.01(6)	-0.02(10)	1(δ)2(15.7)2 2(δ)2(15.7)2	97.1 97.2	0.0 0.0	-0.2(6) 0.3(9)		(M1) (M1)
1592- 293- 328		1.8	-0.05(10)	-0.04(17)	1(δ)2(15.7)2(0)0 2(δ)2(15.7)2(0)0	19.4 19.5	7.4 7.7	-0.4(5) 0.04(63)		(M1) (M1)
1617- 293	2239	0.5	-0.10(7)	-0.03(11)	1(δ)2(15.7)2 2(δ)2(15.7)2 3(δ)2(15.7)2	7.0 6.8 7.3	85.8 87.1 83.7	-0.8(8) -0.5(18) 0.9(-8+37)		E1 E1 E1
1617- 293- 328		2.5	-0.10(6)	0.42(11)	1(δ)2(15.7)2(0)0 2(δ)2(15.7)2(0)0 3(δ)2(15.7)2(0)0	45.4 38.0 43.5	0.0 0.0 0.0	-0.4(3) -2.1(24) 0.6(18)		E1 E1 E1

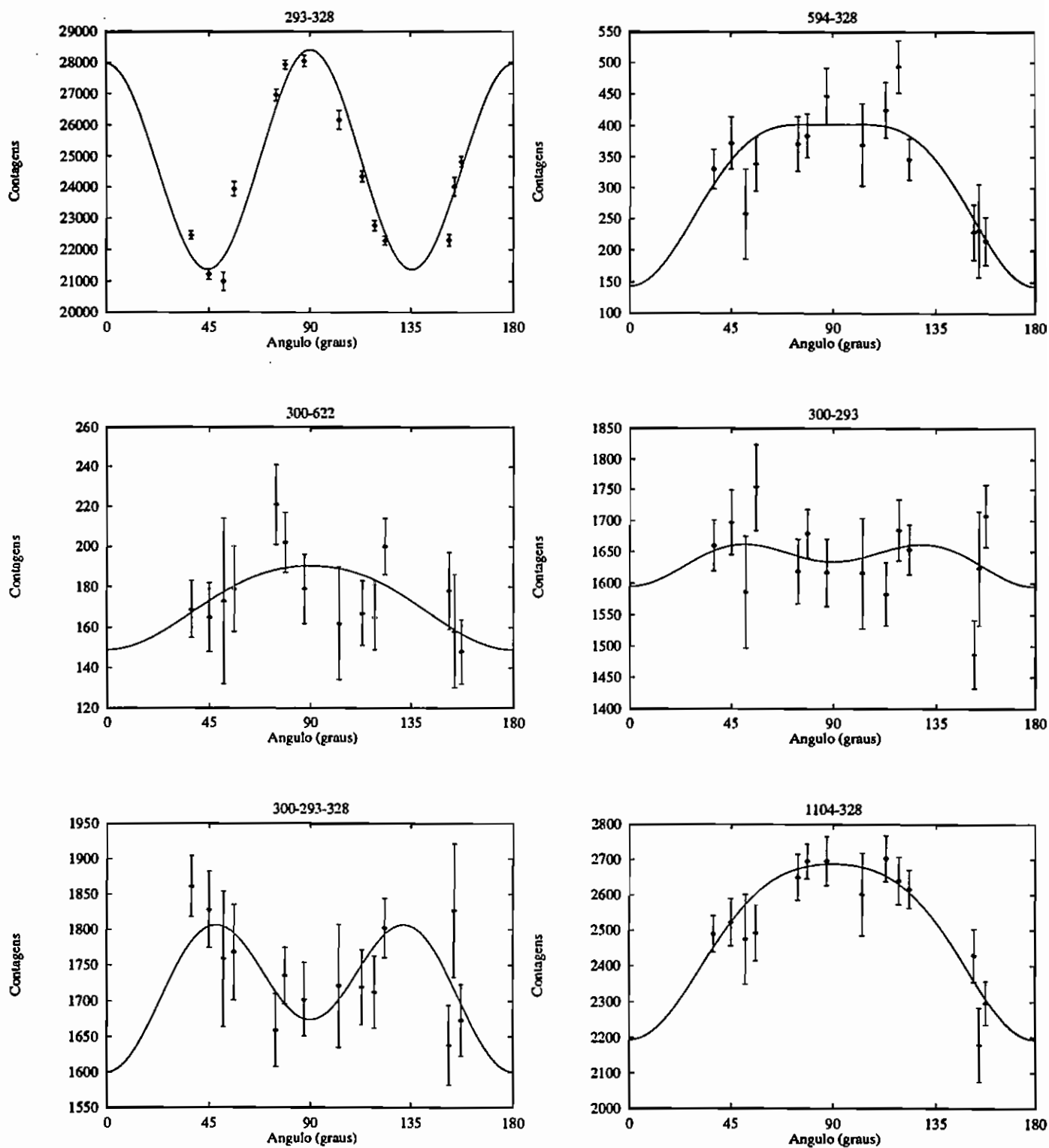


Figura 6.6 - Parte A - Dados experimentais e função de correlação angular ajustada para cada cascata.

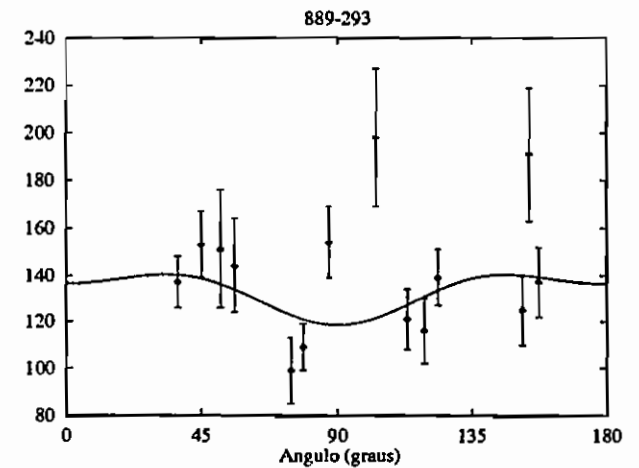
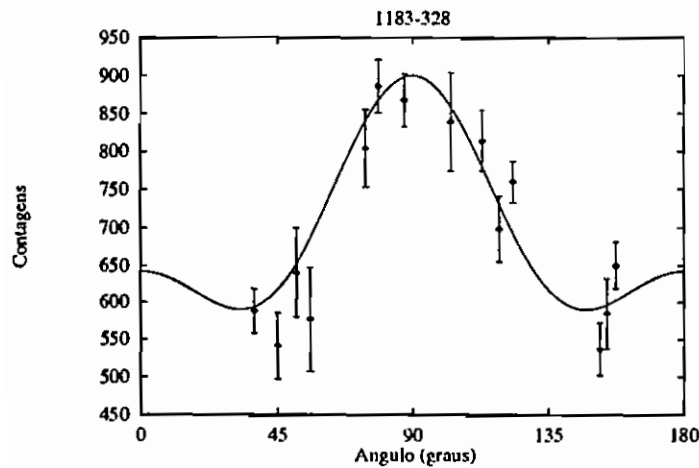
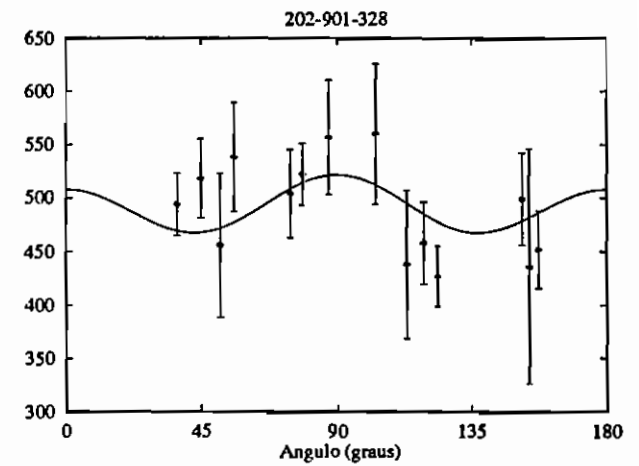
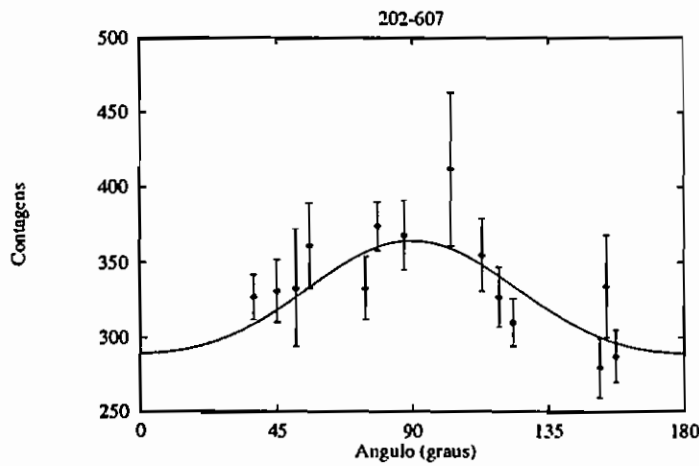
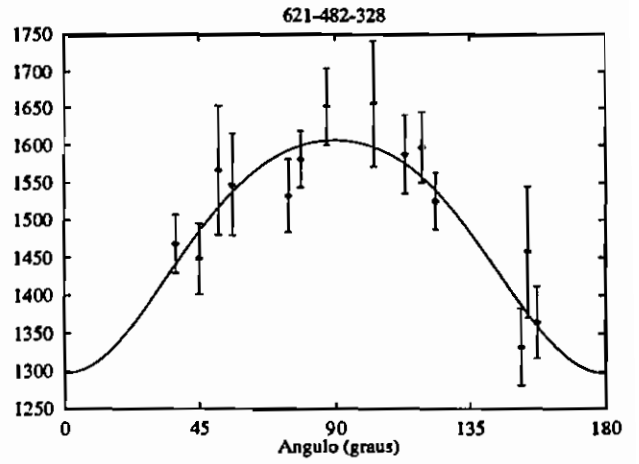
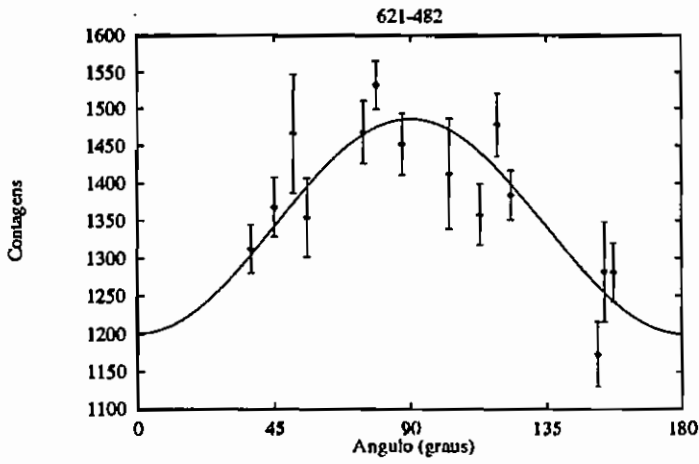


Figura 6.6 - Parte B - Cont.

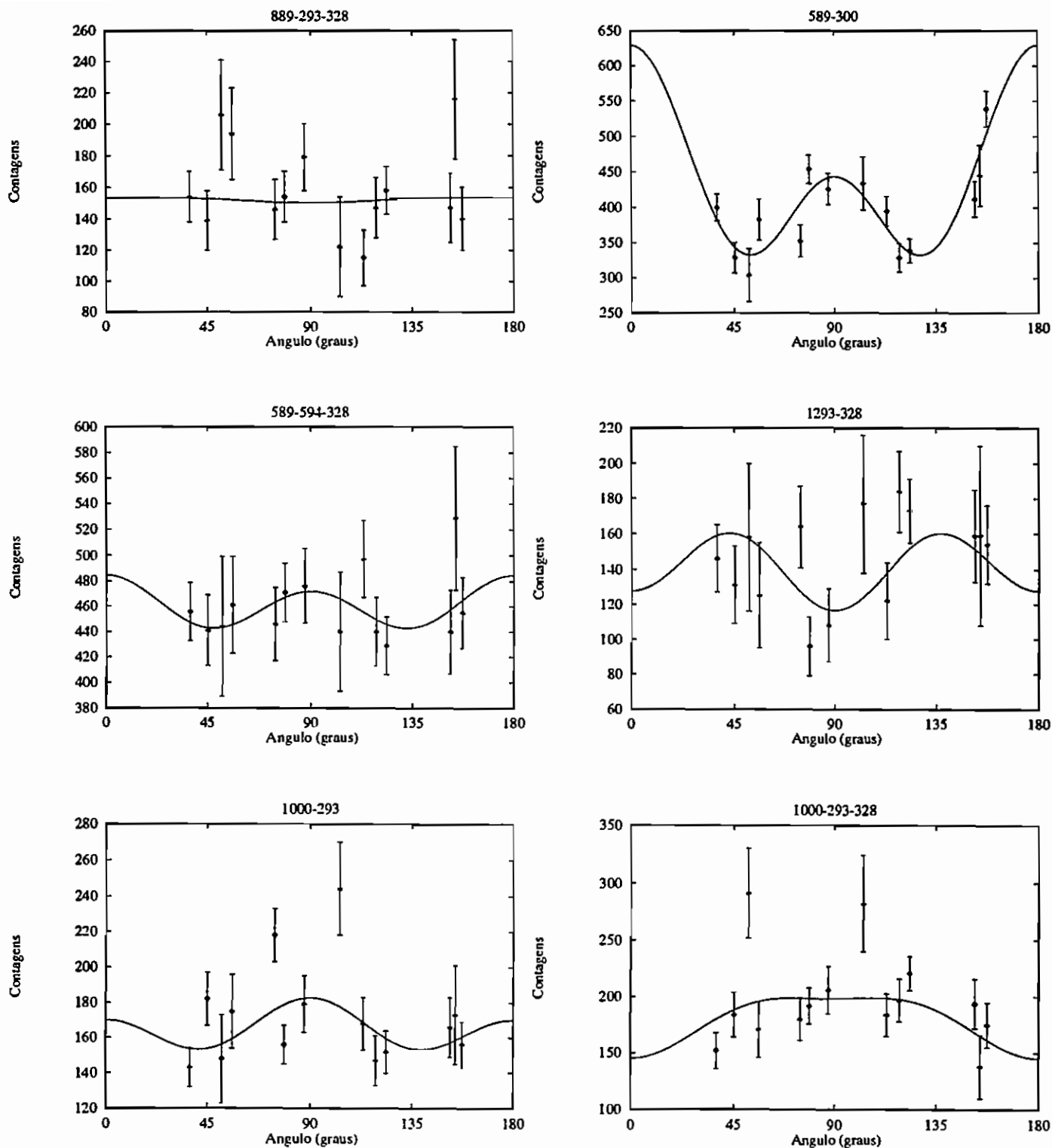


Figura 6.6 - Parte C - Cont.

