UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

MEDIDAS DE CORR. LAÇÃO ANGULAR
GAMA-GAMA NO ^{100}Ru

Garabed Kenchian

Dissertação de mestrado submetida
ao Instituto de Física da Universi-
dade de São Paulo sob a orienta-
ção do prof. Dr. Iuda D. G. Vel
Lejbman

SÃO PAULO

1990

Garabed Kenchian
orientador

Alfredo ...

539.74
K33m
M
e.2

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Kenchian, Garabed

Medidas de correlação angular gama-gama
no ^{100}Ru . São Paulo, 1990.

Dissertação (Mestrado) - Universidade de
São Paulo. Instituto de Física. Departamen-
to de Física Experimental.

Área de Concentração: Física Nuclear

Orientador: Prof^a Dr. Iuda David Goldman
vel Lejbman

Unitermos: 1. Correlação angular; 2. Mistu-
ra multipolar; 3. Decaimento do ^{100}Rh ; 4. Ní-
veis do ^{100}Ru ; 5. Estrutura nuclear; 6. Espec-
troscopia gama.

USP/IF/SBI - 12/90

Agradecimentos

Este trabalho não seria viável sem a colaboração de diversas pessoas que, de forma direta ou indireta, deram sua contribuição. Em particular gostaria de expressar meus agradecimentos:

Ao meu orientador professor Iuda pelo incentivo ao trabalho científico e aconselhamento em todos os momentos.

Aos professores Paulo, Otaviano, Vito, Max e Marcos pela colaboração e pelas incansáveis discussões sobre todo tipo de assunto, principalmente de física.

Ao professor Michael pela obtenção do isótopo enriquecido de ^{100}Ru .

Ao professor Saxena por sua colaboração permanente.

Aos colegas, estudantes do LAL, Caio, Edu, Maurício, Ana, Célia, Johnny, Lúcia, Ângela e a todos os outros por seu companheirismo e amizade.

A Vera pela amizade e por sua colaboração neste trabalho.

Ao Carlos, Everaldo e Rodrigo pelas madrugadas, sábados e domingos

Aos técnicos da eletrônica do LAL que mantêm o laboratório vivo.

Ao pessoal da oficina mecânica.

A equipe do Acelerador Cíclotron do IPEN pela produção das fontes.

Ao CNPq pela bolsa de mestrado concedida.

Em especial ao professor e grande amigo Tiago, que muito contribuiu, durante estes anos de convívio, na minha formação.

Finalmente aos meus pais e minha noiva pela paciência e compreensão.

PS. A voce também que foi imperdoavelmente esquecido.

Resumo

Um espectrômetro automático de correlação angular Ge(Li)-Ge(Li) foi desenvolvido. O espectrômetro é movido automaticamente, controlado um microcomputador.

A correlação angular direcional gama-gama entre transições coincidentes dos níveis do ^{100}Ru , alimentados pelo decaimento β^+ e por captura de elétrons do ^{100}Rh , foi medida. A fonte de ^{100}Rh foi produzida na reação $^{100}\text{Ru}(p,n)\text{Rh}^{100}$ utilizando o feixe de prótons do Acelerador Cíclotron.

Foram medidas 30 cascatas simples e 11 cascatas triplas produzindo como resultado a assinalação do spin e paridade dos estados de 1865 keV, 1881 keV, 2099 keV, 2167 keV, 2241 keV, 2517 keV, e 3070 keV e a determinação dos valores de mistura multipolar de 21 transições sendo que 12 delas pela primeira vez. Foi medido ainda o valor da razão de mistura multipolar $Q^2(E0/E2)$ da transição $2_2^+ \rightarrow 2_2^+$.

Abstract

An angular correlation automatic spectrometer with two Ge(Li) detectors has been developed. The spectrometer moves automatically, controlled by a microcomputer.

The gamma-gamma directional angular correlations of coincident transitions have been measured in ^{100}Ru nuclide, following the β^+ and electron capture of ^{100}Rh . The ^{100}Rh source has been produced with $^{100}\text{Ru}(p,n)^{100}\text{Rh}$ reaction, using the proton beam of the Ciclotron Acelerador insiding in ^{100}Ru isotope.

We have measured 30 direct cascades and 11 triple cascades. The spin and the parity of the 1865 keV, 1881 keV, 2099 keV, 2167 keV, 2241 keV, 2517 keV, and 3070 keV levels have been established and multipole mixing ratios (δ) for 21 transitions have been obtained, 12 for the first time. Multipole mixing ratios $Q^2(E0/E2)$ has been also measured in the $2_2^+ \rightarrow 2_2^+$ transition.

Índice

Introdução.....	1
I. Fundamentos Teóricos da Correlação Angular.....	3
I.1. Expansão multipolar da radiação eletromagnética	3
I.1.a) Estimativas de Weisskopf.....	5
I.2. Correlação angular direcional gama-gama.....	6
I.3. Correlação angular n-upla.....	10
I.4. Razão de mistura multipolar (E0/E2).....	11
II. Sistema de Aquisição de Dados.....	13
II.1. Espectrômetro de correlação angular direcional	13
II.2. Instrumentação eletrônica de coincidência.....	17
III. Aquisição de Dados.....	23
III.1. Ajuste da eletrônica e calibrações.....	24
III.2. Testes de simetria do espectrômetro	24
III.3. Preparação das fontes.....	25
III.4. Medida de espectroscopia simples.....	26
III.5. Medida da Correlação Angular do ^{100}Ru	26
IV. Análise de Dados.....	28
IV.1 Correções efetuadas.....	28
a) Correção do ângulo sólido dos detectores....	28
b) Correção das contagens acidentais.....	29
c) Correção de coincidência com Compton.....	30
d) Correção de meia vida da fonte.....	30
IV.2 Escolha dos canais dos eventos de interesse....	33
IV.3 Soma dos espectros e ajuste dos picos.....	40
IV.4 Ajuste da função de correlação angular.....	50
V Resultados obtidos.....	55
VI. Análise dos Resultados Obtidos.....	72
VII. Conclusão.....	84
Referências.....	86

INTRODUÇÃO

A correlação angular tornou-se, nas últimas décadas, uma das principais técnicas de espectroscopia nuclear na determinação de observáveis nucleares. São estes observáveis: o momento angular (spin) e paridade ligados aos estados nucleares e a característica multipolar da radiação emitida na transição bem como a contribuição de cada componente multipolar da transição (razão de mistura multipolar δ).

As informações obtidas experimentalmente da correlação angular (spin, paridade e razão de mistura multipolar) são de fundamental importância no teste rigoroso de modelos de estrutura nuclear.

Os primeiros trabalhos teóricos sobre a correlação angular entre gamas em cascata de um núcleo são de Dunworth¹⁾ e D.R.Hamilton²⁾ de 1940. Atualmente a teoria da correlação angular está bem estabelecida como mostram os trabalhos de Biedenharn e Rose³⁾, Frauenfelder e Steffen⁴⁾, Rose e Brink⁵⁾ e Steffen⁶⁾, dentre outros. As primeiras observações experimentais (Brady e Deutsch⁷⁾) vieram com o desenvolvimento de detectores de cintilação mais rápidos e eficientes, como os de NaI(Tl), e posteriormente com a eletrônica de multicanal. O desenvolvimento de detectores de estado sólido como os de Ge(Li), de maior resolução, possibilitaram a realização de medidas em núcleos com esquema de decaimento complexo.

O estudo do ¹⁰⁰Ru foi motivado pela pequena quantidade de informação sobre mistura multipolar das transições gama bem como incertezas e divergências na assinalação de spin e paridade de alguns estados excitados, apresentados em trabalhos anteriores. Outros isótopos do Ru foram estudados pelo Grupo de Espectroscopia Nuclear do Laboratório do Acelerador Linear

(GEN-LAL) ^{8,9)} sendo que este trabalho está inserido em uma sistemática de estudos do grupo na região de massa $A \approx 100$.

Foram assim realizadas medidas de correlação angular gama-gama de uma série de cascatas com intensidade maior que 0,5%, pertencentes aos estados excitados do ^{100}Ru , alimentados pelo decaimento por β^+ e por captura de elétrons do ^{100}Rh . Foi utilizado um espectrômetro de correlação angular automático com dois detectores de Ge(Li). Estas medidas visaram a confirmação e eliminação de dúvidas com respeito ao spin de alguns níveis e a determinação das misturas multipolares de algumas transições.

Um resumo da teoria da correlação angular é apresentada no primeiro capítulo. O segundo capítulo trata do aparato experimental. O terceiro capítulo descreve os detalhes do experimento realizado e o quarto capítulo da redução dos dados. O quinto capítulo traz os resultados obtidos e no sexto capítulo estes resultados são discutidos e comparados com informações de outros trabalhos. Finalmente o sétimo capítulo traz as conclusões do trabalho.

I. Fundamentos Teóricos da Correlação Angular

A teoria da correlação angular entre transições gama, em sucessão rápida, provenientes de um mesmo núcleo, é baseada em princípios gerais de simetria da mecânica quântica, tais como, simetria sobre rotação espacial e simetria sobre reflexão espacial e temporal, simetrias estas que dão origem às leis de conservação de momento angular e paridade.

A sucessão rápida se refere a meia vida do estado intermediário, que deve, necessariamente, ser suficientemente curta para que entre o primeiro e o segundo gama emitidos não possa ocorrer mudanças de orientação do núcleo.

O trabalho de Steffen⁶⁾ apresenta a teoria da correlação angular de forma sucinta, utilizando como ferramentas as matrizes de densidade de estado, os tensores estatísticos e a álgebra de Racah. A seguir apresentaremos um resumo sobre a expansão multipolar da radiação eletromagnética um resumo dos resultados de Steffen para a correlação angular gama-gama e para cascatas n-uplas.

I.1. Expansão multipolar da radiação eletromagnética.

O operador de interação da transição nuclear H_{int} pode ser expandido em multipolos conforme a expressão:

$$H_{int} = \sum_p a_p H(k,p) = \sum_p a_p \sum_{LM\pi} \langle k,p | LM\pi \rangle^* H_{LM}^{(\pi)\dagger} \quad (1)$$

onde $H(k,p)$ é o operador que descreve a transição com vetor de onda k e polarização p , $\langle k,p | LM\pi \rangle$ é o elemento de transformação unitária do sistema $|k p\rangle$ para $|LM\pi\rangle$ e $H_{LM}^{(\pi)}$ é o operador multipolar que descreve a emissão da radiação com momento angular L , projeção M e paridade π . No caso da transição eletromagnética a polarização assume valores $p=\pm 1$. A paridade π , presente como índice, indica se o operador multipolar é

elétrico ($\pi = E$) ou magnético ($\pi = M$). O operador multipolar da transição eletromagnética é dado por $H_{LM}^{(\pi)} = J_N \cdot A_{LM}^{(\pi)*}$ onde J_N é o operador de corrente nuclear e $A_{LM}^{(\pi)}$ é o operador multipolar do campo vetorial eletromagnético:

$$\begin{aligned} A_{LM}^{(E)}(k, r) &= \frac{i^L}{k} \frac{\nabla \times \mathbb{L}}{[L(L+1)]^{1/2}} j_L(kr) Y_{LM}(\hat{r}) \\ A_{LM}^{(M)}(k, r) &= i^L \frac{\mathbb{L}}{[L(L+1)]^{1/2}} j_L(kr) Y_{LM}(\hat{r}) \end{aligned} \quad (2)$$

onde $j_L(kr)$ são as funções de Bessel esféricas e $Y_{LM}(\hat{r})$ são os harmônicos esféricos.

Os elementos de matriz reduzido da emissão gama são obtidos pelo teorema de Wigner-Eckart

$$\begin{aligned} \langle I_f m_f | H_{LM}^{(\pi)} | I_i m_i \rangle &= (-1)^{L-M+1} (-1)^{I_f - m_f} \times \\ &\times \begin{pmatrix} I_f & L & I_i \\ -m_f & -M & m_i \end{pmatrix} \langle I_f || H_L^{(\pi)} || I_i \rangle \end{aligned} \quad (3)$$

e estão relacionados com os elementos de matriz multipolar reduzida de Bohr e Mottelson¹⁰⁾:

$$\begin{aligned} \langle I_f || H_L^{(E)} || I_i \rangle &= \frac{k^L}{(2L+1)!!} \left(\frac{L+1}{L} \right)^{1/2} \langle I_f || i^L M(EL) || I_i \rangle_{BM} \\ \langle I_f || H_L^{(M)} || I_i \rangle &= \frac{-k^L}{(2L+1)!!} \left(\frac{L+1}{L} \right)^{1/2} \langle I_f || i^{L-1} M(ML) || I_i \rangle_{BM} \end{aligned} \quad (4)$$

A probabilidade de transição multipolar eletromagnética é calculada pela teoria de perturbação obtendo-se:

$$T[E(M)L I_i \rightarrow I_f] = \frac{8\pi}{\hbar} k \frac{1}{(2I_i+1)} \langle I_f || H_L^{[E(M)]} || I_i \rangle^2 \quad (5)$$

onde o elemento de matriz reduzido contém toda a informação dependente de modelo.

As leis de conservação de momento angular e paridade levam às seguintes regras de seleção, para a transição de 2^L -polo:

$$|I_f - I_i| \leq L \leq I_f + I_i$$

$$\Delta m = \pm 1$$

$$\Delta \Pi = \Pi_i / \Pi_f = (-1)^L \Leftrightarrow \text{EL (transição elétrica)} \quad (6)$$

$$\Delta \Pi = \Pi_i / \Pi_f = (-1)^{L+1} \Leftrightarrow \text{ML (transição magnética)}$$

Devido a pequena dimensão do núcleo em comparação com o comprimento de onda da transição, em geral, somente as duas componentes de menor multipolaridade possível ($L = |I_i - I_f|$ e $L' = L+1$) não são desprezíveis. Desta forma podemos definir a razão de mistura multipolar da transição $\delta(E(M)L'/M(E)L)$ como:

$$\delta^2(E(M)L'/M(E)L) = \frac{T[E(M)L'; I_i \rightarrow I_f]}{T[M(E)L; I_i \rightarrow I_f]} \quad (7)$$

ou

$$\delta(E(M)L'/M(E)L) = \frac{\langle I_f || H_L^{E(M)} || I_i \rangle}{\langle I_f || H_L^{M(E)} || I_i \rangle} \quad (7')$$

A definição do sinal de δ usada neste trabalho é a usual descrita no trabalho de Krane e Steffen¹¹⁾.

