



CORRELAÇÕES ANGULARES GAMA-GAMA NO NÚCLEO ^{105}Rh

Vanica Aparecida Perin Esteves

DISSERTAÇÃO E TESE - IEA 107
IEA - DT - 107

ABRIL/1979

CONSELHO DELIBERATIVO

MEMBROS

Klaus Reinach – Presidente
Roberto D'Utra Vaz
Helcio Modesto da Costa
Ivano Humbert Marchesi
Admar Cervellini

PARTICIPANTES

Regina Elisabete Azevedo Beretta
Flávio Gori

SUPERINTENDENTE

Rômulo Ribeiro Pieroni

CORRELAÇÕES ANGULARES GAMA-GAMA NO NÚCLEO ^{106}Rh

Vanice Aparecida Perin Esteves

**Dissertação para obtenção do Título de "Mestre em Ciências" – Área de Concentração Tecnologia Nuclear.
Orientador Dr. Rajendra N. Saxena.
Apresentada e defendida em 8 de junho de 1978,
no Instituto de Energia Atômica.**

**INSTITUTO DE ENERGIA ATÔMICA
SÃO PAULO - BRASIL**

Série DISSERTAÇÃO E TESE IEA

INIS Categories and Descriptors

A34

Rhodium 105

Angular correlation

Gamma cascades

Nota: A redação, ortografia e conceitos são de responsabilidade dos autores.

SUMÁRIO

	Página
INTRODUÇÃO	1
CAPÍTULO I	
RESUMO TEÓRICO	2
I.1 – Princípios Gerais de Correlação Angular	2
I.1.1 – Introdução	2
I.1.2 – Correlação Angular Direcional Gama-Gama	3
I.1.3 – Função Correlação Angular	3
I.1.4 – Correlação Angular Tripla	6
CAPÍTULO II	
INSTRUMENTAÇÃO E ANÁLISE DE DADOS	7
II.1 – Instrumentação	7
II.1.1 – Introdução	7
II.1.2 – Espectrômetro de Correlação Angular	7
II.1.3 – Sistema Eletrônico	8
II.2 – Preparação da Amostra	11
II.3 – Análise dos Dados	11
II.4 – Testes Experimentais	13
CAPÍTULO III	
CORRELAÇÕES ANGULARES DAS TRANSIÇÕES GAMA NO NÚCLEO ^{195}Rh	14
III.1 – Introdução	14
III.2 – Medidas de Correlação Angular Direcional	14
III.3 – Resultados e Discussão	16
CAPÍTULO IV	
ANÁLISE DOS DADOS EXPERIMENTAIS EM TERMOS DE MODELOS NUCLEARES	28
IV.1 – Introdução	28
IV.2 – Modelo de Camadas	35
IV.3 – Modelo de Partícula Simples	35
IV.4 – Modelos Coletivos	36

	Página
IV.5 – Modelo Unificado (Modelo de Nilsson)	37
IV.6 – Modelo de Quase-Partícula	38
IV.7 – Considerações Finais	41
 CAPÍTULO V	
CONCLUSÕES	43
 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	 45

CORRELAÇÕES ANGULARES GAMA-GAMA NO NÚCLEO ^{105}Rh

Vanica Aparecida Perin Esteves

RESUMO

Este trabalho contém as medidas da Correlação Angular Direcional Gama-Gama de cascatas formadas por transições gama, de níveis populados, no ^{105}Rh , a partir do decaimento β^- do ^{105}Ru . As cascatas estudadas foram: (316-469), (500-469), (485-499), (875-469), (879-499), (907-469), (11017-469), (350-326), (393-263), (413-263), (489-149) e (575-149) KeV. O equipamento utilizado, nas medidas, foi o espectrômetro gama Ge(Li) - NaI(Tl). Os resultados obtidos confirmam o resultado de estudos anteriores, nesse núcleo.

Dentro desse estudo foi também, feito o cálculo das razões de mistura multipolar δ (E2/M1) de várias transições gama, sendo que os valores determinados, foram: $\delta(149) = 0,34 \pm 0,01$, $\delta(262) = -1,27 \pm 0,02$ ou $-0,14 \pm 0,01$, $\delta(326) = -1,79 \pm 0,01$ ou $0,014 \pm 0,002$, $\delta(393) = -7,1 \pm 0,3$ ou $-0,36 \pm 0,01$, $\delta(489) = 0,25 \pm 0,02$, $\delta(500) = 0,7 \pm 0,3$ e $\delta(907) = -21,7 - 31,1$ ou $0,21 \pm 0,03$. Os resultados experimentais são discutidos em termos de vários modelos que se aplicam nessa região de massa.

INTRODUÇÃO

O fato de não se conhecer a origem das forças nucleares, implica num grande número de estudos e medidas das propriedades e parâmetros nucleares com o propósito de se chegar a uma concepção mais exata com respeito a essas forças. Dessa forma, os fenômenos nucleares observados experimentalmente, tentar ser explicados pela Física Teórica, por meio de modelos nucleares.

Por outro lado, a Física Experimental se ocupa de medir certos parâmetros tentando obter informações para elucidar estruturas nucleares, e esses parâmetros medidos servirão como teste dos modelos. Normalmente, a medida de parâmetros nucleares requer técnicas especiais, como por exemplo a técnica de Correlação Angular, usado no presente trabalho. Esta técnica experimental, baseada na medida de coincidências entre duas radiações gama, tem dado uma grande contribuição no campo da espectroscopia nuclear, uma vez que já vem sendo empregada desde 1947. Além da contribuição dada à Física Nuclear, essa técnica é também empregada na Física de Estado Sólido, por exemplo na determinação do fator "g", campos magnéticos e outras propriedades dos sólidos.

Atualmente, pode-se estudar núcleos com estrutura nuclear bastante complexa, isto porque hoje conta-se com detectores tipo Ge(Li) com resolução em energia mais alta do que os detectores de NaI(Tl) usados em épocas anteriores.

No presente trabalho é utilizada uma combinação de um detector de NaI(Tl) com um detector de Ge(Li) no estudo de correlações angulares gama-gama, do núcleo ^{105}Rh , envolvendo transições de média e baixa intensidade. O núcleo ^{105}Rh , com $Z = 45$ e $N = 60$, não está próximo dos números mágicos, nem para Z , nem para N , afastando-se da classificação de núcleo esférico. Este isótopo se encontra numa

região de Z ($41 < Z < 49$) que apresenta difícil interpretação teórica assim, um estudo detalhado dos parâmetros nucleares medidos, nessa região, por meio da técnica de correlação angular, deverá contribuir para os trabalhos neste campo.

Foram medidas várias cascatas gama, neste trabalho, sendo que a maioria são medidas inéditas. Foram determinadas as razões de mistura multipolar para várias transições gama misturadas. Os resultados dessa dissertação, associados às informações que já existiam anteriormente, para o núcleo em estudo, tornaram possível estabelecer o valor de spin para certos níveis para os quais eram apresentadas ambigüidades. O presente estudo, traz uma exposição sobre a técnica e teoria de correlação angular e expõe também a maneira de interpretação dos resultados.

O capítulo I, da dissertação, traz noções sobre a Correlação Angular Direcional Gama-Gama. No capítulo II é feita uma descrição da instrumentação utilizada e do método para análise dos dados. O capítulo III traz todo o conjunto de informações obtidas, com uma análise para cada um dos níveis envolvidos. O capítulo IV contém informações sobre alguns modelos nucleares e em seguida é feita uma análise do ^{105}Rh em termos desses modelos expostos. O capítulo V apresenta as conclusões do estudo desenvolvido nessa dissertação.

CAPÍTULO I

RESUMO TEÓRICO

1.1 – Princípios Gerais da Correlação Angular

1.1.1 – Introdução

A idéia de uma correlação angular para sucessivos raios gama emitidos por um núcleo surgiu em 1940, por Dunworth⁽¹⁸⁾. Hamilton⁽²⁸⁾ desenvolveu a teoria para Correlação Angular Direcional Gama-Gama, usando a teoria de perturbação, e, Goertzel⁽²⁵⁾ aprimorou este trabalho considerando perturbações extra-nucleares. Após o trabalho de Hamilton, várias foram as tentativas de se observar a correlação angular, mas isto só foi conseguido quando se pode utilizar detectores mais eficientes que os contadores Geiger-Müller, como por exemplo dos detectores de cintilação. As primeiras evidências experimentais foram obtidas por Brady e Deutsch⁽¹³⁾, em 1947, e a partir daí as medidas de correlação angular se tornaram um método geral e importante de espectroscopia nuclear^(9,24,48). O uso do analisador multicanal eletrônico, detectores de NaI(Tl) e mais tarde Ge(Li) e Si(Li) permitiram o estudo de núcleos que possuem complexos esquemas de decaimento.

A teoria de correlação angular talvez seja a melhor e mais elucidativa teoria dos fenômenos nucleares, porque ela se baseia em muitos princípios gerais de simetria, que levam à conservação do momento angular e paridade.

Normalmente, uma amostra radioativa tem os núcleos orientados ao acaso; assim, não é possível a observação de uma dependência angular entre raios gama emitidos, e a distribuição angular de intensidade dos raios gama, nesta amostra radioativa, é dita isotrópica. Desde que seja possível obter um padrão anisotrópico dos spins nucleares, uma correlação angular entre os raios gama emitidos poderá ser observada. Para a obtenção desse padrão anisotrópico, existem técnicas que podem ser utilizadas, tais como a aplicação de um campo magnético, ou gradiente de campo magnético, a baixa temperatura, nessas amostras, e isto provocará o alinhamento dos spins nucleares em relação ao eixo do campo aplicado.

Em caso de emissão de dois gamas sucessivos existe um método mais simples para a obtenção de um padrão anisotrópico que consiste em fixar-se a direção de emissão da primeira transição (γ_1); assim a segunda radiação emitida, γ_2 , sairá de um estado alinhado e sua distribuição angular vai mostrar uma nítida correlação angular em relação à primeira transição γ_1 . Neste trabalho foi utilizado este método, que é chamado correlação angular direcional.

A correlação angular de dois gamas, emitidos em cascata, pode ser afetada se a orientação do spin do estado intermediário alterar-se durante o período em que o núcleo permanecer neste estado. Estas alterações podem ser induzidas por campos elétricos ou magnéticos internos, de origem atômica ou molecular, ou, também, por campos externos aplicados, produzindo interações com os momentos nucleares. Estas interações são significativas quando a vida média do nível intermediário é grande (maior que 10^{-10} seg.). Neste caso obtém-se a chamada correlação angular perturbada; se a vida média for menor que 10^{-10} seg. essas perturbações, em geral, não são significativas. As perturbações, também dependem da forma física da amostra; a forma mais conveniente para evitar perturbações é a de fontes líquidas, diluídas, ou de material com rede cristalina cúbica.

A técnica da correlação angular direcional permite a obtenção de dados que fornecem informações sobre spins dos níveis nucleares e também a razão de mistura multipolar das transições gama. Para informações sobre paridade dos níveis nucleares é necessário observar-se também a polarização (linear ou circular) das radiações emitidas, e o método chama-se correlação angular polarizada.

1.1.2 – Correlação Angular Direcional Gama-Gama

Quando um núcleo emite uma radiação gama há uma dependência angular entre a direção de emissão e o spin nuclear. Detetando o primeiro gama em uma direção fixa corresponde a selecionar núcleos com spin alinhado. O segundo gama da sequência é, então, emitido de núcleos com o spin alinhado e sua direção tem uma dependência angular com a direção de emissão da primeira radiação gama.

A Figura 1, mostrada a seguir, dá uma idéia de um típico esquema de níveis nucleares e da geometria utilizada para as medidas de correlação angular.

Cada um dos níveis nucleares é caracterizado pela sua energia (E_n), pelo seu spin (I_n) e paridade (π_n), com n igual a 1, 2, 3. As transições gama são caracterizadas pelo número quântico momento angular (L_n), que é a sua multipolaridade de mais baixa ordem, e sua paridade (π_n), onde n é igual a 1, 2, e L_n é igual a $L_n + 1$.

As transições gama, da cascata, são detetadas dentro dos ângulos sólidos dos detetores: para a transição gama 1, na direção k_1 , corresponde o ângulo sólido $d\Omega_1$ e para gama 2, na direção k_2 , o ângulo sólido $d\Omega_2$. Assim, mantendo-se um detetador fixo determina-se o número de coincidências obtidas, variando-se θ , que é o ângulo formado entre os eixos dos dois detetores. Da dependência angular, no número de coincidência, resulta a função correlação angular $W(\theta)$, da cascata gama. Esta função vai depender dos spins dos níveis nucleares envolvidos e da multipolaridade das transições. Um estudo teórico, detalhado, da função correlação angular encontra-se no artigo de Rose e Brink⁽⁴⁵⁾.

1.1.3 – Função Correlação Angular

Considerando-se os esquemas mostrados na Figura 1, é possível obter uma função correlação angular^(17,10) $W(\theta) = W(k_1, k_2)$, dada por:

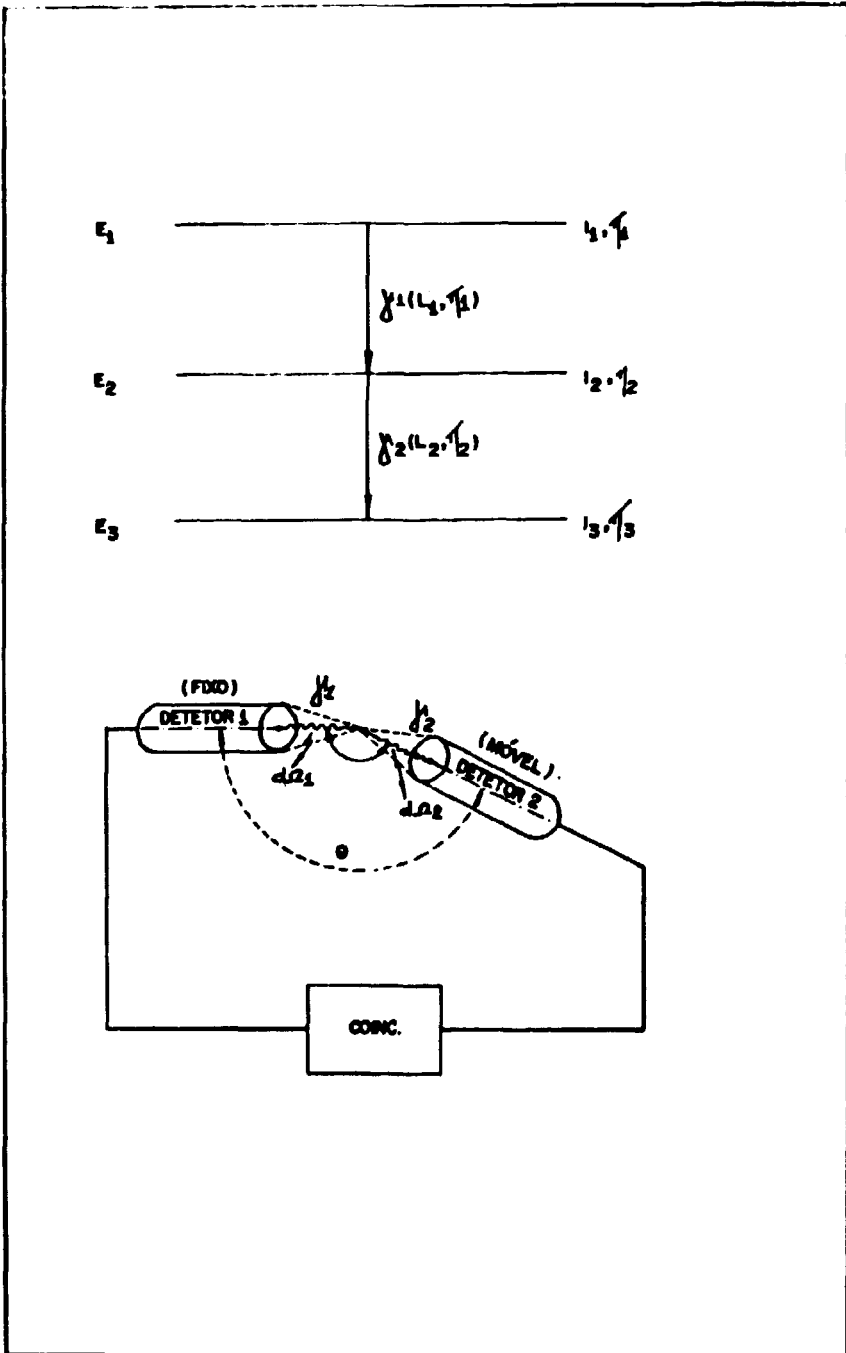


Figura 1 - Esquema Típico de Níveis Nucleares com os Parâmetros mais Importantes e Esquema Simplificado do Arranjo Experimental para Medidas de Correlação Angular

$$W(\theta) = \sum_k A'_{kk} P_k(\cos \theta), \quad k_{\text{par}} \geq 0 \quad (1)$$

onde:

$$k_{\text{max}} = \min(2I_2, 2L_1, 2L_2)$$

$P_k(\cos \theta)$ = polinômio de Legendre de ordem k .

Normalmente $k_{\text{max}} = 4$, pois as multipolaridades das transições gama são, na maioria das vezes, do tipo dipolar ou quadrupolar, o que limita os valores de L_n a 1 e/ou 2.

Usualmente, a função correlação angular é dada pela expressão:

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

onde os A_{kk} são normalizados em relação a A_{00} .

Os coeficientes da função correlação angular, A_{kk} , dependem dos spins dos níveis nucleares envolvidos e podem ser escritos da seguinte forma:

$$A_{kk} = A_k(\gamma_1) \cdot A_k(\gamma_2) \quad (2)$$

onde $A_k(\gamma_1)$ depende exclusivamente da multipolaridade da transição γ_1 , dos spins nucleares envolvidos nesta transição: I_1 e L_1 , o mesmo acontecendo para $A_k(\gamma_2)$ que vai depender de L_2 , L_2' de γ_2 e de I_2 , I_2' . Assim, escrevendo explicitamente:

$$A_k(\gamma_1) = \frac{F_k(I_2' I_1 L_1 L_1') + (-1)^{L_1 - L_1'} 2\delta_1 F_k(I_2 I_1 L_1 L_1') + \delta_1^2 F_k(I_2 I_1 L_1' L_1')}{1 + \delta_1^2} \quad (3)$$

$$A_k(\gamma_2) = \frac{F_k(I_2 I_3 L_2 L_2') + 2\delta_2 F_k(I_2 I_3 L_2 L_2') + \delta_2^2 F_k(I_2 I_3 L_2' L_2')}{1 + \delta_2^2} \quad (4)$$

Os coeficientes F_k , chamados coeficientes de Ferentz Rosenzwing estão tabelados na referência⁽²²⁾, e são, explicitamente, escritos da seguinte forma:

$$F_k(L L' I I') = (-1)^{(I'+I-1)} [(2L+1)(2L'+1)(2k+1)]^{\frac{1}{2}} \times \begin{pmatrix} L & L' & k \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \times \begin{Bmatrix} L & L' & k \\ I' & I & I \end{Bmatrix}$$

onde $\begin{pmatrix} L & L' & k \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix}$ e $\begin{Bmatrix} L & L' & k \\ I' & I & I \end{Bmatrix}$ são, respectivamente, os coeficientes 3) e 6), de Wigner.