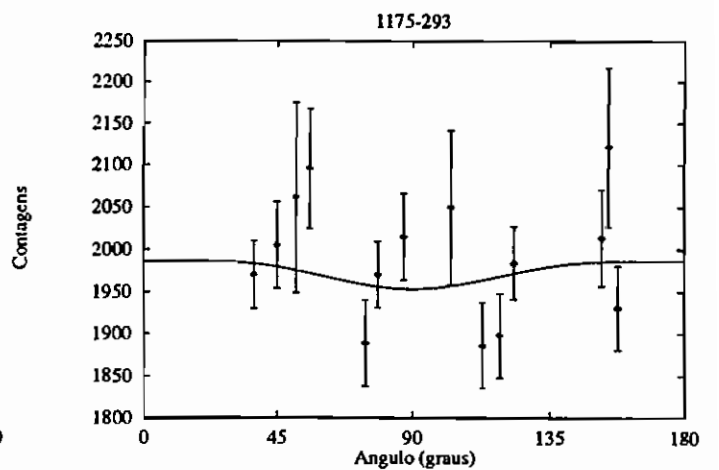
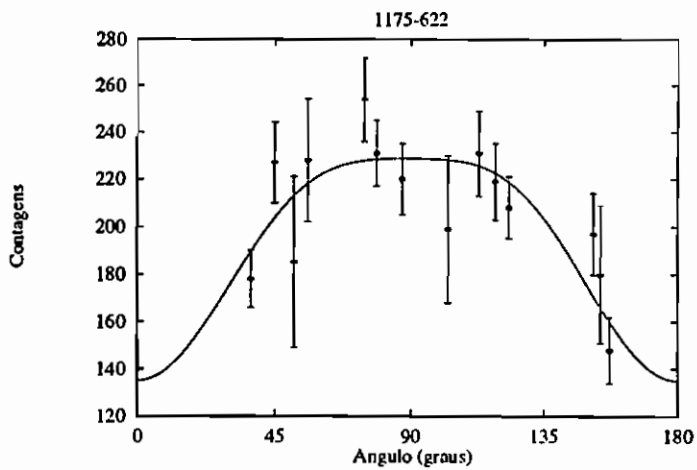
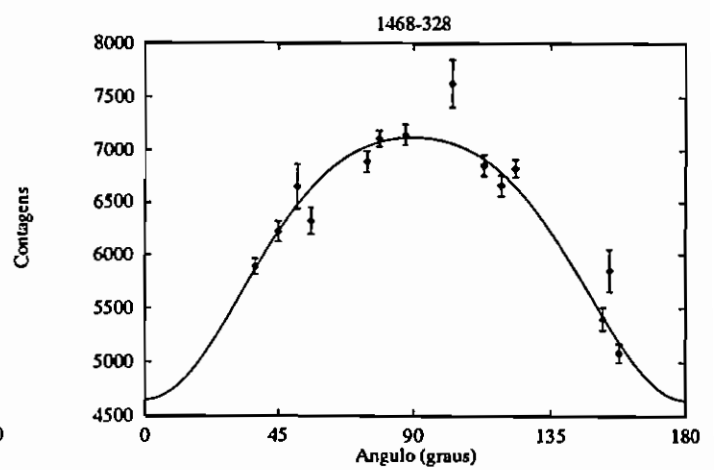
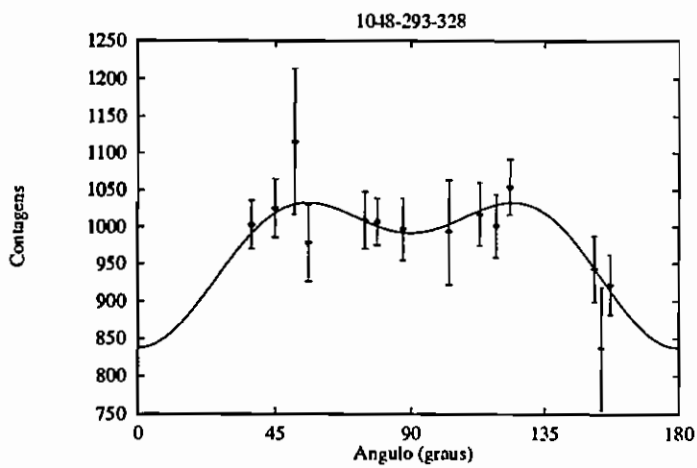
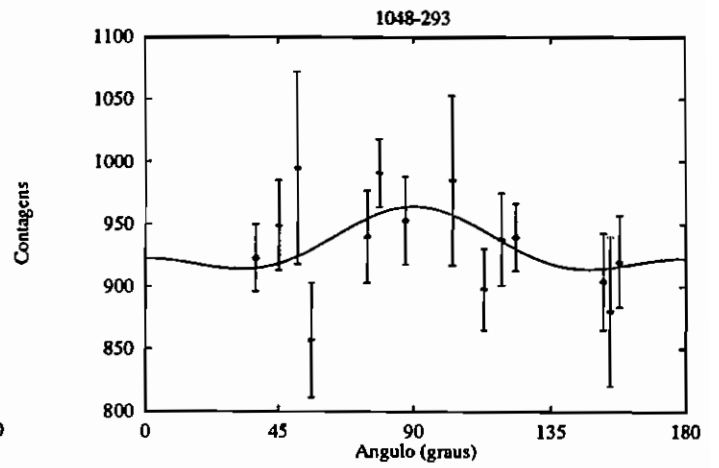
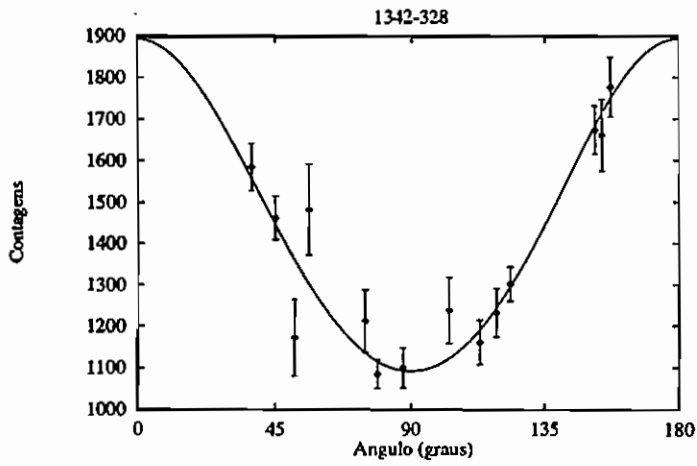


Figura 6.6 - Parte D - Cont.

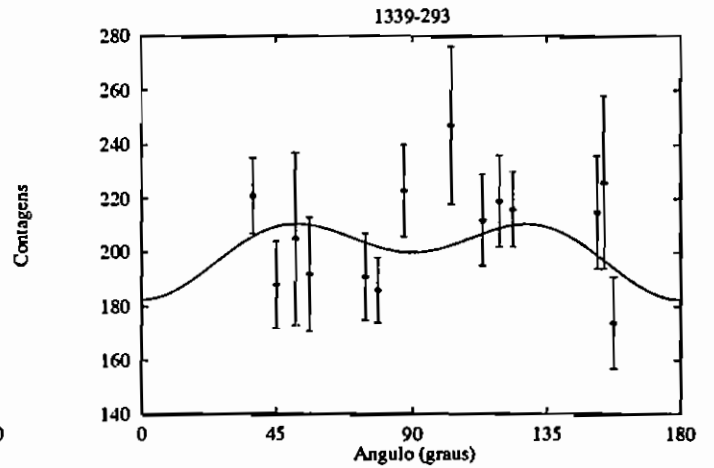
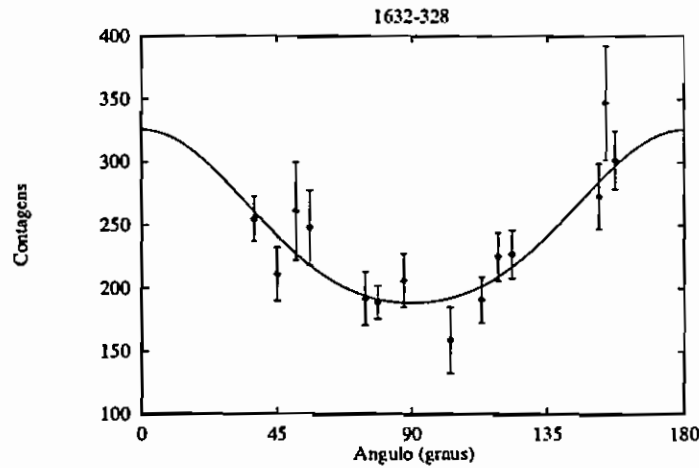
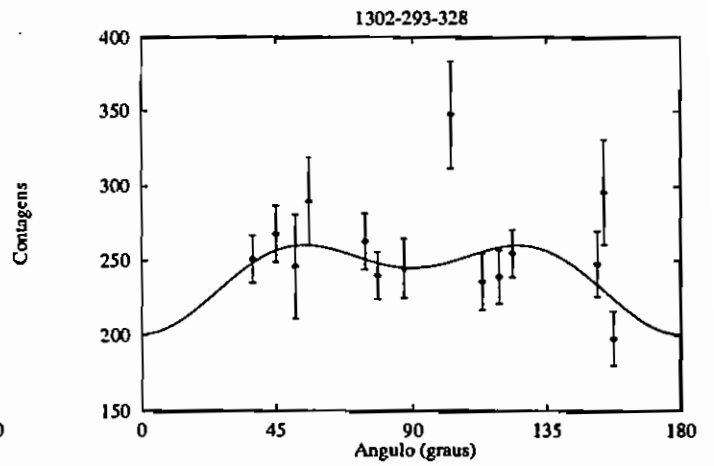
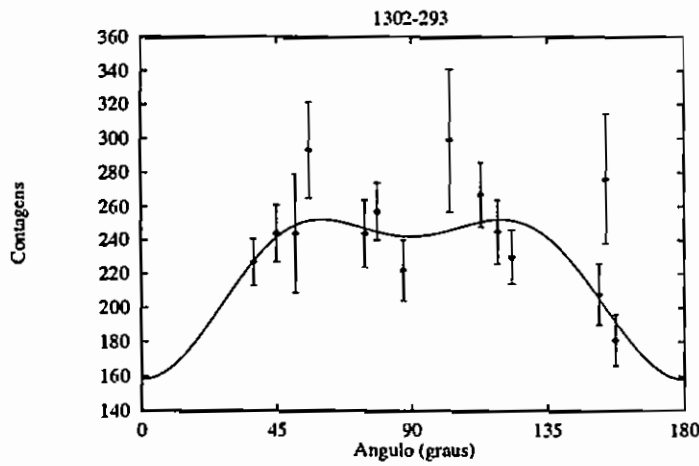
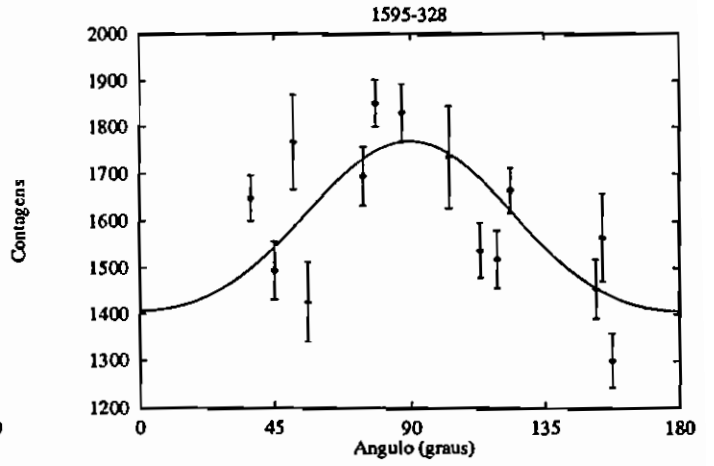
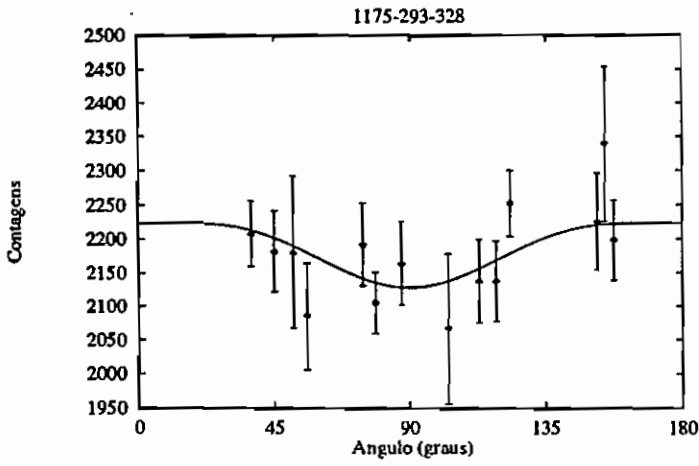


Figura 6.6 - Parte E - Cont.

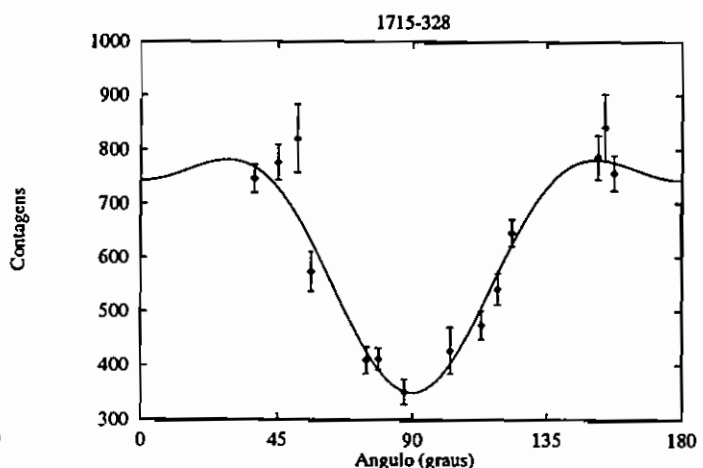
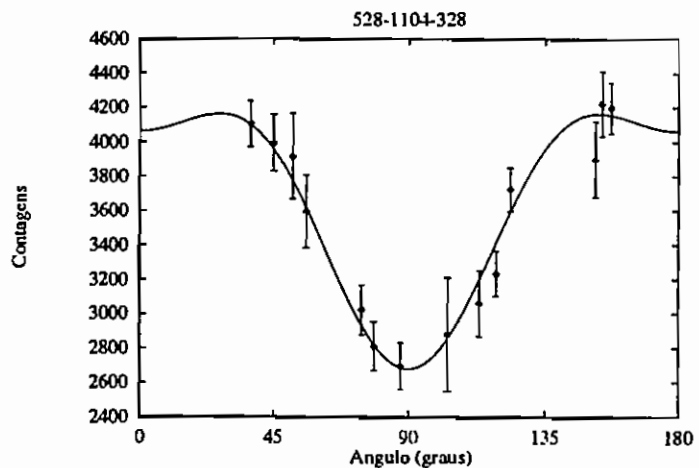
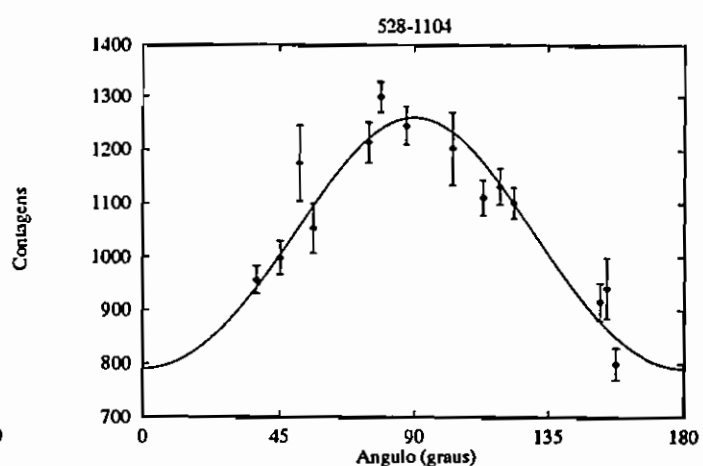
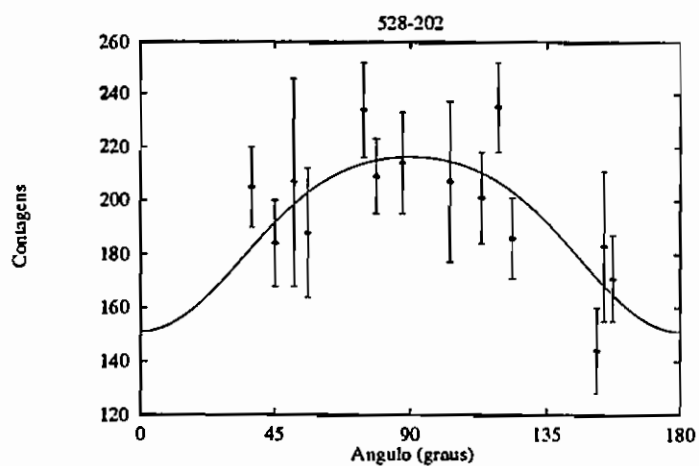
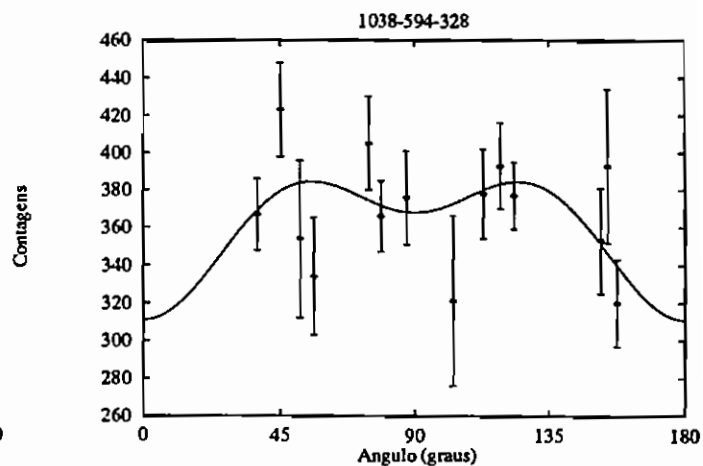
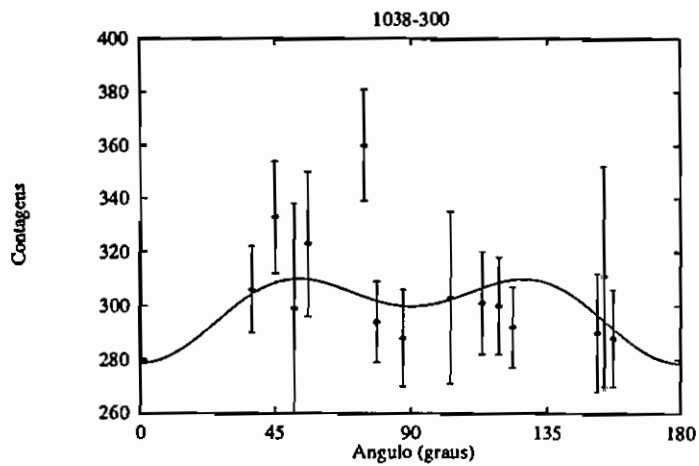


Figura 6.6 - Parte F - Cont.