I.1.a) Estimativa de Weisskopf

A estimativa de Blatt e Weisskopf¹²⁾ para a probabilidade de transição eletromagnética nuclear é baseada no modelo de camadas aplicado a uma partícula única (próton não emparelhado) num poço esférico (caroço inerte). A probabilidade de transição assim calculada é dada por:

$$T_w[EL] = 3,67 \frac{L+1}{L} \left(\frac{3}{3+L} \frac{1}{[(2L+1)!!]} \right)^2 \left(\frac{E\gamma(\text{MeV})}{164.44} \right)^{2L+1} A^{2L/3} 10^{-21} \text{s}^{-1}$$

$$T_w[ML] = 0,307 A^{-2/3} T_w[EL] \quad (8)$$

$$\text{para raio nuclear} = 1,2 A^{1/3}$$

Esta estimativa é utilizada na comparação com dados experimentais. A razão de mistura multipolar prevista pela estimativa em geral é muito baixa e a prevista por modelos coletivos pode ser bem maior em alguns casos. Por exemplo, a mistura multipolar $\delta(E2/M1)$ segundo a previsão de Weisskopf é da ordem de 10^{-3} para $A=100$ e $E_\gamma=1\text{MeV}$, entretanto valores de mistura multipolar bem maiores são obtidos experimentalmente em alguns núcleos, sinalizando a presença de movimento coletivo. Por outro lado a razão de mistura multipolar $\delta(M2/E1)$ prevista pelo Weisskopf é da ordem de 10^{-7} , o que reduz a possibilidade de se encontrar valores elevados desse tipo de mistura.

I.2. Correlação direcional angular gama-gama

A radiação X emitida na transição entre os estado I_i e I_f (fig.I.1) por conjunto de núcleos radioativos, com seus spins iniciais orientados ao acaso (ou seja todos os subestados magnéticos estão igualmente populados), é isotrópica. Entretanto, se o conjunto de núcleos apresentam seus spins iniciais com uma certa orientação axialmente simétrica (os subestados magnéticos populados desigualmente) com relação a um eixo (vide exemplo fig.I.1.b), as leis de conservação de momento angular implicam em uma distribuição angular não isotrópica da radiação emitida com relação ao eixo. Esta distribuição angular $W(\theta)$, que depende da orientação do estado inicial, dos spins dos estados inicial e final e da multipolaridade da transição, é expressa por:

$$W(\theta) = \sum_{\lambda} B_{\lambda}(I_i) A_{\lambda}(X) P_{\lambda}(\cos(\theta)) \quad (9)$$

onde os B são os parâmetros de orientação do estado inicial, A_{λ} são os coeficientes de distribuição direcional radiação, P_{λ} são os polinômios de Legendre e θ é o ângulo entre o eixo de referência a direção da radiação emitida.

Fig.I.1. Distribuição angular da radiação nuclear. a) A radiação proveniente de estado orientado aleatoriamente é isotrópica. b) Estados com alguma orientação referente a um eixo têm seus subestados magnéticos relativos a este eixo populados de forma não homogênea e a radiação proveniente deste estado terá distribuição angular anisotrópica.

A correlação angular gama-gama é uma técnica na qual são observados dois gamas de uma cascata (fig.I.2) com um certo ângulo θ entre os detectores (fig.I.3.a)), tal que a meia vida do estado intermediário seja suficientemente curta. A observação do primeiro gama (γ_1), em uma determinada direção, de um conjunto de núcleos no estado de spin I_1 com orientação aleatória, seleciona um subconjunto de núcleos no estado de spin I com uma orientação definida. Isto se deve ao fato de que a transição γ_1 alimenta os subestados magnéticos do estado de spin I de forma bem definida.

Um segundo gama (γ_2) em sucessão rápida apresentara uma correlação angular com relação ao primeiro se a meia vida do estado I for suficientemente curta para que a perturbação de campos extra-nucleares não desoriente o núcleo. Esta condição é largamente satisfeita para meias vidas da ordem de 10^{-12} s.

Desta forma a função de correlação angular entre gamas em sucessão rápida, provenientes de uma cascata simples, de um mesmo núcleo (fig.3.b) será

$$W(\theta) = \sum_{\lambda} A_{\lambda\lambda} P_{\lambda}(\cos(\theta)) = \sum_{\lambda} B_{\lambda}(\gamma_1) A_{\lambda}(\gamma_2) P_{\lambda}(\cos(\theta)) \quad (10)$$

onde $A_{\lambda}(\gamma_2)$ é o coeficiente de distribuição direcional do γ_2 e $B_{\lambda}(\gamma_1)$ é o coeficiente de orientação direcional.

Sendo a paridade um bom número quântico para os estados nucleares e os detectores insensíveis a polarização da radiação, os coeficientes da soma serão não nulos para λ par e menor que $\min\{2I, 2L, 2L\}$. Nos casos de transições com somente as duas menores multipolaridades importantes, os coeficientes $B_{\lambda}(\gamma_1)$ e $A_{\lambda}(\gamma_2)$ normalizados serão:

Fig.I.2. Cascata direta gama-gama

Fig.I.3. a) Arranjo básico do experimento de correlação angular. b) Resultado típico.

$$A_{\lambda}(\gamma_2) = \frac{F_{\lambda}(LLI_2I) + 2\delta(\gamma_2)F_{\lambda}(LL'I_2I) + \delta^2(\gamma_2)F_{\lambda}(L'L'I_2I)}{1 + \delta^2(\gamma_2)} \quad (11)$$

$$B_{\lambda}(\gamma_1) = \frac{F_{\lambda}(LLI_1I) + (-1)^{L+L'} 2\delta(\gamma_1)F_{\lambda}(LL'I_1I) + \delta^2(\gamma_1)F_{\lambda}(L'L'I_1I)}{1 + \delta^2(\gamma_2)}$$

com $L=|I-I_2|$, $L'=L+1$, $L=|I-I_1|$, $L'=L+1$, e o coeficiente F é o coeficiente de Fraunfelder (que se encontra tabelado na referência ⁴⁾) definido como:

$$F_{\lambda}(LL'I'I) = (-1)^{I-I'+1} [(2\lambda+1)(2L+1)(2L'+1)(2I+1)]^{1/2} \times \\ \times \begin{pmatrix} L & L' & \lambda \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \times \left\{ \begin{matrix} L & L' & \lambda \\ I & I & I' \end{matrix} \right\} \quad (12)$$

I.3. Correlação angular n-upla

A função de correlação angular entre o primeiro (γ_1) e o último (γ_n) gama de uma cascata n-upla (fig.I.4) é obtida com o

Fig.I.4. Cascata n-upla.

auxílio dos coeficientes de reorientação $U_{\lambda}(\gamma_i)$ introduzidos na expressão da função de correlação angular para cascata simples, onde γ_i são os gamas da cascata não observados, ou seja:

$$W(\theta) = \sum_{\lambda} B_{\lambda}(\gamma_1) U_{\lambda}(\gamma_2) U_{\lambda}(\gamma_3) \dots U_{\lambda}(\gamma_{n-1}) A_{\lambda}(\gamma_n) P_{\lambda}(\cos(\theta)) \quad (13)$$

Nos casos em que somente as duas menores multipolaridades da transição não são desprezíveis, teremos:

$$U_{\lambda}(\gamma_i) = \frac{U_{\lambda}(L_i J_i J_{i+1}) + \delta^2(\gamma_i) U_{\lambda}(L'_i J_i J_{i+1})}{1 + \delta^2(\gamma_i)} \quad (14)$$

onde

$$U(L_i J_i J_{i+1}) = (-1)^{\lambda} \frac{W(J_i J_i J_{i+1} J_{i+1}; \lambda L_i)}{W(J_i J_i J_{i+1} J_{i+1}; 0 L_i)} \quad (15)$$

Nota-se que o coeficiente de reorientação depende das multipolaridades da transição, mas os termos de interferência não aparecem. Os coeficientes $U(L_i J_i J_{i+1})$ estão tabelados na referência ⁵⁾.

I.4. Razão de Mistura multipolar $Q^2(E2 \setminus E0)$

Transições entre estados de mesmo spin e paridade podem se dar através de transições eletromagnéticas por emissão de gamas quando a multipolaridade for M1 e E2 e por conversão eletrônica para multipolaridade E0. Define-se $Q^2(E0/E2)$ como a razão da probabilidade de transição E0 (elétrons) pela probabilidade de transição E2 total (gama + elétrons):

$$Q^2(E0/E2) = \frac{T(E0, J \rightarrow J)}{(1 + \alpha_k(E2)) T(E2, J \rightarrow J)} \quad (16)$$

onde α_k é o coeficiente de conversão interna da camada K.

Nestes casos em que a contribuição da transição E0 pode ser importante, o coeficiente de reorientação deve levar em conta esta componente obtendo-se a seguinte expressão:

$$U_{\lambda}(\gamma_1) = \frac{U_{\lambda}(2J_1 J_1) - \Delta^2 U_{\lambda}(1J_1 J_1) + Q^2 U_{\lambda}(0, J_1 J_1)}{1 + \Delta^2 + Q^2} \quad (17)$$

com $\Delta = \frac{T(M1, J \rightarrow J)}{T(E2, J \rightarrow J)}$ e $U_{\lambda}(L_1 J_1 J_{1+1})$ definido por (15).

Assim a função de correlação angular tripla onde os spins dos níveis e a razão de mistura multipolar das transições eletromagnéticas são conhecidos e os spins dos níveis intermediários são iguais, o único parâmetro a ser ajustado é a razão $Q^2(E0/E2)$, tornando-se a medida da correlação angular uma das formas de se obter este observável.

II. Sistema de Aquisição de Dados

II.1. Espectrômetro de correlação angular direcional

O Grupo de Espectroscopia Nuclear do LAL mantém em funcionamento há vários anos um espectrômetro de correlação angular Ge(Li)-NaI(Tl). O conjunto do detector de NaI(Tl) tem dimensões reduzidas e grande eficiência entretanto sua resolução em energia é muito inferior ao de Ge(Li), o que limita a utilização do equipamento a estudo de núcleos com espectro de pequena complexidade.

Com o propósito de realizar medidas de correlação angular em núcleos cujo espectro é complexo, foi projetado e desenvolvido pelo GEN-LAL, com minha participação, um espectrômetro de correlação angular Ge(Li)-Ge(Li), automático de alta precisão mecânica.

O detector de Ge(Li) é um detector de estado sólido de alta resolução em energia, resolução esta que permite a separação de dubletos que não são resolvidos por detectores NaI(Tl). Foram utilizados no espectrômetro, dois detectores de Ge(Li) da Princeton Gamma-Tech do tipo coaxial de configuração fechada e de volumes 57cm^3 e 61cm^3 para o detector móvel e fixo respectivamente. A resolução de energia para a transição de 1333 keV do decaimento do ^{60}Co é da ordem de 2 keV e a eficiência da ordem de 12% para os dois detectores.

O espectrômetro projetado consiste em uma base com um eixo mecânico e duas mesas, uma móvel e outra fixa, que suportam os dois detectores. A mesa móvel gira em torno de um eixo de rotação, onde é colocada a fonte radioativa de forma que a distância fonte-detector não varie. A fig.II.1 fornece uma visão geral do espectrômetro.

Colimadores de chumbo são encaixados nos cabeçotes dos detectores e são sustentados por um sistema de posicionamento YxZ, ligado a um suporte metálico preso aos recipientes de

Fig.II.1. Vista esquemática do espectrômetro de correlação angular Ge(Li)-Ge(Li) com movimentação automática

nitrogênio líquido. Estes suportes estão interligados entre si por um sistema contendo um rolamento, garantindo uma distância constante entre os detectores e o eixo de rotação da mesa. O sistema porta-fonte é posicionado no centro deste rolamento. Este sistema consiste em um pequeno eixo, que gira com velocidade angular constante da ordem de 30rpm, acionado por um pequeno motor elétrico, movimento este que proporciona simetria cilíndrica à fonte.

A mesa do detector móvel está ligada a um cubo que gira em torno do eixo mecânico principal, firmemente preso à base massiva. Um motor de passo, controlado por um microcomputador, movimenta a mesa através de uma redução tipo coroa e parafuso sem fim. O passo do motor é de $7,5^\circ$ e a redução é de 1:90, proporcionando uma rotação da mesa de $0,083^\circ$ para cada passo do motor. Um programa em BASIC instalado no microcomputador comanda a movimentação da mesa permitindo a escolha dos ângulos, tempo de espera entre cada movimento e a velocidade de rotação.

Para o ajuste fino de posicionamento dos detectores, e alinhamento, tanto a mesa fixa como a móvel podem sofrer pequenos deslocamentos nos três eixos, com o auxílio de parafusos de posicionamento. Considera-se a mesa alinhada a 180° quando os eixos dos dois detectores estiverem coincidentes e perpendiculares ao eixo de rotação da mesa. Este alinhamento é verificado por um sistema que utiliza um feixe de luz laser, um nível de bolhas, e placas de alinhamento, conforme mostra a fig.II.2. O espectrômetro estará alinhado quando as placas de alinhamento estiverem niveladas e o feixe laser passar pelos cinco orifícios de alinhamento das placas.

Com o procedimento utilizado consegue-se um erro no alinhamento angular menor que $0,05^\circ$ ($<0,1\text{mm}$ em 10cm). Um medidor angular digital com precisão angular de 0.01° foi instalado proporcionando a verificação instantânea da posição da mesa.

A distância entre fonte e o cristal detector é de 70mm, controlada por um gabarito feito para esta finalidade.

Fig.II.2. Sistema de alinhamento da mesa

A centralização do eixo porta fonte é efetuada com auxílio de um relógio comparador, obtendo-se assim uma variação máxima da distância entre fonte e detector menor que 0,1 mm para qualquer ângulo.

O não conhecimento a priori da posição exata do cristal detector dentro do copo de alumínio é compensada pelo método de correção de ângulo sólido descrito no cap.III, onde a eficiência do detector foi mapeada nas mesmas condições de geometria deste experimento.