Os δ_n ($n = 1, 2$), que aparecem nas fórmulas acima, são as razões de mistura multipolar, pois, às vezes, as duas multipolaridades de mais baixa ordem contribuem para uma transição: L_1 e L'_1 , L_2 e L'_2 , onde $L'_n = L_n + 1$; tem-se, então, para δ_1 e δ_2 :

$$\delta_1 = \delta(\gamma_1) = \frac{\langle I_2 | |T_{L'}^{\langle \pi' \rangle} | | I_1 \rangle / (2L' + 1)^{1/2}}{\langle I_2 | |T_L^{\langle \pi \rangle} | | I_1 \rangle / (2L + 1)^{1/2}} \quad e$$

$$\delta_2 = \delta(\gamma_2) = \frac{\langle I_3 | |T_{L'}^{\langle \pi \rangle} | | I_2 \rangle / (2L' + 1)^{1/2}}{\langle I_3 | |T_L^{\langle \pi \rangle} | | I_2 \rangle / (2L + 1)^{1/2}} \quad (5)$$

onde:

$\langle I_{i+1} | |T_L^{\langle \pi \rangle} | | I_i \rangle$ são os elementos de matriz reduzida, para transições gama, de ordem multipolar 2^L , de um estado de spin I_i para outro I_{i+1} ;

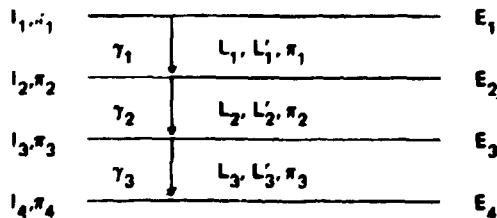
$T_L^{\langle \pi \rangle}$ são os operadores de interação multipolar.

Dessa forma, pode-se definir a razão de mistura multipolar do seguinte modo:

$$\delta^2 = \frac{\text{intensidade da transição com multipolaridade } L'_n}{\text{intensidade da transição com multipolaridade } L_n}$$

1.1.4 – Correlação Angular Tripla^(1,3)

A correlação angular tripla é obtida quando se tem um conjunto de n véis nucleares, como esquematizados abaixo:



Para a cascata tripla pode-se determinar uma expressão, para a função correlação linear, γ_1, γ_2 , sem a observação de γ_3 . Teoricamente, é introduzido um fator multiplicativo $U_k(I_2, I_3)$ chamado coeficiente de distribuição angular de transição não observada, na função $W(\theta)$, dada por (1), e obtém-se:

$$W(\theta)_{1,3} = \sum_{k_{\text{par}}} A_k(\gamma_1) U_k(l_2, l_3) A_k(\gamma_3) P_k(\cos \theta), \quad (6)$$

onde:

$$U_k(l_2, l_3) = \frac{U_k(L_2, l_2, l_3) + \delta_2^2 U_k(L_2', l_2, l_3)}{1 + \delta_2^2} \quad (7)$$

tal que a função $A_k(\gamma_n)$ é definida por (3) e δ_2 é a mistura multipolar de γ_2 , definida por (5). Os valores de U_k estão tabelados na referência⁽⁷⁾.

A partir das determinações dos coeficientes A_{22} e A_{44} , comparando com as expressões (3) e (4) e usando informações adicionais de outras experiências, usualmente extrai-se informações sobre os spins dos níveis medidos e sobre as características multipolares das transições.

CAPÍTULO II

INSTRUMENTAÇÃO E ANÁLISE DE DADOS

II.1 – Instrumentação

II.1.1 – Introdução

Em uma experiência típica de correlação angular o que se obtém é o número real de coincidências entre γ_1 e γ_2 que são emitidos numa sucessão rápida, como função do ângulo entre os eixos dos detectores utilizados para a detecção de γ_1 e γ_2 ; estes números reais de coincidências, $W(\theta)$, representam a função correlação angular. Uma comparação entre a correlação angular experimental e teórica, então, fornece informações sobre os spins dos níveis nucleares envolvidos, na cascata, e sobre as multipolaridades das transições gama.

Até a pouco tempo atrás eram utilizados somente os detectores de NaI(Tl) para medidas de correlação angular gama-gama. Mas com o aparecimento dos detectores de Ge(Li), com melhor resolução em energia, em relação aos detectores de NaI(Tl), praticamente todas as experiências são realizadas usando-se detectores de Ge(Li), ou, então, uma combinação de um Ge(Li) e outro NaI(Tl). Os detectores de Ge(Li) tem uma desvantagem que é uma eficiência menor, de detecção gama, em relação aos detectores de NaI(Tl); por exemplo: para raios gama de energia maior que 1.0 MeV, a eficiência para um detector de NaI(Tl), de 7,5 cm x 7,5 cm é uma ordem de grandeza maior do que a do Ge(Li), de maior volume fabricado comercialmente. Por esta razão, detectores de NaI(Tl), ainda são utilizados em experiências onde se requer maior estatística de contagem. Assim, uma combinação com um detector de Ge(Li) é bastante utilizada para medidas de correlação angular gama-gama.

II.1.2 – Espectrômetro de Correlação Angular

Uma combinação de um detector de Ge(Li), coaxial com 35 cm³ de volume (ORTEC), e um detector de NaI(Tl), com 7,5 cm x 7,5 cm (HARSHAW), foi utilizado para as medidas de coincidências

gama-gama, no presente trabalho de correlação angular. O detector de Ge(Li) foi mantido fixo, enquanto o de NaI(Tl) era móvel. O detector de NaI(Tl) foi montado sobre uma mesa circular, de aço, e pode ocupar qualquer posição angular entre 90° e 270° (em relação ao eixo horizontal do detector de Ge(Li)). A Figura 2 dá uma idéia deste arranjo experimental. O movimento do detector a NaI(Tl) é completamente automatizado⁽⁹⁾. No centro da mesa circular existe um pino que suporta a fonte radioativa, sendo que a fonte tem uma rotação de 4 rpm a fim de minimizar qualquer anisotropia na forma da amostra. A distância radial entre a fonte e os detectores é ajustável. Foram colocados absorvedores de alumínio de um cm de espessura em frente aos detectores, que, também, foram blindados com cones de chumbo, a fim de reduzir o número de coincidências beta-gama e efeitos de gamas espalhados, respectivamente, o que iria produzir coincidências indesejáveis. O detector de NaI(Tl) foi utilizado para selecionar regiões (janelas), no espectro gama, enquanto que o Ge(Li) registrava no analisador multicanal os espectros de coincidências, com os gamas selecionados na janela do detector de NaI(Tl). Para todas as regiões selecionadas foram escolhidas quatro posições angulares do detector de NaI(Tl): 90° , 120° , 150° e 180° . O tempo de medida, para cada ângulo foi estabelecido em dez minutos e o espectro de coincidências, resultante, era registrado, para cada ângulo, num quadrante de memória do analisador multicanal. Desta forma, o detector móvel ocupava os vários ângulos, em ciclos, e o espectro de coincidências ia sendo armazenado, nas memórias predeterminadas, para esses ângulos, continuamente.

11.1.3 – Sistema Eletrônico

Para as medidas de coincidências gama-gama, o sistema eletrônico utilizado neste trabalho é mostrado na Figura 3.

Os pulsos eletrônicos, produzidos nos detectores Ge(Li) e NaI(Tl), após passarem pelos pré-amplificadores (ORTEC-120 – 2B e ORTEC 113, respectivamente) entram nos amplificadores (ORTEC – 440), para a formação de pulsos com boa característica em tempo. A saída bipolar do amplificador é fornecida ao analisador multicanal (ORTEC 420), diretamente, no caso do detector Ge(Li), enquanto que para o detector de NaI(Tl), o pulso bipolar, passa por um estabilizador analógico (CANBERRA – 1520), antes de ser fornecido ao analisador monocanal (ORTEC – 420). A função deste estabilizador analógico é controlar o ganho no canal do detector de NaI(Tl), pois no caso de amostras com vida curta é essencial controlar, cuidadosamente, o fator de amplificação, que varia com a intensidade da fonte radioativa, no detector de NaI(Tl). A janela do analisador monocanal está completamente aberta para os pulsos do detector Ge(Li), enquanto que para o detector de NaI(Tl) são selecionadas regiões de interesse. As saídas dos analisadores monocanais são pulsos lógicos marcados no ponto de cruzamento com os zero de cada pulso bipolar. Esses dois últimos pulsos entram na unidade de coincidência rápida (ORTEC – 414A). O tempo de resolução da unidade de coincidência foi selecionada em 70 nseg. A saída unipolar e atrasada do amplificador do Ge(Li) é fornecida ao analisador multicanal (NUCLEAR CHICAGO), com memória de 4096 canais, para análise digital. A saída da unidade de coincidências serve como um pulso de "gate" ("gating pulse"), para o multicanal.

O analisador multicanal (AMC) é dividido em quatro memórias de 1024 canais cada uma, e registra o espectro total, dado pelo detector Ge(Li), coincidente à região selecionada no espectro do detector de NaI(Tl), pelo analisador monocanal. O espectro de coincidência é registrado em memórias diferentes para cada ângulo entre os detectores.

As contagens simples do detector Ge(Li), do fotopico gama selecionado no detector NaI(Tl) e as coincidências totais são registradas, separadamente, em três contadores (ORTEC-430), e impressos pela TELETYPE (33 TZ) para cada ângulo do ciclo de medida. Esses números são utilizados na normalização das coincidências. Quanto aos espectros de coincidências, estes podem ser extraídos do AMC em forma de impressos e/ou fita perfurada de papel para posterior processamento dos dados no computador.

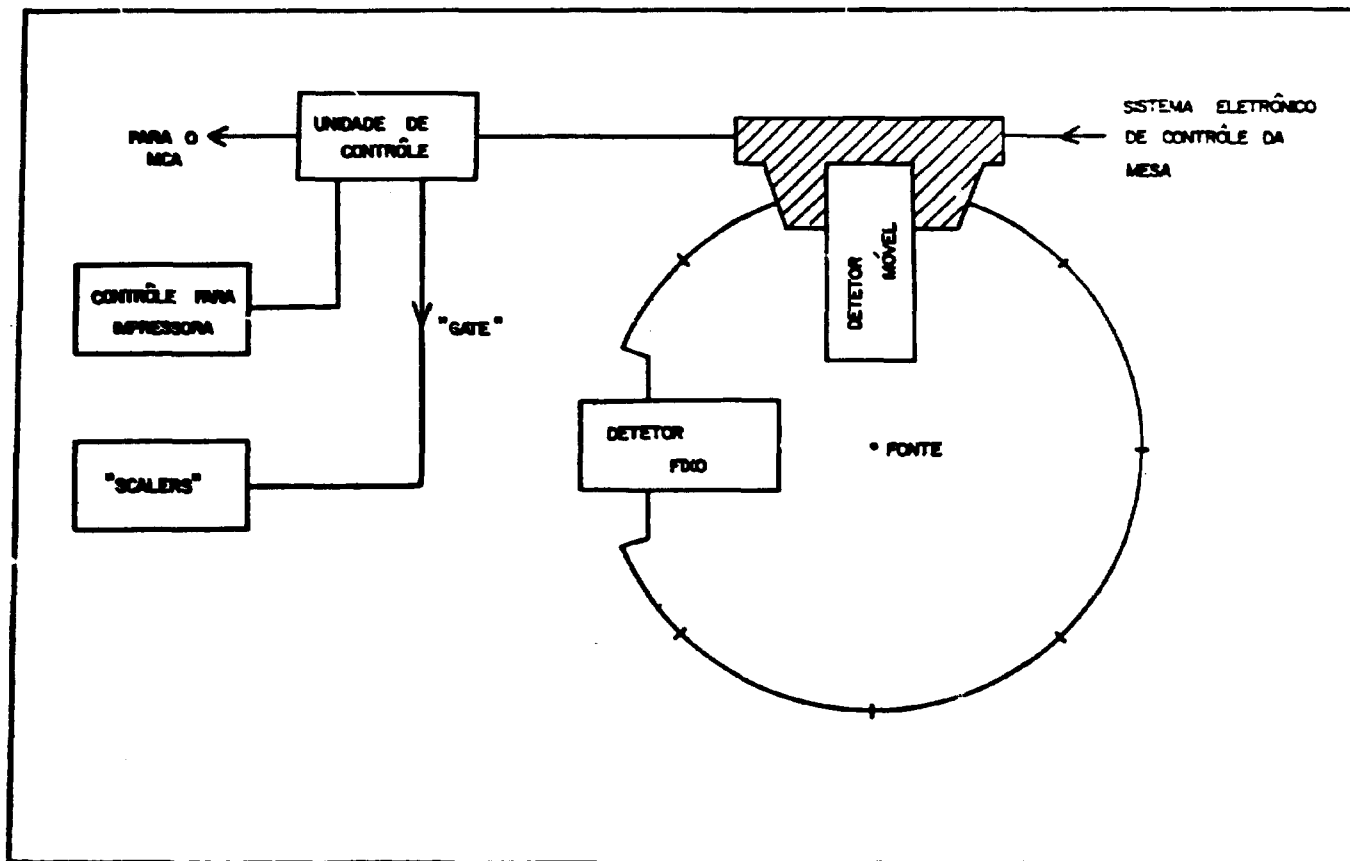


Figura 2 - Esquema Indicativo da Mesa Automática de Correlação Angular Gama-Gama

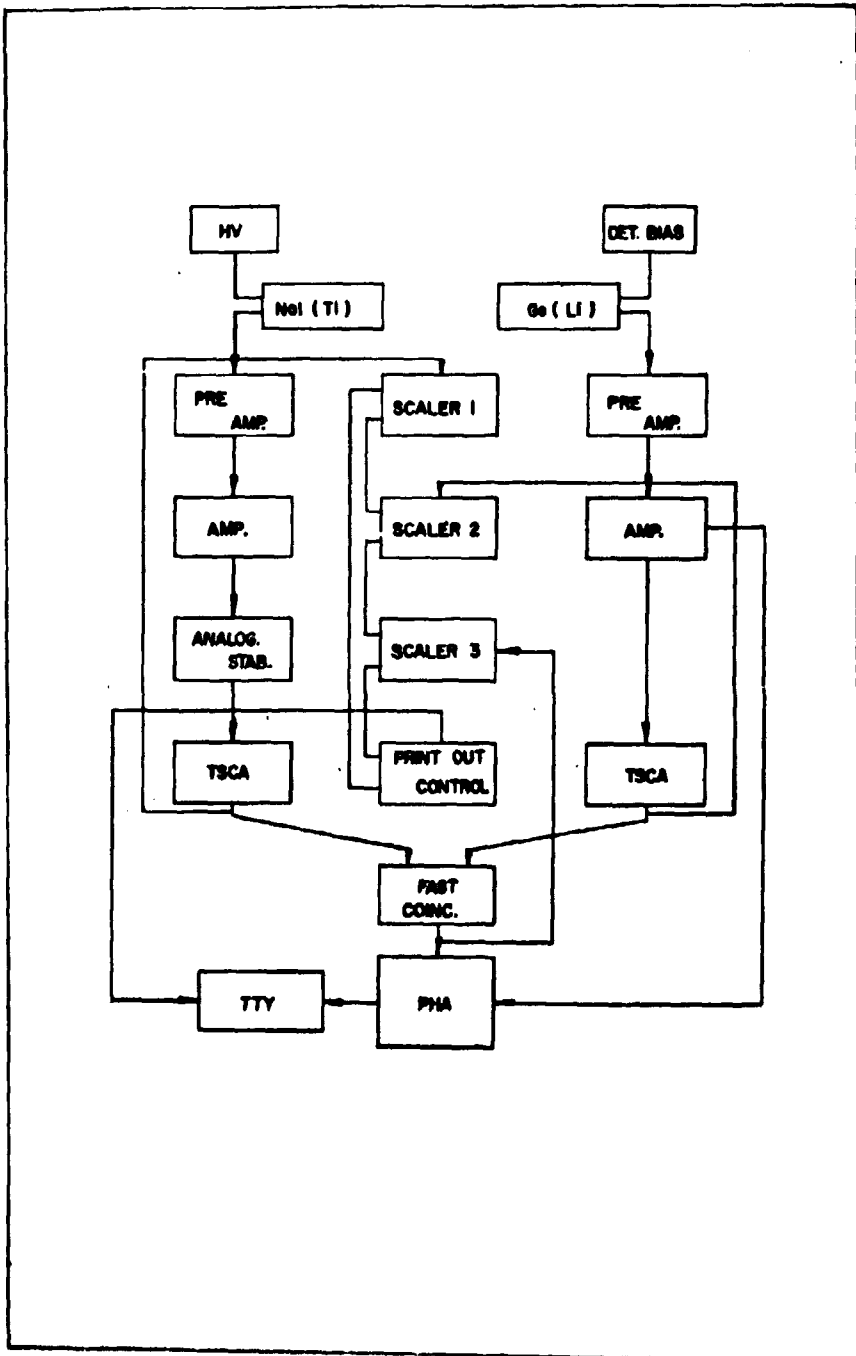
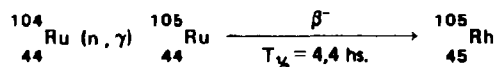


Figura 3 - Sistema Eletrônico de Correlação Angular

11.2 – Preparação da Amostra Radioativa

A amostra radioativa de ^{105}Ru foi preparada, utilizando-se Ru, na forma de pó. Esse material consistia de, aproximadamente, 7 mg de Ru metálico, enriquecida de 99,35% no isótopo ^{104}Ru e era selado num tubo fino de sílica (3 cm x 0,2 cm de diâmetro), antes da irradiação. A amostra, assim preparada, era, então, exposta a um fluxo de nêutrons térmicos de 10^{13} n/seg cm^2 , no reator IEAR-1, seguindo-se a reação:



Desta forma, por decaimento beta, o ^{105}Ru popula os vários níveis de energia do ^{105}Rh . As transições de um nível de energia para outro, no ^{105}Rh , formam várias cascatas gama, e algumas destas foram estudadas neste presente trabalho. Sendo pequeno o tamanho da fonte não foram necessárias correções para o efeito de absorção e tamanho finito da fonte. O material ativado era colocado num porta amostra de lucite, no centro da mesa de correlação angular. Cada amostra foi medida por um tempo total de oito horas, antes de ser irradiada novamente. Interferências nas medidas devidas a raios gama provenientes do decaimento do ^{105}Ru não foram observadas. Não são esperadas, também perturbações nas correlações angulares, devido à forma física da amostra (pó) utilizada, pois as maiores vidas-médias dos níveis do ^{105}Rh são menores que 3×10^{-10} seg.