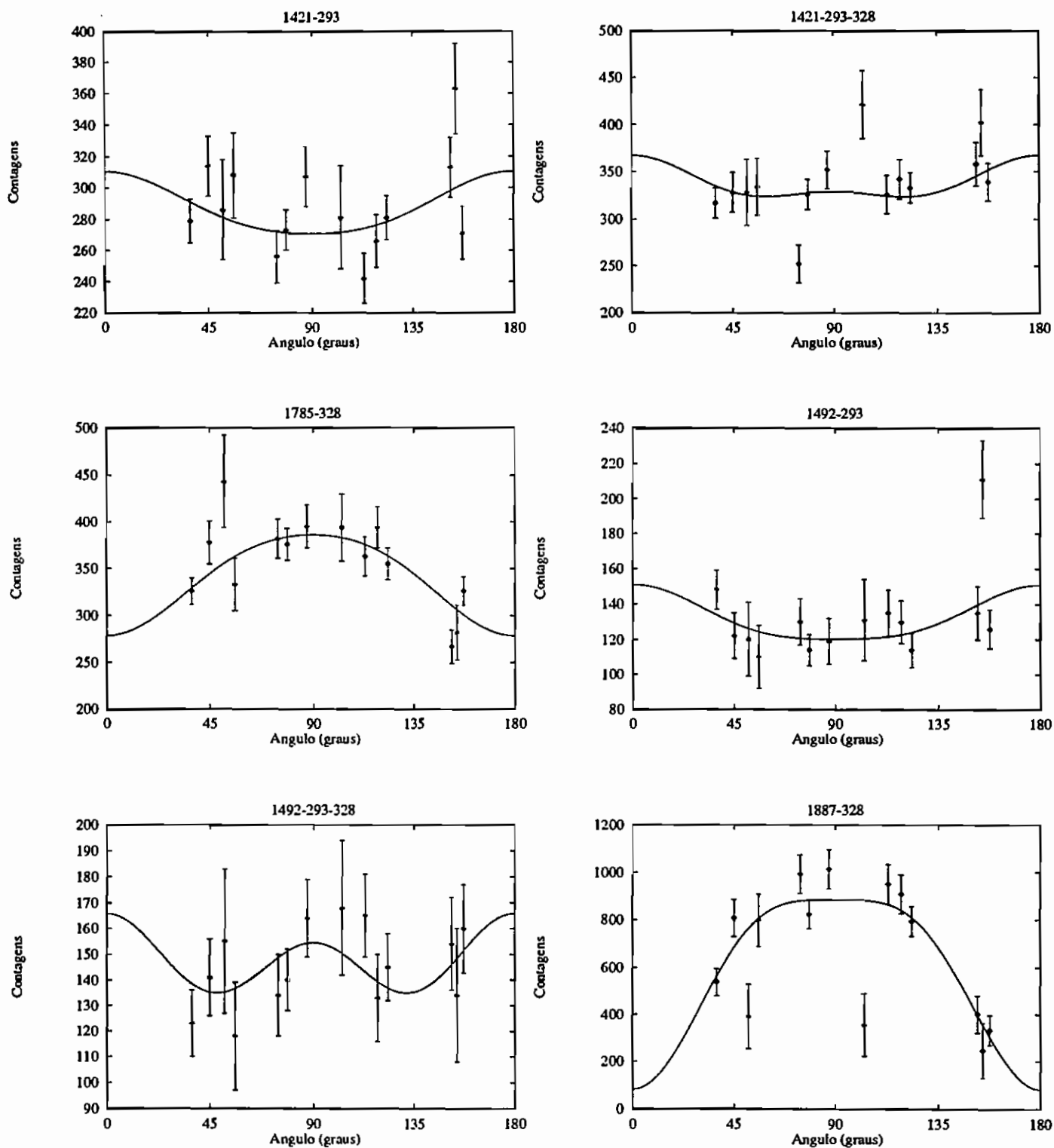


Figura 6.6 - Parte G - Cont.

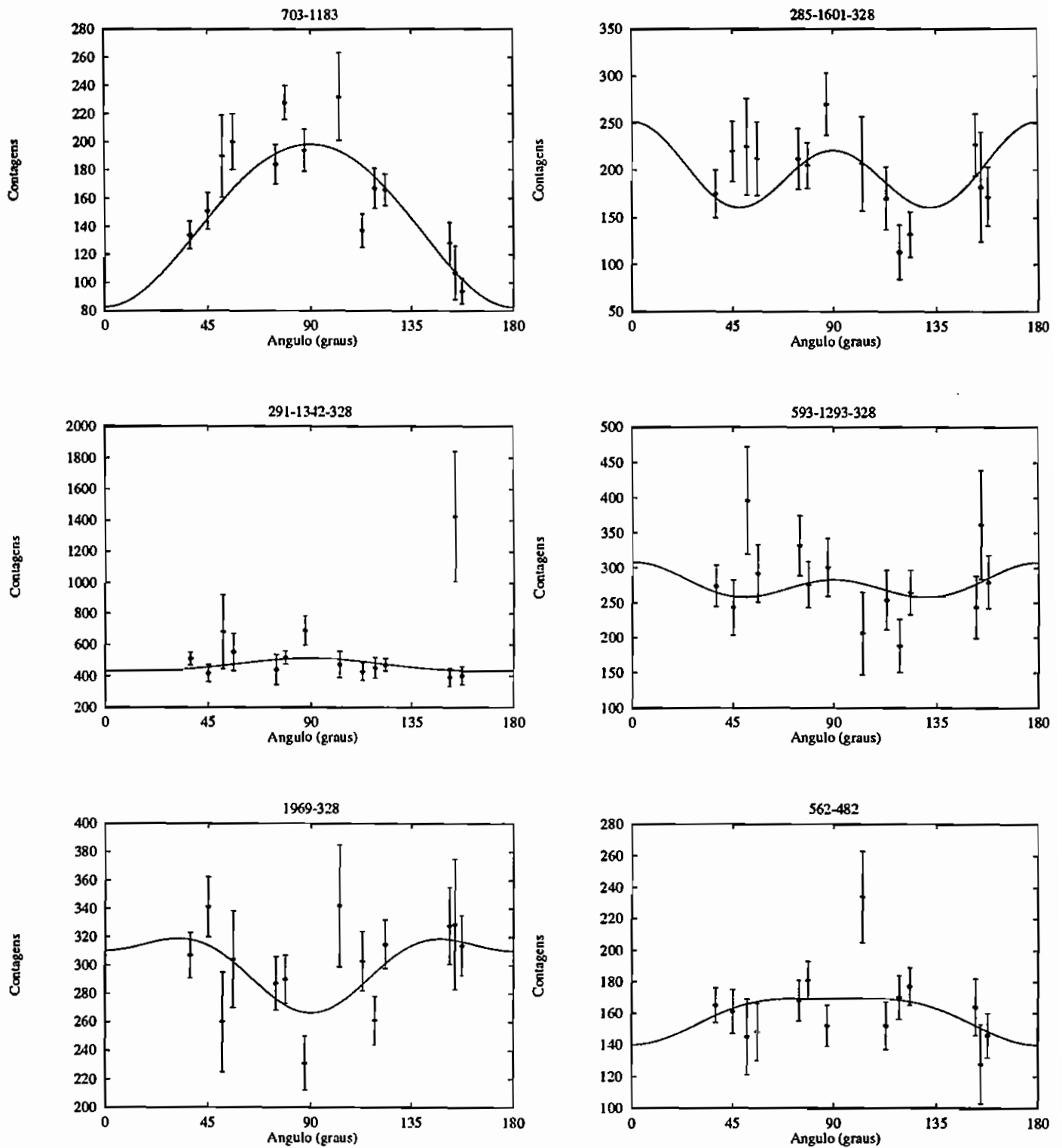


Figura 6.6 - Parte H - Cont.

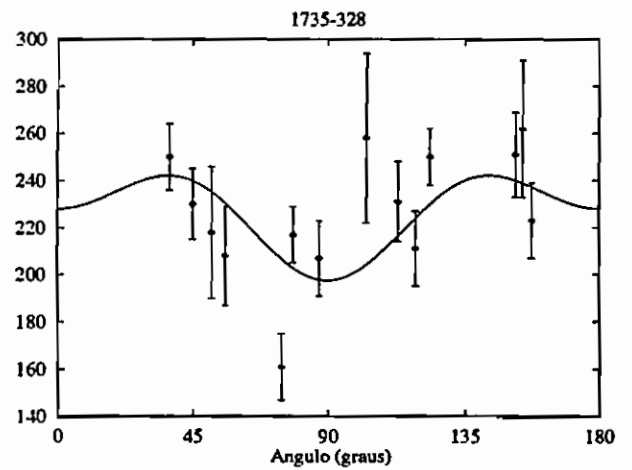
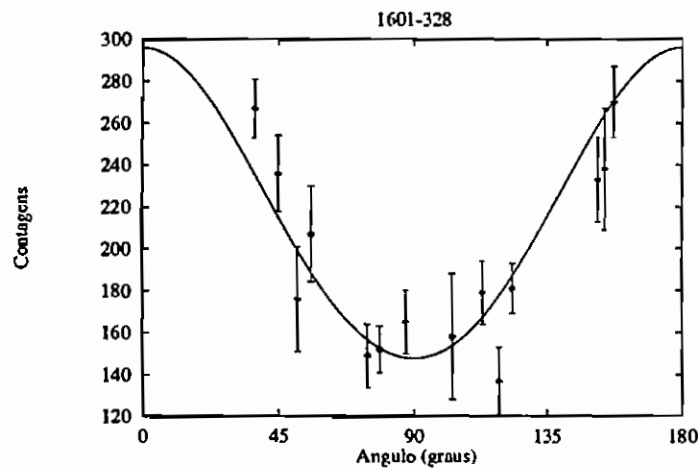
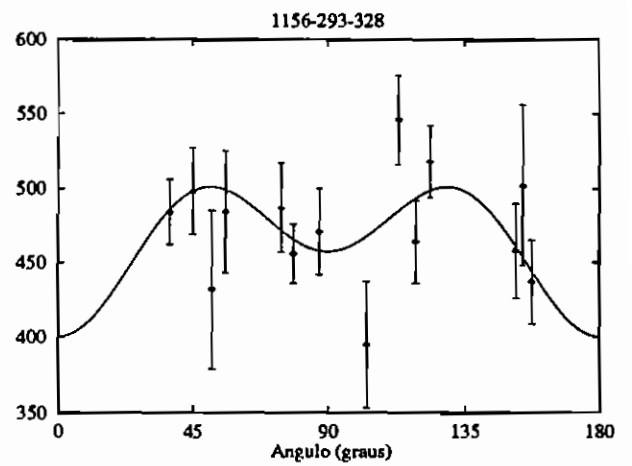
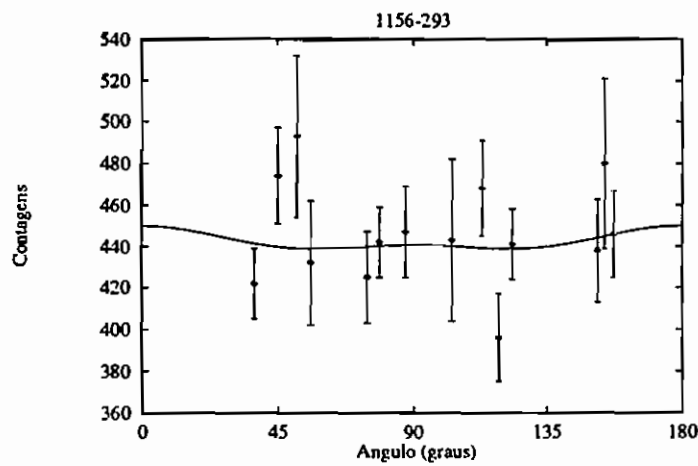
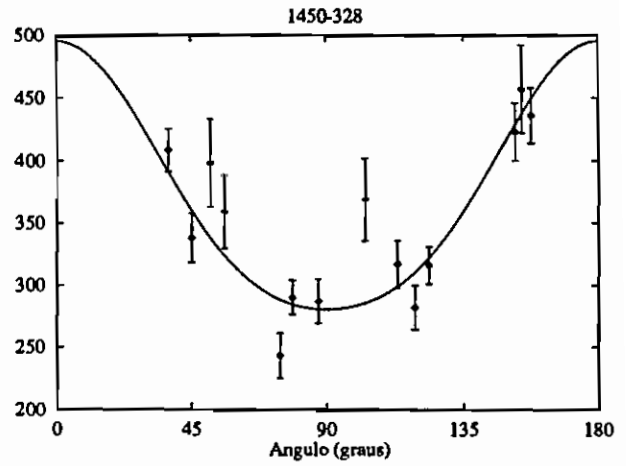
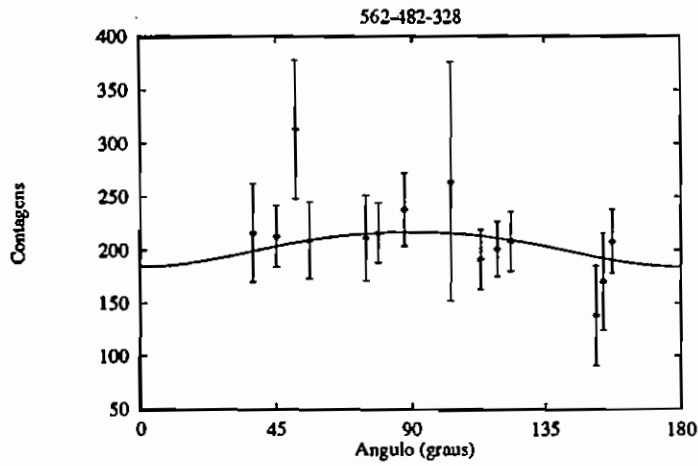


Figura 6.6 - Parte I - Cont.