Os colimadores de chumbo, vide fig.II.3, foram projetados com a finalidade de minimizar coincidências indesejáveis como a detecção de fótons espalhados em materiais próximos ao detector e a de fótons que interagem por efeito Compton em um dos detectores, deixando parte de sua energia, e posteriormente sendo detectados pelo outro detector. O perfil interno dos colimadores bem como o dos anéis foram desenhados de forma a definir o ângulo sólido do cristal e evitar o espalhamento nas paredes internas.

Fig.II.3. Desenho do colimador utilizado.

II.2 Instrumentação eletrônica de coincidência

A eletrônica de aquisição em coincidência é a usualmente utilizada no laboratório, constituída por uma parte lenta e uma rápida (fig.II.4). A parte lenta realiza a amplificação linear

Fig.II.4 Eletrônica de coincidência

responsável pela informação de energia, enquanto que a parte rápida é responsável pela marcação de tempo. É a parte rápida que nos permite selecionar, através da coincidência temporal, os gamas emitidos por um mesmo núcleo.

Os detectores são alimentados por fontes de alta tensão (4000V). Em cada detector está acoplado um pré-amplificador que gera, em duas saídas idênticas, sinais negativos de subida rápida, queda exponencial e de altura proporcional à energia.

Na parte lenta da eletrônica, o sinal de uma das saídas de cada pré-amplificador passa por um amplificador espectroscópico ORTEC 572. Este amplificador gera, em sua saída unipolar, um pulso proporcional à energia e possui um sistema que detecta a ocorrência de empilhamento de sinais, produzindo um pulso lógico em uma saída própria (sinal de empilhamento). As saídas unipolares dos amplificadores seguem para os conversores analógico-digital ORTEC 800 para a conversão do pulso proporcional à energia. As saídas bipolares do amplificador são conectadas a analisadores monocanal ORTEC 551 que tem a função de gerar um pulso lógico positivo indicando a presença de sinal no respectivo amplificador. Os sinais dos analisadores monocanal bem como os sinais de empilhamento seguem para os módulos de coincidência.

Na parte rápida da eletrônica dois amplificadores rápidos ORTEC 579 recebem o segundo sinal de cada pré-amplificador produzindo em suas saídas um pulso negativo proporcional à energia e bem marcado em tempo. Neste amplificador as constantes de diferenciação e integração são escolhidas de forma a se obter a melhor marcação em tempo e eliminar ruídos indesejáveis.

Discriminadores de fração constante ORTEC 473A recebem os pulsos dos amplificadores rápidos e produzem sinais lógicos negativos rápidos, sendo que o sinal de um dos discriminadores dá a partida à contagem em tempo de um conversor de tempo em altura de pulso ORTEC 467. O sinal do outro discriminador, após ser atrasado de 100 ns por um cabo de 30m, comanda a parada da

contagem de tempo. O objetivo do atraso é o de fazer com que sinais simultâneos produzam uma altura de pulso diferente de zero.

A saída linear do conversor de tempo em altura de pulso fornece o espectro mostrado na fig.II.5. Na medida de coincidência, os eventos de interesse (gamas proveniente de transições em susseção rápida de um mesmo núcleo) são os relacionados ao pico, correspondendo a gamas detectados simultaneamente nos dois detectores. É definida como resolução temporal do sistema a largura a meia altura do pico do espectro de tempo e que é da ordem de 10 ns para sistemas com detectores de Ge(Li).

O fundo observado no espectro de tempo são coincidências acidentais de gamas provenientes de núcleos diferentes. A taxa de coincidências acidentais é proporcional à taxa de detecção.

O analisador monocanal acoplado ao conversor de tempo seleciona uma janela de tempo ao redor do pico (fig.II.5) enviando um sinal lógico positivo a uma unidade de coincidência rápida. A esta janela chamamos de janela de coincidências totais pois abrange contagens do pico e do fundo de coincidências acidentais.

Um segundo analisador monocanal recebe o pulso do conversor de tempo e seleciona uma segunda janela no espectro de tempo com mesma largura da primeira, porém deslocado do pico, conforme mostra fig.II.5. Sua saída lógica positiva é conectada a uma segunda unidade de coincidência. A esta janela dá-se o nome de janela de acidentais que é usada na correção das contagens acidentais.

Duas unidades de coincidência rápida ORTEC 419A, uma para a janela de totais e outra para a janela de acidentais, verificam se houve ou não coincidência. Cinco sinais são analisados por cada unidade ou seja, o da janela de totais para uma unidade, o da janela de acidentais para a outra, os dois sinais dos monocanais da parte lenta da eletrônica para cada unidade e os dois sinais de rejeição de empilhamento. A

Fig.II.5. Espectro de tempo obtido

Fig.II.6 Sistema de aquisição

condição de coincidência exigida em cada unidade é a superposição dos três primeiros sinais e a não existência dos dois últimos (relacionados com o empilhamento).

Os sinais das unidades de coincidência, totais e acidentais, são enviados a um circuito de sincronização biparamétrica, SINCBIP, que é responsável pelo fornecimento dos sinais lógicos para as portas em coincidência dos conversores analógico digital associados a cada detector, habilitando a conversão e recebendo destes os respectivos sinais de ocupado (fig.II.6)

O SINCBIP foi projetado no LAL na forma de módulo NIM e tem a função de receber os sinais das unidades de coincidências, autorizando a conversão dos sinais de energia nos CADs. Associado a este existe uma matriz de fiação que recebe os sinais analógicos dos conversores e o sinal de coincidência do SINCBIP e os organiza em 24 bits, sendo que 12 são de um dos conversores, 11 do outro e 1 bit indica se a coincidência foi total ou acidental. Estes 24 bits são lidos por um sistema CAMAC e são armazenados, através do microprocessador MBD 11, em modo fila, diretamente na unidade de disco ou fita.

Um programa de computador se encarrega de disparar uma série de medidas com duração predeterminada. Este programa deve rodar em sincronismo com o programa de movimentação da mesa.

III. Aquisição de Dados

A eletrônica de coincidência foi ajustada e foram realizadas uma medida exploratória de espectroscopia simples e duas séries de medidas completas de correlação angular do ^{100}Ru com a duração de 4 dias cada. Além disto foram realizadas uma medida da simetria da mesa de correlação e uma medida de teste do sistema de correlação angular com a fonte de ^{60}Co .

III.1 Ajuste da eletrônica e calibrações

O ganho dos amplificadores espectroscópicos bem como dos amplificadores rápidos foram ajustados de forma a permitir a observação de gamas de até 3200keV para o detector fixo e de até 2000keV para o detector móvel. A constante de tempo de formação dos amplificadores espectroscópicos escolhida foi de 2 μs . As janelas dos analisadores monocanal foram ajustada para pulsos com altura entre 100 mV a 9.9 V.

Os discriminadores de fração constante da parte rápida da eletrônica foram ajustados para 100mV.

As janelas de totais e acidentais dos analisadores monocanais associadas ao sinal do conversor de tempo em altura de pulso foram ajustadas com o auxílio do multicanal, de forma a ficarem com a mesma largura, sendo que uma na região do pico e outra deslocada. A largura das janelas foi escolhida de forma a maximizar as contagens e minimizar o erro estatístico introduzido devido ao fundo.

A resolução temporal obtida para fonte de ^{60}Co foi de 9ns e para fonte de ^{100}Rh foi de 12ns.

Finalmente foram ajustados o sincronismo dos sinais que alimentam as unidades de coincidência, com o auxílio de um osciloscópio.

Foram feitas calibrações de energia e resolução dos picos para ambos os detectores utilizando-se fontes de calibração de

^{56}Co e ^{152}Eu . A calibração de energia foi usada na identificação dos picos do ^{100}Rh , sendo que a energia em função canal foi ajustada por uma parábola. A largura dos picos em função do canal foi ajustada com a raiz quadrada de uma parábola e esta calibração de resolução foi utilizada posteriormente no ajuste das áreas dos picos como parâmetro conhecido.

III.2 Testes de simetria do espectrômetro.

Com o intuito de verificar a simetria da mesa foram realizadas medidas do espectro simples das fontes de calibração, uma de ^{60}Co e outra de ^{137}Cs . As medidas foram efetuadas com ambos os detectores, por períodos de 1 h em sete ângulos diferentes entre 90° e 270° .

Para cada ângulo e para cada detector foram determinadas as áreas das transições de 1173 e 1332 keV do ^{60}Co e 662keV do ^{137}Cs . A tab.III.1 mostra as somas das áreas dos três picos, em cada ângulo e detector, normalizadas para o ângulo de 90° . Verifica-se que o desvio máximo é menor que 0,5%, compatível com a variação de distância máxima observada entre detector e fonte de 0,1mm. Esta pequena variação permite-nos abrir mão de eventuais correções de geometria devido a variação da distância fonte-detector.

ângulo	área normalizada	
	detector móvel	detector fixo
90	1,000 (2)	1,000 (2)
120	1,001 (2)	1,002 (2)
150	0,999 (2)	1,001 (2)
180	1,000 (2)	0,999 (2)
210	0,999 (2)	1,002 (2)
240	0,997 (2)	1,004 (2)
270	0,996 (2)	1,003 (2)

Tab.III.1 Área normalizada em função do ângulo

Ainda como teste foi realizada a medida de correlação angular da cascata 1332-1173 keV ($4^+-2^+-0^+$) pertencente ao decaimento do ^{60}Co obtendo-se os seguintes resultados:

	experimento	teórico
A22	0,115 (12)	0,102
A44	0,006 (6)	0,009

Estes resultados comprovam as boas condições de medida do espectrômetro.

III.3 Preparação das fontes

Um teste de produção de fonte foi realizado irradiando-se uma amostra de 20mg de Rutênio natural em pó, utilizando o feixe de prótons do Acelerador Ciclotron do IPEN, possibilitando acerto do tempo de irradiação e corrente e energia do feixe para as irradiações posteriores.

Para a produção da fonte de ^{100}Rh 17mg de ^{100}Ru isotopicamente separado, na forma de pó metálico, foram utilizadas. As 17mg foram divididas em 3 partes aproximadamente iguais e envolvidas em folha de alumínio, formando pequenos pacotes retangulares de 3x6 mm.

Os níveis do ^{100}Ru são alimentados pelo decaimento β^+ e por catpura de elétrons da fonte de ^{100}Rh com meia vida de 21h. Com o objetivo de se fazer um reconhecimento do espectro gama, uma fonte de ^{100}Rh foi produzida através da reação $^{100}\text{Ru}(p,n)\text{Rh}^{100}$ utilizando-se 5mg de ^{100}Ru e o feixe de prótons do ciclotron. O tempo de irradiação foi de 1.5h, a corrente de 1.5 μA e a energia foi degradada de 24MeV para 13MeV através de lâminas de alumínio. A atividade após 24h da irradiação foi de 50 μCi .

Para cada série de medida de correlação angular, os três pacotes de ^{100}Ru (17 mg) foram irradiados por um período de 4h com corrente do feixe de prótons de 2 μA e a energia reduzida por perdas nas lâminas de alumínio para 13 MeV. A atividade total das três fontes foi da ordem de 100 μCi após 24h da

irradiação. Para a medida, os pacotes contendo as fontes eram colocados em um porta-fontes de lucite com uma cavidade cilíndrica com 3mm de diâmetro e 6mm de altura, e este era encaixado no eixo porta-fontes rotativo do espectrômetro. Durante a medida, os três pacotes de fonte foram sendo combinados de forma a manter a taxa de aquisição aproximadamente constante no começo de cada medida da série.

Uma fonte de ^{56}Co ($t_{1/2} = 60$ dias) também foi produzida para calibração de energia na região de 1000 keV a 3500 keV. A produção se deu através da reação $^{56}\text{Fe}(p,n)^{56}\text{Co}$ utilizando o feixe de prótons do ciclotron e 4 mg de ferro natural em pó. O tempo de irradiação foi de 1.5 h, a corrente de $1.5 \mu\text{A}$ e energia final do feixe de 13 MeV obtendo-se uma fonte de $5 \mu\text{Ci}$.

III.4. Medida de espectroscopia simples

Com a finalidade de se fazer um reconhecimento do espectro foi realizada uma medida de espectroscopia simples do decaimento do ^{100}Rh . Nesta medida foi constatada uma série de transições novas e a possibilidade de atribuição de novos níveis. Os resultados desta medida não serão apresentados neste trabalho por fugir do objetivo do mesmo e por se apresentarem ainda incompletos. Entretanto algumas transições medidas foram utilizadas na argumentação para assinalação de spin no capítulo VI.

III.5 Medida da Correlação Angular do ^{100}Ru

Foram realizadas duas séries de medidas de correlação angular do ^{100}Ru com seis rodadas completas em cada série. Cada rodada completa consistiu em 16 medidas de coincidências totais e acidentais, com duração de 59 min cada e 1 min de intervalo para movimentação da mesa, envolvendo 7 ângulos.

Os 7 ângulos escolhidos foram: 90° , 120° , 150° , 180° , 210° , 240° e 270° . A sequência das 16 medidas foi determinada

de modo a minimizar correções devido a meia vida da fonte e obedeceu a seguinte ordem: 90° , 120° , 150° , 180° , 180° , 210° , 240° , 270° , 270° , 240° , 210° , 180° , 180° , 150° , 120° e 90° . Os ângulos simétricos como 90° e 270° foram medidos de forma a levar em conta os efeitos de eventuais assimetrias da mesa. A repetição do ângulo de 180° garante a este o mesmo peso estatístico que os outros ângulos.

A aquisição se deu em 4096 canais abrangendo energias de 200 keV a 3200 keV para o detector fixo e em 2046 canais abrangendo energias de 200 keV a 2000 keV para o detector móvel. A faixa de energia escolhida permite percorrer todo o espectro de energia do decaimento gama do ^{100}Rh .

As informações de cada detector bem como a informação sobre o caráter da coincidência (total ou acidental) foram gravadas em fita magnética no modo fila para posterior escolha de janelas de energia e análise.

No total das duas séries foram acumuladas 24h de aquisição para cada ângulo exceto para o ângulo de 180° cujo total foi de 48 h.