11.3 – Análise dos Dados

As medidas de correlação angular gama-gama foram feitas utilizando-se o espectrômetro com um detector de Ge(Li) e outro de NaI(Tl) como descritos na seção 11.1.2. Várias foram as regiões do espectro gama selecionadas no detector de NaI(Tl), e medidas as respectivas coincidências com os raios gama detectados no Ge(Li). Além das regiões, contendo fotopicos de interesse, foram também, selecionadas regiões adjacentes, como janelas, para se obter espectros de coincidências. A finalidade da seleção dessas regiões adjacentes, às de interesse, era a correção para os eventos Compton de gamas coincidentes, de energia mais alta, que são incluídos nas janelas dos fotopicos. Tentou-se obter dados experimentais para o maior número possível de cascatas gama, selecionando-se vários fotopicos no espectro do NaI(Tl), como janela.

As medidas dos espectros de coincidências acidentais foram feitas separadamente para cada uma das janelas selecionadas, introduzindo-se um atraso eletrônico de aproximadamente um μ seg num dos pulsos dos detectores, antes de chegar à unidade de coincidências.

Obtidos os espectros de coincidências, o objetivo principal era a determinação das áreas dos fotopicos de interesse. Essas áreas foram calculadas manualmente, somando-se os números de contagens para cada canal do fotopico e subtraindo-se a contagem de fundo que era obtida fazendo a média das contagens nos dois lados do fotopico considerado. O número real de coincidências para cada fotopico era, então, obtido subtraindo-se as contribuições de coincidências acidentais e de eventos Compton. Assim:

$$W^v(\theta) = W^m(\theta) - W^{ec}(\theta) - W^{co}(\theta), \quad (8)$$

onde:

$W^v(\theta)$ = número verdadeiro de coincidências para o ângulo θ , na energia E.

$W^m(\theta)$ = área do fotopico devido ao espectro de coincidências, na energia E.

$W^{ac}(\theta)$ = área do fotopico devido ao espectro de coincidências acidentais, na energia E.

$W^{Co}(\theta)$ = área do fotopico, devido ao espectro de contribuição Compton, na energia E.

Note-se que todas as áreas dos fotopicos, mencionadas anteriormente, foram corrigidas para a contagem de fundo.

Tendo sido feitas várias medidas em cada um dos ângulos, tem-se:

$$W_t^v(\theta) = \sum_{i=1}^n W_i^v(\theta) ,$$

onde n é o número total de medidas feitas em cada um dos quatro ângulos. Os números de coincidências foram normalizadas usando as contagens simples, obtidas pelo detector de NaI(Tl), em relação ao ângulo de 90° . Assim, o número total de contagens simples para este detector, era obtido da seguinte forma:

$$C_t^s(\theta) = \sum_{i=1}^n C_i^s(\theta) ,$$

onde n é o número total de medidas no ângulo θ .

Desta forma, o número de coincidências verdadeiras em relação às contagens simples de 90° é dado por:

$$W^{exp}(\theta) = W_t^v(\theta) \times \frac{C_t^s(\theta)}{C_t^s(90)} , \quad (9)$$

A razão $\frac{W^{exp}(\theta)}{W^{exp}(90)}$ permitiu o cálculo dos coeficientes A_{22} e A_{44} , por ajuste de mínimos quadrados à função $W(\theta)$ dada por:

$$W(\theta) = 1 + A_{22} P_2(\cos \theta) + A_{44} P_4(\cos \theta) \quad (10)$$

O ajuste de mínimos quadrados foi feito usando-se um programa de computador. Os erros nos valores de $W^{exp}(\theta)$ são erros estatísticos, no número de coincidências, dados por $\sqrt{W^{exp}(\theta)}$. Os valores de A_{kk} , obtidos por este ajuste, foram corrigidos⁽³⁷⁾ para os efeitos da geometria finita dos detectores do seguinte modo:

$$A_{kk} = \frac{A_{kk}^{exp}}{C_{kk}} ,$$

onde $Q_{kk} = Q_k(1) \cdot Q_k(2)$, de tal modo que $Q_k(1)$ e $Q_k(2)$ são os fatores de correção para os detectores 1 e 2, respectivamente. Além de parâmetros geométricos dos detectores esses fatores, também, são funções das energias dos fotopicos. Os valores de Q_k estão tabelados na referência ⁽¹¹⁾ para detectores de NaI(Tl), e para os de Ge(Li) nas referências ^(10,14).

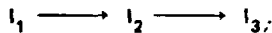
Os valores de A_{22} e A_{44} obtidos são os únicos dados experimentais e dependem, geralmente, de 7 parâmetros (equações 3 e 4), que não podem ser obtidos simultaneamente; neste caso é necessário o uso de outros tipos de informações, seja experimental ou teórica sobre os níveis e transições envolvidas na cascata. Nos casos em que já existem informações sobre spins de dois níveis e mistura multipolar de uma transição, considerando-se uma cascata simples como mostrada na Figura 1, é possível determinar o spin do terceiro nível e o valor da mistura multipolar da outra transição gama, pelo método da correlação angular. O valor da mistura multipolar δ , de uma transição gama, em cada caso, pode ser determinada pelo gráfico de $\chi^2 \times \delta$ para a mais provável sequência de spins para a cascata gama. χ^2 é definido da seguinte maneira:

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^m \left[\frac{W^{\text{teor}}(\theta_j) - W^{\text{exp}}(\theta_j)}{\sigma(W^{\text{exp}}(\theta_j))} \right]^2 \quad (11)$$

onde:

$m = 4$, neste trabalho, pois foram medidas coincidências em 4 ângulos

$W^{\text{teor}}(\theta)$ = valor teórico da função correlação angular, dada por (10) e usando valores de A_{kk} teóricos dados pelas expressões (3) e (4), considerando-se uma determinada sequência de spins:



$W^{\text{exp}}(\theta_j)$ = valor experimental obtido pela expressão (9).

$\sigma(W^{\text{exp}}(\theta_j))$ = erro estatístico dado por:

$$\sigma(W^{\text{exp}}(\theta_j)) = \sqrt{W^{\text{exp}}(\theta_j)} \quad (12)$$

II.4 - Testes Experimentais

Para o início das presentes medidas, fez-se uma verificação do bom funcionamento do sistema eletrônico e do espectrômetro, medindo-se a correlação angular da cascata gama (1173-1332)K eV do núcleo ^{60}Ni . Seus valores de A_{kk} , para esta cascata escolhida, podem ser determinados, teoricamente, pois esta cascata é bem conhecida, tendo como sequência de spins: 4(2:2(2)0. As medidas foram feitas utilizando-se os detectores de NaI(Tl) e Ge(Li) descritos no parágrafo II.1.2, deste capítulo. Estes detectores foram utilizados acoplados ao sistema eletrônico descrito em II.1.3, também neste capítulo. A resolução, na unidade de coincidência foi selecionada igual a 70 nsq.

Os resultados abaixo mostram a boa concordância entre os dados obtidos experimentalmente e teoricamente, significando que o equipamento está em boas condições de funcionamento.

Os valores de A_{22} e A_{44} , experimentais são $0,106 \pm 0,0159$ e $0,0189 \pm 0,0256$, respectivamente, e os valores teóricos para essa cascata são $0,1020$ e $0,009$, respectivamente.

A seguir, na Figura 4, é mostrada a curva ajustada para o polinômio $W(\theta)$, equação (10), desta cascata estudada.

CAPÍTULO III

CORRELAÇÕES ANGULARES DAS TRANSIÇÕES GAMA DO NÚCLEO ^{105}Rh

III.1 – Introdução

Os estados excitados do ^{105}Rh já foram estudados, anteriormente, usando-se uma variedade de técnicas. Schriber e Johns⁽⁴⁹⁾ estudaram o decaimento do ^{105}Ru para os níveis do ^{105}Rh através de medidas de coincidências gama-gama e beta-gama, e, também, medindo os coeficientes de conversão de elétrons. Uma investigação detalhada do decaimento do ^{105}Ru , através do uso de espectrômetro de alta resolução gama, por Namik e Walters⁽²⁾, mais tarde, resultou num conhecimento mais completo do esquema de níveis do ^{105}Rh . Dittmer e Daehnick⁽¹⁷⁾ investigaram os níveis do ^{105}Rh através das reações: $^{104}\text{Ru}(^3\text{He},d)^{105}\text{Rh}$ e $^{108}\text{Pd}(p,\alpha)^{105}\text{Rh}$. Várias publicações já existem^(3,8,38,40) sobre medidas da correlação direcional gama-gama com o uso de detectores de NaI(Tl). Entretanto, devido à complexidade do esquema de decaimento do ^{105}Ru o uso de espectrômetro Ge(Li)-NaI(Tl) ou Ge(Li)-Ge(Li) é necessário em tais medidas. Recentemente, Schneider et al⁽⁴⁸⁾ e Güven et al⁽²⁷⁾ apresentaram resultados de medidas de correlação angular direcional utilizando um sistema Ge(Li)-Ge(Li); mas estes estudos foram limitados a apenas poucas das fortes cascatas gama. Durante o presente estudo, apareceu uma outra publicação⁽³⁶⁾ sobre medidas de correlação angular, também usando um sistema Ge(Li)-Ge(Li). Estes últimos autores mediram, adicionalmente, uma cascata gama, (875-469) KeV, previamente não estudada.

Apesar de todos os estudos mencionados acima ainda não foi possível se chegar a um esquema de níveis definitivo do ^{105}Rh incorporando os spins e paridades aos níveis que sejam consistentes com a maioria dos dados experimentais.

No presente trabalho mediu-se a correlação angular de várias cascatas gama, no decaimento do ^{105}Ru utilizando a combinação de um detector Ge(Li) e outro NaI(Tl). Ainda, foi possível medir-se algumas cascatas gama de intensidade intermediária, previamente não estudadas. O propósito do presente estudo foi obter a correlação angular direcional para tantas cascatas gama quanto possível para remover certas ambiguidades presentes em trabalhos anteriores e obter os valores das razões de mistura multipolar, para um grande número de transições gama, de modo a elucidar o esquema de níveis do ^{105}Rh .

III.2 – Medidas de Correlação Angular Direcional

A fonte radioativa do ^{105}Ru foi preparada pela irradiação de uma pequena quantidade de ^{104}Ru por nêutrons, como descrito na secção II.2. O espectrômetro de correlação angular consistia de um detector móvel de NaI(Tl) com 7,8 cm x 7,8 cm e de outro detector de Ge(Li), coaxial, com 34 cm³. As coincidências gama-gama foram medidas utilizando um sistema eletrônico, como descrito na secção II.1.3. Os "gates" ou janelas, no espectro do NaI(Tl), foram colocados nos fotopicos com energias de 149-, 283, 328 e 469 KeV. Outras janelas foram selecionadas no lado de energia mais alta destes

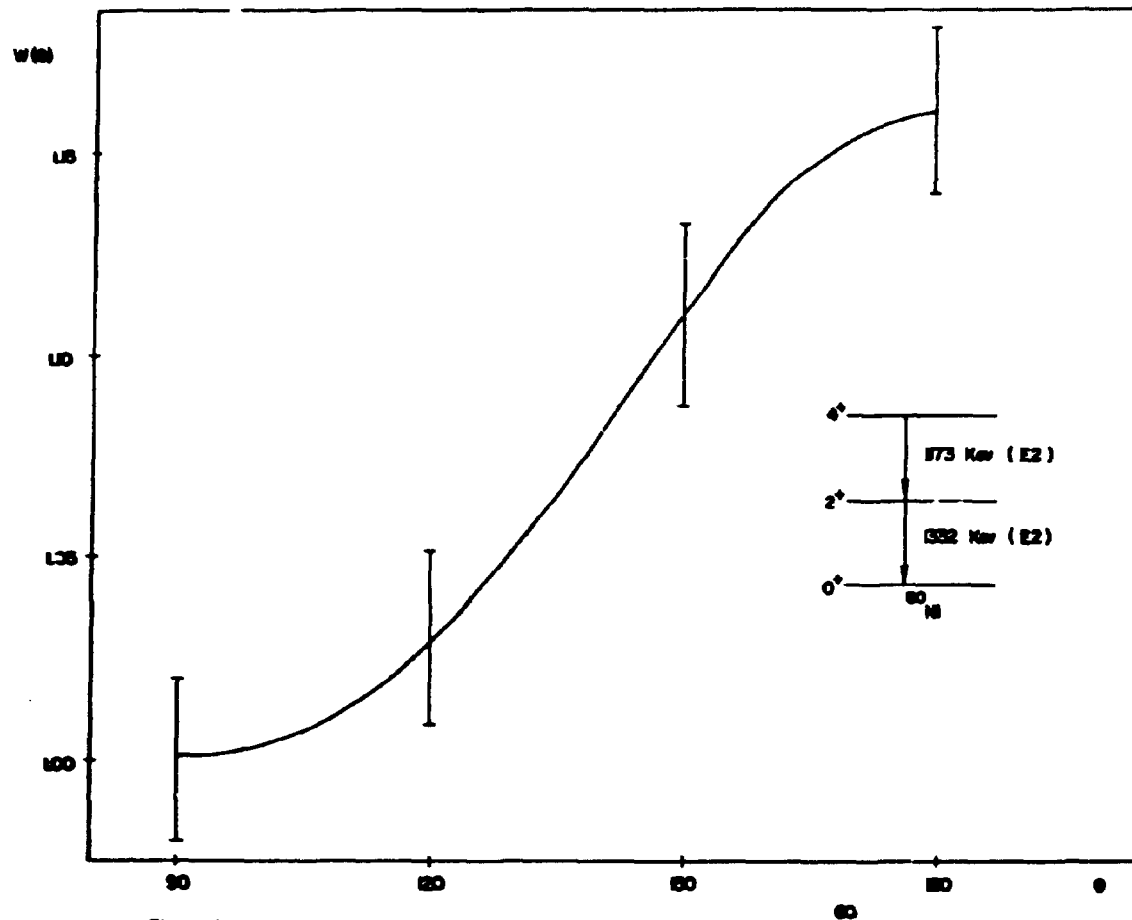


Figure 4 - Resultado da Medida $W(\theta)$ para a Cascata 173-1332 KeV no Ni

fotopicos, quando era necessário medir os efeitos de contribuição Compton devido aos raios gama de altas energias incluídos nas janelas do fotopico de interesse. As correlações angulares medidas envolveram as seguintes cascatas: (316-469), (500-469), (846-499), (875-469), (907-469), (1017-469), (326-350), (413-263), (489-149) e (575-149) KeV.

A análise dos dados de correlação angular direcional foi feita seguindo o procedimento descrito na secção 11.3. As correlações foram obtidas pelo ajuste dos valores experimentais $W(\theta)^{exp}$ à função:

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

com:

$$A_{kk} = A_k(\gamma_1) A_k(\gamma_2), \text{ onde } A_k(\gamma_1) \text{ e } A_k(\gamma_2) \text{ já foram definidos nas equações (3) e (4).}$$

Nos casos onde uma das transições da cascata tem multipolaridade pura, isto é, $\delta(\gamma_1)$, ou $\delta(\gamma_2)$ é zero, a expressão para A_{kk} simplifica; seja $\delta(\gamma_2)$ igual a zero, então:

$$A_{kk} = \frac{F_k(l_2 l_1 L_1 L_1') + (-)^{L_1 - L_1'} 2\delta F_k(l_2 l_1 L_1 L_1') + \delta^2 F_k(l_2 l_1 L_1' L_1')}{1 + \delta^2} \times \frac{F_k(l_2 l_3 L_2 L_2')}{1 + \delta^2} \quad (13)$$

No caso de $\delta(\gamma_1)$ ser zero, o fator de fase em frente ao δ desaparece e L_1 deve ser trocado por L_2 e l_1 por l_3 , na expressão (13) acima. Esta expressão tem sido usada para determinar os valores da razão de mistura multipolar para transições misturadas, numa dada cascata, se uma das transições for pura. A definição de Becker e Steffen⁽⁷⁾, para a fase de mistura multipolar δ , foi adotada no presente trabalho.

III.3 – Resultados e Discussão

Energias e intensidades relativas de várias transições gama⁽¹⁶⁾, que foram estudadas no presente trabalho, são apresentadas na Tabela I. Os coeficientes de correlação angular A_{22} e A_{44} obtidos pelo método de mínimos quadrados foram corrigidos para o efeito de ângulo sólido finito dos detectores, usando-se a tabela numérica de Yates⁽⁵⁴⁾ e Camp & Van Lehn⁽¹⁴⁾ para os detectores NaI(Tl) e Ge(Li), respectivamente. Os valores corrigidos de A_{22} e A_{44} são dados na Tabela II. Nesta tabela os valores de A_{kk} para algumas medidas recentes também foram incluídas, para comparação. As razões de mistura multipolar das transições gama com as seqüências de spin consistentes com a correlação angular direcional observada e as propriedades de decaimento são dadas na Tabela III. A razão de mistura multipolar, δ , para a transição gama, em cada caso, foi determinada pelo gráfico de χ^2 versus δ , para a seqüência de spin mais provável, como descrito na secção 1.1.3. O valor mínimo de χ^2 , mostrado pelo gráfico, determinou o valor experimental de δ . O erro no valor de δ foi baseado no nível de confiança 30%⁽²⁹⁾.

O espectro direto dos raios gama obtidos com o detector Ge(Li) e NaI(Tl) são mostrados na Figura 5; ainda o espectro do detector NaI(Tl), também, mostra as regiões do espectro utilizados como janelas. Espectros típicos de coincidências gama-gama para as janelas a (489 + 499), 326, 262 e 149 KeV são mostrados nas Figuras 6, 7, 8 e 9. Estes espectros não foram corrigidos para os efeitos de contribuição Compton dos raios gama de altas energias. Um esquema de níveis do ¹⁰⁵Rh, mostrando apenas as transições de interesse, no presente estudo, é mostrado na Figura 13. Os spins e paridades atribuídos, deduzidos dos dados disponíveis são incluídos nesta figura. Os spins e paridades atribuídos aos níveis individuais e os resultados das medidas de correlação angular direcional são discutidos a seguir.