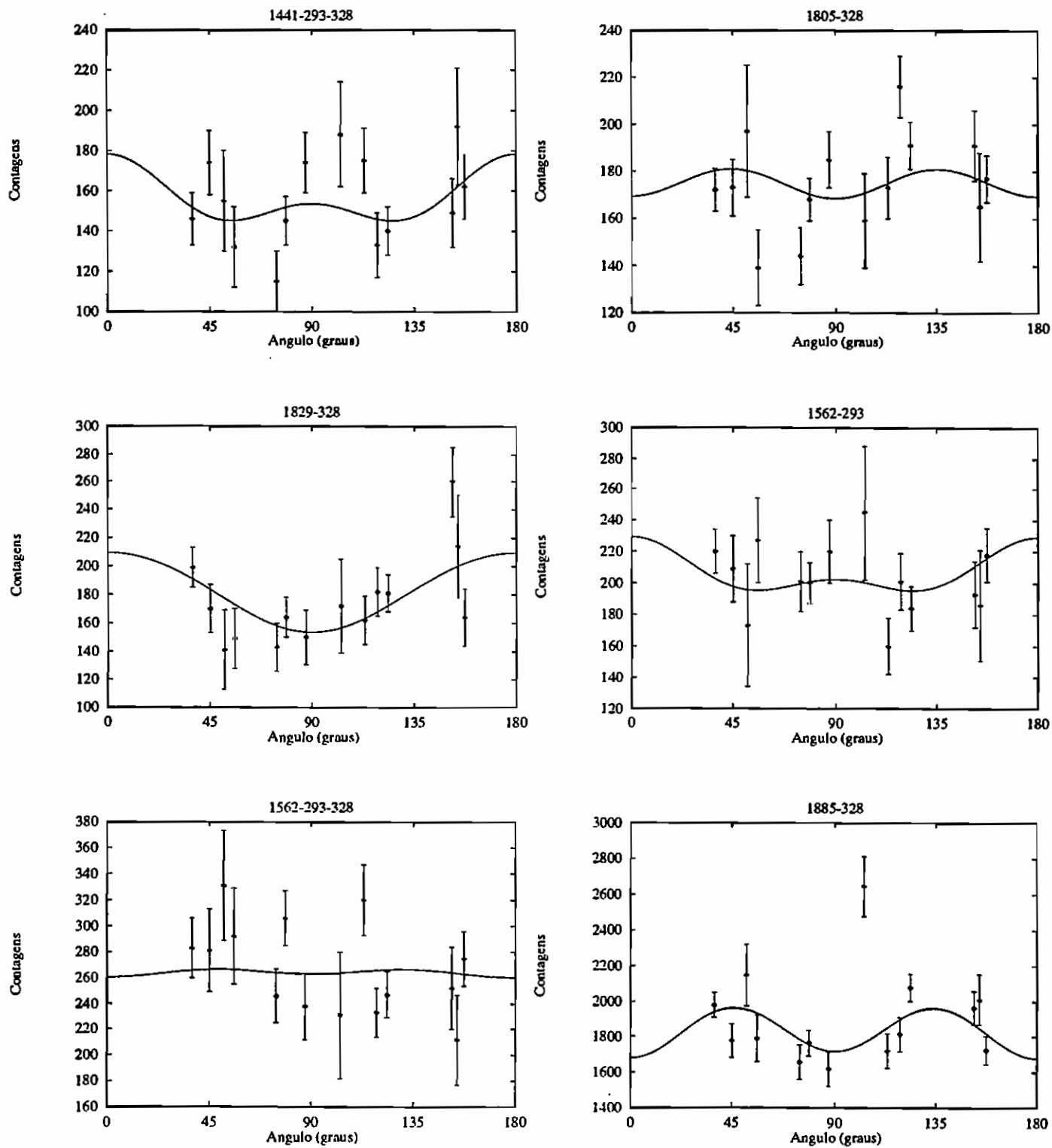


Figura 6.6 - Parte J - Cont.

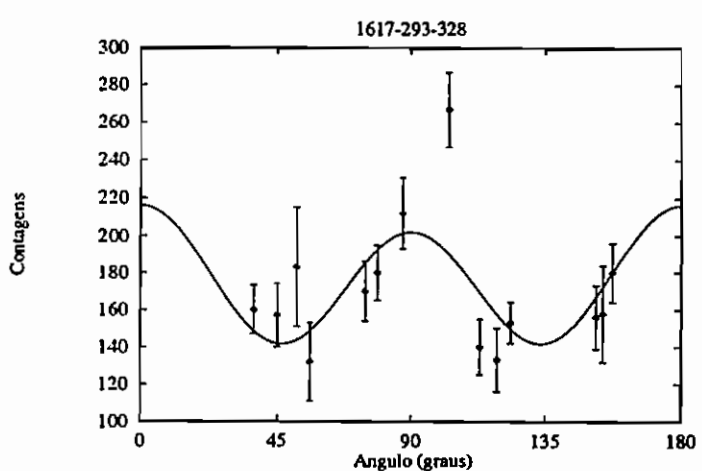
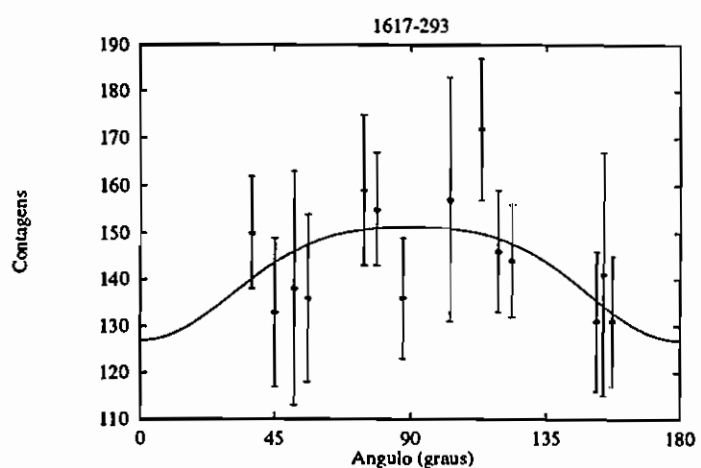
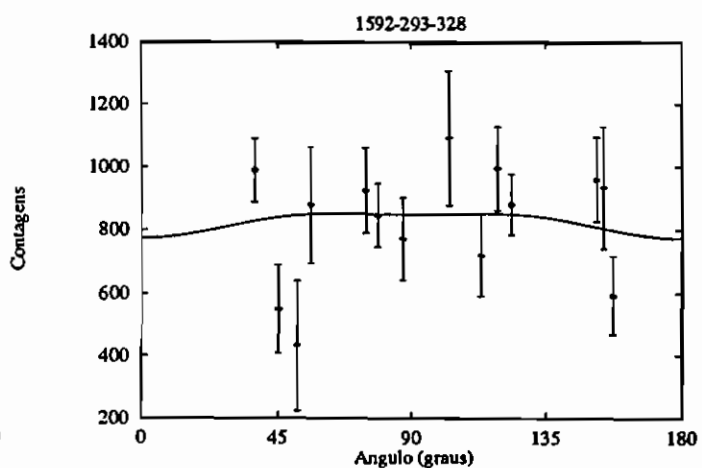
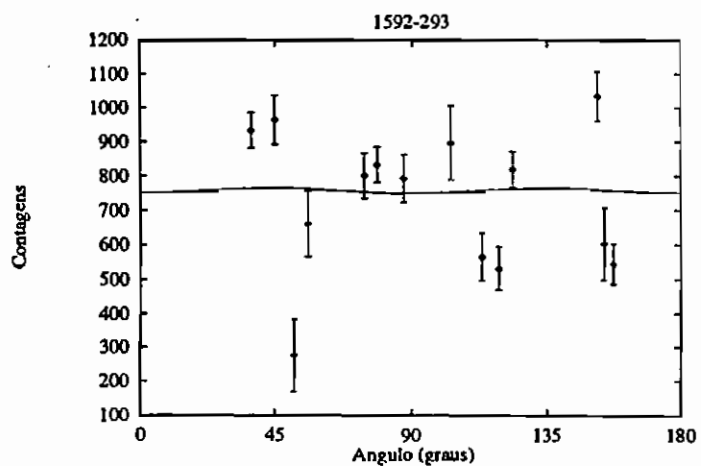


Figura 6.6 - Parte K - Cont.

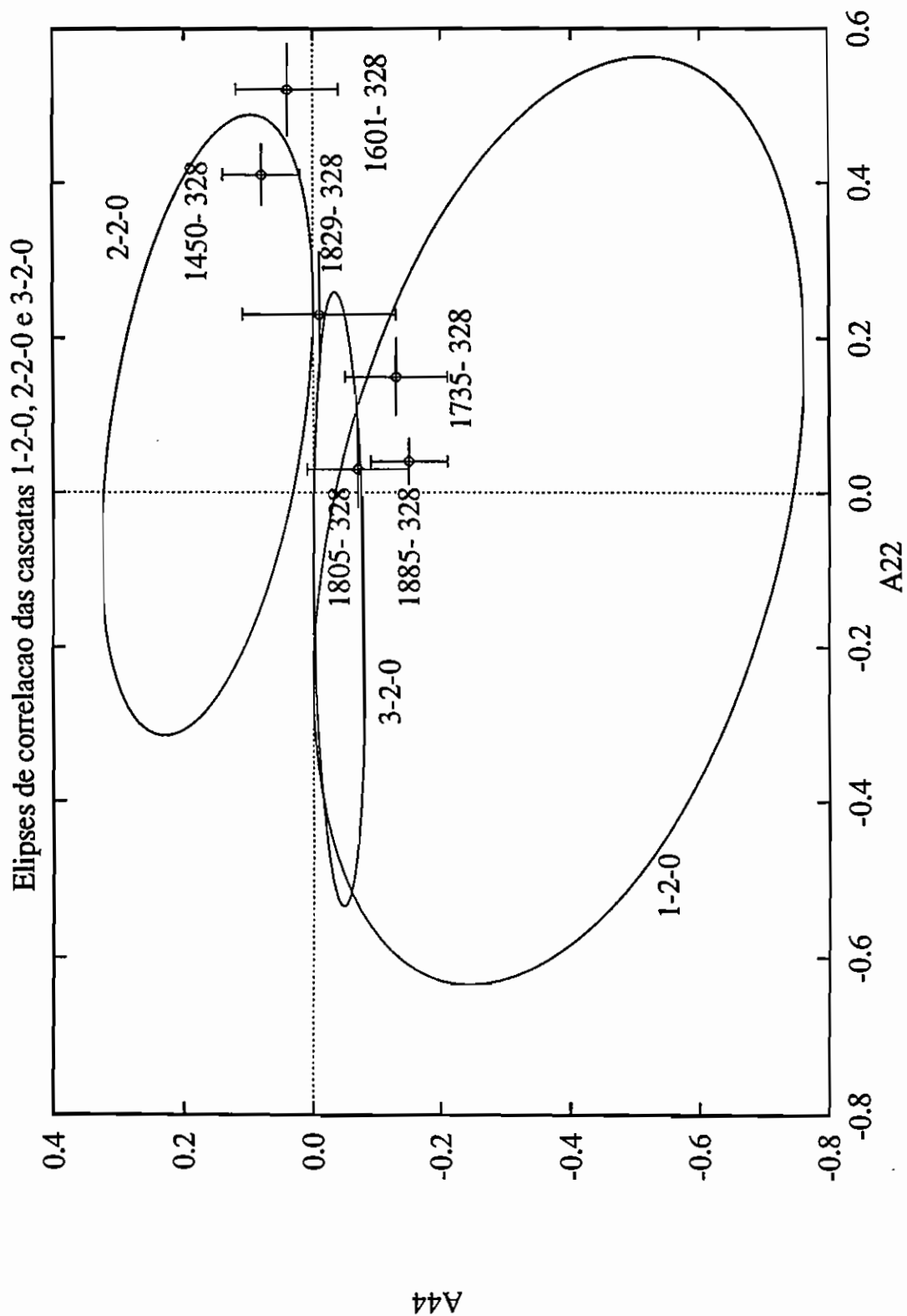


Figura 6.7 - Elipses de correlação de cascatas 1-2-0, 2-2-0 e 3-2-0 e os valores obtidos para A_{22} e A_{44} para as cascatas assinaladas.

7. CÁLCULOS TEÓRICOS COM O MODELO DE KUMAR-BARANGER

7.1 Aspectos teóricos gerais

As situações nucleares descritas como vibracionais têm exemplos bem conhecidos e explorados e o acoplamento de uma única partícula nesse caso apresenta algumas características que são objetos de interpretação corrente na literatura [Sh61, Pi68]. Os núcleos par-par ditos rotacionais apresentam como vizinhos ímpares núcleos também rotacionais, e as regularidades que aparecem nas bandas e nos cálculos de propriedades eletromagnéticas e de transições beta têm bom acordo com os dados experimentais. Desde que as energias de excitação não sejam elevadas, certa classe de núcleos têm seus níveis de energia e propriedades eletromagnéticas descritas fazendo uso de analogias mecânicas com vibrações superficiais de um elipsóide. Quando no caso do vibrador se acoplam duas partículas, as interpretações se complicam. O formalismo passa a tratar da composição de 3 momentos angulares, o que torna a álgebra mais delicada, principalmente com o aumento no tamanho da base - os espaços passam a ter dimensão da ordem de centenas de vetores. Algumas propriedades eletromagnéticas podem com pequenas mudanças de parâmetros sofrer variações bruscas. É, por exemplo, o caso de $\delta(E2/M1)$, a razão de mistura multipolar da transição, obtida por meio de correlação angular gama-gama direcional.

O problema da mudança de sinal de δ é discutido no artigo de Lange [La82], e é possível, no contexto de estudos que efetuamos [Te88, Te93a], verificar que existem duas formas de mudanças de sinal de δ : aquela passando por 0 nas condições em que o elemento de matriz do operador E2 se anula e o caso em que a troca de sinal se dá quando $\delta \rightarrow \infty$ devido ao elemento de matriz do operador M1 passar pelo valor 0. No trabalho citado, no contexto de um modelo no qual um caroço vibrador acopla-se a partículas de valência, o sinal do elemento de matriz do operador M1 está relacionado fortemente às funções de onda e bem mais fracamente aos valores adotados para os diferentes fatores giromagnéticos g_r , g_l e g_s , que além de tudo têm possibilidades de variações físicas muito limitadas. Valores para δ grandes em módulo, mas com sinais opostos, encontram-se bastante próximos na elipse teórica $A_{22} \times A_{44}$ [Cr87, Ke90, Ga92].

Os casos que correspondem a situações bem definidas ou de núcleos esféricos ou de núcleos deformados com simetria axial permitem a aplicação dos modelos vibracional ou rotacional respectivamente. Além destas situações limites, outras existem

que foram objeto de descrições e que serviram como suporte para a compreensão da estrutura nuclear. No caso de movimentos coletivos com quebra da simetria axial, como está descrito nos trabalhos de Davydov, o movimento de rotação dá como resultado níveis cujas energias se afastam dos intervalos esperados para os níveis rotacionais [Da58, Da59, Da60a, Da60b, Da61]. Neste caso, o núcleo é suposto como sendo um elipsóide rígido com os 3 semi-eixos diferentes e o resultado que se obtém para os níveis de energia acompanhando as razões $\rho = E(4_1^+)/E(2_1^+)$ vai de 3.33, no caso da existência de simetria axial, até 2.67. Em um modelo em que o momento de inércia pode variar (VMI - Variable Moment of Inertia), o menor valor que pode ser encontrado para esta razão é 2.23 [Ma68]. Em geral, acredita-se que admitir vibrações e rotações é uma forma de obter uma descrição adequada dos estados coletivos de núcleos par-par em geral; Sakai [Sa62], em um trabalho sistemático, procurou demonstrar este fato identificando as bandas, seguindo uma forma de análise introduzida anteriormente por Jean [Je56]. As idéias expostas encontram fundamento no Hamiltoniano de Bohr, para o qual quando se procuram soluções limites podemos encontrar para as energias uma estrutura de bandas de rotação superpostas a vibrações. As soluções do Hamiltoniano de Bohr, nos casos em que a separação de variáveis não ocorre, é mais difícil, mas existem trabalhos teóricos com soluções e interpretações interessantes [Si75].