IV. Análise de Dados

As duas séries de medidas foram analisadas de forma completa e independente, obtendo-se os coeficientes A_{22} e A_{44} das cascatas para cada série. Constatada a compatibilidade dos dados das duas séries de medidas, para cada cascata, as áreas dos picos correspondentes em cada série foram somadas e então os valores de A_{44} e A_{22} foram novamente ajustados. Os valores da razão de mistura multipolar das varias transições envolvidas foram ajustados e dúvidas com respeito a spin foram eliminadas. Os resultados assim obtidos estão no capítulo V.

IV.1 Correções efetuadas

Algumas correções de efeitos indesejados foram efetuadas e serão descritas a seguir:

a) Correção do ângulo sólido dos detectores.

Devido ao tamanho finito dos detectores, a função de correlação angular medida é dada por:

$$W(\theta)_{\text{exp}} = \frac{\int_{\text{det1}} d\Omega_1 \int_{\text{det2}} d\Omega_2 W(\theta) \varepsilon_1(\Omega_1, \gamma_1) \varepsilon_2(\Omega_2, \gamma_2)}{\int_{\text{det1}} d\Omega_1 \int_{\text{det2}} d\Omega_2 \varepsilon_1(\Omega_1, \gamma_1) \varepsilon_2(\Omega_2, \gamma_2)} \quad (18)$$

onde $\varepsilon(\Omega, \gamma)$ é a eficiência do detector em função da energia e da posição angular em que o gama é detectado e os limites de integração são referentes ao ângulo sólido do detector.

Considerando-se o detector com simetria cilíndrica, homogêneo e centrado, a expressão acima tem a forma simplificada:

$$W(\theta)_{\text{exp}} = \alpha \left(1 + \sum_{\substack{k \\ \text{par} > 0}}^n A_{kk}^{\text{exp}} P_k(\cos(\theta)) \right) \quad (19)$$

$$A_{kk}^{\text{exp}} = A_{kk} / Q_{kk}$$

onde Q_{kk} é o produto de dois fatores de atenuação (Q_k), um para cada detector. Os coeficientes Q_k foram obtidos pelo método de Monte-Carlo para algumas geometrias de detector por Camp e Van Lehn¹³⁾.

Os valores de α e A_{kk} foram ajustados utilizando-se Q_k interpolados dos valores de Camp e Van Lehn¹³⁾ para a geometria de nossos detectores.

Com o intuito de se obter as correções de geometria com maior rigor e precisão, Procida¹⁴⁾ desenvolveu, em seu mestrado, um trabalho de mapeamento da eficiência dos detectores da mesa de correlação angular. Neste trabalho, um método de ajuste do valor da mistura multipolar é descrito em detalhes, levando em conta as componentes multipolares das funções de eficiência dos detectores para a correção de ângulo sólido. Este método abrange possíveis assimetrias dos detectores, como, inhomogeneidades do cristal e defeitos de alinhamento do cristal no interior do corpo do detector. A função de correlação angular experimental para este caso será:

$$W(\theta)_{\text{exp}} = \alpha \left(1 + \sum_{\substack{k \\ \text{par}}}^n A_{kk} \sum_{m=-k}^k C_{km} e^{im\theta} \right) \quad (20)$$

onde os coeficientes C_{km} contêm as informações referentes a forma do detector.

O método proposto foi utilizado na determinação das misturas multipolares deste trabalho.

Valores para correção devido ao tamanho finito da fonte foram obtidos a partir do trabalho de Hourany¹⁵⁾.

b) Correção das contagens acidentais

Como foi descrito no capítulo II, gamas provenientes de núcleos diferentes podem chegar aos detectores ao mesmo tempo, de forma que a medida de coincidência totais contenha contagens que são devidas a esse fundo acidental. O espectro de eventos de coincidência acidental com diferença de tempo em torno de zero é semelhante ao espectro de

coincidências acidentais com diferença de tempo deslocada de zero. Desta forma, pode-se efetuar a correção de acidentais usando-se estas contagens com a janela de tempo deslocada. Foram, então, definidas duas janelas de tempo, uma de totais em torno do pico e outra de acidentais, deslocadas do pico.

Tanto o espectro de totais como o de acidentais são adquiridos concomitantemente. Um programa monta separadamente, a partir dos dados acumulados em fita, no modo fila, os espectros unidimensionais de totais e de acidentais, sendo que o de acidentais são utilizados como fundo no ajustes dos fotopicos do espectro de totais.

c) Correção de coincidência com efeito Compton

Quando um fóton entra na região do cristal detector este pode sofrer espalhamento Compton, deixando somente parte de sua energia no detector e produzindo no espectro o que chamamos de patamar Compton, conforme mostra a fig.IV.1. Nos casos em que a energia do pico em que se faz o janelamento se situa sobre o patamar Compton de um outro pico de maior energia, ocorre uma coincidência não acidental indesejada com este Compton.

Tomemos o exemplo mostrado na fig.IV.1. A cascata de interesse é formada pelas transições 1 e 2. Ao fazermos a janela de energia na transição 2 em um dos detectores, estaremos janelando também o patamar Compton da transição 3, que também é coincidente com a transição 1. A forma de descontar este efeito é a de se fazer uma segunda janela de mesma largura na vizinhança do pico. O espectro resultante é somado ao espectro de acidentais e é utilizado como fundo quando do ajustes dos picos.

Uma segunda janela na mesma posição mas sobre as contagens acidentais é definida e o espectro assim obtido é somado ao espectro de totais.

d) Correção para o decaimento da fonte

A medida de correlação angular é realizada fazendo-se medidas sucessivas da taxa de coincidência para uma seqüência de ângulos. Se a meia vida da fonte é muito maior que o tempo

Fig.IV.1. Coincidência com Compton

de medida em cada ângulo, a atividade da fonte permanecerá praticamente igual no início de cada medida, não se fazendo necessário qualquer tipo de correção.

Por outro lado, se a meia vida da fonte é comparável ao tempo de medida, a atividade da fonte ficará gradativamente menor a cada ângulo, tornando-se necessárias correções, como ocorre no caso da fonte de ^{100}Rh onde a meia vida é de 21h e o tempo de medida para cada uma das 16 posições da mesa foi de 59min com 1min de intervalo.

Uma das formas de minimizar os efeitos do decaimento da fonte foi a escolha da seqüência de ângulos descrita na seção III.4.. Desta forma cada ângulo é medido pelo menos por duas vezes, num movimento de ida e volta da mesa com posterior soma dos espectros relativos ao mesmo ângulo, (fig.IV.2.).

Fig.IV.2. Atividade da fonte e seqüência dos ângulos medidos em função do tempo.

Este procedimento leva a uma diferença de de 3% nas contagens entre os ângulos de 90° e de 270° . Fatores de correção, mostrados na tab.IV.1, foram calculados visando a correção das áreas dos fotopicos para cada ângulo.

Ângulo	Fator de correção
90	1.000
120	1.008
150	1.014
180	0,511
210	1.028
240	1.030
270	1.031

Tab.V.1 Fatores de correção devido ao decaimento da fonte

O valor da correção para o ângulo de 180° é cerca de metade do que o dos outros ângulos por levar em conta o maior tempo de contagem para este ângulo.

IV.2 Escolha dos canais dos eventos de interece

Com a possibilidade de se realizar a aquisição em modo biparamétrico onde todas as coincidências detectadas são armazenadas, a tarefa de janelamento de energias para a definição das cascatas de interesse passa a ser digital.

Através das informações armazenadas em modo fila pode-se, a princípio, montar dois histogramas bidimensionais de coincidência (totais e acidentais), onde os eixos da base correspondem aos canais de aquisição dos dois detectores e o eixo vertical corresponde ao número de contagens coincidentes (fig.IV.3.a). Cada cascata gama-gama é caracterizada por dois picos na superfície do histograma bidimensional, correspondentes às duas possibilidades de combinação entre gamas e detectores. Estes dois picos representam duas medidas estatisticamente independentes de uma mesma cascata, o que

Fig.IV.3. a) Curvas de nível do histograma bidimensional
 b) Espectro simples correspondente a janela do histograma bidimensional

possibilita soma de suas áreas.

Na análise de dados, os histogramas bidimensionais não são montados devido a dificuldades com memória de computador e com programa de ajuste de picos bidimensionais. Entretanto, são montados histogramas unidimensionais correspondentes a projeções de fatias escolhidas do histograma bidimensional (fig.IV.3.b).

Esta tarefa é realizada com o auxílio do programa FATIAS¹⁶⁾, instalado no computador PDP 11/87, que monta, a partir dos dados armazenados em modo fila, o espectro de energia dos eventos medidos em um detector, coincidentes com uma janela digital centrada no pico de energia definida no espectro do outro detector. O programa separa as coincidências totais das acidentais montando-as em espectros distintos. O programa pode montar 16 espectros simultaneamente sendo necessários para cada espectro informações sobre o número de canais em cada detector, o detector que será feito o janelamento, os canais inicial e final de cada janela e o caráter da coincidência (total ou acidental), além de dados relativos aos arquivos de entrada e saída de dados.

Uma primeira rodada do programa FATIAS foi realizada, com as janelas totalmente abertas, obtendo-se as projeções totais de coincidência, de ambos os detectores. Estas projeções serviram para determinação dos canais inicial e final das janelas correspondentes aos picos e às janelas correspondentes à correção Compton. A fig.IV.4. apresenta o espectro da projeção total do espectro de coincidência total, da fonte de ¹⁰⁰Rh, na direção do detector fixo e a fig.IV.5 mostra em detalhes a escolha de janelas, referentes à energia de 540 keV, ao redor do pico e da região Compton. A largura da janela foi definida de modo a minimizar o erro estatístico.

A fig.IV.6 mostra o esquema de níveis do decaimento do ¹⁰⁰Rh segundo Lederer¹⁷⁾, e em negrito estão assinaladas as transições usadas como janela para fatiamento. Estas transições foram escolhidas de forma a possibilitar a medida de

Fig.IV.4. Projeção total do espectro de coincidência. As transições destacadas são as escolhidas para o janelamento.

Fig.IV.4. Projeção total do espectro de coincidência (continuação),

Fig.IV.5. Escolha da janela em torno do pico de 540 keV e janela de correção Compton

Fig.IV.6. Esquema de níveis do decaimento do ^{100}Rh segundo Lederer¹⁷⁾.

todas as cascatas (simples ou triplas) com intensidade superior a 0,5%. A tab.IV.2 contém as energias das transições escolhidas para o janelamento bem como indica as cascatas associadas que foram medidas. Estas transições estão assinaladas em negrito no esquema de níveis da fig.IV.6 e estão destacadas no espectro de coincidência totais da fig.IV.4.

Para cada transição escolhida, foram definidas 8 janelas de fatiamento, 4 para o detector fixo e 4 para o móvel, de forma que, em cada detector, duas foram centradas no pico e associadas a contagens totais e acidentais e as outras duas foram centradas na região Compton associadas a contagens totais e acidentais.

Escolhidas as janelas o programa FATIAS é rodado para montando os histogramas correspondentes a cada ângulo de cada medida completa de cada uma das duas séries de medida. Aos espectros produzidos foram dados nomes codificados indicando a série, o número da medida, a energia do fatiamento, o detector, o ângulo, a informação sobre o carácter total ou acidental e a informação se a janela é sobre o pico ou sobre o Compton.

IV.3 Soma dos espectros e ajuste dos picos

Constatado que não ocorreu passeio do espectro maior que 0,5 keV, dentro de uma mesma série, todos os espectros correspondentes ao mesmo ângulo, mesma energia de janelamento e mesmo detector foram somados automaticamente, com o auxílio de programas desenvolvidos para esta finalidade. Foram ainda somados os espectros de coincidência totais janelados no pico, TP, com os espectros acidentais janelados na região Compton AC e os espectros de coincidências acidentais na região do pico, AP, com o espectro de totais na região Compton, TC, ou seja:

$$T=TP+AC \quad \text{e} \quad F=AP+TC \quad (21)$$

Os últimos, denominados de espectros de fundo, F, servirão de fundo no ajuste dos primeiros, chamados de espectros de totais T.

janela na energia de <u>540_keV</u>			
índice	cascata	seqüência de spins*	informação pretendida**
1.1	590- 540	$0^+ - 2^+ - 0^+$	teste e a)
1.2	687- 540	$4^+ - 2^+ - 0^+$	teste e a)
1.3	822- 540	$2^+ - 2^+ - 0^+$	$\delta(822)$
1.4	1201- 540	$0^+ - 2^+ - 0^+$	teste e a)
1.5	1326- 540	$(1, 2)^+ - 2^+ - 0^+$	b) e $\delta(1326)$
1.6	1342- 540	$(2, 3)^+ - 2^+ - 0^+$	b) e $\delta(1342)$
1.7	1512- 540	$0^- - 2^+ - 0^+$	a)
1.8	1560- 540	$(2^-) - 2^+ - 0^+$	b) e $\delta(1560)$
1.9	1627- 540	$(2^-) - 2^+ - 0^+$	b) e $\delta(1627)$
1.10	1701- 540	$?^- - 2^+ - 0^+$	b) e $\delta(1701)$
1.11	1929- 540	$2^- - 2^+ - 0^+$	$\delta(1929)$
1.12	1977- 540	$(2^+) - 2^+ - 0^+$	b) e $\delta(1977)$
1.13	2376- 540	$2^- - 2^+ - 0^+$	$\delta(2376)$
1.14	2530- 540	$(2^-) - 2^+ - 0^+$	b) e $\delta(2530)$
1.15	2785- 540	$(2^+) - 2^+ - 0^+$	b) e $\delta(2785)$
1.16	302-1627- 540	$2^- - (2^-) - 2^+ - 0^+$	c) e $\delta(302)$
1.17	370-1560- 540	$2^- - (2^-) - 2^+ - 0^+$	c) e $\delta(370)$
1.18	446-1929- 540	$2^- - 2^- - 2^+ - 0^+$	$\delta(446)$
1.19	519- 822- 540	$(2, 3)^+ - 2^+ - 2^+ - 0^+$	c) e $\delta(518)$
1.20	588-1341- 540	$2^- - (2, 3)^+ - 2^+ - 0^+$	c) e $\delta(588)$
1.21	749-1627- 540	$2^- - (2^-) - 2^+ - 0^+$	c) e $\delta(749)$
1.22	817-1560- 540	$2^- - (2^-) - 2^+ - 0^+$	c) e $\delta(817)$
1.23	1034-1341- 540	$2^- - (2, 3)^+ - 2^+ - 0^+$	c) e $\delta(1034)$
1.24	1107- 822- 540	$2^- - 2^+ - 2^+ - 0^+$	d)
1.25	1553- 822- 540	$2^- - 2^+ - 2^+ - 0^+$	d)
janela na energia de <u>822_keV</u>			
2.1	519- 822	$(2, 3)^+ - 2^+ - 2^+$	c)
2.2	1107- 822	$2^- - 2^+ - 2^+$	$\delta(822)$
2.3	1553- 822	$2^- - 2^+ - 2^+$	$\delta(822)$
janela na energia de <u>1107_keV</u>			
3.1	446-1107	$2^- - 2^+ - 2^+$	$\delta(446)$
janela na energia de <u>1341_keV</u>			
4.1	588-1342	$2^- - (2, 3)^+ - 2^+$	c)
4.2	1034-1342	$2^- - (2, 3)^+ - 2^+$	c)

continua

Tab.IV.2. Tabala das energias para janelamento e cascatas correspondentes, seqüência de spin e informação medida