Tabela I

"Raios Gama, de Média e Baixa Intensidade, Estudados Neste Trabalho, com Respectivas Intensidade Relativas"⁽²⁾

Transições Gama (KeV)	Intensidades Relativas
149,10 ± 0,07	3,73 ± 0,30
262,83 ± 0,10	13,9 ± 0,3
316,44 ± 0,15	23,5 ± 0,8
326,14 ± 0,10	2,25 ± 0,25
350,18 ± 0,10	2,15 ± 0,25
393,36 ± 0,10	7,98 ± 0,10
413,53 ± 0,10	4,76 ± 0,40
469,37 ± 0,10	37,10 ± 0,11
489,48 ± 0,10	1,16 ± 0,13
499,26 ± 0,30	4,34 ± 0,50
500,1 ± 0,2	1,17 ± 0,16
575,07 ± 0,12	1,80 ± 0,20
845,91 ± 0,12	1,33 ± 0,14
875,85 ± 0,15	5,29 ± 0,20
878,2 ± 0,2	1,0 ± 0,1
907,64 ± 0,10	1,12 ± 0,12
1017,47 ± 0,10	0,68 ± 0,07

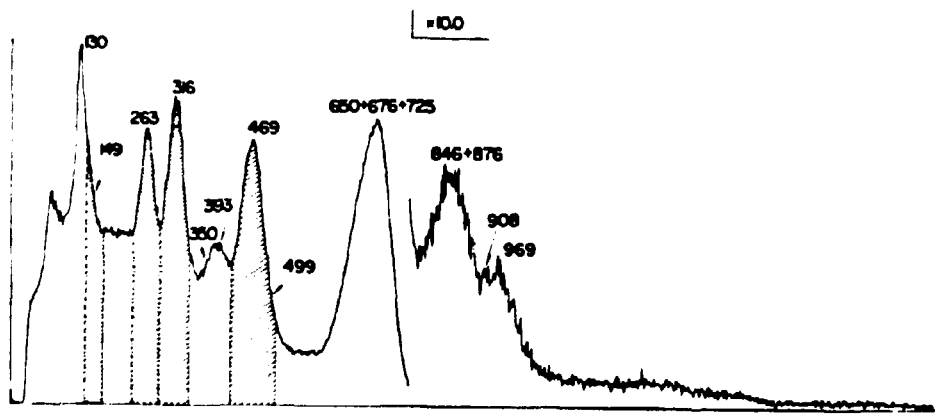
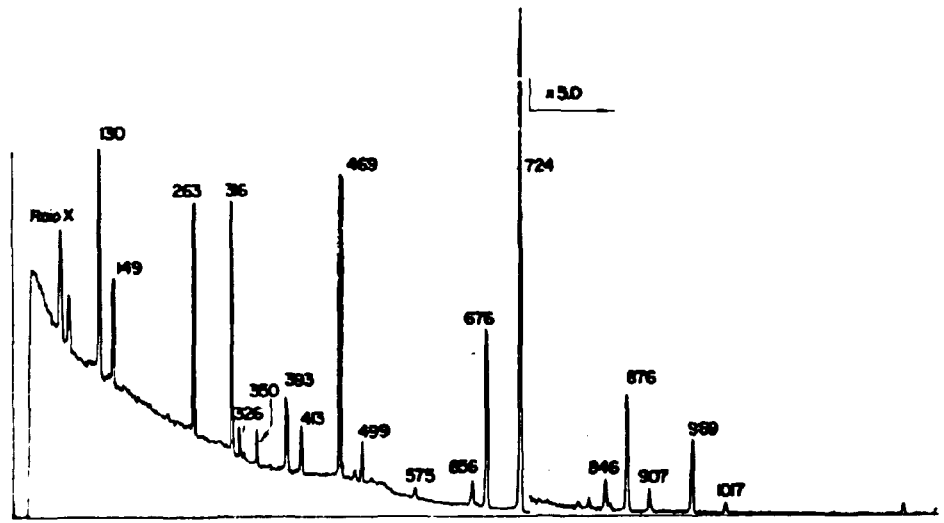


Figura 6 - Espectros Diretos dos Detetores Ga(Li) e NaI(Tl)

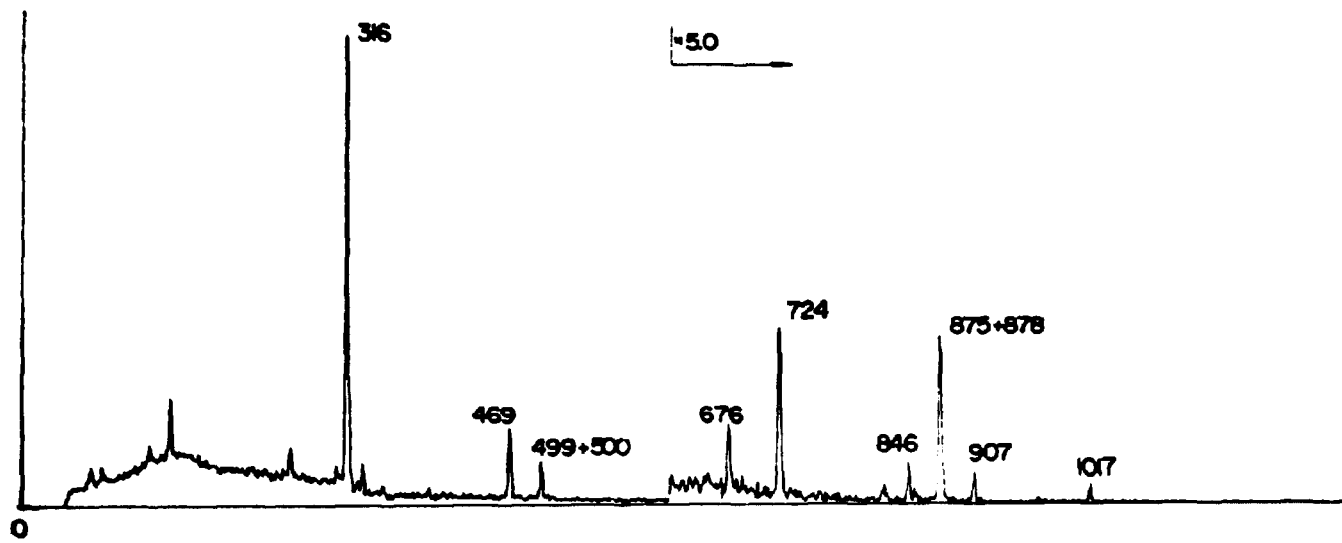


Figura 3 -- Espectro de Coincidências para Janela (469+499) KeV

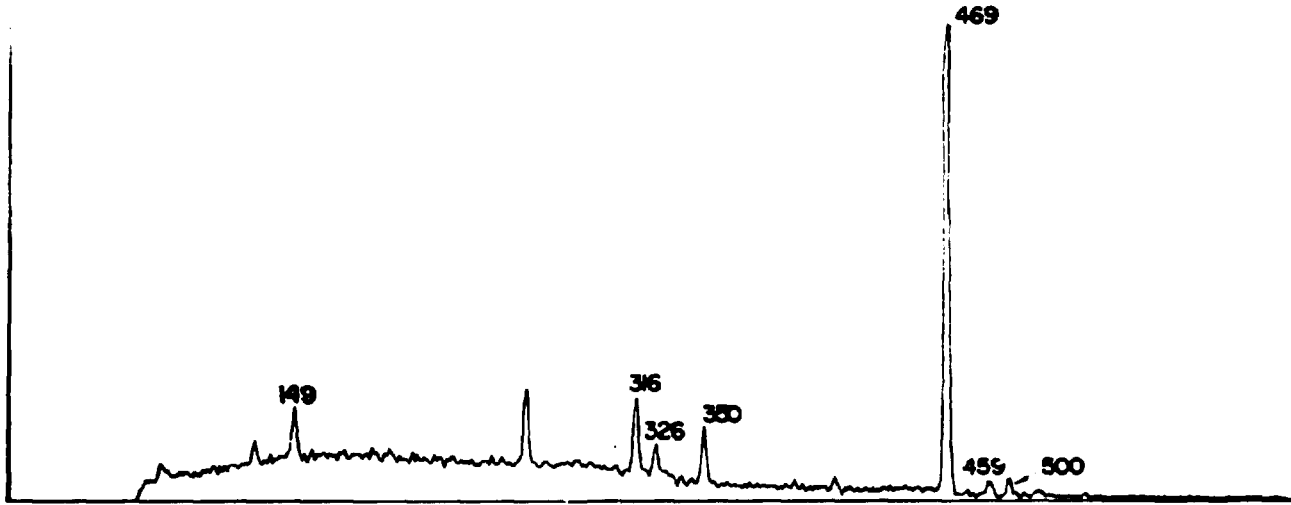


Figure 7 - Espectro de Coincidências para Janela 326 Kev

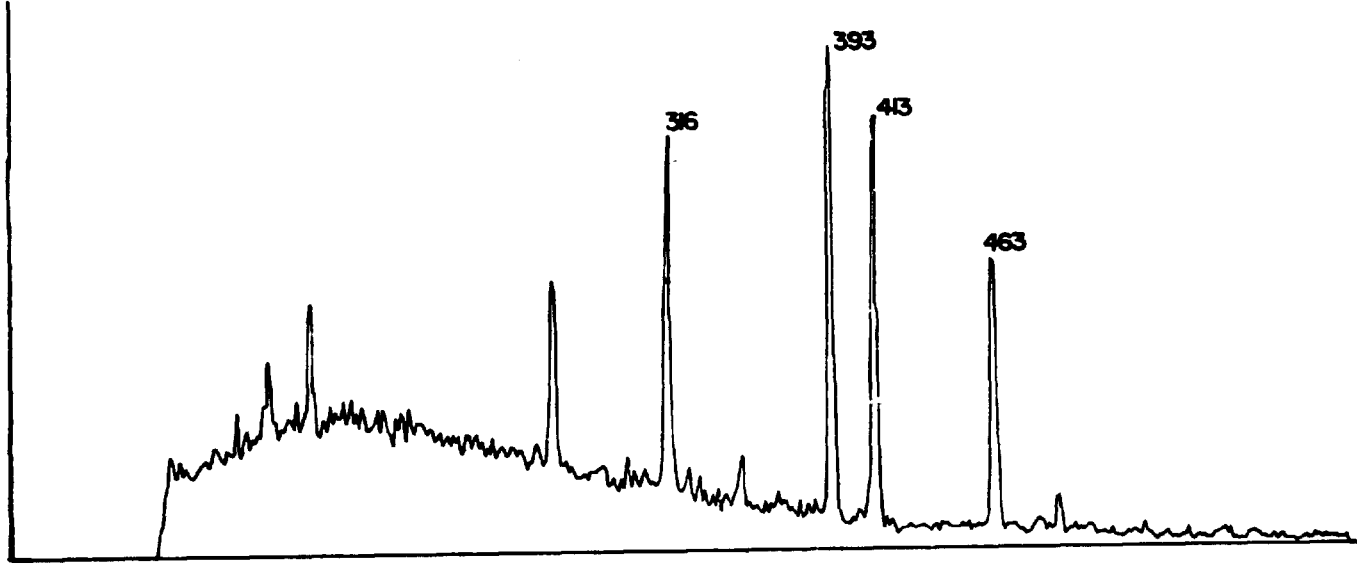


Figura 8 - Espectro de Coincidências para Janela 262 Kev

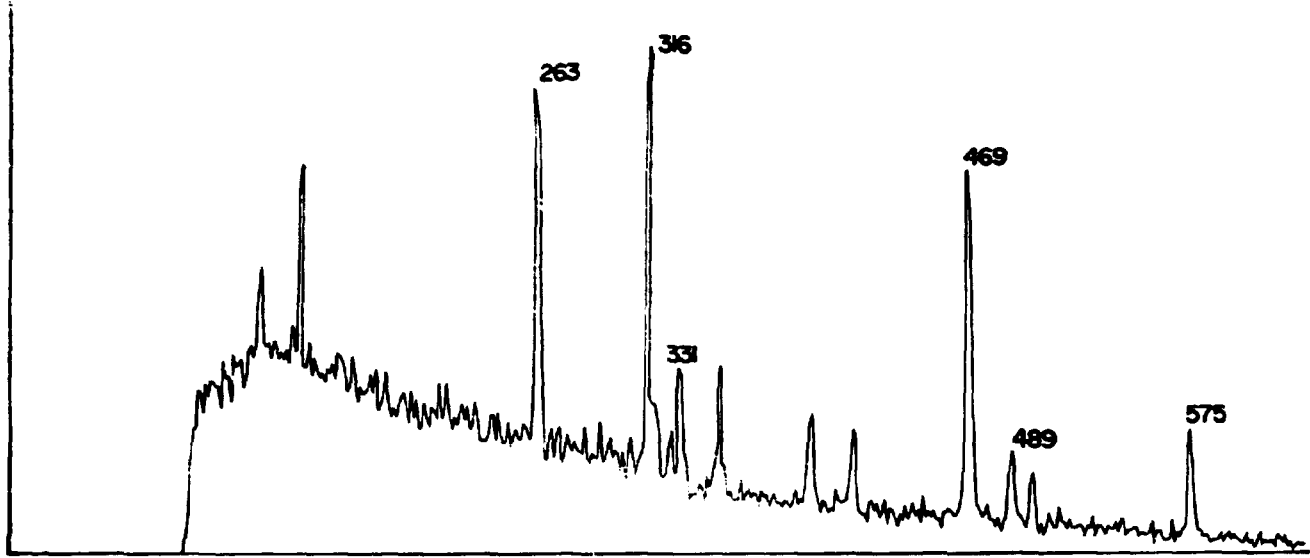


Figura 9 – Espectro de Coincências para Janela 149 Kev

As atribuições de spins e paridades iguais a $7/2^+$ e $1/2^-$ para o estado fundamental e primeiro estado excitado, a 129 KeV, do ^{105}Rh são muito bem estabelecidos. Embora o spin do estado fundamental, do ^{105}Rh , não tenha sido medido, o estudo de decaimento do ^{105}Rh , por Pierson⁽⁴³⁾ conclue que o valor seja $7/2^+$. Para isso ele usou informações vindas da excitação coulombiana, do decaimento do ^{105}Ag para ^{105}Pd , os valores de $\log ft$ para transições do decaimento do ^{105}Rh e ^{105}Pd , e o fato de haver completa ausência de decaimento do ^{105}Rh , para os níveis $3/2^+$ do ^{105}Pd . Desde que a transição 129 KeV é conhecida como E3⁽⁴⁹⁾, em caráter, a paridade deste estado deve ser oposta à do estado fundamental. Uma atribuição de $1/2^-$ para o estado a 129 KeV, é completamente consistente com este fato e também concorda com o resultado de reação de "stripping" ou captura ($\ell = 1$).

Uma atribuição de spin e paridade para o nível a 149 KeV, de $9/2^+$, segue das considerações do modelo de camadas, tanto quanto da sistemática dos níveis dos núcleos vizinhos. Os resultados encontrados entretanto, não são sustentados pelas reações $(^3\text{He}, d)$ ou (p, α) ⁽¹⁷⁾. Mais tarde, Namik e Walter⁽²⁾ explicaram que a possível discrepância do trabalho de reações pode ter origem na interferência da reação $^{14}\text{N}(^3\text{He}, d)^{15}\text{O}$. Com esta atribuição de spin, a transição 149 KeV deve ter multipolaridade misturada do tipo $(M1 + E2)$. No presente trabalho, foram medidas duas cascatas gama envolvendo a transição 149 KeV: (489-149) e (575-140) KeV, com o propósito de determinar a razão de mistura multipolar desta transição, de 149 KeV. As transições 575 e 489 KeV se originam dos níveis a 724 e 638 KeV, respectivamente. O nível a 724 KeV tem atribuído um spin e paridade de $5/2^+$, pois este nível é fortemente alimentado pelo decaimento β , do estado fundamental $3/2^+$ do ^{105}Ru ($\log ft = 6,2$), e também se desexcita populando o nível $9/2^+$, a 149 KeV, com razoável intensidade. Esta suposição também é alimentada pelos dados da reação $(^3\text{He}, d)$ ⁽¹⁷⁾. Portanto, será atribuído que a transição gama 575 KeV é pura. Com esta hipótese, pode-se determinar o valor da razão de mistura multipolar, $\delta(E2/M1)$, para a transição 149 KeV, usando a sequência de spins $5/2(2)9/2(1,2)7/2$ e os valores de A_{kk} , experimentais para a cascata (575-149) KeV. O valor resultante de δ igual a 0,34, mostra que a transição 149 KeV é, predominantemente, $M1$ ($\sim 90\%$). A Figura 10 mostra a curva de χ^2 versus δ selecionando o valor de δ citado.

Os estudos de decaimento beta e gama limitam o spin e paridade para o nível a 638 KeV a $7/2^+$ ou $9/2^+$. A escolha de $9/2^+$ foi eliminada por Namik e Walters a partir da sua observação de uma fraca transição gama do nível $3/2^+$ a 1377 KeV, para este nível. Concordando com o valor de spin $7/2^+$ para o nível 638 KeV, a transição 489 KeV deve ser do tipo $(M1 + E2)$. Usando-se o valor de δ (149) = 0,34 no cálculo da razão de mistura multipolar da transição 489 KeV com a sequência de spins $7/2(1,2)9/2(1,2)7/2$, este cálculo oferece apenas um valor para a razão de mistura multipolar: $\delta = 0,25 \pm 0,02$ determinado pelo teste de χ^2 . Este valor, obtido para δ , relativamente à transição 489 KeV, mostra que seu caráter é predominantemente M_1 , pois esta contribuição é da ordem de 85%.