Uma das linhas de cálculo adotada utiliza somente variáveis coletivas e limitadas na descrição dos movimentos nucleares. Na busca de interpretações microscópicas, Kumar e Baranger [Ku65, Ku67, Ku68a-d] conseguiram estabelecer um procedimento em que estados de partícula são introduzidos e cálculos, nos quais se leva em conta a auto-consistência, permitem ligar os parâmetros de inércia coletivos aos constituintes do núcleo. Admitindo-se que os núcleos que intervêm são os das camadas próximas, cálculos foram efetuados com resultados satisfatórios. Uma extensão deste modelo publicada em 1984 por Kumar [Ku84] e denominada DDT - Dynamic Deformation Theory - levou a cálculos com bases mais extensas podendo acomodar até 660 nêutrons e prótons, substituindo cálculos efetuados anteriormente, em que eram incluídos apenas estados de duas camadas completas do oscilador harmônico - a própria camada com o estado que preenche todos os prótons ou nêutrons existentes no núcleo e a primeira superior a esta. O truncamento do espaço trouxe resultados considerados por Kumar menos exatos e, de acordo com cálculos bem mais simples que efetuamos, podem levar a grandes desacordos quando se amplia a base. O caroço, nessa situação, deixa de ter partes inertes, pois no espaço de configuração ampliado todos os núcleons intervêm para determinar as propriedades coletivas. Na versão de 1984 da teoria, todo "caroço inerte" é eliminado. Nos cálculos efetuados por Kumar nesta ocasião, fica claro que embora esta possa ser uma boa base, em média, para percorrer a tabela periódica, ela pode não ser a melhor base para estudar cada núcleo em particular, pois núcleos mais pesados poderiam dispensar levar em conta estados ocupados pelos núcleons interiores, podendo tornar-se interessante

incluir camadas com energias mais elevadas.

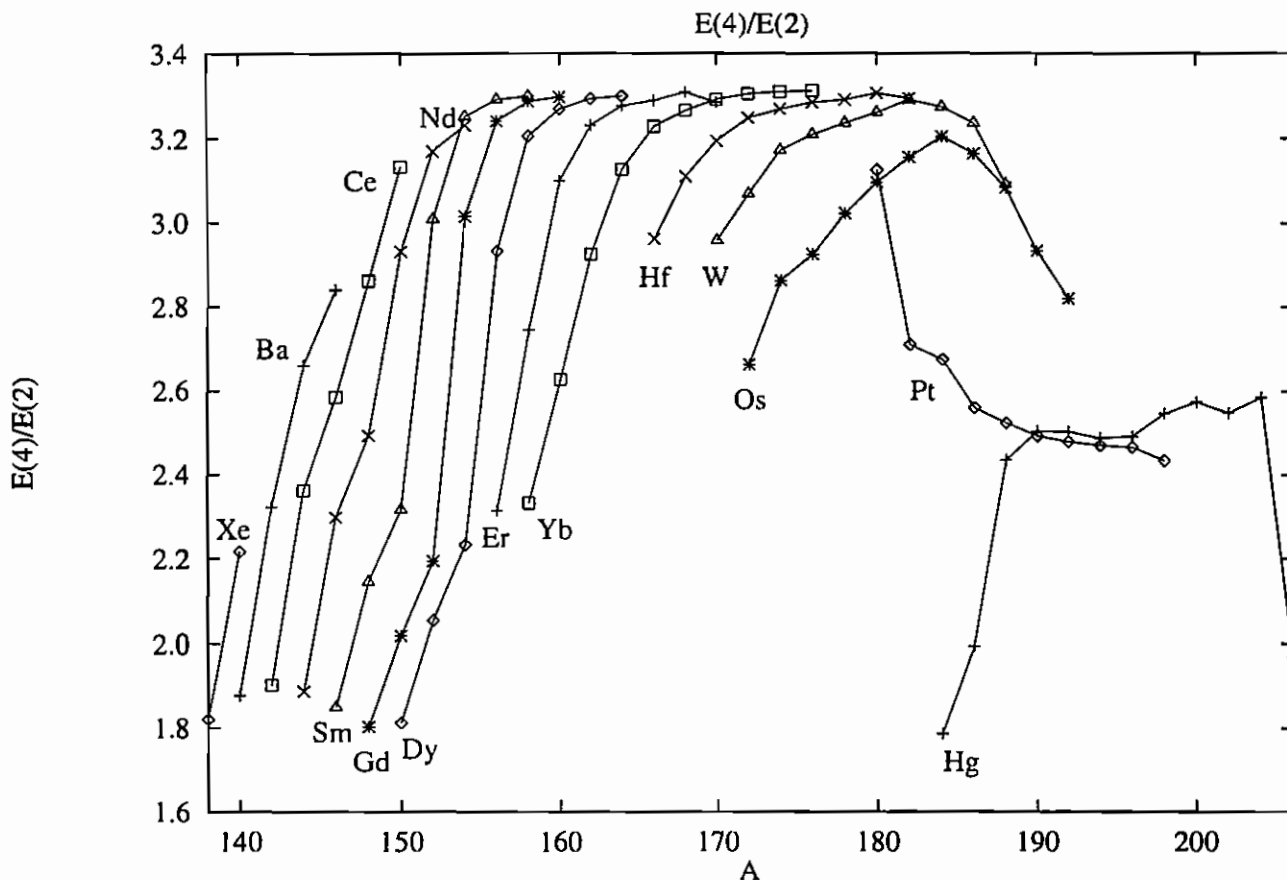


Figura 7.1 - Razão entre as energias dos estados 4_1^+ e 2_1^+ em função do número de massa A , para isótopos par-par com $50 < Z < 82$ e $82 < N < 126$.

A razão $E(4_1^+)/E(2_1^+)$, apesar de não ser única, é tomada como indicador da deformação do núcleo. Na figura 7.1 esta razão é colocada em função do número de massa A para diferentes nuclídeos par-par da região com $50 < Z < 82$ e $82 < N < 126$. Por exemplo, enquanto o ^{186}Os ($Z=76$ e $N=110$) apresenta características claramente rotacionais, $E(4)/E(2) \simeq 3.17$, o ^{154}Dy ($Z=66$ e $N=88$) está mais próximo das características vibracionais, $E(4)/E(2) \simeq 2.2$, apesar de apresentarem situações quase idênticas em termos de partículas ou buracos, pois o ósmio tem 6 buracos de prótons e 16 buracos de nêutrons e o disprósio tem 6 nêutrons e 16 prótons nas camadas de valência.

Os núcleos de natureza transicional podem ser analisados na figura 7.1; acompa-

nhando-se isótopo a isótopo, variando o número de nêutrons é possível variar rapidamente a razão $E(4)/E(2)$. Por exemplo, percorrendo os isótopos de ${}^A_{70}\text{Yb}$, entre outras escolhas, o valor desta razão muda de valores próximos ou acima de 3 para 2.6 e 2.3, sucessivamente, com a supressão de pares de nêutrons.

Se o objetivo é procurar a origem microscópica do Hamiltoniano de Bohr, isto poderia ser explicado pelos parâmetros u e v de quasi-partícula e das camadas que podem ser mais importantes nos cálculos de Kumar. Em núcleos com uma deformação não-nula, isto pode estar relacionado ao parâmetro γ de assimetria de Davydov, que quando próximo de zero, ou alternativamente de 60° , leva ao padrão rotacional e quando próximo de 30° , ao menor valor $E(4)/E(2) \simeq 2.67$. Os valores experimentais encontrados para esta razão, como pode ser visto na figura 7.1, são ainda menores, mas isto poderia ser explicado pelo fato do Hamiltoniano de Bohr conter outros termos além dos correspondentes à rotação. Cálculos com o Hamiltoniano de Bohr utilizando bases menos amplas do que as sugeridas por Kumar na sua publicação de 1984 foram efetuados e explicaram com sucesso características dos níveis de baixa energia do ${}^{132}\text{Xe}$ [Cr87].

7.2 Modelo de Kumar-Baranger

As coordenadas coletivas $\alpha_{\lambda,\mu}$ utilizadas para descrever os movimentos coletivos do núcleo são aquelas obtidas expandindo-se a superfície nuclear em harmônicos esféricos $Y_{\lambda,\mu}(\theta, \phi)$ de ordem λ e projeção μ , com o centro do núcleo como origem do sistema de referência

$$R(\theta, \phi, t) = R_0 \cdot [1 + \sum_{\lambda,\mu} \alpha_{\lambda,\mu}(t) Y_{\lambda,\mu}^*(\theta, \phi)], \quad (76)$$

sendo os índices $\lambda = 0, 1, 2, \dots$ e $\mu = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \lambda$. O ponto da superfície na direção das coordenadas esféricas θ e ϕ no sistema de laboratório no instante t é dado pelo raio $R(\theta, \phi, t)$. O raio nuclear médio R_0 é o raio da esfera obtida quando para quaisquer valores λ e μ , $\alpha_{\lambda,\mu} = 0$. $\lambda = 0$ corresponde a uma mudança do raio nuclear mantendo-se a esfericidade do núcleo, $\lambda = 1$ corresponde a um deslocamento do centro-de-massa do núcleo, $\lambda = 2$ corresponde ao modo quadrupolar de movimentos coletivos, $\lambda = 3$ corresponde ao modo octopolar de movimentos coletivos. O modo com $\lambda = 2$ é o de interesse, pois para $\lambda = 3$ as excitações correspondem a altas energias. Desta forma, pode-se desconsiderar o índice $\lambda = 2$ das fórmulas. Para núcleos deformados, as coordenadas coletivas no sistema intrínseco são dadas por

$$\alpha_\mu = \sum_\nu D_{\mu\nu}^2(\theta_1, \theta_2, \theta_3)\beta_\nu, \quad (77)$$

com $D_{\mu\nu}^2$ sendo a matriz de rotação de ordem 2 entre o referencial de laboratório com eixos x, y, z e o referencial intrínseco com eixos 1,2,3 (ou x', y', z'), definido pelos ângulos de Euler $\theta_1, \theta_2, \theta_3$. Por causa da simetria de reflexão, no sistema intrínseco, apenas duas variáveis, β_0 e β_2 , são necessárias, pois $\beta_1 = \beta_{-1} = 0$ e $\beta_{-2} = \beta_2$. As coordenadas β_0 e β_2 podem ser escritas em função das mais usuais β e γ

$$\beta_0 = \beta \cos \gamma, \beta_2 = 2^{-1/2} \beta \sin \gamma. \quad (78)$$

Pode-se definir

$$\beta_{2'} = 2^{1/2} \beta_2 = \beta \sin \gamma. \quad (79)$$

Desta forma, β_0 e $\beta_{2'}$ são as coordenadas retangulares associadas às coordenadas polares β e γ .

Os três semi-eixos R_k do elipsóide dependem do valor de δ

$$\delta = (5/4\pi)^{1/2} \beta \quad (80)$$

e são dados por

$$R_k = R_0 \left[1 + \delta \cos \left(\gamma - \frac{2}{3} \pi k \right) \right], \quad (81)$$

com $k = 1, 2, 3$ sendo os três eixos perpendiculares do sistema intrínseco. As duas coordenadas β e γ , juntamente com os três ângulos de Euler que estabelecem a

orientação do elipsóide em relação ao sistema de laboratório são equivalentes às cinco variáveis quadrupolares α_μ , com $\mu = 0, \pm 1, \pm 2$.

Desconsiderando redundâncias, basta analisar o primeiro sextante do plano definido pelas coordenadas polares (θ, ϕ) , ou seja, $\beta \geq 0, 0 \leq \gamma \leq \pi/3$.

No sistema intrínseco, a Hamiltoniana coletiva é dada por

$$H_c = V(\beta, \gamma) + \frac{1}{2} \sum_k \mathfrak{S}_k(\beta, \gamma) \omega_k^2 + \frac{1}{2} B_{\beta\beta}(\beta, \gamma) \dot{\beta}^2 + B_{\beta\gamma}(\beta, \gamma) \dot{\beta} \dot{\gamma} + \frac{1}{2} B_{\gamma\gamma}(\beta, \gamma) \dot{\gamma}^2. \quad (82)$$

O primeiro termo $V(\beta, \gamma)$ é a energia potencial de deformação nuclear, o segundo termo fornece a energia cinética rotacional e os três últimos termos fornecem a energia cinética vibracional. $B_{\beta\beta}$, $B_{\beta\gamma}$ e $B_{\gamma\gamma}$ são os parâmetros de massa ou parâmetros inerciais, \mathfrak{S}_k são os momentos de inércia e ω_k são as velocidades angulares em relação aos eixos do sistema intrínseco. A energia potencial, os parâmetros inerciais e os momentos de inércia dependem apenas das coordenadas β e γ . Para pequenas deformações teremos

$$B_{\beta\gamma} = 0, \quad (83)$$

$$B_{\beta\beta} = B_{\gamma\gamma} = B, \quad (84)$$

$$\mathfrak{S}_k(\beta, \gamma) = 4B\beta^2 \text{sen}^2(\gamma - (2/3)\pi k), \quad (85)$$

sendo B uma constante da qual dependem todas as funções inerciais.

A equação de Schrödinger é obtida quantizando-se a Hamiltoniana de Bohr. Desta forma, obtemos o operador \hat{H}_c dado por

$$\hat{H}_c = V(\beta, \gamma) + \sum_k \frac{\hbar^2 \hat{I}_k^2}{2\mathfrak{S}_k} \quad (86)$$

$$- \frac{\hbar^2}{2B} \left(\beta^{-4} \frac{\partial}{\partial \beta} \beta^4 \frac{\partial}{\partial \beta} + \beta^2 (\text{sen} 3\gamma)^{-1} \frac{\partial}{\partial \gamma} \text{sen} 3\gamma \frac{\partial}{\partial \gamma} \right)$$

Dependendo da forma da energia potencial teremos os limites vibracional e rotacional. A função de onda, que é solução da Hamiltoniana coletiva $\Psi_{\alpha IM}$, onde I é o momento angular, M é a componente do momento angular no eixo z do laboratório e α são os outros possíveis números quânticos necessários para definir o estado, é expandida na denominada base rotacional generalizada da seguinte forma:

$$\Psi_{\alpha IM}(\beta, \gamma, \theta_1, \theta_2, \theta_3) = \sum_K \left(\frac{(2I+1)}{16\pi^2(1+\delta_{K0})} \right)^{1/2} A_{\alpha IK}(\beta, \gamma) \cdot [D_{M,K}^I(\theta_1, \theta_2, \theta_3) + (-1)^{(I+K)} D_{M,-K}^I(\theta_1, \theta_2, \theta_3)], \quad (87)$$

com K sendo a projeção do momento angular no eixo intrínseco 3. A somatória restringe-se a valores pares e não-negativos de K. $D_{M,K}^I$ são as matrizes de rotação de ordem I. Se existe simetria de rotação em torno do eixo intrínseco 3 e se os momentos de inércia não dependerem de β e de γ , a somatória da última equação deixa de existir e K passa a ser um bom número quântico, definindo as bandas rotacionais superpostas aos estados denominados cabeças-de-banda, para os quais o momento angular é igual ao momento angular de vibração do núcleo, com o momento angular de rotação do núcleo anulando-se.

O modelo de Kumar e Baranger (KB) desenvolvido para a resolução da Hamiltoniana de Bohr consta basicamente de duas partes: uma microscópica, desenvolvida pelo programa MICRO [Cr92a], e outra macroscópica, desenvolvida pelo programa MACRO [Cr92b]. Um terceiro programa denominado TRANS [Cr92c] é responsável pelo cálculo das propriedades eletromagnéticas segundo o modelo. Estes três programas foram desenvolvidos pelo Prof. Dr. Manoel Tiago Freitas da Cruz e adaptados para o computador VAX-6330 do IFUSP, pelo autor desta tese e por Renato Furno.