* Conforme referência ¹⁷⁾

** a) verificação da seqüência de spins

b) determinação do spin duvidoso

c) verificação de consistência do spin e mistura

d) medida de E0

continuação

janela na energia de <u>1362_keV</u>			
índice	cascata	seqüência de spins*	informação**
5.1	378-1362	$0^+ - 2^+ - 0^+$	teste e a)
5.2	519-1362	$(2.3)^+ - 2^+ - 0^+$	c) e $\delta(518)$
5.3	1107-1362	$2^- - 2^+ - 0^+$	$\delta(1107)$
5.4	1155-1362	$2^+ - 2^+ - 0^+$	c) e $\delta(1155)$
5.5	1553-1362	$2^+ - 2^+ - 0^+$	$\delta(1155)$
5.6	446-1107-1362	$2^- - 2^- - 2^+ - 0^+$	$\delta(446)$
janela na energia de <u>1627_keV</u>			
6.1	302-1627	$2^- - (2^-) - 2^+$	c)
6.2	748-1627	$2^- - (2^-) - 2^+$	c)
6.3	903-1627	$(2^-) - (2^-) - 2^+$	c)

Tab.IV.2. Tabala das energias para janelamento e cascatas correspondentes, seqüência de spin e informação medida

* Conforme referência ¹⁷⁾

- ** a) verificação da seqüência de spins
b) determinação do spin duvidoso
c) verificação de consistência do spin e mistura
d) medida de E0

Os espectros do detector móvel foram relocados (tiveram seus ganhos alterados) para a mesma calibração de energia do detector fixo e posteriormente procedeu-se a soma entre espectros do detector móvel e fixo de mesmo tipo (mesmo ângulo e energia). Com este procedimento consegue-se um aproveitamento completo das informações sobre uma determinada cascata, medidas pelos dois detectores em um só espectro. As fig.IV.7.a)-f) mostram os espectros assim somados referentes a cada escolha de energia para fatiamento.

O número de coincidências por ângulo foi obtido ajustando-se a área dos picos dos espectros de totais (T) descontando-se o espectro de fundo (F). Para tanto foi utilizado o programa IDEFIX¹⁸⁾, instalado no computador PDP 11-87, que ajusta, pelo método dos mínimos quadrados, uma gaussiana com pé exponencial, degrau e fundo parabólico. O programa realiza o ajuste já descontando a área do espectro de fundo fornecendo o valor dos desvios de forma estatisticamente correta. Admite ainda calibração de largura a meia altura e energia. A calibração de largura a meia altura, obtida das fontes de ⁵⁶Co e ¹⁵²Eu, foi fornecida como parâmetro fixo. A fig.IV.8 mostra um ajuste típico do dubleto de 1553-1560 keV. Na figura os quadrados correspondem aos pontos experimentais, a linha cheia corresponde a curva ajustada, a linha tracejada é o espectro usado como fundo e a linha pontilhada indica a gaussiana ajustada.

Determinadas as áreas de cada fotopico, estas foram corrigidas pelos fatores de correção de meia vida da fonte (tab.IV.1) descrito no item IV.1.d)

Após o ajuste das áreas e das correções efetuadas, obtivemos para cada cascata de cada série de medida o número de coincidências por ângulo, $W(\theta)_{exp}$, que foi utilizado nos ajustes de A_{22} e A_{44} e da mistura multipolar δ .

Fig.IV.7.a. Espectro referente a janela em 540 keV

Fig.IV.7.b. Espectro referente a janela em 822 keV

Fig.IV.7.c. Espectro referente a janela em 1107 keV

Fig.IV.7.d. Espectro referente a janela em 1342 keV

Fig.IV.7.e. Espectro referente a janela em 1362 keV

Fig.IV.7.f. Espectro referente a janela em 1627 keV

Fig.IV.8. Ajuste do pico de 1553 keV e 1560 keV

IV.4. Ajuste da função de correlação angular

Como já foi visto nos capítulos I.2 e VI.1. a função de correlação angular experimental para detectores homogêneos e cilíndricos medida pode ser expressa por:

$$W(\theta_i)_{\text{exp}}^j = \alpha \left(1 + \sum_{k \text{ par} > 0}^n A_{kk}^{\text{exp}} P_k(\cos(\theta_i)) \right) \quad (22)$$

com:

$W(\theta_i)_{\text{exp}}^j$ = Número de coincidências da cascata j medidas no ângulo i

$$\theta_1 = 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ, 180^\circ, 210^\circ, 240^\circ, 270^\circ$$

$$A_{kk}^{exp} = A_{kk} Q_{kk}$$

Q_{kk} = coeficientes de correção de ângulo sólido

A_{kk} = coeficientes da correlação angular a serem ajustados

α = coeficiente de normalização a ser ajustado

O ajuste de A_{kk} e α foi feito pelo método dos mínimos quadrados, com o auxílio do programa AJUSTE¹⁹⁾, para todas as cascatas das duas series de medidas. Constatada a compatibilidade entre os dados das duas séries, procedeu-se a soma das contagens das duas séries correspondentes às mesmas cascatas e realizou-se um novo ajustes.

Vimos no capítulo I que os coeficientes A_{22} e A_{44} não são independentes mas estão vinculados pelas misturas multipolares das transições gamas envolvidas $\delta(\gamma_1)$ e $\delta(\gamma_2)$, conforme indicam as expressões (11). Se uma das misturas multipolares é conhecida, $\delta(\gamma_2)$ por exemplo, o que ocorre na maioria dos casos estudados, este vínculo gera, no plano de (A_{22}, A_{44}) , uma curva paramétrica com forma de elipse onde a razão de mistura multipolar $\delta(\gamma_1)$ é o parâmetro. A forma desta elipse depende da seqüência de spins e do valor conhecido da razão de mistura multipolar da outra transição ($\delta(\gamma_2)$).

Transições entre os estados de spin 2 e 0 só admitem multipolaridade 2, logo a razão de mistura multipolar é zero. Este fato é de grande utilidade na determinação da razão de mistura multipolar e spin em cascatas do tipo x-2-0, visto que a mistura multipolar da segunda transição já é conhecida.

No caso particular de cascatas 0-2-0, a elipse no plano (A_{22}, A_{44}) se reduz a um ponto bem determinado, ou seja $A_{22}=0,357$ e $A_{44}=1,142$. O mesmo pode-se dizer de cascatas 4-2-0, onde a mistura multipolar da transição 4-2 também é praticamente zero, com $A_{22}=0,102$ e $A_{44}=0,009$. Cascatas deste tipo são utilizadas como teste do sistema.

A fig.IV.9 mostra curvas paramétricas de $\delta(\gamma_1)$ no plano $A_{22} \times A_{44}$ para vários valores de $\delta(\gamma_2)$ referentes a cascatas com seqüência de spins 2-2-2. Neste caso, é interessante notar

Fig.IV.9. Elipses referentes a cascata do tipo 2-2-2 com parâmetro $\delta(\gamma_1)$: a) para 9 valores de $\delta(\gamma_2)$
b) para 30 valores de $\delta(\gamma_2)$

que quando a razão de mistura multipolar $\delta(\gamma_2)$ é igual a zero (somente M1 presente) a elipse se reduz a uma reta e cada ponto da reta corresponde a dois valores de razão de mistura multipolar $\delta(\gamma_1)$.

A determinação da razão de mistura multipolar de uma das transições pode ser obtida, a princípio, através das equações de vínculo entre A_{22} e A_{44} e a determinação de um spin duvidoso envolvido na cascata pode ser obtida de forma qualitativa através das elipses geradas no plano $A_{22} \times A_{44}$.

Entretanto a forma estatisticamente correta de se ajustar o valor da mistura multipolar com o seu desvio é fazer o ajuste da função de correlação angular pelo método dos mínimos quadrados, tomando o valor de delta como parâmetro do ajuste. Assim χ^2 é minimizado em função do parâmetro δ , onde

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^n \left\{ \frac{W_{teo}(\theta_j; \delta) - W_{exp}(\theta_j)}{\sigma(\theta_j)} \right\}^2 \quad (23)$$

Se representamos χ^2 em função de $\arctg(\delta)$ obteremos uma curva com dois mínimos. O mínimo mais profundo corresponde à melhor estimativa do valor de delta. A faixa de desvio padrão em geral é assimétrica e determinada somando-se 1 ao valor do χ^2 mínimo. A fig.IV.10 mostra como exemplo uma curva associada à cascata 1342-540 keV.

O programa CORREL, calcula o valor de χ^2 para vários valores de δ entre $-\infty$ e ∞ e posteriormente faz uma pesquisa detalhada para encontrar os mínimos e a faixa do desvio padrão. O programa utiliza a função de correlação angular dada pela expressão (20) que leva em conta as informações sobre a função de eficiência dos detectores, obtida experimentalmente, para correção do ângulo sólido. Este programa é a conclusão do método desenvolvido por Procida¹⁴⁾ mencionado no item IV.1.a).

Para determinação de spins duvidosos foram realizados os ajustes da função de correlação angular para todos os spins

Fig.IV.10. χ^2 em função de $\text{arctg}(\delta)$ da cascata 1342-540 keV

admissíveis sendo a melhor estimativa de spin aquela associada ao ajuste de menor χ^2 .

As cascatas triplas tiveram o mesmo tipo de tratamento, diferindo apenas na inclusão dos coeficientes de reorientação (14). Nas cascatas múltiplas com mais de um modo de decaimento, os valores de U_k foram calculados efetuando-se a média ponderada pelas intensidades de cada modo.

Algumas cascatas do tipo 2-x-2 , x-2-2 e triplas foram medidas com a finalidade de confirmar spins ou eliminar ambigüidades relacionadas a mistura multipolar, obtidos nos ajustes de outras cascatas.

Para determinação da razão de mistura multipolar $Q(E0/E2)$ da transição de 822 keV através da medida das cascatas triplas 1107-540 keV e 1553-540 keV, foram tomados os valores de mistura multipolar $\delta(M2/E1)$ das transições de 1107 keV e 1553 keV medidos nas cascatas diretas. A função de correlação angular utilizada para a minimização do χ^2 contém o coeficiente de reorientação nuclear dado pela expressão (17), onde o único parâmetro livre é a razão de mistura multipolar $Q(E0/E2)$. Maiores detalhes sobre esta análise se encontra em Cruz²⁰⁾.

V. Resultados obtidos

Neste capítulo serão apresentados os resultados dos ajustes das medidas efetuadas correspondentes aos dados das duas séries de medidas somadas.

A tab.IV.1 mostra os resultados do ajuste de A_{kk} e nas fig.1.V. estão representados os pontos experimentais e a função de correlação angular com os parametros ajustados para cada cascata medida. Estes resultados foram obtidos através do ajuste da função de correlação angular, pelo método dos mínimos quadrados sem a utilização do vínculo entre A_{22} e A_{44} . A seqüência de spin indicada é a sugerida por Lederer^{22, 17)}.

As fig.V.2.a-d trazem os valores de A_{22} e A_{44} medidos, representados nos planos ($A_{22} \times A_{44}$), juntamente com as curvas paramétricas em $\delta(\gamma_1)$, para as várias seqüências de spin envolvidas. Estas figuras fornecem uma visualização rápida dos resultados da medida de correlação angular, ou seja, indica de forma qualitativa o melhor valor de spin e mistura multipolar.

Na fig.V.2.a) foram representados os resultados das cascatas do tipo x-2-0 e as elipses paramétricas correspondentes às cascatas 3-2-0, 2-2-0 e 1-2-0. Esta figura é de auxílio na determinação spin do primeiro nível envolvido nas cascatas deste tipo.

A fig.V.2.b) traz as elipses de correlação das cascatas 2-2-2, 2-3-2 e 3-2-2 com valores de $\delta(\gamma_2)$ medidos da transição de 822 keV e com os os possíveis valores de δ da transição de 1341. Esta figura ajuda a eliminar dúvidas referentes a valores de spin e razão de mistura multipolar obtidos em outras cascatas.

As fig.V.2.c-d mostram os resultados das cascatas triplas estudadas neste trabalho com as elipses correspondentes para os vários valores de δ da transição intermediária.

Fig.V.1. Dados experimentais obtidos neste trabalho e representação da função de correlação angular ajustada para cada cascata medida. (continua)

Fig.V.1. Dados experimentais obtidos neste trabalho e representação da função de correlação angular ajustada para cada cascata medida. (continua)

Fig.V.1. Dados experimentais obtidos neste trabalho e representação da função de correlação angular ajustada para cada cascata medida. (continua)

Fig.V.1. Dados experimentais obtidos neste trabalho e representação da função de correlação angular ajustada para cada cascata medida. (continua)

Fig.V.1. Dados experimentais obtidos neste trabalho e representação da função de correlação angular ajustada para cada cascata medida. (continua)

Fig.V.1. Dados experimentais obtidos neste trabalho e representação da função de correlação angular ajustada para cada cascata medida. (continua)

Fig.V.1. Dados experimentais obtidos neste trabalho e representação da função de correlação angular ajustada para cada cascata medida.