Uma atribuição de spin e paridade de $3/2^-$, para o nível a 392 KeV, tem sido sugerida pela maioria dos pesquisadores anteriores e é consistente, também, com ambos os estudos de decaimento^(2,49), da mesma forma que o trabalho de reações⁽¹⁵⁾. Este estado é intermediário em duas das cascatas gama estudadas, neste trabalho: (393-262) e (413-262) KeV. Os valores de $A_{\nu k}$ para estas duas cascatas são comparados com as medidas mais recentes feitas com Ge(Li)-Ge(Li), na Tabela II. Os resultados para a cascata (393-262) KeV, são em geral, concordantes com os outros, dentro do erro experimental. Há maiores variações, nos valores de $A_{\nu k}$, para a cascata (413-262) KeV. O presente resultado está em melhor concordância com o valor obtido por Schneider et al⁽⁴⁸⁾, que com os outros. A razão aparente para tal discordância não é clara, já que esta cascata é relativamente forte e tem pequena interferência de outras cascatas. Para o nível a 806 KeV, os valores de $\log ft$, para decaimento beta, do estado $3/2^+$, do ^{104}Ru , com os argumentos baseados no forte decaimento gama deste nível para vários níveis de spin e paridade conhecidos, indicam o valor $3/2^+$. Esta escolha é, também, consistente com os dados da reação $(^3\text{He}, d)$ ⁽¹⁷⁾. A paridade positiva para o nível, vinda da análise das medidas de elétrons de conversão, mostra que a transição 676 KeV, deste estado, para o estado $1/2^-$, a 129 KeV, é E1, em caráter. Com os valores de spin e paridade, $3/2^+$ e $3/2^-$, atribuídos aos níveis 806 e 392 KeV, respectivamente, tem-se a sequência de spins $3/2^+(1)3/2^-(1,2)1/2^-$, para a cascata gama (413-262) KeV. Os dados de correlação angular para esta cascata são bem consistentes com este

Tabela II
 "Valores de A_{22} e A_{44} para Cascatas Gama no ^{105}Rh "

Cascatas, Gama (keV)	Valores da Literatura		Nº da Ret	Valores deste Trabalho	
	A_{22}	A_{44}		A_{22}	A_{44}
GATE (469-499) keV (316-469)	-0,026 ± 0,005 -0,02 ± 0,01 -0,03 ± 0,02	-0,002 ± 0,006 -0,03 ± 0,03 0	35 27 48	-0,016 ± 0,003	-0,006 ± 0,006
(846-499) (875-469)* (878-499) (907-469) (1017-469)				0,057 ± 0,028 -0,141 ± 0,013 0,011 ± 0,026 -0,010 ± 0,034	-0,045 ± 0,045 0,038 ± 0,022 -0,025 ± 0,040 -0,065 ± 0,054
GATE (469) keV (875-469) (500-469)	-0,090 ± 0,010	0,022 ± 0,017	35	-0,096 ± 0,018 0,067 ± 0,020	0,009 ± 0,028 -0,055 ± 0,030
GATE (326) keV (350-326)	-0,18 ± 0,06	-0,03 ± 0,08	48	-0,199 ± 0,016	-0,008 ± 0,026
GATE (262) keV (393-262) (413-262)				0,389 ± 0,008 -0,285 ± 0,010	0,038 ± 0,013 0,014 ± 0,016
Região Compton do Gate 149 keV: (393-262) (413-262)				0,358 ± 0,008 0,299 ± 0,011	0,005 ± 0,013 0,023 ± 0,015
Soma destas duas medidas: (393-262) (413-262)	0,42 ± 0,02 0,42 ± 0,03 0,386 ± 0,014 -0,348 ± 0,016 -0,31 ± 0,03 -0,37 ± 0,02	0 0 0,003 ± 0,017 0,012 ± 0,019 0 0	27 48 35 35 48 27		
GATE (149) keV (575-149) (489-149)	0,18 ± 0,08	0,11 ± 0,14	48	0,122 ± 0,019 0,220 ± 0,022	-0,030 ± 0,033 0,085 ± 0,036

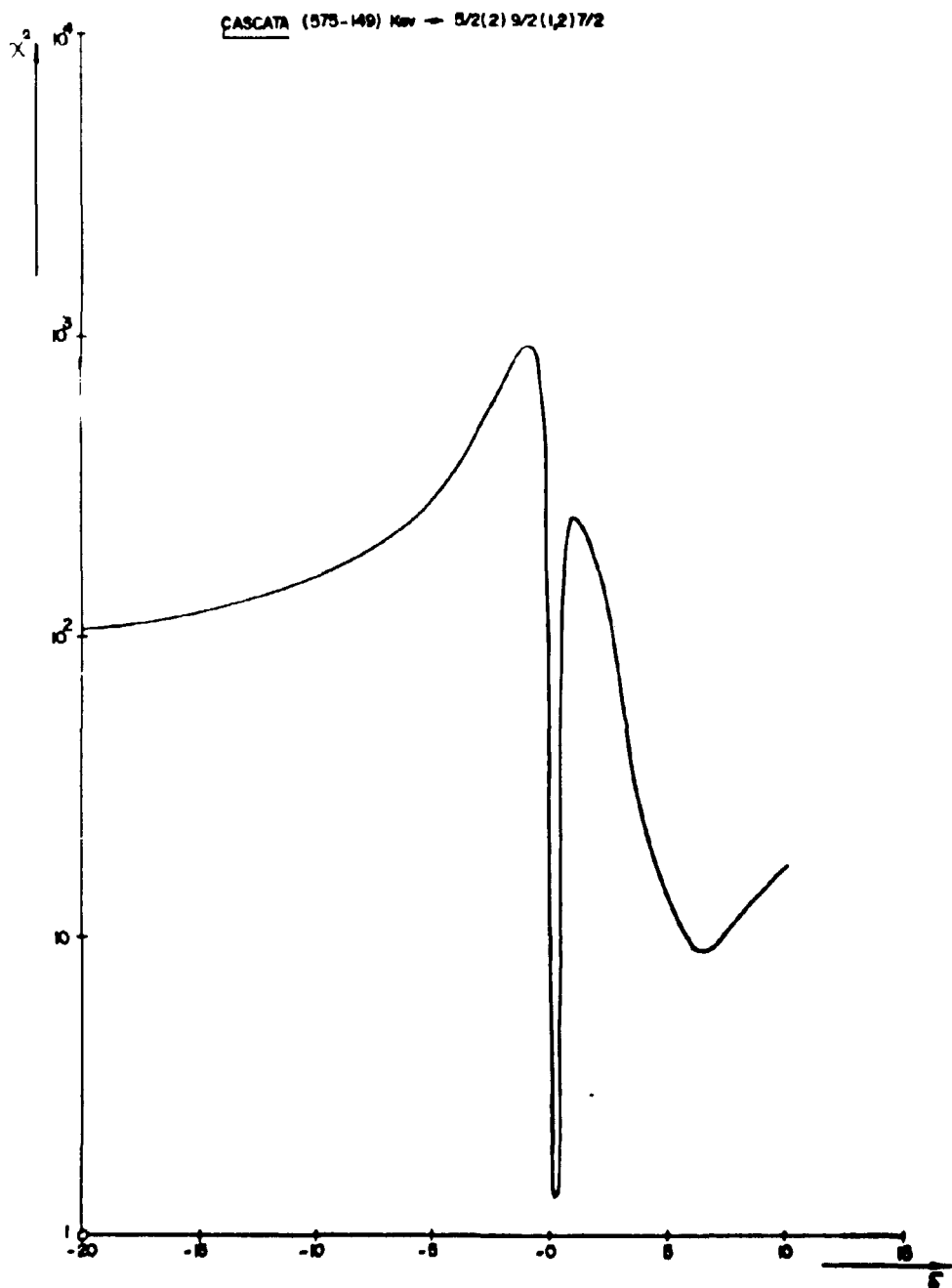


Figura 10 - Curva de χ^2 em Função de δ para a Cascata (575-149) KeV do ^{105}Rh com a Sequência de Spins 5/2(2)9/2(1,2)7/2

seqüência e os valores calculados da razão de mistura multipolar $\delta(E2/M1)$, para a transição 262 KeV é $\delta(262) = 0,14 \pm 0,01$ ou $1,27 \pm 0,02$, que são mostrados na Figura 11. Os valores experimentais de α_k para a transição 262 KeV não podem distinguir entre as duas possibilidades; entretanto, uma comparação com transições semelhantes no ^{103}Rh e ^{107}Ag ⁽³⁵⁾ sugerem o menor valor de δ .

Os spins e paridades do nível 785 KeV são, também, limitados a $3/2^-$ ou $5/2^-$ ⁽²⁷⁾. A escolha de $3/2^-$ não é aceita devido às medidas dos valores de A_{kk} da cascata (393-262) KeV. A paridade negativa do nível tem apoio nos coeficientes de conversão de elétrons da transição para o estado $1/2^-$, que é de caráter (M1 + E2), e também do caráter E1 da transição 316 KeV deste nível para o estado de paridade positiva a 469 KeV, (embora os valores de α_k para esta última transição não sejam muito consistentes⁽²⁾). Finalmente, a escolha $5/2^-$ torna-se a única aceitável baseada nas medidas de correlação angular direcional das cascatas (316-469) KeV e (875-469) KeV (para melhor discussão desta hipótese veja o artigo de Krane e Shobaki⁽³⁶⁾). Com este spin, para o nível de 786 KeV, a cascata (393-262) KeV tem a seqüência de spins: $5/2(1,2) 3/2(1,2) 1/2$. Os valores experimentais de A_{kk} foram usados para calcular a razão de mistura multipolar, $\delta(E2/M1)$, para a transição 393 KeV, supondo $\delta(262) = 0,14 \pm 0,01$. O resultado é $\delta(393) = -0,36 \pm 0,01$ ou $-7,1 \pm 0,3$. O maior valor de δ pode ser novamente favorecido baseando-se na comparação de transições no ^{103}Rh e ^{107}Ag ⁽³⁵⁾.

A paridade negativa para o nível a 455 KeV, é favorecida por Namik e Walters⁽²⁾, devido ao alto valor de $\log ft$ ($\geq 8,5$) à forte alimentação gama que recebe do estado 806 KeV e seu decaimento para estados de paridade negativa $1/2^-$ e $3/2^-$, também alimentados, fortemente, pelo nível 806 KeV. Uma transição, do nível $5/2^+$ a 969 KeV, para este estado elimina a possibilidade $1/2^-$; das remanescentes, $3/2^-$ e $5/2^-$. Namik e Walters⁽²⁾ favorecem $5/2^-$ por comparação com níveis semelhantes no ^{103}Rh e ^{107}Ag , e, também, baseados na reinterpretação dos dados da reação⁽¹⁷⁾ (p, α). Os dados da correlação angular para a cascata (350-326) KeV estão em concordância com a seqüência de spins $3/2^+(1)5/2^-(2)1/2^-$, com ambas as transições puras, E1 e E2, respectivamente; este fato dá, ainda, base para a hipótese de que o nível 806 KeV seja $3/2^+$. A outra única medida de correlação angular, para esta cascata é de Schneider et al⁽⁴⁸⁾ que está em boa concordância com nossos resultados. Deve-se notar, entretanto, que considerando-se apenas os dados de correlação angular, sozinhos, não se pode eliminar a possibilidade $3/2^-$, para o estado 455 KeV. As medidas de α_k de Schriber and Johns⁽¹⁴⁾ indicariam um caráter M1 quase puro para a transição 326 KeV. Supondo que a seqüência de spins seja $3/2^+(1)3/2^-(1,2)1/2^-$ obtêm-se dois valores de razão de mistura multipolar: $0,014 \pm 0,002$ e $-1,79 \pm 0,01$ com o mesmo valor de χ^2 . Novamente, é aberta a questão da escolha entre $5/2^-$ e $3/2^-$ para o estado a 455 KeV.

Recentes estudos de decaimento⁽²⁾ levam a uma hipótese de spin e paridade, para o nível 469 KeV de $5/2^-$ ou $3/2^+$. Estes autores, entretanto, favorecem o valor $3/2^+$. O trabalho de Begzhanov⁽⁸⁾, de correlação angular, para cascata (316-469) KeV dá a atribuição $5/2^+$ para o nível 469 KeV. Mais recentemente, entretanto, medidas com dois detectores Ge(Li), tanto quanto a presente medida diferem dos valores de A_{kk} de Begzhanov, para esta cascata. Além disso, análises feitas por Krane e Shobaki⁽³⁶⁾, para a cascata (875-469) KeV junto à (369-469) KeV conduz a uma única escolha consistente de $3/2^+$ para o nível 469 KeV e, como mencionado anteriormente, a escolha $5/2^-$ para o nível 785 KeV. Os dados de correlação angular, deste presente trabalho, para estas duas cascatas está em boa concordância com os resultados de Krane e Shobaki⁽³⁶⁾, portanto, a seqüência de spins adotada para a cascata (316-469) KeV foi $5/2^-(1)3/2^+(2)7/2^+$, com ambas as transições puras, E1 e E2, respectivamente. O caráter E2, puro, da transição 469 KeV será atribuído na análise de várias outras cascatas gama que tenham sua segunda transição no raio gama 469 KeV.

O valor de spin e paridade $5/2^+$ é bem consistente com o trabalho de decaimento⁽²⁾ e reações⁽¹⁷⁾, para o nível a 499 KeV. Uma cascata gama, (846-499) KeV, foi medida neste presente trabalho. Nenhuma outra medida de correlação angular, anterior, foi feita para esta cascata. A transição 846 KeV se origina no nível 1345 KeV que tem uma previsão de spin e paridade igual a $3/2^+$ ⁽²⁾. Os valores de A_{kk} para esta cascata, tanto quanto para a cascata (875-469) KeV que também se origina no nível 1345 KeV são, entretanto, consistentes com qualquer das três hipóteses de spin: $1/2$, $3/2$ e $5/2$, para este

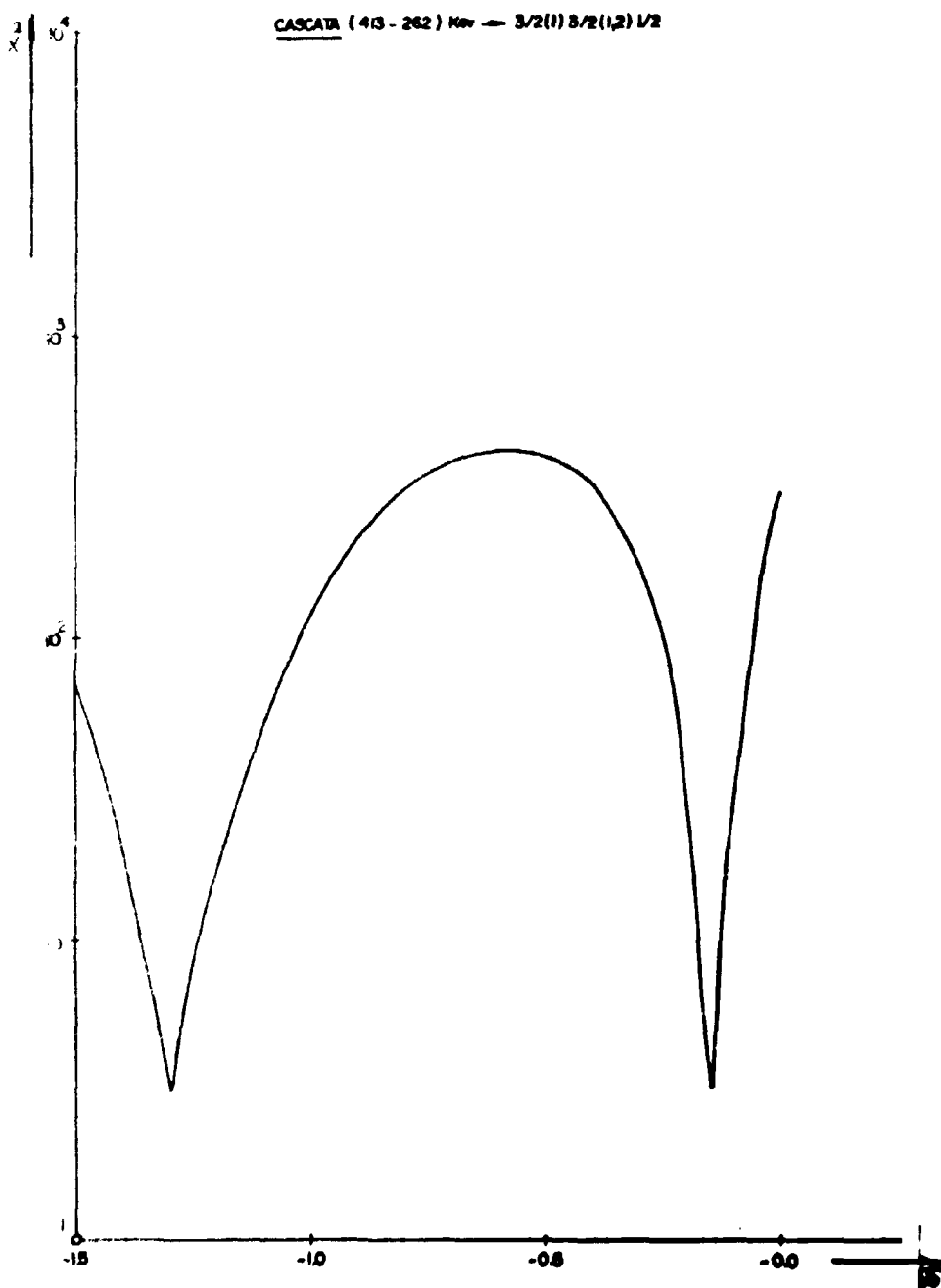


Figura 11 - Curva de χ^2 em Função de δ para a Cascata (413-262) KeV do ^{105}Rh com a Sequência de Spins $3/2(1)3/2(1,2)1/2$

nível. A possibilidade $1/2^+$ é removida por Namik e Walters⁽²⁾, devido à observação de um fraco raio gama de 707 KeV, alimentando o nível $7/2^+$, a 638 KeV. Com estas duas contribuições, ambos os raios gama 499 e 846 KeV tem multipolaridade misturada (M1 + E2).

Namik e Walters, afirmam que o valor de spin e paridade, para o nível 969 KeV é $5/2^+$, baseados no seu próprio trabalho. Os dados de correlação angular para a cascata (500-469) KeV, medida neste trabalho, são consistentes com este valor de spin para o nível 969 KeV, sendo, então, a transição de 500 KeV do tipo (M1 + E2), com valor de δ apresentado na Tabela III.

Como mencionado anteriormente, o nível a 1345 KeV foi estabelecido como $3/2^+$, por Namik e Walters⁽²⁾. Mediu-se no presente trabalho, a cascata gama (875-469) KeV, na janela de 469 KeV. Entretanto, devido ao uso de um detector de NaI(Tl), para a seleção das janelas, houve interferência da cascata (878-499) KeV, quando a janela incluía as transições 469 e 499 KeV. Para mostrar este efeito mediu-se duas correlações angulares diferentes, uma incluindo ambos os gamas 469 e 499 KeV e, mais tarde, outra, incluindo apenas o gama 469, pelo movimento da janela, à esquerda, o máximo possível permitido para impedir os efeitos do raio gama 499 KeV, nesta janela. Os resultados são dados na Tabela II. Para se medir a cascata (875-469) KeV é preferível usar dois detectores Ge(Li), como foi feito por Krane e Shobaki⁽³⁶⁾; entretanto, os resultados obtidos, neste presente trabalho, pelo deslocamento da janela, evitando a inclusão do gama 499 KeV, estão em boa concordância com os resultados de Krane e Shobaki⁽³⁶⁾. Novamente, como mencionado anteriormente, os dados de correlação angular são consistentes com os valores $1/2$, $3/2$ e $5/2$ para o estado 1345 KeV e as correspondentes razões de mistura multipolar são dadas na Tabela III. As Figuras 12 A, B e C mostram os gráficos de χ^2 versus δ para as três hipóteses de spin sugeridas para o nível 1345 KeV.