Os auto-estados e as auto-energias do Hamiltoniano de Bohr são obtidos na parte macroscópica dos cálculos quando a equação de auto-valores é resolvida numa malha ou grade finita de pontos do sextante $\beta \leq 0$ e $0 \leq \gamma \leq \pi/3$, conhecendo-se a energia potencial e as constantes inerciais nos mesmos pontos da grade. Estas últimas

são obtidas na parte microscópica dos cálculos utilizando-se a Teoria de Hartree-Bogolyubov Dependente do Tempo, na Aproximação Adiabática. A interação entre os núcleons é dada pela hamiltoniana de muitos corpos \hat{H} , que é a soma entre uma parte esférica média \hat{H}_M , que fornece as energias de partícula única, e um potencial residual \hat{H}_{RES} do tipo emparelhamento mais quadrupolo (pairing-plus-quadrupole, PPQ). Esta hamiltoniana é dada por

$$\begin{aligned}\hat{H} &= \hat{H}_M + \hat{H}_{RES} \\ &= \sum_{\alpha} \epsilon_{\alpha} c_{\alpha}^{\dagger} c_{\alpha} + \frac{1}{4} \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} V_{\alpha\beta\gamma\delta}^{RES} c_{\alpha}^{\dagger} c_{\beta}^{\dagger} c_{\gamma} c_{\delta},\end{aligned}\tag{88}$$

onde α representa os números quânticos de estado de partícula única n, l, s, j, m, τ , respectivamente números quânticos radial, de momento angular orbital, de spin, de momento angular total, de projeção do momento angular total no eixo z e de isospin, sendo $\tau = p$ para prótons e $\tau = n$ para nêutrons. Os núcleons movem-se em um campo médio \hat{H}_M criado pelo conjunto dos núcleons existentes, originando os diferentes valores para a energia de estados de partícula ϵ_{α} ; V^{RES} é a interação residual núcleon-núcleon e $c_{\alpha}^{\dagger}, c_{\alpha}$ são os operadores de criação e destruição no formalismo de segunda quantização. As duas componentes desta interação residual têm efeitos contrários na forma do núcleo: enquanto a força de emparelhamento de curto alcance tende a manter a sua esfericidade, a força quadrupolar de longo alcance tende a deformá-lo.

Finalizando, dois fatos devem ser lembrados: o modelo, da forma utilizada, não calcula estados 1^+ e também não calcula estados com paridade negativa, para os quais modos octopolares de oscilação teriam que ser levados em conta, assim como excitações de partícula.

7.3 Resultados obtidos para ^{194}Pt

Os isotopos pares de platina estão na região de transição entre núcleos deformados e núcleos esféricos, ou seja, entre núcleos com propriedades rotacionais e núcleos com propriedades vibracionais, conforme o número de massa cresce, portanto com um valor para a razão $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ intermediário entre 3.3 e 2.0. Segundo alguns autores [Ku68d, Go72, Ve81], a transição do formato prolato para o formato oblato ocorre entre ^{186}Pt e ^{192}Pt ; portanto ^{194}Pt tem formato oblato de acordo com estes cálculos. Nos cálculos usando o Interacting Bosons Model (IBM), os núcleos

$^{186,188,190}\text{Pt}$ estariam no limite $SU(3)$, semelhante ao modelo com um rotor axial, enquanto que os núcleos $^{192,194,196}\text{Pt}$ estariam no limite $O(6)$, semelhante ao modelo γ -instável.

O modelo de Kumar e Baranger foi aplicado para o isótopo de Platina com $A=194$. No cálculo microscópico, foram usados para prótons e para nêutrons os níveis de partícula dispostos na tabela 7.1. Foram usados os níveis de partícula correspondendo a números totais de estados de prótons preenchidos entre 40 e 112 e a números totais de estados de nêutrons preenchidos entre 70 e 168; desconsidera-se nestes cálculos os denominados estados intrusos que produzem os números mágicos 50, 82, 126 e 184. A notação utilizada na tabela 7.1 é a seguinte: n é o número quântico radial, l é o número quântico de momento angular orbital ($s=0$, $p=1$, $d=2$, $f=3$, $g=4$, $h=5$, $i=6$), $s = 1/2$ é o valor do número quântico de spin, j é o número quântico de momento angular total, admitindo $(2j+1)$ possibilidades para o número quântico m_j da projeção do momento angular no eixo z , ou seja, $m_j = -j, -j+1, \dots, +j-1, +j$, e, por fim, N é o número quântico do oscilador harmônico. Para a constante de emparelhamento, utilizou-se $27/AMeV$ para prótons e $22/AMeV$ para nêutrons, ou seja, respectivamente $0.1392MeV$ e $0.1134MeV$. A constante da força quadrupolar utilizada foi aquela que melhor fitou a energia do primeiro estado excitado, $\chi = 0.0484MeV$, que corresponde a aproximadamente $77.22 \times A^{-1.4}MeV$, um valor que está dentro do intervalo utilizado por Kumar e Baranger $(75 \pm 3) \times A^{-1.4}MeV$.

O método de Kumar e Baranger para a resolução do Hamiltoniano de Bohr foi aplicado utilizando dois tipos básicos de ajuste para levar em conta os efeitos do caroço: a renormalização aditiva e a renormalização multiplicativa. No primeiro caso, para contribuições menores, as constantes inerciais $B_{\mu\nu}$ são adicionadas a uma constante inercial devido ao caroço B_c dada por

$$B_c = 10^{-5} \times A^{7/3} MeV^{-3}. \quad (89)$$

No segundo caso, para contribuições maiores, as constantes inerciais $B_{\mu\nu}$ são multiplicadas por um fator multiplicativo F .

O primeiro cálculo realizado utilizou a renormalização aditiva, com $B_c = 2.1787$; neste caso, o estado excitado 4_1^+ calculado tem uma energia de 791 keV, aproximadamente 20 keV abaixo do seu valor experimental 811 keV.

Um novo cálculo foi então realizado com todos os parâmetros de partícula e de interações mantidos iguais, mas utilizando a renormalização multiplicativa; $F=1.86$ foi o valor que fitou a energia experimental do nível 2_1^+ . Neste caso, a energia calculada para o nível 4_1^+ é apenas 1 keV superior à experimental. As energias experimentais [Si89] e as calculadas, utilizando os dois tipos de renormalização,

para os primeiros estados excitados com paridade positiva do isótopo ^{194}Pt estão dados na tabela 7.2. A densidade de níveis calculada é consideravelmente menor que o seu valor experimental. Isto pode estar relacionado à inexistência de graus de liberdade de partícula.

As principais propriedades eletromagnéticas do isótopo ^{194}Pt foram calculadas seguindo a prescrição de Kumar e Baranger. No caso da renormalização aditiva foi utilizada como carga efetiva do nêutron $e_{ef}^n = 1.7(Z/A)e = 0.6835e$ e para a carga efetiva do próton uma unidade acima da anterior, ou seja, $e_{ef}^p = 1.6835e$. No caso da renormalização multiplicativa a carga efetiva do nêutron e do próton são $e_{ef}^n = 0.67e$ e $e_{ef}^p = 1.67e$, e o fator giromagnético é renormalizado a partir de uma nova constante multiplicativa $F_{mag} = 1.15$ que ajusta o valor experimental do momento de dipolo magnético do nível primeiro estado excitado $\mu_{2_1^+} = 0.505m.n.$. Tanto os valores experimentais [Si89] quanto os valores calculados das duas diferentes formas para as propriedades eletromagnéticas se encontram na tabela 7.3. Percebe-se novamente um melhor fitting no caso da renormalização multiplicativa.

Foi realizada também uma variação da constante de força quadrupolar na região em que ocorre a transição para as características rotacionais. Uma interessante propriedade foi obtida para o comportamento da razão $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ em função de χ . Numa estreita região anterior à subida para valores desta razão mais próximos a 3.3 ocorre uma queda acentuada para valores menores que 1.5. Isto se dá tanto no caso da renormalização aditiva ($B_c \neq 0, F = 1$) quanto no caso da renormalização multiplicativa ($B_c = 0, F \neq 1$), como se pode observar nas figuras 7.2 e 7.3. A razão para tal comportamento está no fato de que a queda das energias dos níveis 4_1^+ e 2_1^+ para valores rotacionais tem início em valores de χ um pouco menores no caso de 4_1^+ , como aparece claramente na figura 7.4, para o caso em que a renormalização é multiplicativa. Esta propriedade, de certa forma, é semelhante à diminuição que ocorre no valor da mesma razão quando existem camadas fechadas em nêutrons ou em prótons, como no caso do mercúrio, que pode ser observado na figura 7.1.

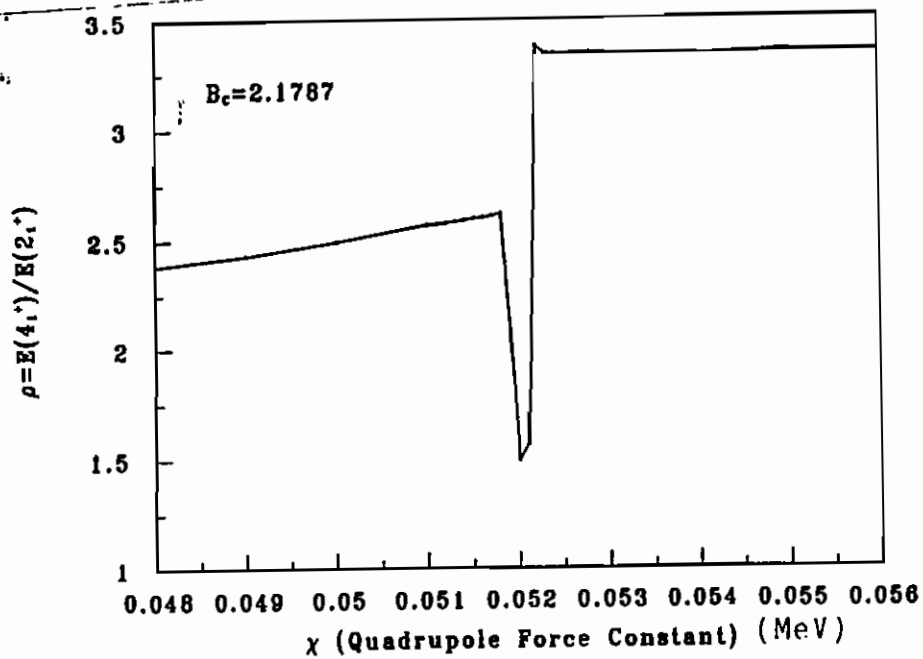


Figura 7.2 - Razão $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ em função da constante da força quadrupolar χ em MeV , no caso da renormalização aditiva ($B_c = 2.178733$, $F = 1$).

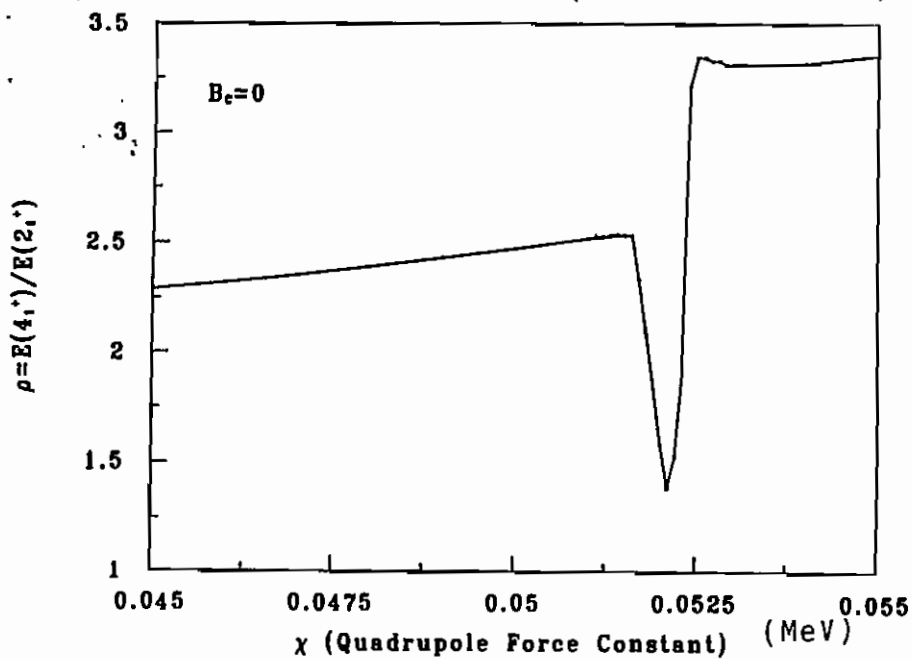


Figura 7.3 - Razão $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ em função da constante da força quadrupolar χ em MeV , no caso da renormalização multiplicativa ($B_c = 0$, $F = 1.86$).

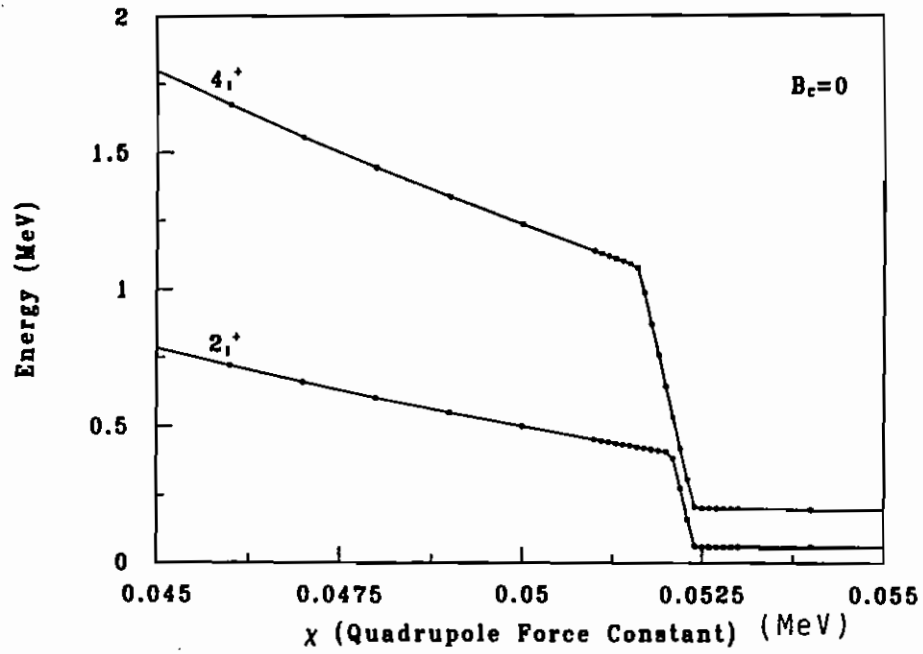


Figura 7.4 - Energias calculadas em MeV para os nívéis 2_1^+ e 4_1^+ em função da constante da força quadrupolar χ em MeV , no caso da renormalização multiplicativa ($B_c = 0$, $F = 1.86$).

Tabela 7.1 - Energia dos níveis de partícula em unidades de $41.2 \times A^{-1/3} \text{MeV} = 7.117 \text{MeV}$, utilizados no cálculo microscópico.

prótons			nêutrons		
N	nlj	Energia	N	nlj	Energia
4	1g _{9/2}	-1.043	5	1h _{11/2}	-1.165
4	1g _{7/2}	-0.580	5	1h _{9/2}	-0.513
4	2d _{5/2}	-0.333	5	2f _{7/2}	-0.438
4	2d _{3/2}	-0.069	5	2f _{5/2}	-0.108
4	3s _{1/2}	0.000	5	3p _{3/2}	-0.129
			5	3p _{1/2}	0.000
5	1h _{11/2}	-0.235	6	1i _{13/2}	-0.172
5	1h _{9/2}	0.502	6	1i _{11/2}	0.615
5	2f _{7/2}	0.624	6	2g _{9/2}	0.510
5	2f _{5/2}	0.970	6	2g _{7/2}	0.944
5	3p _{3/2}	0.995	6	3d _{5/2}	0.778
5	3p _{1/2}	1.145	6	3d _{3/2}	0.953
			6	4s _{1/2}	0.864

Tabela 7.2 - Energias (keV) experimentais [Si89], calculadas neste trabalho utilizando a renormalização aditiva e a multiplicativa, calculadas por Kumar e Baranger (KB) [Ku68d] e calculadas usando o IBM-2 [Bi80], para os níveis de menor energia do isótopo ^{194}Pt .