Fig.V.2.a. Elipses de correlação e dados de A_{kk} obtidos dos ajustes referentes a cascatas do tipo X-2-0

Fig.V.2.c. Elipses de correlação e dados de A_{kk} obtidos dos ajustes referentes a cascatas do tipo X-X-2-0

Fig.V.2.d. Elipses de correlação e dados de A_{kk} obtidos dos ajustes referentes a cascatas do tipo X-X-2-0

in- dice	cascata	seqüência* de spins	A ₂₂	A ₄₄
1.1	590- 540	0 ⁺ -2 ⁺ -0 ⁺	0,40 (7)	1,00 (13)
1.2	687- 540	4 ⁺ -2 ⁺ -0 ⁺	0,081 (75)	-0,07 (12)
1.3	822- 540	2 ⁺ -2 ⁺ -0 ⁺	-0,230 (7)	0,362 (12)
1.4	1201- 540	0 ⁺ -2 ⁺ -0 ⁺	0,73 (43)	1,1 (9)
1.5	1326- 540	(1,2) ⁺ -2 ⁺ -0 ⁺	0,42 (17)	0,24 (29)
1.6	1342- 540	(2,3) ⁺ -2 ⁺ -0 ⁺	-0,089 (20)	-0,07 (3)
1.7	1512- 540	0 ⁺ -2 ⁺ -0 ⁺	0,83 (20)	1,8 (16)
1.8	1560- 540	(2 ₋) ⁺ -2 ⁺ -0 ⁺	0,62 (8)	0,13 (13)
1.9	1627- 540	(2 ₋) ⁺ -2 ⁺ -0 ⁺	0,016 (49)	-0,076 (83)
1.10	1701- 540	? ⁺ -2 ⁺ -0 ⁺	0,41 (19)	-0,71 (31)
1.11	1929- 540	2 ⁺ -2 ⁺ -0 ⁺	0,175 (19)	0,138 (3)
1.12	1977- 540	(2 ₊) ⁺ -2 ⁺ -0 ⁺	-0,13 (25)	-0,16 (44)
1.13	2376- 540	2 ₋ ⁺ -2 ⁺ -0 ⁺	0,268 (10)	0,017 (18)
1.14	2530- 540	(2 ₋) ⁺ -2 ⁺ -0 ⁺	0,34 (4)	0,04 (7)
1.15	2785- 540	(2 ₊) ⁺ -2 ⁺ -0 ⁺	-0,01 (14)	-0,51 (24)
1.16	302-1627- 540	2 ₋ ⁺ -(2 ₋) ⁺ -2 ⁺ 0 ⁺	-0,25 (10)	-0,10 (16)
1.17	370-1560- 540	2 ₋ ⁺ -(2 ₋) ⁺ -2 ⁺ -0 ⁺	0,12 (8)	-0,11 (12)
1.18	446-1929- 540	2 ₋ ⁺ -2 ⁺ -2 ⁺ -0 ⁺	0,046 (12)	-0,01 (2)
1.19	519- 822- 540	(2,3) ⁺ -2 ⁺ -2 ⁺ -0 ⁺	0,00 (9)	-0,36 (15)
1.20	588-1342- 540	2 ₋ ⁺ -(2,3) ⁺ -2 ⁺ -0 ⁺	-0,03 (3)	0,06 (4)
1.21	748-1627- 540	2 ₋ ⁺ -(2 ₋) ⁺ -2 ⁺ -0 ⁺	0,24 (6)	-0,10 (10)
1.22	817-1560- 540	2 ₋ ⁺ -(2 ₋) ⁺ -2 ⁺ -0 ⁺	-0,06 (8)	-0,01 (14)
1.23	1034-1342- 540	2 ₋ ⁺ -(2,3) ⁺ -2 ⁺ -0 ⁺	-0,04 (4)	-0,08 (7)
1.24	1107- 822- 540	2 ₋ ⁺ -2 ⁺ -2 ⁺ -0 ⁺	-0,018 (16)	-0,01 (3)
1.25	1553- 822- 540	2 ₋ ⁺ -2 ⁺ -2 ⁺ -0 ⁺	-0,03 (1)	-0,02 (2)
2.1	519- 822	(2,3) ⁺ -2 ⁺ -2 ⁺	-0,02 (6)	-0,08 (10)
2.2	1107- 822	2 ₋ ⁺ -2 ⁺ -2 ⁺	0,125 (12)	-0,03 (2)
2.3	1553- 822	2 ₋ ⁺ -2 ⁺ -2 ⁺	0,09 (1)	0,02 (2)
3.1	446-1107	2 ₋ ⁺ -2 ⁺ -2 ⁺	0,10 (3)	-0,06 (5)
4.1	588-1342	2 ₋ ⁺ -(2,3) ⁺ -2 ⁺	-0,12 (3)	0,02 (5)
4.2	1034-1342	2 ₋ ⁺ -(2,3) ⁺ -2 ⁺	-0,03 (5)	0,00 (9)
5.1	378-1362	0 ⁺ -2 ⁺ -0 ⁺	-0,1 (5)	0,4 (9)
5.2	519-1362	(2,3) ⁺ -2 ⁺ -0 ⁺	-0,04 (8)	0,01 (13)
5.3	1107-1362	2 ₋ ⁺ -2 ⁺ -0 ⁺	0,264 (16)	0,00 (3)
5.4	1155-1362	(2 ₋) ⁺ -2 ⁺ -0 ⁺	-0,18 (22)	0,03 (37)
5.5	1553-1362	2 ₋ ⁺ -2 ⁺ -0 ⁺	0,246 (14)	0,020 (25)
5.6	446-1107-1362	2 ₋ ⁺ -2 ⁺ -2 ⁺ -0 ⁺	0,108 (26)	0,00 (4)
6.1	302-1627	2 ₋ ⁺ -(2 ₋) ⁺ -2 ⁺	0,11 (10)	0,21 (19)
6.2	748-1627	2 ₋ ⁺ -(2 ₋) ⁺ -2 ⁺	-0,16 (6)	0,00 (10)

* conforme referência ¹⁷⁾

Tab.V.1 Resultados do ajuste de A₂₂ e A₄₄

Os resultados do ajuste da razão de mistura multipolar calculados através do programa CORREL estão listados na tab.V.2 juntamente com os valores de χ_a^2 e $P(\chi_a^2)$. Quando os valores de χ_a^2 associados aos dois mínimos são da mesma ordem de grandeza, os dois valores de mistura multipolar correspondentes a cada mínimo foram listados. Nestes casos a escolha do melhor valor de mistura multipolar, dentre os obtidos, dependerá do cruzamento de informações de outras cascatas.

A tabela indica também a sequência de spins usada em cada ajuste. Nos casos de spin duvidoso estão listados os resultados dos ajustes para os valores permitidos deste spin, de forma que se possa eliminar a dúvida através da análise dos χ_a^2 .

A medida da cascata tripla 1107-822-540 keV ($2^+-2^+-2^+-0^+$) e da cascata 1553-822-540 keV ($2^+-2^+-2^+-0^+$) permitiu a medida do valor da razão de mistura multipolar $Q^2(E0/E2)$ da transição de 822 keV. A tab.V.3 apresenta os resultados obtido.

in- dice	cascata (MeV)	seqüência de spins	mistura multipolar $Q^2(E0/E2)$
1.24	1107- 822- 540	2(0)2(Q)2(0)0	0,066(61)
1.25	1553- 822- 540	2(0)2(Q)2(0)0	0,031(43)
média			0,043(36)

Tab.V.3 Resultados da medida de $Q(E0/E2)$ da transição 822 keV

índice	cascata* (MeV)	seqüência** de spins	χ_a^2	$P(\chi_a^2)$ (%)	mistura multipolar
1.3	822- 540	2(δ)2(0)0	49	0	4,54(25)
1.5	1326- 540	1(δ)2(0)0	9,1	10	-0,45(16)
		2(δ)2(0)0	4,2	52	-1,6 ^{+1,4} _{-0,7}
		3(δ)2(0)0	7,2	21	0,8 ⁺⁰ _{-0,7}
1.6	1342- 540	1(δ)2(0)0	7,4	19	-0,126(17)
		2(δ)2(0)0	19	0,2	0,52(4)
		3(δ)2(0)0	8,5	13	-0,05(2)
			4,9	43	6,8 ⁺¹ _{-1,3}
1.8	1560- 540	1(δ)2(0)0	18	0,3	-0,70(12)
		2(δ)2(0)0	4,6	47	-0,72 ⁺⁰ _{-0,25}
		3(δ)2(0)0	19	0,2	0,8(2)
1.9	1627- 540	1(δ)2(0)0	1,5	91	-0,22(4)
		2(δ)2(0)0	2,7	74	0,34(7)
		3(δ)2(0)0	2,0	85	0,09(6)
			1,5	91	3,5 ⁺¹ _{-0,6}
1.10	1701- 540	1(δ)2(0)0	3,0	70	-6,3 ⁺³ _{-0,9}
		2(δ)2(0)0	3,9	56	0,12(40)
		3(δ)2(0)0	3,7	59	1,9 ^{+1,3} _{-2,0}
1.11	1929- 540	2(δ)2(0)0	23	0	0,07(2)
1.12	1977- 540	1(δ)2(0)0	17	0,4	0,11(15)
		2(δ)2(0)0	17	0,4	1,3 ⁺¹ _{-0,8}
		3(δ)2(0)0	17	0,4	-0,4 ⁺⁰ _{-7,0} ²⁴
1.13	2376- 540	2(δ)2(0)0	8	16	-0,037(16)
1.14	2530- 540	1(δ)2(0)0	19	0,2	-0,53(4)
		2(δ)2(0)0	5,7	34	-0,14(6)
		3(δ)2(0)0	12	3	0,80(18)
1.15	2785- 540	1(δ)2(0)0	2,8	73	5,1 ^{+1,2} _{-2,5}
		1(δ)2(0)0	3,5	62	-0,05(20)
		2(δ)2(0)0	4,0	55	0,61 ⁺¹ _{-0,8}
		3(δ)2(0)0	3,5	62	0,16(3)

continua

continuação

ín-dice	cascata* (MeV)	seqüência** de spins	χ^2_a	$P(\chi^2)$ (%)	mistura multipolar
1.16	302-1627- 540	2(δ)2(0,3)2(0)0	6	31	1,5 ^{+1;0} _{-0;0}
		2(δ)3(0,1)2(0)0	2,4	79	3,1(11)
			2	85	0,15(11)
		2(δ)3(7,0)2(0)0	7	22	0,4(7)
1.17	370-1560- 540	2(δ)2(0,7)2(0)0	0,4	99	-1,3(13)
1.18	446-1929- 540	2(δ)2(0,1)2(0)0	3,6	60	0,13(5)
1.19	518- 822- 540	2(δ)2(4,5)2(0)0	5,0	42	-2,5(5)
		3(δ)2(4,5)2(0)0	4,0	54	0,06 ^{+∞} _{-0,6}
1.20	588-1341- 540	2(δ)3(7,0)2(0)0	5,0	42	-0,14(9)
		2(δ)3(0,1)2(0)0	6,0	30	-0,17(3)
1.21	749-1627- 540	2(δ)1(0,0)2(0)0	10	7,5	-0,39(15)
		2(δ)2(0,4)2(0)0	10	7,5	-0,7(9)
		2(δ)3(0,1)2(0)0	9	11	-0,51(12)
		2(δ)3(7,0)2(0)0	16	1	-0,7(3)
1.22	817-1560- 540	2(δ)2(0,7)2(0)0	5.1	40	0,7(6)
1.23	1034-1341- 540	2(δ)3(7,0)2(0)0	5	42	-0,06(18)
		2(δ)3(0,1)2(0)0	6	30	-0,11(4)
2.1	518- 822	2(δ)2(4,5)2	1	96	0,5 ^{+0;2} _{-0;3}
		3(δ)2(4,5)2	1	96	-0,11(28)
			0,8	98	18 ^{+∞} ₋₁₄
2.2	1107- 822	2(0,2)2(δ)2	8	16	3,2(2)
2.3	1553- 822	2(0)2(δ)2	2,8	73	3,6(3)
3.1	446-1107	2(δ)2(0)2	2,3	80	0,14(5)
			2,3	80	-3,6(6)
4.1	588-1341	2(δ)2(0,5)2	5	41	0,46(4)
		2(δ)3(7.0)2	5	41	-0,02(3)
4.2	1034-1341	2(δ)2(0,5)2	1	96	0,36(6)
		2(δ)3(7.0)2	1	96	-0,13(6)

continua

continuação

in- dice	cascata* (MeV)	seqüência** de spins	χ_a^2	$P(\chi_a^2)$ (%)	mistura multipolar
5.2	519-1362	1(δ)2(0)0	3,5	63	-0,18(6)
		2(δ)2(0)0	3,4	62	0,41(12)
		3(δ)2(0)0	3,5	63	0,03(9)
			3,7	59	$4.3^{+2}_{-1}; \frac{2}{3}$
5.3	1107-1362	2(δ)2(0)0	8,8	11	-0,016(22)
5.4	1155-1362	1(δ)2(0)0	2.2	82	-0,0(2)
		2(δ)2(0)0	2.2	82	$0,8^{+1}_{-0}; \frac{7}{5}$
		3(δ)2(0)0	2.4	82	∞
			2.2	82	-0,19(30)
5.5	1553-1362	2(δ)2(0)0	14	1,5	-0,003(20)
5.6	446-1107-1362	2(δ)2(0,2)2(0)0	0,9	97	0,04(6)
6.1	302-1627	2(δ)2(0,09)2	2,6	76	1.8(17)
			2,6	76	0,27(44)
6.2	748-1627	2(δ)2(0,09)2	3,7	59	$-7 < \delta < -0,4$

* Os valores em negrito correspondem às transições em que o valor da razão de mistura multipolar foi ajustado.

** Os valores entre parênteses correspondem à razão de mistura multipolar utilizada no ajuste para a transição indicada e a letra grega δ indica a razão de mistura multipolar ajustada.

Tab.V.2 - Valores de mistura multipolar ajustados.