Pelos estudos de decaimento beta, Namik e Walters⁽¹⁶⁾ supõe o valor $3/2^+$ para o nível a 1377 KeV; os valores $5/2^+$ e $7/2^+$ não foram considerados por eles devido à ausência de qualquer transição gama, deste estado $9/2^+$ e, também, devido à alimentação do nível $3/2^-$, por este estado. Mediu-se a correlação angular da cascata (907-469) KeV e os valores de A_{kk} não são inconsistentes com esta escolha; entretanto, a hipótese $5/2^+$ não pode ser abandonada considerando-se, apenas, os dados da correlação angular.

Uma cascata gama, (1017-469) KeV, foi medida, com origem no nível 1486 KeV. Dados de espectroscopia nuclear indicam duas possibilidades de spin e paridade: $3/2^+$ e $5/2^-$, mas Namik e Walters favorecem o valor $3/2^+$. No presente trabalho a cascata foi analisada com duas sequências de spin: $3/2(1,2)3/2(2)7/2$ e $5/2(1,2)3/2(2)7/2$, mas não pode ser feita uma escolha entre um ou outro valor, com base no teste de χ^2 . O grande erro no valor de δ , também, torna difícil eliminar a hipótese de paridade negativa, $5/2^-$, embora o valor de $-0,4$ para a razão de mistura multipolar, $\delta(E1/M2)$, seja melhor para ser aceito.

A tabela IV mostra os poucos resultados existentes na literatura, que ajudaram na escolha dos valores de spin para os níveis do núcleo ^{105}Rh .

CAPÍTULO IV

ANÁLISE DOS DADOS EXPERIMENTAIS EM TERMOS DE MODELOS NUCLEARES

IV.1 – Introdução

Os modelos nucleares são utilizados para se explicar as propriedades apresentadas pelos núcleos atômicos, desde que pouco se conheça sobre a origem e natureza das forças nucleares. Assim, para

Tabela III

"Valores das Razões de Mistura Multipolar para as Transições Gama Misturadas, no ^{195}Pt "

Cascata Gama (KeV)	Seqüência de Spins	Transição Misturada (KeV)	Valores de δ
(500-469)	5/2(1,2)3/2(2)7/2	500	0,7 \pm 0,3**
(875-469)	a) 1/2(1,2)3/2(2)7/2	875	0,07 \pm 0,03* ou 1,5 \pm 0,1*
			0,08 \pm 0,03** ou 1,40 \pm 0,08**
	b) 3/2(1,2)3/2(2)7/2		+ 0,8 1,3 - 0,4* + 0,4 1,3 - 0,3**
	c) 5/2(1,2)3/2(2)7/2		0,48 \pm 0,07* + 4,2 - 0,9
			+ 0,06** 0,50 - 0,07
			+ 0,7** ou 3,7 - 0,9
(907-469)	3/2(1,2)3/2(2)7/2	907	0,21 \pm 0,03** + 8,0** ou 21,7 - 31,1
(1017-469)	a) 3/2(1,2)3/2(2)7/2	1017	+ ∞ ** 1,3 - 1,4
	b) 5/2(1,2)3/2(2)7/2		-0,4 \pm ∞ ** ou -3,5 \pm ∞ **
(350-326)	3/2(1)3/2(1,2)1/2	326	0,014 \pm 0,002** ou -1,79 \pm 0,01**
(413-262)	3/2(1)3/2(1,2)1/2	262	-0,27 \pm 0,04* ou -1,0 \pm 0,1*
			0,2* ou 1,1*
			-0,14 \pm 0,01** ou -1,27 \pm 0,02**
(393-262)	5/2(1,2)3/2(2)1,2)7/2	393	-0,3* ou -4 a - 12*
			-0,30 \pm 0,02*
			ou -13 + 8, * - 3
			-0,370 \pm 0,008** ou -7,1 \pm 0,3**
(575-149)	5/2(2)9/2(1,2)7/2	149	-0,4 \pm 0,1* ou 0,34 \pm 0,01**
(489-149)	7/2(1,2)9/2(1,2)7/2	489	0,25 \pm 0,02**

* Referência⁽⁴⁸⁾* Referência⁽³⁸⁾

** Presente trabalho

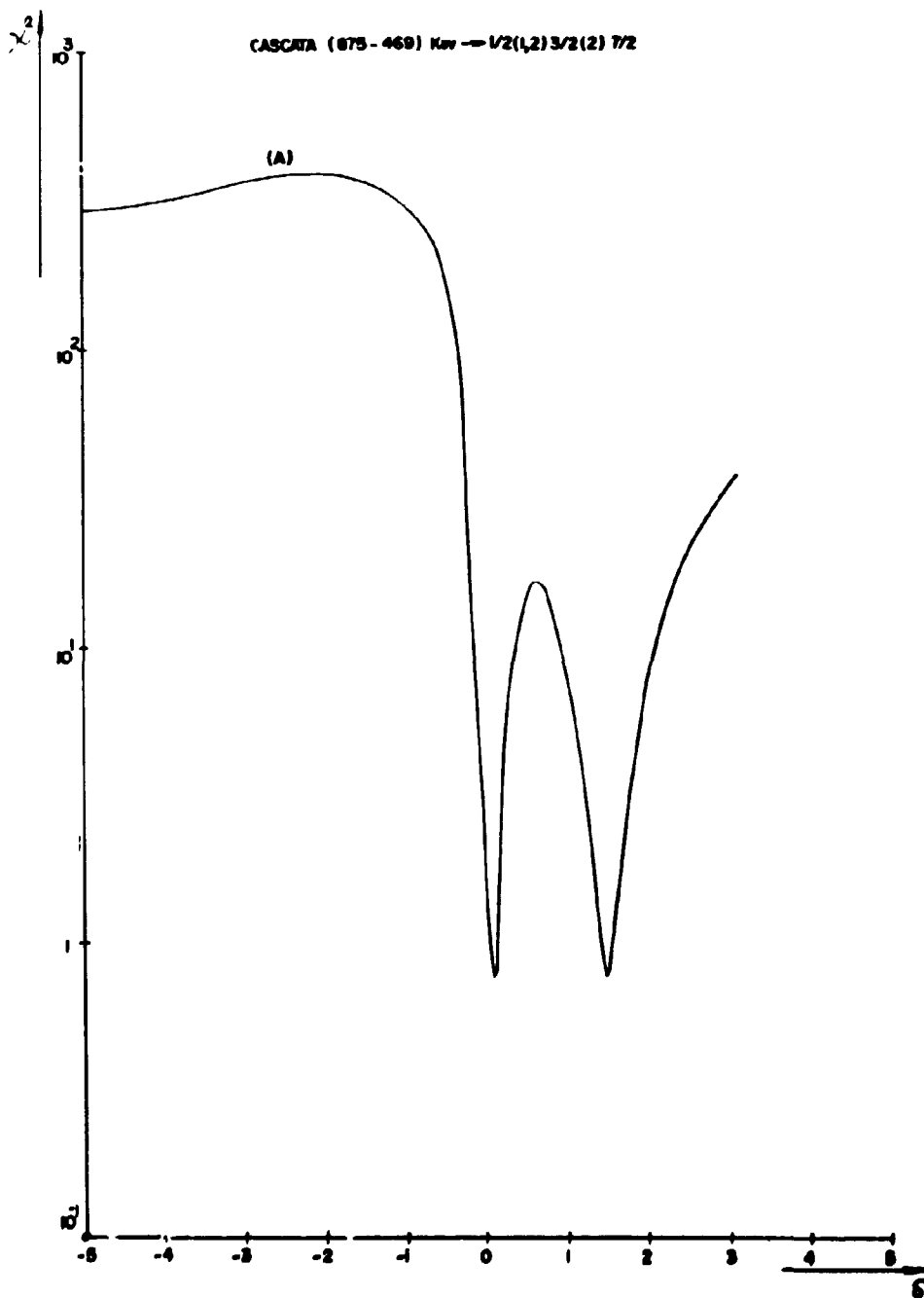


Figura 12 - Curvas de χ^2 em Função de δ para a Cascata (875-469) KeV do ^{105}Rh com as Sequências de Spins: A) $1/2(1,2)3/2(2)7/2$; B) $3/2(1,2)3/2(2)7/2$; C) $5/2(1,2)3/2(2)7/2$

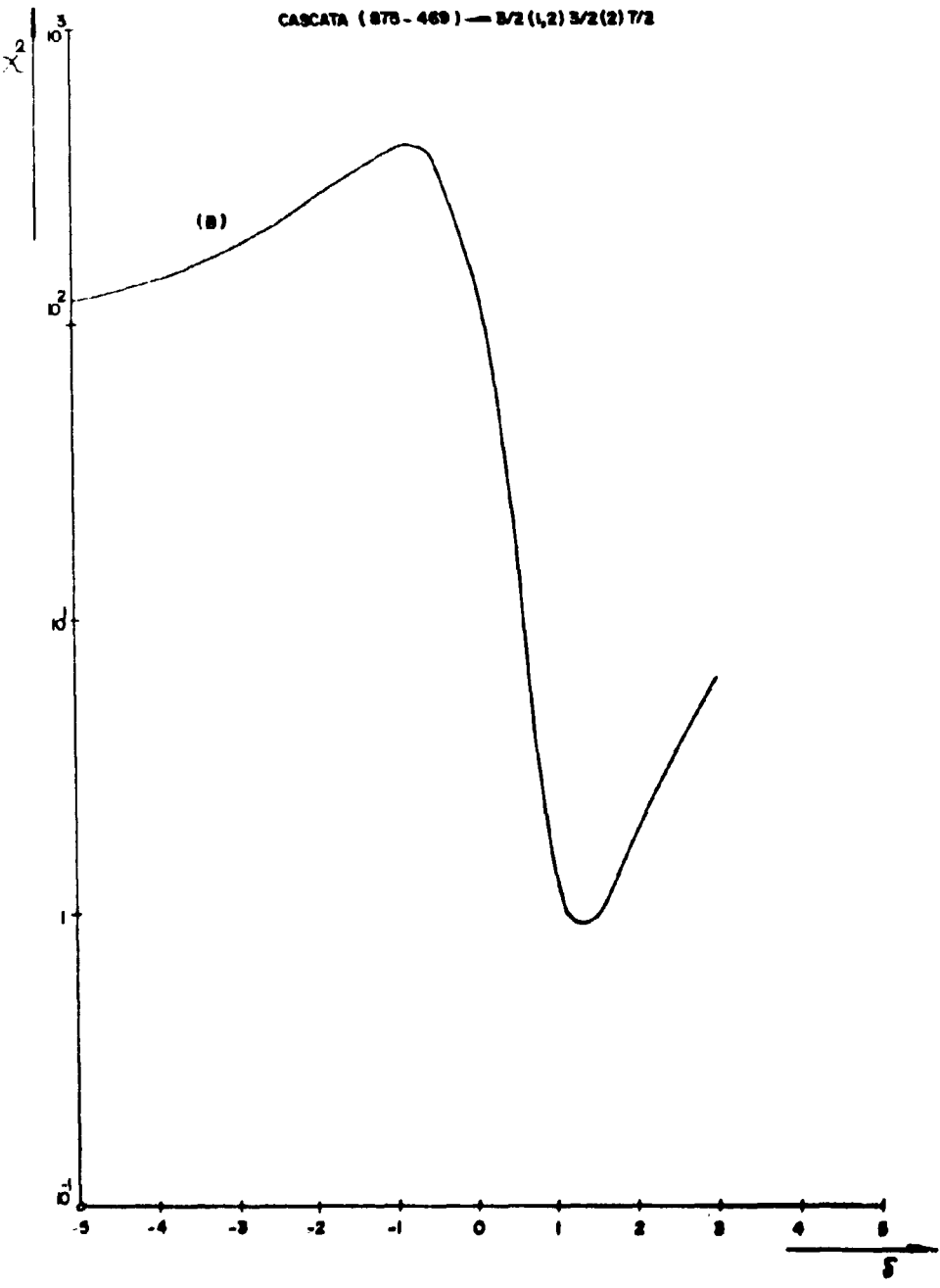


Figure 12

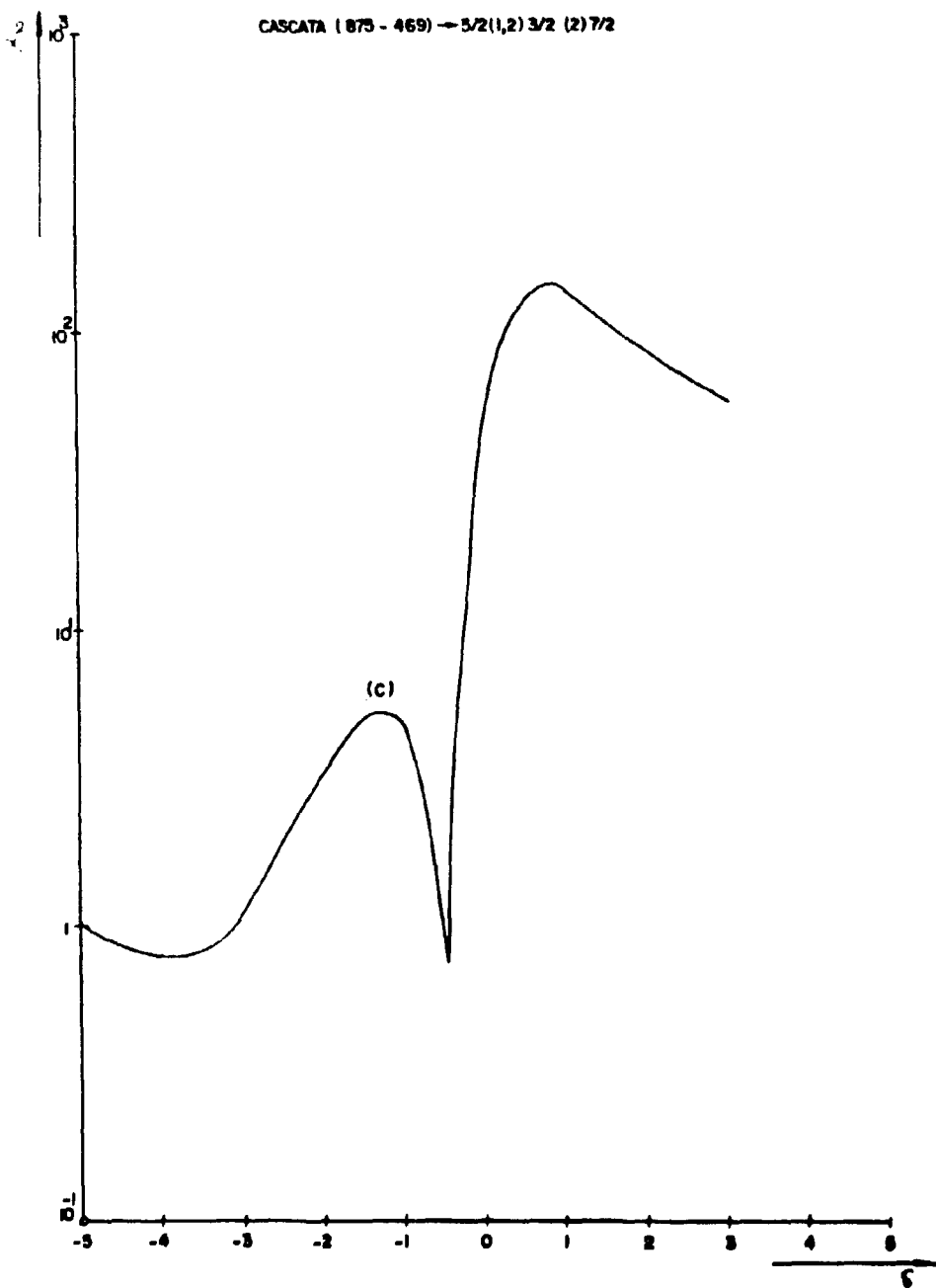


Figura 12

Tabela IV

"Dados Principais do Isótopo ^{105}Rh "

Níveis (KeV)	Coeficientes de Conversão Eletrônica α_k (10^3) (Ref. 49)		"g" ($^3\text{He},d$) (Ref. 17)	"g" (p,α) (Ref. 17)	log ft (Ref. 2)	$T_{1/2}$	B(M1) $(10^2 (\frac{e\hbar}{2Mc})^2)$	B(E2) $(e^2 \cdot \text{cm}^4 \cdot 10^{-48})$
0								
129,6	2580 \pm 260		1	1	8,2	30 seg ⁽²⁾		
149,1			1	4 ou 1		< 0,3 n seg ⁽³²⁾	< 2,475 ⁽³²⁾	> 0,248 ⁽³²⁾
392,4	(262,8 KeV)	15,6 \pm 1,1			8,2			
455,8	(326,1 KeV)	10,7 \pm 1,7			\geq 8,7			
469,4	(469,4 KeV)	5,1 \pm 0,5			7,8			
499,3	(499,3 KeV)	5,1 \pm 1,1	2		8,0			
638,7					$>$ 9,5			
724,1	(575,3 KeV) (724,1 KeV)	2,8 \pm 0,9 1,58 \pm 0,16	2		6,2			
785,9	(316,4 KeV) (393,4 KeV)	8,9 \pm 0,9 5,0 \pm 1,4	3 ou 2	1	6,6			
806,0	(350,2 KeV) (413,5 KeV)	3,8 \pm 0,7 1,6 \pm 1,2	2	1	6,5			
969,4	(330,9 KeV) (969,4 KeV)	10,4 \pm 2,5 1,2 \pm 0,4	2		6,9			
1345,2	(875,8 KeV)	1,4 \pm 0,4			6,2			
1377,1					6,4			
1488,7			2 ou 3		6,7			