Nível	Ener. exper. (keV)	Ener. calc. (keV)			
		Ren. Adit.	Ren. Mult.	KB	IBM-2
0 ₂ ⁺	1267	1131	1089	1101	1242
0 ₃ ⁺	1479	1501	1536		1656
2 ₁ ⁺	328	329	329	335	330
2 ₂ ⁺	622	800	742	742	721
2 ₃ ⁺	1512	1704	1634	1630	1558
2 ₄ ⁺	1622	1983	2048		
3 ₁ ⁺	923	1283	1204	1206	1206
4 ₁ ⁺	811	791	812	795	814
4 ₂ ⁺	1230	1352	1308		1278
4 ₃ ⁺	1422	1872	1770		2043
6 ₁ ⁺	1411	1359	1426		1433
6 ₂ ⁺	1926	1999	2009		

Tabela 7.3 - Propriedades eletromagnéticas experimentais [Si89], calculadas neste trabalho usando a renormalização aditiva e a multiplicativa, calculadas por Kumar e Baranger (KB) [Ku68d] e calculadas usando o IBM-2 [Bi80] para ^{194}Pt . Entre parênteses estão as misturas multipolares medidas no presente trabalho. As unidades são: e^2b^2 para a probabilidade de transição reduzida de quadrupolo elétrico $B(E2)$, $m.n.^2$ para a probabilidade de transição reduzida de dipolo magnético $B(M1)$, eb para o momento de quadrupolo elétrico Q e $m.n.$ para o momento de dipolo magnético μ .

Prop. Eletrom.	Experimentais		Calculadas			
			Ren. Adit.	Ren. Mult.	KB	IBM-2
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$	0.329	3	0.338	0.330	0.341	0.357
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$	0.0019	3	0.0036	0.0018	0.0010	0.00003
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	0.59	7	0.371	0.389	0.451	0.517
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$	0.57	3	0.537	0.520	0.535	0.496
$B(E2; 4_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	0.0015	3	0.000	0.000		0.004
$B(E2; 4_2^+ \rightarrow 2_2^+)$	0.15	3	0.323	0.312		0.275
$B(E2; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	0.133	27	0.222	0.230		0.276
$B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	0.9	5	0.122	0.066	0.141	
$B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_2^+)$	0.9	5	0.444	0.503	0.307	
$B(E2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+)$	0.45	14	0.672	0.651		0.544
$B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	0.00018	7	0.046	0.232	0.068	
$B(M1; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$	0.016	4	0.022	0.138		
$\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	-14	2	35.35	14.12		
	15.7	17				
$\delta(3_1^+ \rightarrow 2_1^+)$	> 10		5.38	1.72		
	-3.2	15				
$\delta(3_1^+ \rightarrow 2_2^+)$	> 5		22.58	10.09		
	2.9	-29+∞				
$\delta(2_3^+ \rightarrow 2_1^+)$	+1.32	9	-1.00	-0.28		
	1.5	6				
$\delta(2_3^+ \rightarrow 2_2^+)$	+1.5	4	-23.11	-5.08		
	0.8	19				
$\delta(2_3^+ \rightarrow 3_1^+)$	2.2	+7-4	25.79	14.92		
	(-0.16	14)				
$Q(2_1^+)$	+0.48	14	0.69	0.61	0.49	
$\mu(2_1^+)$	+0.505	12	0.441	0.506	0.440	
$\mu(2_2^+)$	+0.56	10	0.445	0.519	0.448	

8. CONCLUSÕES

O estudo experimental do decaimento radioativo de ^{194}Au para os estados de ^{194}Pt foi realizado neste trabalho utilizando as medidas de espectroscopia gama simples e de coincidência gama-gama, bem como realizando a análise de correlação angular dos dados de coincidência.

As medidas de espectroscopia gama simples foram realizadas no LAL, utilizando um detector de germânio. A análise estatística dos dados obtidos foi realizada, utilizando as matrizes de covariância, determinando as energias das transições e os respectivos valores para as intensidades relativas. Nestas medidas, foram relacionadas ao esquema de decaimento de ^{194}Pt 159 transições gamas, sendo que 26 delas não tinham sido determinadas anteriormente desta forma; são elas: 212 keV, 243 keV, 304 keV, 366 keV, 373 keV, 398 keV, 421 keV, 436 keV, 500 keV, 602 keV, 699 keV, 807 keV, 857 keV, 901 keV, 1121 keV, 1262 keV, 1346 keV, 1388 keV, 1474 keV, 1535 keV, 1541 keV, 1565 keV, 1665 keV, 1675 keV, 1775 keV e 1780 keV; como ficou constatado, o foto-pico de 1675 keV corresponde a um dubleto. Três foto-picos correspondendo a dubletos que não tinham sido ainda resolvidos, tiveram as energias e intensidades das transições determinadas; são elas: 417 keV - 418 keV, 1430 keV - 1432 keV e 1510 keV - 1512 keV. A intensidade da transição de 1812 keV, também ainda não determinada na tabela da NDS [Si89], foi obtida.

Com as medidas de coincidência gama-gama, realizadas no LBL, utilizando o sistema multi-detector HERA, foram estabelecidas as relações de coincidência entre as transições de ^{194}Pt , medidas estas que permitiram o posicionamento de um total de 150 transições do esquema. Nestas medidas, foram também obtidas 8 transições adicionais, das quais 5 não tinham sido ainda determinadas desta forma; são elas: 338 keV, 363 keV, 627 keV, 814 keV e 1488 keV. A transição de 58 keV que já tinha sido anteriormente obtida, mas não posicionada, foi determinada indiretamente utilizando as relações de coincidência, bem como posicionada. Além desta, mais quatro transições não posicionadas na NDS, tiveram as suas posições determinadas; são elas: 162 keV, 781 keV, 1518 keV e 1812 keV. Outras quatro transições tiveram as suas posições alteradas neste trabalho: 140 keV, 223 keV, 562 keV e 1080 keV.

O esquema de decaimento determinado tem 167 transições e 45 níveis, dos quais quatro foram observados pela primeira vez com medidas de decaimento radioativo de ^{194}Au ; são eles: 1373 keV, 1737 keV, 2003 keV e 2140 keV. Um nível duvidoso no esquema da NDS, o de energia igual a 1893 keV, é confirmado neste trabalho. Cinco transições que aparecem posicionadas de forma duvidosa na NDS, têm as suas posições confirmadas neste trabalho: 418 keV, 894 keV, 1430 keV, 1500 keV e 1724 keV. As intensidades absolutas das transições gama do esquema foram determinadas por meio de uma normalização das transições relativas. Utilizando o total de con-

tagens do foto-pico de 511 keV, foram determinados inicialmente os valores para a intensidade de alimentação beta do estado fundamental e do primeiro estado excitado. As intensidades absolutas de alimentação beta dos outros níveis foram obtidas utilizando cálculos covariantes, de forma consistente com as intensidades dos gamas que populam e depopulam cada nível analisado. Para os níveis do esquema foram calculados os valores de $\log ft$. Os valores das energias dos níveis e a respectiva matriz de covariância foram determinados a partir do conjunto de valores para as energias das transições e a respectiva matriz de covariância, utilizando um processo iterativo.

A partir das matrizes bidimensionais de coincidência gama-gama construídas para cada um dos 14 ângulos existentes, a técnica de correlação angular, descrita neste trabalho, foi utilizada para determinar o valor da razão de mistura multipolar $\delta(E2/M1)$ das transições mais intensas do esquema. Por meio do ajuste das funções de correlação angular, foram obtidos também os valores dos coeficientes de correlação angular A_{22} e A_{44} destas transições. Utilizando as elipses de correlação, juntamente com a análise de dados de espectroscopia, foram determinados ou restringidos os valores de spin e/ou paridade dos sete seguintes níveis: 1373 keV, 1737 keV, 1778 keV, 1930 keV, 2052 keV, 2134 keV e 2157 keV.

A utilização conjunta de medidas de espectroscopia gama simples, de espectroscopia gama-gama em coincidência e de correlação angular permitiram portanto determinar com precisão as propriedades de transições e níveis do esquema de ^{194}Pt . O esquema de decaimento obtido neste trabalho para ^{194}Pt aparece na figura 8.1

O método de Kumar e Baranger para a resolução do Hamiltoniano de Bohr, descrito no início do capítulo 7, foi aplicado para o isótopo de ^{194}Pt , e as energias dos níveis menos excitados e algumas propriedades eletromagnéticas foram calculadas de forma razoável no caso do uso de renormalização multiplicativa para as constantes inerciais calculadas na parte microscópica inicial do método.

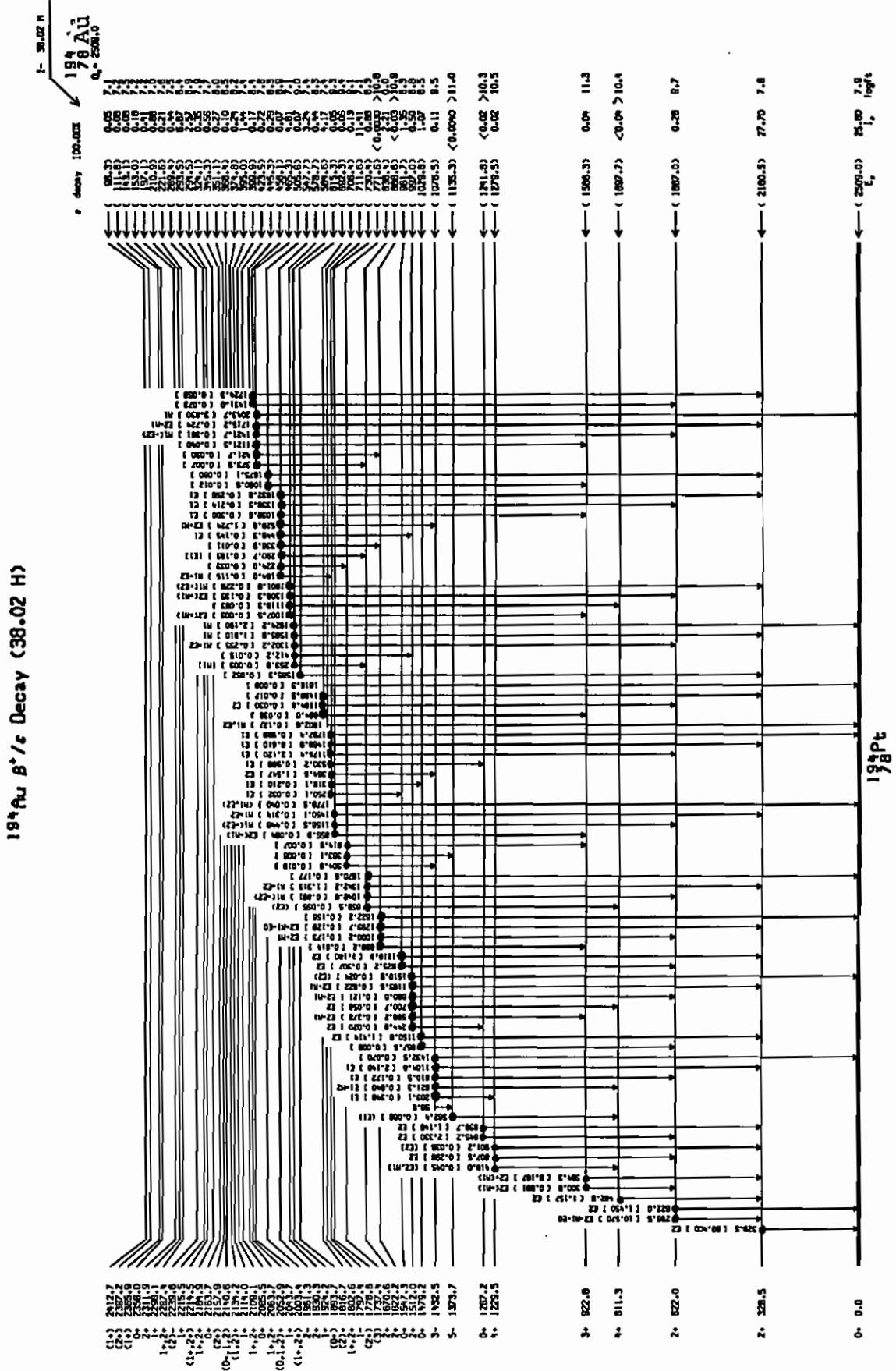


Figura 8.1 - Parte A - Esquema de decaimento proposto para ^{194}Pt .

^{194}Pt β^-/ϵ Decay (38.02 H)

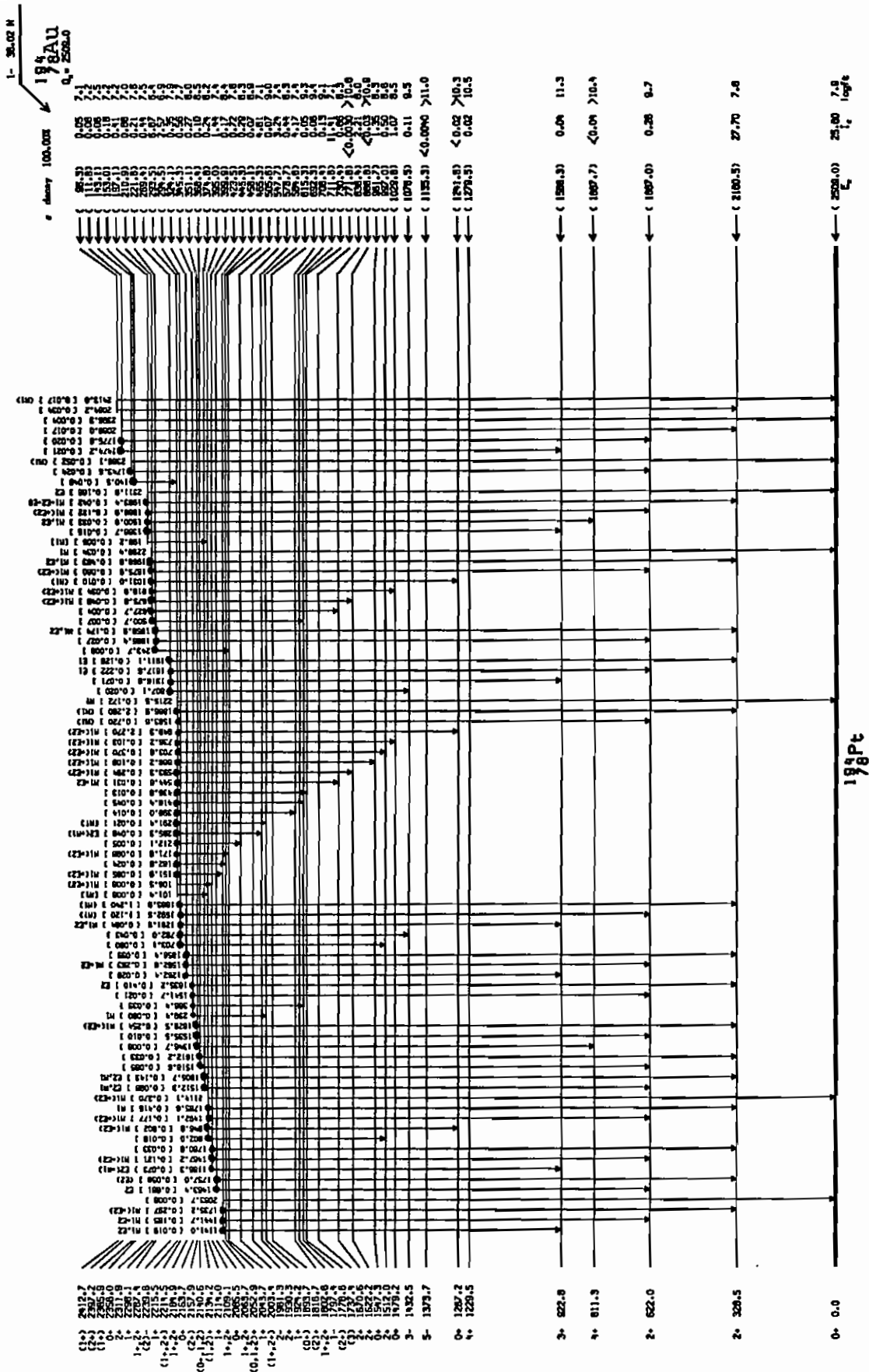


Figura 8.1 - Parte B - Esquema de decaimento proposto para ^{194}Pt .