VI. Análise dos Resultados Obtidos

A tab.VI.1 apresenta os valores de mistura multipolar das transições, propostos por este trabalho, baseado nos dados obtidos e na análise apresentada a seguir. Nos casos de valores obtidos em mais de uma cascata, o valor médio é o apresentado. A fig.VI.1 apresenta o esquema de níveis simplificado proposto por este trabalho.

Os spins e paridades de alguns estados excitados do ^{100}Ru são discutidos com base nos resultados obtidos neste trabalho e em trabalhos anteriores. Os valores de spin e paridade assinalados ao lado dos valores de energia dos níveis são os propostos por este trabalho adotando-se o conjunto de resultados anteriores além dos nossos.

-Níveis: 540 keV e 1362 keV - 2^+

O spin 2^+ para os níveis de 540 keV e 1362 keV foi bem estabelecido através de medidas de excitação Coulombiana por Stelson²¹⁾ e por medidas de correlação angular de Koike²²⁾, Kawakami²³⁾ e Berzins²⁴⁾.

As cascatas 822-540 keV (1.3), 1107-822 keV (2.2) e 1553-822 keV (2.3) foram medidas e valor médio da razão de mistura multipolar $\delta(E2/M1)$ da transição de 822 keV ($2^+ - 2^+$) obtidos do ajuste foi de 3,71(41) (vide fig.V.a-b e tab.V.2). Este resultado é consistente, dentro dos erros experimentais, com os obtidos em trabalhos de Koike²²⁾, Kawakami²³⁾, Berzins²⁴⁾ e Babenco²⁵⁾, também com o valor médio proposto na compilação de Lange³⁵⁾, conforme pode ser verificado na tab.VI.1. O valor da razão de mistura multipolar $Q^2(E0/E2) = 0,043(36)$ da transição de 822 keV foi medida e pela primeira vez.

energia (keV)	spin dos níveis	multipola- ridade	razão de mistura multipolar	resultados de outros trabalhos	
				autor	δ
302	$2^{-}-3^{-}$	M1,E2	2,7(9) 0,16(10)	a)	4,5(5)
370	$2^{-}-2^{+}$	E1,M2	-1,3(13)		
378	$0^{+}-2^{+}$	E2			
446	$2^{-}-2^{-}$	M1,E2	-0,11(3)		
519	$3^{+}-2^{+}$	M1,E2	0,01(9) $4,3^{+2,9}_{-1,3}$		
540	$2^{+}-0^{+}$	E2			
588	$2^{-}3^{+}$	E1,M2	-0,03(3)		
590	$0^{+}-2^{+}$	E2			
687	$4^{+}-2^{+}$	E2			
748	$2^{-}-3^{-}$	M1,E2	-0,51(12)		
817	$2^{-}-2^{+}$	E1,M2	0,7(6)		
822	$2^{+}-2^{+}$	M1,E2	3,70(41)	a) b) c) d) e)	$3,5(4)$ $3,5^{+1,3}_{-0,5}$ $5,4^{+1,6}_{-1,1}$ >2,8 3,8(4)
1034	$2^{-}-3^{+}$	E1,M2	-0,11(6)	b) c)	0,06(5) 0,1(1)
1155	$2^{+}-2^{+}$	M1,E2	$0,8^{+1,7}_{-0,5}$		
1107	$2^{-}-2^{+}$	E1,M2	-0,016(22)		
1201	$0^{+}-2^{+}$	E2			
1326	$2^{+}-2^{+}$	M1,E2	$-1,6^{+1,4}_{-0,7}$		
1342	$3^{+}-2^{+}$	M1,E2	$6,8^{+1,3}_{-1,0}$	b) c)	$0,22^{+0,07}_{-0,05}$ $0,53^{+1,20}_{-0,15}$
1362	$2^{+}0^{+}$	E2			
1512	$0^{+}-2^{+}$	E2			
1553	$2^{-}-2^{+}$	E1,M2	-0,003(20)	b) c)	0,03(3) 0,00(5)

continua

a) Babenco²⁵⁾ b) Koike²²⁾ c) Kawakame²⁹⁾ d) Berzins²⁴⁾
e) Media proposta por Lange³⁵⁾

Tab.VI.1. Valores médios de razão de mistura multipolar das varias transições proposto por este trabalho e por trabalhos anteriores

continuação

energia (keV)	spin dos níveis	multipola- ridade	razão de mistura multipolar	resultados de outros treabalhos	
				autor	δ
1560	2 -2	M1,E2	-0,72-0,32	c)	0,13(5)
1627	3 ⁻ -2 ⁺	E1,M2	0,09(6)		
1701	1 ⁺ -2 ⁺	M1,E2	-6,3 ^{+3,9} ₋₈		
1929	2 ⁻ -2 ⁺	E1,M2	0,07(2)		
1977	2 ⁺ -2 ⁺	M1,E2	1,3 ^{+1,8} _{-0,6}		
2376	2 ⁻ -2 ⁺	E1,M2	-0,037(16)		
2530	2 ⁽⁻⁾ -2 ⁺	-	-,14(6)		

a) Babenco²⁵⁾ b) Koike²²⁾ c) Kawakame²⁹⁾ d) Berzins²⁴⁾

Tab.VI.1. Valores médios de razão de mistura multipolar das varias transições proposto por este trabalho e por trabalhos anteriores

-Níveis: 1130, 1740 e 2051 keV - 0^+

Medidas de correlação angular realizadas por Berzins²⁴⁾ através do decaimento do ^{100}Tc indicaram spin 0^+ para estes níveis.

Neste trabalho foram medidas 4 cascatas do ^{100}Ru , envolvendo os três níveis. Os valores de A_{kk} medidos para a cascata 590-540 keV (1.1) (vide tab.V.1) concordam com os valores teóricos para cascata 0-2-0 ($A_{22} = 0,357$ e $A_{44} = 1.142$), confirmando a assinalação do spin 0 para o nível 1130 keV. O ajuste dos dados experimentais fixando os valores de A_{kk} deixando somente o parâmetro α livre fornece $\chi^2 = 0,80$ (reduzido) e $P(\chi^2) = 57\%$. O bom ajuste obtido nesta cascata confirma as boas condições do espectrômetro.

As outras três cascatas (1201-540 keV , 1512-540 keV e 378-1362 keV) (1.4, 1.7, 5.1), apresentam intensidades muito baixas, no decaimento do ^{100}Rh , oque implica em baixa estatística. Entretanto os resultados de A_{22} e A_{44} obtidos, apesar de não serem conclusivos, são compatíveis com o spin 0 para os níveis 1704 keV e 2051 keV assinalados anteriormente. O ajuste com os parâmetros A_{kk} fixos forneceram $\chi^2 = 0,9$; $0,8$ e $0,6$ e $P(\chi^2) = 45\%$; 54% e 76% respectivamente.

-Nível 1226 keV - 4^+

Este nível faz parte do tripleto de dois fonons com spin igual a 4^+ , estabelecido em trabalhos anteriores de excitação Coulombiana²⁶⁾ e captura de nêutrons²⁷⁾. As estimativas de Weisskopf prevêm para transições do tipo 4-2 razão de mistura multipolar ($\delta(M3/E2)$) muito pequena e, como não existe nenhum motivo físico para intensificação da transição M3 ou atenuação de E2, pode-se assumir $\delta(M3/E2) = 0$, oque fornece um único ponto no plano $A_{22} \times A_{44}$ para cascatas do tipo 4-2-0.

A cascata 687-540 keV (1.2) medida neste trabalho forneceu valores de A_{kk} compatíveis com spin 4 e razão de mistura multipolar $\delta(M3/E2) = 0$, concordando com os trabalhos anteriores. O ajuste com os parâmetros A_{kk} fixos,

correspondentes aos valores teóricos com $\delta=0$, forneceram $\chi^2 = .19$ e $P(\chi^2) = 97\%$.

-Nível 1865 keV - 2^+

Este nível foi proposto inicialmente por Berzins²⁴⁾ com spin e paridade 1^+ ou 2^+ . Medidas de captura de nêutrons de Coceva²⁷⁾ confirmam os dois valores de spin sem contudo adotar um deles. Medidas de captura de nêutrons²⁸⁾ e reações nucleares²⁹⁾ excluem a paridade negativa.

O ajuste da cascata 1326-540 keV (1.5), medida neste trabalho, indica o spin igual a 2 como o mais provável e a transição 1326 com mistura multipolar $\delta(E2/M1) = -1,6^{+1,4}_{-0,7}$ o que pode ser concluído dos resultados de χ^2 da tab.V.2 ou visualmente pela fig.V.2.a. O elevado valor da mistura multipolar é compatível com a paridade positiva para este nível. A transição de 638 keV entre este estado e o estado 4^+ de energia 1226 keV, observada em medidas de espectroscopia simples deste trabalho e também por Colvin³¹⁾ e Babenco²⁵⁾, confirma o spin 2^+ proposto por este trabalho.

Cálculos teóricos realizados por Lie³²⁾ concordam com um estado 2^+ precedido de um estado 0^+ nesta região de energia.

-Nível 1881 keV - 3^+

Medidas de coeficiente de conversão interna^{22,23)} indicam multipolaridade M1 ou E2 para a transição de 1341 keV, o que implica em paridade positiva para o nível 1881. A transição de 654 keV para o estado 4^+ limita o spin a 2 ou 3.

Os valores de χ^2 obtidos do ajuste da medida de correlação angular da cascata 1341-540 keV (1.6), realizada neste trabalho (vide tab.V.2), indicam que o spin 3 é o mais provável com razão de mistura multipolar igual a $-0,05(2)$ ou $6.8(13)$, sendo que o melhor ajuste se dá com o último valor. Esta assinalação concorda com o trabalho de Coceva²⁷⁾ e com o fato de não ter sido constatada nas medidas de espectroscopia simples realizadas, ou por outros trabalhos, a transição para o

estado fundamental.

O cálculo teórico de Lie³²⁾ apresenta um estado com spin 3 precedido do spin 2 na região de energia correta concordando com nossa assinalação. O trabalho de Colvin³¹⁾, que indica spin igual a 2, comete um erro no cálculo de E0 ao usar valor da mistura multipolar errado da transição de 1341 keV, implicando em uma assinalação errônea do spin.

Transições entre os níveis 2^- e 3^+ são predominantemente E1 segundo as estimativas de Weisskopf além de que a multipolaridade M2 não tem razão de ser amplificada. Este é o caso das transições 588 keV e 1034 keV onde se espera $\delta(M2/E1) \approx 0$. Medidas de conversão eletrônica de Kawakami indicam multipolaridade E1 para estas transições, como é esperado. As cascatas triplas 588-540 keV (1.20) e 1034-540 keV (1.23) foram ajustadas utilizando-se os dois valores de mistura multipolar da transição 1341 keV, obtidos no ajuste da cascata 1341-540 keV, e as cascatas 588-1341 keV (4.1) e 1034-1341 keV (4.2) foram ajustadas utilizando spin igual a 2 e 3 para o nível 1881 keV. Os resultados dos ajustes utilizando valores de spin 3 para o nível 1881 e mistura multipolar 6.8 para a transição 1341 fornece são os que fornecem valores de mistura multipolar das transições 588 keV e 1034 keV compatíveis com E1 ($\delta \approx 0$) conforme pode ser visto na tab.V.2 e na fig.V.2.b-c. Desta forma o spin igual a 3 é confirmado e o valor da mistura multipolar da transição de 1341 keV igual a $\delta(M1/E2) = 6.8^{+1.0}_{-1.3}$ é o indicado.

A divergência entre o valor de razão de mistura multipolar, para transição de 1341 keV, obtido neste trabalho e os obtidos por Koike²²⁾ e Kawakame²³⁾ (vide tab.VI.1) se deve ao fato de que nestes últimos o dubleto 1341keV 1326keV não era resolvido devido a utilização de detectores de NaI(Tl). Além disto o escape duplo da transição de 2376 keV produz um pico intenso (vide fig.IV.7.a) na região de energia de 1352 keV ($2376 - 2 \times 551$ keV), que também não é resolvido por este tipo de detector.

O resultado da medida da correlação angular da cascata 518-1362 keV (5.2) é compatível com spin 3 assim como o resultado dos ajustes das cascatas 518-822 keV (2.1) e 518-540 keV (1.19) sendo que este último apresenta estatística muito baixa.

Nível 2099 keV - 2^+

Este estado foi proposto por Berzins²⁴⁾ com spin igual a 1 ou 2. Utilizando as medidas de conversão eletrônica de Koike²²⁾ para a transição de 370 keV, Berzins²⁴⁾ ainda sugere multipolaridade M1 ou E2 para esta transição, o que implicaria em paridade negativa para o estado. Esta atribuição de paridade não é consistente com medidas de reação de transferência de nucleons realizadas por Peterson³⁰⁾, que propõe paridade positiva. Os trabalhos de Coceva²⁷⁾ e Rimawi²⁹⁾ também divergem entre si pois, enquanto o primeiro atribui spin 1 para o nível, o segundo descarta esta possibilidade.

A cascata 1560-540 keV (1.8), medida neste trabalho, indica o spin 2 como o mais provável para este nível com o valor de mistura multipolar da transição 1560 igual a $-0,72^{+0,32}_{-0,25}$ (vide fig.V.2.a e tab.V.2). O valor elevado da mistura multipolar medido sugere a paridade positiva como provável.

A medida de espectroscopia simples detectou a presença da transição de 2099 keV para o estado fundamental e transição de 873 keV para o estado 4^+ de 1226 keV o que confirma a assinalação de spin 2.

As cascatas triplas 370-540 keV (1.17) e 817-540 keV (1.22) fornecem resultados compatíveis com esta escolha (vide fig.V.2.d e tab.V.2).

-Nível 2167 keV - 3^-

A medida de coeficiente de conversão eletrônica²²⁾ indicando multipolaridade M1 ou E2 para a transição 748 keV proveniente do estado 2916 keV de spin e paridade 2^- , é

compatível com paridade negativa para este nível.

A transição de 940 keV para o nível 4^+ , obtida em medidas espectroscopia deste trabalho e no trabalho de Colvin³¹⁾ e de Rimawi²⁹⁾, eliminam a possibilidade de spin 1. Os trabalhos de Berzins²⁴⁾ e Rimawi²⁹⁾ não incluem a possibilidade de spin 3, não fornecendo, entretanto, nenhuma justificativa para tanto.