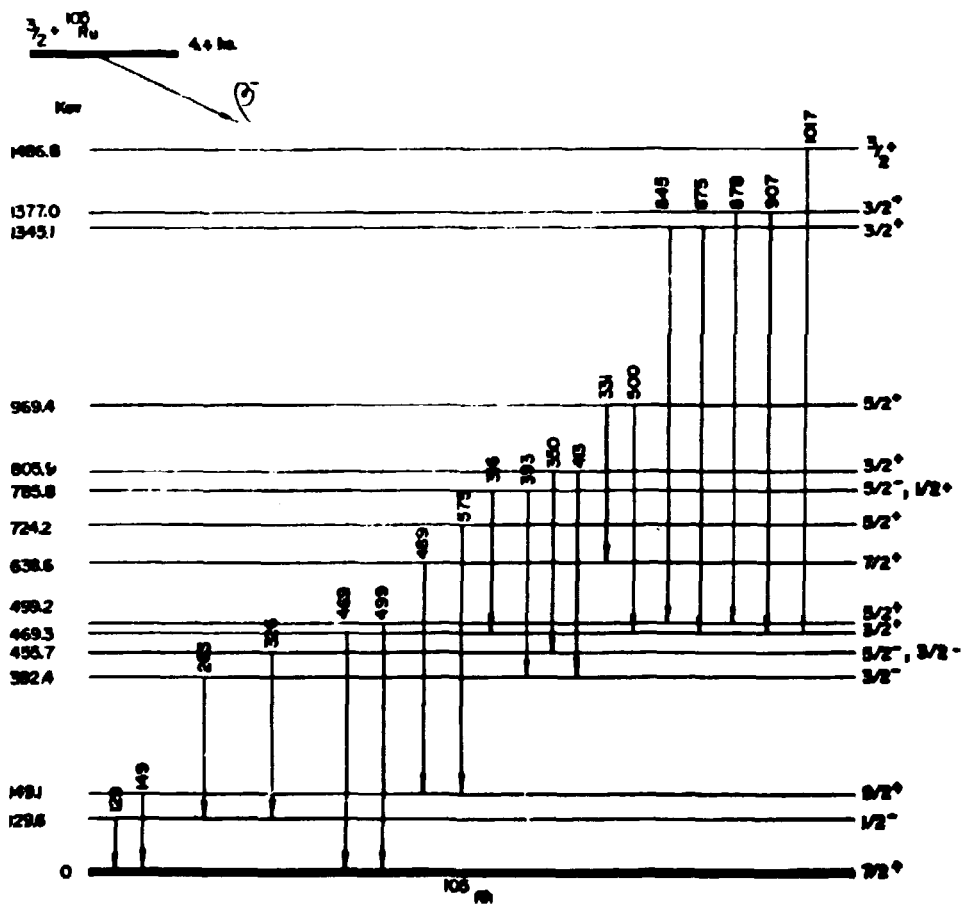


Figura 13 - Esquema Parcial de Decaiemento do ^{105}Ru para os Níveis do ^{105}Rh

núcleos com até dois núcleons o problema ainda é solúvel, mas para problemas de mais de dois corpos as soluções são aproximadas pois não há técnicas matemáticas suficientes para enfrentar esses problemas. Diferentes modelos tem sido sugeridos, dando boas explicações e descrições de fenômenos nucleares observados, mas não há, ainda, um modelo simples que possa prever e explicar todas as propriedades nucleares.

Para o caso de núcleo ^{195}Rh , não se chegou a uma conclusão sobre o modelo mais adequado para a sua descrição, desta forma, serão dadas, neste capítulo, algumas noções sobre os modelos que tentam explicar núcleos com A ímpar nesta região de massa.

IV.2 – Modelos de Camadas

O modelo de camadas considera um campo central que representa o movimento independente dos núcleons sob a interação de todos os outros núcleons dentro do núcleo. Para este modelo são considerados dois potenciais centrais⁽⁴⁴⁾:

a) poço potencial quadrado infinito:

$$V(r) = -V_0, \quad r < R \\ = \infty, \quad r > R$$

onde R é o raio nuclear.

b) poço potencial oscilador harmônico infinito:

$$V(r) = -V_0 + \frac{1}{2} M\omega^2 r^2$$

onde ω é a frequência clássica do oscilador harmônico.

Na realidade, o potencial real, ou seja, o que melhor explica as previsões deste modelo é o potencial de Woods-Saxon⁽⁴⁰⁾, que é um intermediário entre os dois potenciais anteriormente citados:

$$V(r) = -V_0 / [1 + \exp \mu(r - R)]$$

Apesar desta consideração o modelo não consegue reproduzir, bem, todos os números mágicos (28, 50, 82 e 126). Para solucionar este problema, foi introduzido^(30,39) um termo ao potencial, centralmente simétrico, correspondente ao acoplamento do spin com o momento angular: $\vec{l} \cdot \vec{s}$. De acordo com este modelo há previsões para os spins nucleares. Pelo princípio de exclusão de Pauli, cada nível pode ser preenchido com, no máximo dois núcleons iguais, com spins anti-paralelos. Cada membro do par acopla seu j , dando J total igual a zero, para núcleos par-par. Assim, o momento angular total de um núcleo par-ímpar, será dado pelo momento angular do núcleon desemparelhado.

IV.3 – Modelo de Partícula Simples

O modelo de camadas, inicialmente, era tratado de uma forma muito simples; e este modelo de

camadas muito simplificado foi dado o nome de Modelo Extremo de Partícula Simples^(19,44). Neste modelo, os níveis de prótons e nêutrons são preenchidos aos pares e independentes. Dessa forma, as propriedades do núcleo são atribuídas ao núcleon simples desemparelhado, pois o núcleo é, então, considerado um caroço inerte, formado por todos os outros nucleons, acoplados ao núcleon desemparelhado.

É verificado, experimentalmente, que todo núcleo par-par tem o spin do estado fundamental igual a zero, e, também que certos núcleos com A ímpar tem o spin do seu estado fundamental dado pelo núcleon desemparelhado. Às vezes, pode ocorrer o emparelhamento de uma partícula abaixo do nível de Fermi com a partícula desemparelhada (para núcleos ímpar-par próximos das camadas fechadas) formando um buraco no caroço; neste caso, é baixado o nível de Fermi e o valor de spin para o estado fundamental é dado pelo buraco. Este modelo é incapaz de prever spin para núcleos ímpar-ímpar, pois neste caso há dois núcleons desemparelhados e o modelo nada prevê para interações entre essas partículas.

O modelo prediz os estados nucleares excitados em termos de promoção de partículas acima do nível de Fermi, ou seja, níveis mais energéticos. Assim, para núcleos ímpar, os primeiros estados nucleares são explicados em termos de excitação da partícula desemparelhada onde os spins e paridades para esses níveis são dados por esta partícula.

Para núcleos par-par os núcleons estão em pares e para a excitação de um núcleon é necessária energia suficiente para quebrar um par e excitar um núcleon. Assim, forma-se um buraco-partícula e a combinação de seus spins pode ser feita de qualquer forma, provocando ambiguidades pois não é possível saber qual dos valores tem a menor energia.

Introduzindo-se refinamentos no MEPS^(11,21) obtém-se o chamado modelo de partícula simples; assim, este modelo é uma aproximação, realística do modelo de camadas. Neste modelo considera-se como caroço inerte apenas os núcleons nas camadas completas, e leva-se em conta as forças entre núcleons para todos os núcleons fora das camadas fechadas. Assim, as propriedades nucleares serão atribuídas a estes núcleons. Aqui duas considerações gerais podem ser feitas: o estado de energia mais baixa, formado pelo acoplamento de um número par de nêutrons ou prótons, na mesma camada, tem momento angular total igual a zero; e o estado de energia mais baixo formado pelo acoplamento de um número ímpar de núcleons é igual a j (J = j).

IV.4 – Modelos Coletivos

O modelo de camadas descreve as forças nucleares através de um potencial esférico médio; este potencial pode ser expandido em multipolos para ser generalizado. O termo de monopolo tem uma contribuição dominante e é responsável pela parte esférica do potencial do modelo de camadas. Devido a isto, o movimento das partículas emparelhadas é incoerente. O segundo termo, dipolo, representa oscilações do centro de massa. O terceiro termo, quadrupolo, é a contribuição mais importante não incluída no potencial esférico do modelo de camadas; esse termo representa as forças quadrupolares que atuam a longas distâncias, sendo muito fracas para núcleos na região de camada fechada. Entretanto, o efeito dessas forças pode enfraquecer a resistência do núcleo, tal que as flutuações de um par perturbem o campo nuclear médio, o que pode acarretar um movimento coerente das partículas emparelhadas, deformando o núcleo. Podem ocorrer, então, oscilações na superfície nuclear, e, com a adição de muitos núcleons fora da camada fechada, uma deformação permanente. Assim, para um núcleo, aproximadamente esférico, considerando-se suas oscilações, sobre a superfície nuclear, harmônicas e de pequena amplitude, o espectro de energia⁽¹²⁾ será o do oscilador harmônico, dado por:

$$E = \sum_{\lambda} (n_{\lambda} + 1/2) \hbar \omega_{\lambda}$$

onde:

λ é a ordem de multipolo.

n_λ é o número de fónons de ordem λ , no estado de energia E.

ω_λ é a frequência associada ao modo de vibração λ .

λ igual a 0 e 1 descrevem oscilações e densidade do centro de massa, respectivamente. No caso de núcleos par-par, as oscilações resultam da força de quadrupolo. A energia $\hbar\omega_\lambda$ cresce rapidamente com λ (45) e então é esperado que o primeiro estado excitado dos núcleos vibracionais tenha $\lambda = 2$ (oscilações quadrupolares), $n_\lambda = 1$ e $I^\pi = 2^+$. O estado com dois fónons ($n_\lambda = 2$), ainda para $\lambda = 2$, tem um tripleto com os seguintes spins e paridades: 0^+ , 2^+ e 4^+ , e energia, aproximadamente, o dobro do primeiro estado excitado 2^+ ; o estado com um fonon, para oscilações octopolares ($\lambda = 3$), tem spin e paridade 3^- com energia de mesma ordem da do tripleto de $\lambda = 2$. No caso de λ igual a 2, normalmente, o tripleto não é degenerado e pode-se apresentar um ordem diferente.

As vibrações coletivas são esperadas para os mais baixos níveis dos núcleos par-par próximos das camadas fechadas. Para os núcleos com A no intervalo: $150 \leq A \leq 190$, e acima dele, $A \geq 220$, o comportamento não é vibracional simples. Para esses núcleos a forma esférica não é a mais favorecida, energeticamente, pois o movimento dos núcleons é fortemente coordenado, produzindo deformações permanentes.

Os núcleos par-par, fortemente deformados, distantes das camadas fechadas tem o espectro de energia melhor descrito em termos do modelo rotacional (6). A projecção do spin nuclear, no eixo de simetria do núcleo, K, é um bom número quântico, e cada valor de K dá uma banda rotacional que é um grupo de estados com a mesma estrutura intrínseca onde os valores de spin são: K, K+1, K+2, exceto para a banda K=0, onde $I^\pi = 0^+, 2^+, 4^+$.

Considerando-se um núcleo par-par, as energias dos níveis da banda rotacional com K=0, são dadas da seguinte forma:

$$E_I = \frac{\hbar^2}{2\zeta} I(I+1)$$

onde ζ é o momento de inércia do núcleo.

IV.5 – Modelo Unificado (Modelo de Nilsson)

Quando um núcleo contém muitas partículas fora das camadas fechadas aparece a força de quadrupolo que irá deformar o núcleo permanentemente, pois este núcleo estando longe das camadas fechadas estará longe da sua forma esférica de equilíbrio. Neste caso, utiliza-se um potencial deformado em lugar do potencial esférico do modelo de camadas. No caso do potencial deformado ser simétrico, axialmente, tem-se o modelo de Nilsson (41).

O modelo de Nilsson emprega o mesmo procedimento do modelo de camadas, ou seja, as funções de onda nucleares são construídas pelo preenchimento dos estados mais baixos no potencial, sendo que este é deformado. Assim, o potencial, para o modelo de Nilsson, é dado da seguinte forma:

$$V = V(r) + C \hat{L} \cdot \hat{s} + D \hat{L} \cdot \hat{Q}$$

$\vec{l} \cdot \vec{s}$ é o termo usual spin-órbita necessário para dar corretamente, as camadas fechadas.

$\vec{l} \cdot \vec{L}$ é o termo necessário para se obter, corretamente, a escala de energia, sendo que seu efeito é diminuir os altos momentos angulares dos estados.

C e D são parâmetros ajustáveis que podem ser calculados de modo a reproduzir o modelo de camadas no limite da simetria esférica.

Para um potencial simétrico axialmente, a projeção de J, ao longo do eixo de simetria nuclear, é uma constante do movimento, denominada Ω e portanto um bom número quântico; da mesma forma, a projeção do momento angular total I (ver Figura 14) no eixo de simetria nuclear, também, se conserva, e é um bom número quântico, denominado K. É necessário introduzir-se esses novos números quânticos pois $\vec{l} \cdot \vec{l}$ e $\vec{j} \cdot \vec{j}$ não são constantes do movimento. Ainda, as projeções de \vec{l} e \vec{s} ao longo do eixo de simetria, z' , são, Λ e Σ , respectivamente.

Considere-se o caso usual do potencial oscilador harmônico simétrico cilindricamente:

$$V(r) = \frac{1}{2} M \omega_0^2 r^2 [1 - 2\beta \nu_2^0(\theta, \phi)]$$

onde:

ω_0 é a constante de oscilação.

β é o parâmetro de deformação, relacionada com o parâmetro convencional de deformação δ .

Desde que a hamiltoniana depende da deformação, a energia de cada estado é uma função da deformação. Como a deformação aumenta, os estados do modelo de camadas se separam em componentes caracterizados por Ω . Cada um desses orbitais resultantes é duplamente degenerado dando dois estados: $\pm \Omega$; disto resultam dois núcleons de um tipo específico podendo ser colocados em cada nível de Nilsson.

A configuração de um núcleo par-par, para o estado fundamental, corresponde àquela onde todas as partículas tenham preenchido orbitais, emparelhadas ($\Omega, -\Omega$).

Para núcleos de A ímpar, com apenas um núcleon fora dos orbitais preenchidos ($\Omega, -\Omega$), o spin e paridade do estado fundamental são determinados por este núcleon desemparelhado. Em relação aos estados excitados, estes são formados pela promoção de núcleons a orbitais de energia mais alta da mesma forma que se faz para o modelo de camadas.

IV.6 – Modelo de Quase-Partículas

O potencial do modelo de partícula simples não leva em consideração a força de emparelhamento, entre dois núcleons que tenham idênticos números quânticos, diferindo apenas na projeção do spin, $\pm m$. Esta força de emparelhamento é responsável por uma correlação do par, que vai alterar a função de onda do núcleo, e o estado do par resultante será uma mistura proporcional, de vários estados de partículas simples. Assim, dentro do formalismo de emparelhamento, esta força, entre o par de núcleons, pode ser descrita em termos de operadores de criação e aniquilação^(6,15):

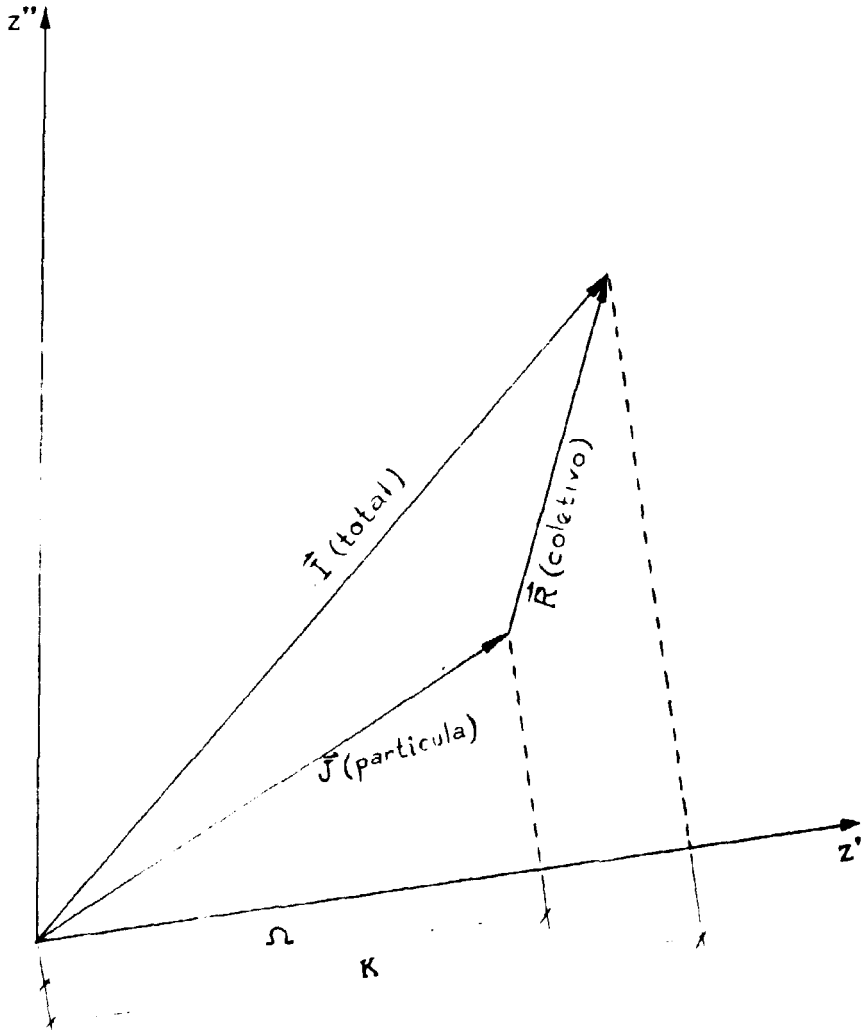


Figura 14 - "O modelo unificado tem o momento angular total igual à soma de R , gerado pelo movimento coletivo do núcleo, com J que vem do movimento intrínseco dos núcleons. O eixo z'' está ligado ao sistema de coordenadas fora do núcleo; o eixo z' se relaciona com o sistema de coordenadas do núcleo".

$$V_{\text{par}} = -G \sum_{mm'} a_{jm}^{\dagger} a_{j'm'}^{\dagger} a_{j'm} a_{j,-m}$$

onde:

a_{jm}^{\dagger} é o operador de criação que, atuando no vácuo $|\bar{0}\rangle$, cria uma partícula na órbita jm , do modelo de camadas.

a_{jm} é o operador de aniquilação que, atuando no vácuo $|\bar{0}\rangle$, aniquila uma partícula da órbita jm , do modelo de camadas.

G representa a intensidade da força de emparelhamento.

$\sum_{mm'}$ abrange poucas camadas.

Pode-se representar, genericamente, os estados (jm) e $(j'm')$ por ν_+ e ν_- , respectivamente. Assim, no formalismo de emparelhamento, os pares de partículas são distribuídos com probabilidade de ocupar ou não um determinado nível, o que não é verdade para o modelo de camadas, onde cada camada vai sendo preenchida e todas as propriedades do núcleo serão dadas pelo nucleon da última camada. Neste formalismo, de emparelhamento, um determinado nível do modelo de camadas (jm) tem a probabilidade V_{ν}^2 de ser ocupado por um par de núcleons, e a probabilidade U_{ν}^2 de não ser ocupado.