REFERÊNCIAS

- [Ag71a] V.A.Ageev, N.F.Mitrokhovich, A.I.Feoktistov, *Bull. Acad.Sci.USSR, Phys.Ser.* **34**, 183 (1971).
- [Ag71b] V.A.Ageev, V.I.Gavrillyuk, V.T.Kupryashkin, G.D.Latyshev, I.N.Lyutyi, Y.V.Makovetskii, A.I.Feoktistov, *Bull. Acad.Sci.USSR, Phys.Ser.* **34**, 1436 (1971).
- [Al57] D.E.Alburger, *Phys. Rev.* **108**, 812 (1957).
- [Ba60] G.Backstrom, O.Bergman, J.Burde, J.Lindskog, *Nucl.Phys.* **15**, 566 (1960).
- [Ba78] C.Baktash, J.X.Saladin, J.J.O'Brien, J.G.Alessi, *Phys.Rev.* **C18**, 131 (1978).
- [Ba79] F.T.Baker, A.Scott, T.P.Cleary, J.L.C.Ford, E.E.Gross, D.C.Hensley, *Nucl. Phys.* **A231**, 222 (1979).
- [Be64] O.Bergman, G.Backstrom, *Nucl.Phys.* **55**, 529 (1964).
- [Be69] P.R.Bevington, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, McGraw-Hill, New York (1969).
- [Be70] G.D.Benson, A.V.Ramayya, R.G.Albridge, G.D.O'Kelley, *Nucl.Phys.* **A150**, 311 (1970).
- [Be81] G.Berrier-Ronsin, M.Vergnes, G.Rotbard, J.Kalifa, J.Vernotte, R.Seltz, *Phys. Rev.* **C23**, 2425 (1981).
- [Bi80] R.Bijker, A.E.L.Dieperink, O.Scholten, R.Spanhoff, *Nucl. Phys.* **A344**, 207 (1980).
- [Bl52] J.M.Blatt, V.F.Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics*, John Wiley & Sons, New York (1952).
- [Bl82] N.Blasi, R.Bijker, M.N.Harakeh, Y.Iwasaki, W.A.Sterrenburg, S.Y.Van Der Werf, M.Vergnes, *Nucl. Phys.* **A388** 77 (1982).
- [Bo78] W.Boeglin, P.Egelhorf, I.Sick, J.M.Cavedon, B.Frois, D.Goutte, V.Meot, P.Leconte, X.H.Phan, S.K.Platchkov, S.Williamsom, M.Girod, *Nucl. Phys.* **A477**,

399 (1988).

[Br86] E.Browne, R.B.Firestone, Table of Radioactive Isotopes, John Wiley & Sons, U.S.A. (1986).

[Ca69] D.C. Camp, A.L. van Lehn, *Nuclear Instruments and Methods* **76**, 192 (1969).

[Ch56] E.L.Church, J.Weneser, *Phys.Rev.* **103**, 1035 (1956).

[Ci81] J.A.Cizewski, E.R.Flynn, R.E.Brown, D.L.Hanson, S.D.Orbesen, J.W.Sunier, *Phys. Rev.* **C23**, 1453 (1981).

[Cl76] W.E.Cleveland, E.F.Zganja, *Z.Phys.* **A279**, 195 (1976).

[Cr87] M.T.F. da Cruz, Estudo do decaimento do ^{132}Cs e estrutura nuclear do ^{132}Xe , tese de doutoramento, IFUSP (1987).

[Cr92a] M.T.F. da Cruz, Programa MICRO, instalado no computador VAX-6330 do IFUSP (1991).

[Cr92b] M.T.F. da Cruz, Programa MACRO, instalado no computador VAX-6330 do IFUSP (1991).

[Cr92c] M.T.F. da Cruz, Programa TRANS, instalado no computador VAX-6330 do IFUSP (1991).

[Da58] A.S.Davydov et al., *Nucl. Phys.* **8** 237 (1958).

[Da59] A.S.Davydov et al., *Nucl. Phys.* **12** 58 (1959).

[Da60a] A.S.Davydov et al., *Nucl. Phys.* **17** 169 (1960).

[Da60b] A.S.Davydov et al., *Nucl. Phys.* **20** 499 (1960).

[Da61] A.S.Davydov et al., *Nucl. Phys.* **24** 682 (1961).

[De79] P.T.Deason, C.H.King, T.L.Khoo, J.A.Nolen, Jr., F.M.Berndt, **C20** 927 (1979).

[De81] P.T.Deason, C.H.King, R.M.Ronningen, T.L.Khoo, F.M.Berndt, J.A.Nolen,Jr., *Phys. Rev.* **C23** 1414 (1981).

- [De88] K.Debertin, R.G.Helmer, Gamma- and X-Ray Spectrometry with Semiconductor Detectors, North-Holland (1988).
- [Di84] R.M.Diamond, The Berkeley high-resolution ball, p. 259, Proceedings of the International Conference on Instrumentation for Heavy Ion Nuclear Research, D. Shapira (ed.), Oak Ridge, Harwood Acad. Publ. (1984).
- [Ej90] R.Ejnisman, Um estudo detalhado da radiação de fundo natural, Publicações IFUSP/P-880 (1990).
- [Fe65] M.Ferentz, N.Rosenzweig, editado por E.Karlsson, Table of Angular Correlation Coefficients, em Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, K.Siegbahn (ed.), North-Holland Publ. Co., Amsterdam, vol. 2, p. 1687 (1965).
- [Fi81] A.J.Filo, S.W.Yates, D.F.Coope, J.L.Weil, M.T.McEllistrem, *Phys.Rev.* **C23**, 1938 (1981).
- [Fr65] H.Frauenfelder, R.M.Steffen, K.Siegbahn (editor), Alpha, Beta and Gamma-ray spectroscopy, Amsterdam, North-Holland, 2, 997 (1965).
- [Ga92] A.Gammal, Correlação Angular Gama-Gama e Elétron-Gama no Decaimento do ^{134}Cs , dissertação de mestrado, IFUSP (1992).
- [Gi75] R.D.Gill, Gamma-Ray Angular Correlations, Academic Press (1975).
- [Go71] N.B.Gove, M.J.Martin, *Nucl. Data Tables* **A10**, 205 (1971).
- [Go72] U.Götz, H.C.Pauli, K.Alder e K.Junker, *Nucl. Phys.* **A192**, 1 (1972).
- [Go80] P.Gouffon, Programa CALIB, instalado no computador PDP do LAL, IFUSP (1980)
- [Go82] P.Gouffon, Manual do Programa IDEFIX, LAL-IFUSP (1982)
- [Go87] P.Gouffon, Manual do Programa AJUSTE, LAL-IFUSP (1987)
- [He74] R.L.Heath - ANCR-1000-2 (1974).
- [He81] O.Helene, V.Vanin, Tratamento Estatísticos de Dados Experimentais, Edgard Blucher, São Paulo (1981).

- [He86] O.Helene, Método do Mínimo Quadrado com Formalismo Matricial: Introdução de vínculos e correlações entre os parâmetros, comunicação interna do LAL, IFUSP (1986).
- [Hi87] S.E.Hicks, J.P.Delaroche, M.C.Mirzaa, J.Hanly, M.T.McEllistrem, *Phys.Rev.* **C36**, 73 (1987).
- [Hj76] S. A. Hjorth, A.Johnson, T. Lindblad, L. Funke, P.Kemnitz, G.Winter, *Nucl.Phys.* **A262**, 328 (1976).
- [Ho79] M.V.Hoehn, E.B.Shera, H.D.Wohlfahrt, Y.Yamazaki, R.M.Steffen - *Bull. Amer. Phys. Soc.* **24** No. 1, 53, HF13 (1979).
- [Ho81] P.Hornshoj, H.L.Nielsen, N.Rud, H.L.Havn, *Nucl.Instrum.Meth.* **186**, 257 (1981).
- [In91] International Atomic Energy Agency, X-Ray and Gamma-Ray Standards for Detectors Calibration, Viena (1991), IAEA-TECDOC-619.
- [Je56] M.Jean e L.Wilets, *Phys. Rev.* **102** 788 (1956).
- [Jo54] M.W.Johns, S.V.Nablo, *Phys. Rev.* **96**, 1599.
- [Ke90] G.Kenchian, Medidas de correlação angular gama-gama no ^{100}Ru , dissertação de mestrado, IFUSP (1990).
- [Ke95a] G.Kenchian, Programa INTERCOV, instalado no computador VAX-6330 do IFUSP (1995).
- [Ke95b] G.Kenchian, Programa AJUCOV, instalado no computador VAX-6330 do IFUSP (1995).
- [Ke95c] G.Kenchian, Programa INTEN, instalado no computador VAX-6330 do IFUSP (1995).
- [Ke95d] G.Kenchian, Programa ESQUEMA, instalado no computador VAX-6330 do IFUSP (1995).
- [Ke95e] G.Kenchian, Programa NINJA, instalado no computador VAX-6330 do IFUSP (1995).

- [Ke95f] G.Kenchian, Programa NORM, instalado no computador VAX-6330 do IFUSP (1995).
- [Ke95g] G.Kenchian, Programa BETA, instalado no computador VAX-6330 do IFUSP (1995).
- [Ke95h] G.Kenchian, Espectroscopia Gama do ^{100}Rh , tese de doutoramento, IFUSP (1995).
- [Kn89] G.F.Knoll, Radiation Detection and Measurement (2a. ed.), John Wiley and Sons, Singapore (1989).
- [Kr71] K.S.Krane, R.M.Steffen, *Phys.Rev.* C4 1419 (1971).
- [Ku65] K.Kumar e M.Baranger, *Nucl. Phys.* 62 113 (1965).
- [Ku67] K.Kumar e M.Baranger, *Nucl. Phys.* A92 608 (1967).
- [Ku68a] K.Kumar e M.Baranger, *Nucl. Phys.* A110 490 (1968).
- [Ku68b] K.Kumar e M.Baranger, *Nucl. Phys.* A110 529 (1968).
- [Ku68c] K.Kumar e M.Baranger, *Nucl. Phys.* A122 241 (1968).
- [Ku68d] K.Kumar e M.Baranger, *Nucl. Phys.* A122 273 (1968).
- [Ku84] K.Kumar, Nuclear models and the search for unity in nuclear physics, Universitetsforlaget, Norway (1984).
- [La82] J.Lange, K.Kumar e J.H.Hamilton, *Rev. Mod. Phys.* 54 119 e 673 (1982).
- [Lo74] J.Lorenzen e D.Brune, D.Brune e J.J.Schimidt (editores), Handbook on nuclear activation cross-sections, Viena, International Atomic Energy Agency, 325 (1974).
- [Ma55] C.E.Mandeville, J.Varma, B. Saraf, *Phys. Rev.* 98, 94 (1955).
- [Ma68] M.A.J.Mariscoti et al., *Phys. Rev.* 178 178 (1968).
- [Mi85] M.C.Mirzaa, J.P.DeLaroche, J.L.Weil, J.Hanly, M.T.McEllistrem, S.W.Yates,

- Phys.Rev.* **C32** 1488 (1985).
- [Mu65] P.Mukherjee, *Nucl. Phys.* **64** 65 (1965).
- [Pi68] A.G.Pinho, J.M.F.Jeronymo e I.D.Goldman, *Nucl. Phys.* **A116** 408 (1968) .
- [Ri80] P.Ring, P.Schuck, *The Nuclear Many-Body Problem*, Springer-Verlag, New York, 1980.
- [Ro67a] R.R.Roy, B.P.Nigam, *Nuclear Physics - Theory and Experiment*, John Wiley & Sons, 1967.
- [Ro67b] H.J.Rose, D.M.Brink, *Rev.Mod.Phys.* **39**, 306 (1967).
- [Ro78] F.Rösel, H.M.Fries, K.Alder, H.C.Pauli, *Internal Conversion Coefficients for Atomic Shells*, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **21**, 91 (1978).
- [Sa62] M. Sakai et al., *Electromagnetic lifetimes and properties of nuclear states*, National Research Council, Washington, D.C. (1962).
- [Sh61] De Shalit, *Phys. Rev.* **122** 1530 (1961).
- [Si75] A.G.Sitenko e V.K.Tartakovskii, *Lectures on the theory of the nucleus*, Pergamon Press (1975).
- [Si89] B.Singh, *Nuclear Data Sheets* **56**, 75 (1989).
- [Si92] B.Singh, H.W.Taylor, *Appl. Radiat. Isot.* **43**, 647 (1992).
- [Sl56] L.A.Sliv, I.M.Band, *Coefficients of internal Conversion of Gamma Radiation*, *Ac.Sci.USSR*, part I, 1956.
- [Sl58] L.A.Sliv, I.M.Band, *Coefficients of internal Conversion of Gamma Radiation*, *Ac.Sci.USSR*, part II, 1958.
- [St77] K.Steltzer, F.Rauch, T.W.Elze, C.E.Gould, J.Idzko, G.E.Mitchell, H.P.Nottrodt, R.Zoller, H.J.Wollersheim, H.Emling, *Phys. Lett.* **70B**, 297 (1977).
- [Su68] A.W.Sunyar, G.Scharff-Goldhaber, M.McKeown, *Phys. Rev. Letters* **21**, 237 (1968).

[Te88] R.R.P.Teixeira, Cálculos dos níveis e propriedades eletromagnéticas dos isótopos pares de Telúrio, pelo modelo unificado, dissertação de mestrado, IFUSP (1988).

[Te92a] Programa VSORT utilizado pelo HERA e instalado no computador VAX-6330 do IFUSP por R.R.P.Teixeira (1992).

[Te92b] Programa VLOOK utilizado pelo HERA e instalado no computador VAX-6330 do IFUSP por R.R.P.Teixeira (1992).

[Te93a] R.R.P.Teixeira e I.D.Goldman, *Phys. Rev.* **C48**, 2101 (1993).

[Te93b] R.R.P.Teixeira, Programa MONTAMATRIZ, instalado no computador VAX-6330 do IFUSP (1993).

[Te94a] R.R.P.Teixeira, Programa PP41, instalado no computador VAX-6330 do IFUSP (1994).

[Te94b] R.R.P.Teixeira, Programa ACHAANGULOS, instalado no computador VAX-6330 do IFUSP (1994).

[Te94c] R.R.P.Teixeira, Programa CONTAANGULOS, instalado no computador VAX-6330 do IFUSP (1994).

[Th56] M.T.Thieme, E.Bleurer, *Phys. Rev.* **102**, 195 (1956).

[Va88] V. Vanin, Manual do Programa PANORAMIX, LAL-IFUSP (1988)

[Ve81] M. Vergnes, Do we really understand the Pt isotopes?, p. 53, Proceedings of the Workshop on Interacting Bose-Fermi Systems in Nuclei, F. Iachello (ed.), New York, Plenum (1984).

[Vi72] I.N.Vishnevskii, V.I.Gavrillyuk, V.T.Kupryashkin, G.D.Latyshev, I.N.Lyutyi, Y.V.Makovetskii, A.I.Feoktistov, *Bull.Acad.Sci.USSR, Phys.Ser.* **35**, 2009 (1972).

[Vy77] T.Vylov, A.A.Klyuchnikov, V.T.Kupryashkin, A.F.Novgorodov, A.I.Feoktistov, *Bull.Acad.Sci.USSR, Phys.Ser.* **41**, No.1, 50 (1977).

[Ya74] S.W.Yates, J.C.Cunnane, R.Hochel, P.J.Daly, *Nucl.Phys.* **A222**, 301 (1974).