A medida de correlação angular da cascata 1628-540 keV (1.9) mostra o spin 3 como o mais provável com dois valores de mistura multipolar igualmente prováveis (vide fig.V.2.a e tab.V.2). A medida das cascatas triplas 302-540 keV (1.16) e 749-540 keV (1.21), utilizando os dois valores para mistura multipolar da transição intermediária de 1628 keV confirmam o spin igual a 3 e mostram que a escolha de multipolaridade $\delta(M2/E1)=0,09(6)$ é a melhor conforme pode ser verificado na tab.V.2 e na fig.V.2.c. A escolha do valor da mistura multipolar da transição 1628 keV próximo de zero é compatível também com predominância de E1 sobre M2.

Trabalhos de reação nuclear^{33,34)} bem como o de Coceva²⁷⁾ concordam com esta assinalação. Foram ainda medidas as cascatas de 302-1627 keV (6.1) e 748-1627 keV (6.2) cujos resultados são compatíveis com o spin, a paridade e a mistura multipolar assinalados (vide fig.V.2.b e tab.V.2).

-Nível 2241 - 1^+

Para determinação do spin deste nível foi medida a cascata 1701-540 keV (1.10). Os resultados obtidos são de baixa estatística, entretanto, apresentam o spin igual a 1 como o mais provável e mistura multipolar $\delta=-6^{+4}_{-8}$ (vide fig.V.2.a e tab.V.2). O valor alto para a razão de mistura multipolar desta transição entre estados de mesma paridade sugere paridade positiva para o nível. Esta assinalação está de acordo com o trabalho de Coceva²⁷⁾. Colvin³¹⁾ descarta a possibilidade de spin 1 medindo uma transição para o nível 4^+ , entretanto esta transição não foi confirmada por nenhum outro trabalho e nem por medidas de espectroscopia simples cuidadosas realizadas por

nós.

-Nível 2469 keV - 2^-

O spin e paridade 2^- deste nível foram bem estabelecidos em trabalhos anteriores baseados em medidas de coeficiente de conversão eletrônica^{22,23)}, correlação angular^{22,23,25)} e captura de nêutrons²⁷⁾.

Neste trabalho as cascatas 1927-540 keV (1.11) e 1107-1362 keV (5.3) foram medidas confirmando o spin 2 e a mistura multipolar compatível com zero ($\delta(M2/E1) \sim 0$) confirma o caráter E1 das transições de 1107 e 1927 keV (vide fig.V.2.a e tab.V.2). Foi medida ainda a cascata 1107-822 keV com a finalidade de confirmar o valor da mistura multipolar da transição de 822 keV.

-Nível 2516 keV - 2^+

O trabalho de Peterson³⁰⁾ atribui paridade positiva a este nível e transições para o estado fundamental eliminam a possibilidade de spin 3. Já o trabalho de Rimawi²⁹⁾ descarta o valor de spin igual a 1.

A medida de espectroscopia simples indicou a presença de uma transição de 349 para o nível 3^- de 2167 keV proposto, o que faz com que o único spin permitido seja o 2.

O ajuste das cascatas 1155-1362 keV (5.4) e 1977-540 keV (1.12) fornece valores de razão de mistura multipolar iguais a $0,8^{+1,7}_{-0,5}$ e $1,3^{+1,8}_{-0,6}$ para as transições de 1155 keV e 1977 keV respectivamente. Estes valores elevados são compatíveis com paridade positiva pois a assinalação da paridade negativa implicaria em intensidades de M2 elevadas comparadas com E1.

-Nível 2915 keV - 2^-

O spin e paridade 2^- deste nível foram bem estabelecidos em trabalhos anteriores baseados em medidas de coeficientes de conversão eletrônica^{22,23)}, correlação angular^{22,23,25)} e captura de nêutrons²⁷⁾.

As cascatas 2376-540 keV (1.13) e 1553-1362 keV (5.5) foram medidas confirmando spin igual a 2 e a predominância do caráter de dipolo elétrico das transições 2376 keV e 1553 keV (vide fig.V.2.a e tab.V.2).

A cascata 446-1107 keV (3.1), e as cascatas triplas 446-540 keV (1.18) e 446-1362 keV (5.6) foram medidas, obtendo-se como resultado o valor médio para razão de mistura multipolar da transição 446 keV igual a $\delta(E2/M1)=0,09(3)$. O trabalho de correlação angular de Babenco²⁵⁾ indica que a transição 446 keV é do tipo $E2 + (5.5 \pm 1)\%M1$, a partir da medida de A_{22} e A_{44} obtidos da cascata 446-1930 keV ($2^- - 2^- - 2^+$). Entretanto esta cascata apresenta dois valores de razão de mistura multipolar, igualmente prováveis, para um dado par A_{22} e A_{44} , sendo que somente o maior valor foi apresentado. O valor de mistura multipolar indicado por Babenco²⁵⁾ não é compatível com o nosso, entretanto o valor omitido é.

-Nível 3070 keV - $2^{(-)}$

Este nível foi inicialmente proposto por Berzins²⁴⁾ com spin igual a 1 ou 2. Rimawi²⁹⁾ sugere spin 2 e paridade negativa duvidosos. O valor baixo do $\log(ft)$ da alimentação deste nível proposto por Berzins também indicam paridade negativa.

A medida de correlação angular da cascata 2530-540 keV (1.14) confirma a escolha de spin igual a 2 (vide tab.V.2 e fig.V.2.a). com o valor da mistura multipolar obtido para a transição de 2530 keV igual a $-0,14(6)$. As estimativas de Weisskopf prevêem, no caso de escolha de paridade negativa para o nível, $\delta^2(M2/E1) = 1 \times 10^{-6}$, da ordem de 10^5 vezes maior que o obtido, entretanto atenuações da componente E1 podem ocorrer, viabilizando a escolha. Este argumento é reforçado pela presença da transição de 3070 keV para o estado fundamental de caráter M2, somente 77 vezes menos intensa que a transição de 2530 keV.

O trabalho de Babenco²⁵⁾ atribui a este nível spin igual

a 1. Esta atribuição, entretanto, é mais fraca pois os valores de A_{22} e A_{44} com os respectivos erros experimentais, obtidos da cascata 2530-540 keV (0,443(85) e -0,128(93) respectivamente), apresentados em seu trabalho, são compatíveis com spin 1 e 2, com igual probabilidade.

Nível 3324 keV - $(1,2)^+$

Os trabalhos de Rimavi²⁹⁾ e Peterson³⁰⁾ sugerem para este nível spin 2 com paridade positiva. A medida de correlação angular da cascata 2785-540 keV (1.15) é compatível com spin 1 e 2 com uma probabilidade um pouco maior para o primeiro, como pode ser visto na fig.V.2.a. Esta asinalação é consistente com o elevado valor de $\log(ft)$ presente na alimentação deste nível.

VII. Conclusão

A utilização do espectrômetro automático de correlação angular com dois detectores de Ge(Li) associado a uma técnica sofisticada e completa de redução e análise de dados, se mostrou de grande valia na determinação de valores de spin dos estados nucleares excitados do ^{100}Ru , particularmente levando-se em conta a grande complexidade encontrada no esquema de desintegração do ^{100}Rh . Os valores de razão de mistura multipolar de uma serie de transições puderam ser medidos, alguns confirmando valores já conhecidos e outros pela primeira vez.

Constatou-se também que a utilização de resultados de medidas de espectroscopia simples de boa resolução (1.9 keV) referentes a transições fracas pode ser muito útil na elucidação dos spins dos estados nucleares.

Como resultados das medidas obtivemos:

-A constatação dos spins e paridades bem estabelecidos dos estados de 540 keV, 1130 keV, 1226 keV, 1362 keV, 2469 keV e 2915 keV que seviram também como referência nas medidas efetuadas.

-A assinalação do spin e paridade igual a 2^+ para o estado de 1865 keV que apresentava valor duvidoso $(1,2)^+$.

-A assinalação do spin e paridade igual a 3^+ para o estado de 1881 keV que apresentava valor duvidoso $(3,4)^+$.

-A assinalação do spin e paridade igual a 2^+ para o estado de 2099 keV que apresentava valor duvidoso (2^-) .

-A assinalação do spin e paridade igual a 3^- para o estado de 2167 keV que apresentava valor duvidoso (2^-) .

-A assinalação do spin e paridade igual a 1^+ para o estado de 2241 keV, assinalação esta feita pela primeira vez neste trabalho.

-A confirmação do spin e paridade igual a 2^+ para o estado de 2517 keV que apresentava sua assinalação duvidosa.

-A confirmação do spin e paridade igual a 2^- para o estado de 3070 keV que apresentava sua assinalação duvidosa.

-A medida da razão de mistura multipolar da transição de 822 keV $\delta(E2/M1)=3.70(41)$ compatíveis com valores anteriormente medidos e com o valor médio proposto por Lange³⁷⁾.

-A medida da razão de mistura multipolar da transição de 1342 keV $\delta(E2/M1)=6.8^{+1.9}_{-1.0}$, valor este bastante diferente dos obtidos em trabalhos anteriores. Esta diferença foi justificada levando se em conta que, nos trabalhos anteriores foram utilizados detectores de NaI(Ti) que não conseguem resolver satisfatoriamente, o dubleto 1325 keV-1342 e a presença de um pico na região de energia de 1354 keV proveniente do escape duplo da transição de 2376 keV.

-A medida da razão de mistura multipolar de mais 19 transições apresentadas na tab.VI.1 sendo que 12 delas pela primeira vez.

-A determinação da razão de mistura multipolar $Q^2(E0/E2)$ da transição de 822 keV, através da medida de duas cascatas triplas envolvendo esta transição.

A medida detalhada de espectroscopia simples do decaimento do ^{100}Rh , realizadas com a finalidade de reconhecimento do espectro, revelou uma grande quantidade de transições novas e a possibilidade de atribuição de estados novos para o esquema de níveis do ^{100}Ru , especialmente na região de energia acima de 2700 keV. Os valores de $\log(ft)$ para esta região também carecem de revisão pois alguns destes valores se apresentam muito reduzidos para as assinalações de spin sugeridas.

Trabalhos no sentido de solucionar estas questões estão em andamento.

Referências

- 1) J.V.Dunworth, Rev. Scient. Instr. 11(1940)167.
- 2) D.R.Hamilton, Phys. Rev. 58(1940)122.
- 3) L.C.Biederharn e M.E.Rose, Rev. Mod. Phys. 25(1953)729.
- 4) H.Frauenfelder e R.M.Steffen, in :K.Siegbahn, editor Alpha, beta and gama-ray spectroscopy, Amsterdam, North-Holand, 2(1965)997.
- 5) H.J.Rose e D.M.Brink, Rev. Mod. Phys. 39(2)(1967)306.
- 6) R.M.Steffen, Proc. Conf. Angular Correlation in Nuclear Disetegration, (1970), Delft,Holands. H.van Krugten e B.van Nooijen eds., Rotterdam Univ. Press, (1971).
- 7) E.L.Brandy e M.Deutsch, Phys. Rev. 78(1950)558.
- 8) V. R. Vanin, Tese de Doutorado, IFUSP, 1982.
- 9) A. M. P. Passaro, Dissertação de Mestrado, IFUSP, 1987.
- 10) A.Bohr e B:R.Mottelson, Nuclear Structure, Vol.1 (W. A. Benjamin,Inc New York,1969), p.381.
- 11) K.S.Krane e R.M.Steffen, Phis. Rev. C4(1971)1419.
- 12) J.M.Blatt e V.F.Weisskopf, Teoretical Nuclear Physics, John Wiley and Sons, New York (1952), p.627.
- 13) D.C.Camp e A.L.Van Lehn, Nucl. Instr. Meth. 76(1969)192.
- 14) Procida, V.L.C.,Dissertação de Mestrado, IFUSP, 1990.
- 15) Hourani E., Nucl. Inst. Meth. 94(1971)401.
- 16) J.M.Cohenca, Manual do Programa Fatias, Lal-IFUSP, 1983.
- 17) C.M.Lederer e V.S.Shirley eds., Table of Isotopes, 7ed. John Wiley and Sons, Inc., 1978.
- 18) P. Gouffon, Manual do Programa IDEFIX, LAL-IFUSP, 1982.
- 19) P. Gouffon, Manual do Programa AJUSTE, Lal-IFUSP, 1987.
- 20) M.T.F.Cruz, Tese de Doutorado, IFUSP, 1987.
- 21) P.H.Stelson e F.K.McGowan, Phys. Rev. 121(1961)209.
- 22) M.Koike, K. Hisataque, N. Ono e K.Takahashi, Nucl. Phys. 54(1964)129.
- 23) H. Kawakami e K. Hoisatake, J. Phys. Soc. Japan 24(1968)614.
- 24) G. Berzins, M.E.Bunker e J.W.Staner, Phys.Rev.

- 187(1989)1618.
- ²⁵⁾ V.V.Babenco, I.N.Vishnevskii, V.A.Zheltonozhskii, V.C.Svyato e V.V.Trishin, Izv. Akad. Nauk SSSR, 42(1978)93.
 - ²⁶⁾ F.K.McGowan, R.L.Robinson, P.H.Stelson e W.T.Milner, Nucl. Phys, A113(1968)529.
 - ²⁷⁾ C.Coceva e P.Giacobbe, Nucl. Phys.A385(1982)318
 - ²⁹⁾ K.Rimawi e outros, Phys Rev., C9(1974)1978
 - ³⁰⁾ R.J.Peterson, R.A.Emigh e R.E.Anderson, Nucl. Phys., A348(1980)8.
 - ³¹⁾ G.G.Colvin, S.J.Robinson e F. Hoyler, J.Phys.G: NuclPhys., 14(1988)1411.
 - ³²⁾ S.G.Lie e G.Holzwarth, Phys Rev. C12(1975)1035.
 - ³³⁾ M.J.A.DeVoigth, J.F.W.Jansen, F.Bruining e Z.Sujkowski, Nuc. Phys A292(1979)265
 - ³⁴⁾ S.Landsberger, R.Lecomte, P.Paradis e S.Monaro, Phys Rev. C21(1980)588.
 - ³⁵⁾ J.Lange e J.H.Hamilton, Rev. Mod. Phys, 54 (1982) 119.