A função de onda, de cada estado será, então, um arranjo de pares entre os níveis do modelo de camadas:

$$\Psi^{\text{BCS}^6} = \pi_{\nu} (U_{\nu} + V_{\nu} a_{\nu}^{\dagger} a_{\nu}^{-}) | 0 \rangle$$

Para os coeficientes na equação anterior, tem-se:

$$U_{\nu}^2 + V_{\nu}^2 = 1$$

$$2 \sum_{\nu} V_{\nu}^2 = n, \text{ onde } n \text{ é o número de partículas.}$$

Dessa forma, a função de onda do estado fundamental contém uma mistura de vários estados de partículas simples, e as partículas ocupam os estados aos pares. As probabilidades U_{ν}^2 e V_{ν}^2 são dadas da seguinte forma:

$$U_{\nu}^2 = \frac{1}{2} \left| 1 + \frac{\epsilon_{\nu} - \lambda}{\sqrt{(\epsilon_{\nu} - \lambda)^2 + \Delta^2}} \right|$$

$$V_{\nu}^2 = \frac{1}{2} \left| 1 - \frac{\epsilon_{\nu} - \lambda}{\sqrt{(\epsilon_{\nu} - \lambda)^2 + \Delta^2}} \right|$$

ϵ_ν é a energia da partícula simples, sem força de emparelhamento.

λ é a energia média de Fermi.

Δ é o parâmetro de emparelhamento.

Os estados excitados são tratados em termos do conceito de quase-partícula, onde o estado fundamental é descrito como o estado quase-partícula vácuo ($|\bar{0}\rangle$) e todos os estados excitados são descritos pela atuação dos operadores de quase-partícula no estado de vácuo. Assim, os operadores de quase-partícula são:

$$\alpha_{\nu}^+ = U_{\nu} a_{\nu}^+ - V_{\nu} a_{\nu}^-$$

$$\alpha_{\nu}^- = U_{\nu} a_{\nu}^- + V_{\nu} a_{\nu}^+$$

Para as energias dos estados de quase-partículas, tem-se:

$$E_{\nu} = \sqrt{(\epsilon_{\nu} - \lambda)^2 + \Delta^2}$$

Em núcleos com A ímpar, um estado de quase-partícula da forma $\alpha_{\nu}^+ |\bar{0}\rangle$ ocorre como estado fundamental ou estados excitados mais baixos.

IV.7 – Considerações Finais

O modelo de camadas prevê para o ${}^{105}_{45}\text{Rh}_{60}$ a configuração $(2p_{1/2})^2(1g_{9/2})^5$, acima da camada fechada de 38 prótons. Essa configuração implica que o estado fundamental seja $9/2^+$, ao contrário do valor $7/2^+$, observado experimentalmente. Mas, este estado ($J=1 = \frac{7}{2}$) é, comumente, observado nos núcleos com $N = 43, 45, 47$ e $Z = 45, 47$, mas não necessariamente como estados de baixa energia. Esses estados são atribuídos, normalmente, à configuração $(g_{9/2})^n$.

Experimentalmente, os estados $7/2^+$, estão bem próximos aos estados $9/2^+$, e em muitos casos abaixo dele. O orbital $g_{9/2}$ na região de prótons de 28 a 50, da mesma forma que o orbital $h_{11/2}$, na região de nêutrons de 50 a 82, são bem semelhantes; por exemplo, eles são bem próximos em energia a vários níveis de baixo spin, com paridade oposta. De acordo com Kisslinger⁽²⁷⁾, quando orbitais de paridade oposta ($g_{9/2}$ ou $h_{11/2}$) tem seu número de partículas próximo da metade do número total dessas, para o preenchimento da camada, o membro $J - 1$ da configuração de três quase-partículas pode ocorrer, a baixas energias. Dessa forma, os níveis $7/2^+$ nos núcleos Rh e Ag podem ser considerados como o membro $J - 1$ da configuração $g_{9/2}$, de três quase-partículas. Kisslinger chamou esse estado como estado "intruso". Ainda, dentro desse formalismo, a transição $9/2^+ \rightarrow 7/2^+$ não pode ser M1.

Recentemente, Jain et al⁽³²⁾ mediram a meia vida dos estados $7/2^+$ e $9/2^+$ no ${}^{103,105}\text{Rh}$, e ${}^{107,109,111}\text{Ag}$. Esses resultados foram usados, por eles, junto à razão de mistura multipolar da transição $9/2^+ \rightarrow 7/2^+$ para o cálculo do fator de redução de M1 e o fator de aumento de E2. Eles mostraram que o valor predito por Kisslinger⁽²⁷⁾, para o fator de aumento de E2 é muito menor que o valor experimental. Por outro lado o fator de redução de M1, que eles acharam, é muito menor do que deveria ser para uma transição proibida em tal modelo. Assim, a interpretação para o estado $7/2^+$ em termos de três quase-partículas não é apropriada.

A teoria do acoplamento estendido quase-partícula-fonon (EQPC), de Sherwood & Goswami^(26,51) explica algumas propriedades do estado $7/2^+$, em estudo, tais como energias e valores de $B(E2)$. Os valores, não nulos, das probabilidades de transição $M1$, nesse modelo, são explicados supondo-se a mistura de um fonon ao estado $9/2^+$ e também a mistura de uma partícula simples, $9_{7/2}$, ao estado $7/2^+$.

Com essas considerações para o estado fundamental anômalo, $7/2^+$, do ^{105}Rh espera-se que não haja um modelo simples que explique os níveis de mais baixa energia. Talvez, certos aspectos de um modelo de fraco acoplamento, possa ser aplicado a esse núcleo, mas uma descrição detalhada do esquema de níveis observado, em termos de modelo coletivo, é difícil. Uma hipótese para os níveis, do ^{105}Rh , pode ser feita em termos de acoplamento de um próton ímpar com as excitações coletivas do caroço ^{104}Ru . Tais cálculos, entretanto, não foram feitos para ^{105}Rh . No caso da ^{107}Ag , Ford et al.⁽²³⁾ descreveram as baixas excitações como o acoplamento do próton $p_{1/2}$ com um e dois fonons vibracionais do caroço do ^{106}Pd , com razoável sucesso. Com a mesma analogia, pode-se explicar, por exemplo, os estados $3/2^-$ e $5/2^-$, a 392 KeV e 455 KeV, respectivamente, no ^{105}Rh , como sendo o acoplamento, de um estado de partícula simples, $1/2^-$, com o primeiro estado excitado 2^+ , do ^{104}Ru . Tais níveis, $3/2^-$ e $5/2^-$, de fato, são observados em vários isótopos com A ímpar do Rh e Ag, ao redor de 300-400 KeV.

Para baixas excitações, no ^{105}Rh , espera-se um multiplete com spins de $5/2^+$ a $13/2^+$, resultante do acoplamento de um próton ($g_{9/2}$) com o caroço no estado fonon 2^+ ^(50,53); não se espera que todos esses estados, principalmente os de alto momento angular, sejam populados pelo decaimento β do estado $3/2^+$, do ^{105}Ru , para os níveis do ^{105}Rh . Os estados $1/2^-$ e $9/2^+$, a 129 e 149 KeV, podem ser vistos como estados provenientes do acoplamento do caroço 0^+ com as configurações $p_{1/2}$ e $g_{9/2}$, respectivamente. Uma recente determinação do momento magnético do estado $9/2^+$, no ^{103}Rh ⁽⁵⁾, sugeriu um caráter puro de partícula simples $g_{9/2}$, para este estado. Além disso, o acoplamento de prótons $g_{9/2}$ com o membro dos dois fonons, 4^+ , do caroço dará vários estados de paridade positiva⁽⁴²⁾, na região de energia de 1 MeV. Em razão da alta densidade de níveis nessa energia pode ser difícil identificar esses estados.

Se for feita uma modificação nos cálculos de Nilsson, como feito na referência⁽⁴¹⁾, o diagrama de Nilsson resultante (Figura 6 da referência⁽⁴³⁾), para prótons, explica o estado fundamental $7/2^+$, do ^{105}Rh , da mesma forma que os dois primeiros estados excitados, $1/2^-$ e $9/2^+$; isto ocorre supondo-se um formato prolato, para o ^{105}Rh com $\beta = 0,106$. O diagrama, também, mostra uma grande competição entre $1/2^-$ e $7/2^+$, para os estados de mais baixa energia, que é observada, experimentalmente, nos isótopos do Rh e Ag. Os núclídeos $^{101,103}\text{Rh}$ tem $1/2^-$ para o estado fundamental, enquanto o ^{105}Rh tem $7/2^+$. Para os isótopos $^{107,109,111}\text{Ag}$, $1/2^-$ e $7/2^+$ são o estado fundamental e primeiro estado excitado, respectivamente.

Schneider et al.⁽⁴⁸⁾ tentaram explicar a presença das várias e fortes transições E1 entre alguns dos níveis do ^{105}Rh , que, provavelmente são transições entre os níveis membros de uma banda rotacional^(33,52) com cabeça no estado de Nilsson $1/2^+$ [431]⁽⁴⁴⁾. Eles supõe a presença de um segundo mínimo no potencial nuclear do ^{105}Rh . Então, os membros da banda proposta ficarão no segundo mínimo e mostrarão transições retardadas aos estados esféricos. Para os estados no mínimo deformado a mudança de forma removeria o aumento coletivo de transições E2 e nos estados esféricos estas transições devem competir uma com a outra. Entretanto, estudos mais recentes^(1,16,31) revelaram que a estrutura do isóbaro ^{105}Ag é muito mais vibracional, e isto sugere que a deformação no ^{105}Rh não pareça uma suposição razoável.

A discussão feita mostra o complexo problema que é descrever a estrutura de níveis do ^{105}Rh até o presente momento. Embora alguns dos estados possam ser qualitativamente descritos em termos do modelo de fraco acoplamento fonon-partícula, o que se requer são cálculos quantitativos para os núclídeos do Rh reproduzindo o máximo de informações experimentais. Assim, este trabalho espera, com os resultados obtidos, fornecer valiosos parâmetros para futuros cálculos.

CAPÍTULO V

CONCLUSÃO

O trabalho experimental desenvolvido nessa dissertação para o estudo dos vários níveis e transições do nuclídeo ^{105}Rh , objetivou a confirmação dos valores de spin para alguns níveis e determinação do valor da razão de mistura multipolar para certas transições gama. Dessa forma, procurou-se determinar, por meio da técnica de Correlação Angular Direcional Gama-Gama, características nucleares do ^{105}Rh , cujo A ímpar está numa região de massa para a qual não existe interpretação fácil dos parâmetros nucleares.

Atualmente, não existe um número grande de trabalhos sobre o ^{105}Rh e, portanto, a quantidade de informações sobre esse nuclídeo é bem reduzida. Portanto, visando contribuir para um melhor conhecimento do ^{105}Rh , empregou-se um equipamento eletrônico moderno para a obtenção de mais informações sobre os parâmetros nucleares. No ^{105}Rh foram estudadas várias cascatas gamas envolvendo 15 níveis de energia, sendo que muitas cascatas ainda não haviam sido medidas anteriormente por envolverem transições gama de média e baixa intensidade; isso torna o trabalho mais difícil pelo longo tempo de medidas necessário para a obtenção de uma estatística razoável. Para certos níveis nucleares, muitas vezes os dados obtidos não foram suficientes para se estabelecer univocamente o valor de spin, tendo sido necessário recorrer a outras informações contidas na literatura. Para o caso da razão de mistura multipolar $\delta \left(\frac{E2}{M1} \right)$ são várias as transições que a apresentam, mas apenas umas poucas puderam ser univocamente determinadas, uma vez que para as outras houve falta de informações.

Como já foi mencionado o nuclídeo ^{105}Rh , em estudo, é obtido a partir do decaimento do ^{105}Ru . Uma vez estabelecido o esquema de decaimento e, considerando-se apenas as transições estudadas nesse trabalho, verifica-se a marcante presença de transições do tipo E2, puras ou misturadas; isso mostra que o núcleo está afastado da forma esférica, por causa da presença de forças quadrupolares que o deformam.

Os artigos atuais da literatura, sobre o ^{105}Rh , não trazem uma discussão conclusiva sobre os modelos nucleares que podem explicar esse núcleo, apenas os modelos que provavelmente poderão explicá-lo com base em sua possível deformação e, também, com base em estudos feitos para os isótopos vizinhos, nessa região de massa.

No ^{105}Rh a confirmação de valores de spin para determinados níveis de energia e a determinação da razão de mistura multipolar para certas transições gama, provavelmente, fornecerão mais elementos para a elaboração de um modelo teórico melhor. Esse modelo deverá explicar as propriedades nucleares do ^{105}Rh que, apesar de ter seus isótopos vizinhos relativamente bem estudados não tem suas propriedades explicadas de forma única.

ADENDO

Durante a última fase de preparação dessa dissertação foi enviado por Krane* uma publicação para o Grupo de Correlação Angular, contendo novas informações sobre os níveis 785,8 KeV e 1345 KeV, do ^{105}Rh , baseadas num trabalho de reações**. Esse trabalho de reações**, através da reação $^{103}\text{Rh}(t,p)^{105}\text{Rh}$, traz importantes suposições sobre os spins e paridades desses níveis, que são apresentadas, brevemente, a seguir.

No estudo dos níveis do ^{105}Rh populados na reação $^{103}\text{Rh}(t,p)^{105}\text{Rh}$ **, não foi notada nenhuma evidência de população do nível 785,8 KeV, ao contrário de outros níveis abaixo dessa, com paridade negativa: $3/2^-$, a 392 KeV e $5/2^-$ a 455 KeV, já estabelecida pelos estudos de decaimento, onde foram populados. Esses fatos sugerem a possibilidade de paridade positiva para o estado 785,8 KeV, o que implicaria numa multipolaridade E1 para a transição 393 KeV e multipolaridade M1 + E2 para a transição 316 KeV. Das três possibilidades de spin: $5/2$, $3/2$ e $1/2$ usadas para o cálculo da correlação angular da cascata (393-262) KeV, apenas $1/2^+$ é consistente com os valores de A_{kk} experimentais; as outras duas seqüências implicam numa considerável mistura M2 na transição E1 para o raio gama a 393 KeV. Essa suposição, também, é consistente com os argumentos apresentados por Schneider et al⁽⁴⁸⁾, afirmando o valor $1/2^+$ para o nível 785,8 KeV. A razão entre os valores de A_{22} experimentais, para as cascatas (393-262) KeV e (413-262) KeV é $-1,27 \pm 0,04$ que está bem próximo do valor esperado, teoricamente, $-1,25$.

Aceitando a atribuição $1/2^+$, para o nível 785,8 KeV, tem-se a multipolaridade M1 + E2 para a transição 316 KeV com o valor resultante de $\delta \left(\frac{E2}{M1} \right) = -0,202 \pm 0,005$ ou $2,987 \pm 0,056$. Uma nova medida dos valores de α_k para as transições 316 KeV e 393 KeV removeria a ambiguidade entre os valores de spin e paridade para o nível 785,8 KeV. O trabalho de reações** também mostra um nível a 1351 KeV (± 10 -15 KeV) estabelecido como $3/2^-$ ou $5/2^-$. Entretanto, é improvável que este nível seja idêntico ao nível 1345, observado no decaimento beta, sendo populado fracamente, pois tem $\log ft = 6,2$, indicando uma transição permitida, com paridade positiva.

* K. S. Krane and J. M. Shohaki - Phys. Rev. C18, 1576(1977) - (Este referência corresponde à de nº 19)

** R. E. Anderson, J. J. Kraushaar, I. C. Oeblich, R. M. Del Vecchio, R. A. Naumann, E. R. Flynn, and C. E. Moss, Phys. Rev. C18, 1231(1977).

ABSTRACT

The Directional Correlation of γ transitions in ^{105}Rh have been measured from the β^- decay of ^{105}Ru using a Ge(Li) - Ne(Tl) spectrometers. The measurements were carried out for the (316-469), (500-469), (846-499), (875-469), (878-499), (907-469), (1017-469), (350-326), (393-263), (413-263), (489-149) and (575-149) KeV gamma cascades. The present results confirm the spin assignments to several levels in ^{105}Rh obtained in previous studies.

The multipole mixing ratios $\delta(E2/M1)$ for several gamma transitions have been calculated from the measured angular correlations. The results are $\delta(149) = 0.34 \pm 0.01$, $\delta(262) = -1.27 \pm 0.02$ or -0.14 ± 0.01 , $\delta(326) = -1.79 \pm 0.01$ or 0.014 ± 0.002 , $\delta(393) = -7.1 \pm 0.3$ or -0.36 ± 0.01 , $\delta(489) = 0.25 \pm 0.002$, $\delta(500) = 0.7 \pm 0.3$ and $\delta(907) = -21.7$ ⁺⁸ -31.1 or 0.21 ± 0.03 . The structure of nuclear levels in ^{105}Rh is discussed briefly in terms of models applicable for nuclide in this mass region.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS*

1. ANDERSON, R. E. & KRAUSHAAR, J. J. Proton spectroscopy of ^{105}Ag from the (3He,d) reaction. *Nucl. Phys.*, A241:189-203, 1975.
2. ARAS, N. K. & WALTERS, W. B. Radioactive decay of 4.4-h ^{105}Ru to levels of ^{105}Rh . *Phys. Rev.*, C11(3):927-38, Mar. 1975.
3. ARYA, A. P. Gamma-gamma directional correlations in Rh^{105} . *Nucl. Phys.*, 40:387-95, 1963.
4. AUBLE, R. L.; BERTRAND, F. E.; ELLIS, Y. A.; HOREN, D. J. Nuclear spectroscopy of ^{109}Ag from the $^{108}\text{Pd}(\text{He},d)$ reaction. *Phys. Rev.*, C8(6):2308-12, Dec. 1973.
5. BABA, C. V. K.; BHATTACHERJEE, S. K.; JAIN, H. C. *Proceedings international conference hyperfine interactions detected by nuclear radiations, Rehovot, Sep. 1970.* [A ser publicado].
6. BARDEEN, J.; COOPER, L. N.; SCHRIEFFER, J. R. Theory of superconductivity. *Phys. Rev.*, 108(5):1175-204, Dec. 1957.
7. BECKER, A. J. & STEFFEN, R. M. M1-E2 mixing ratios and conversion electron particle parameters for the electromagnetic transitions in As^{75} . *Phys. Rev.*, 180(4):1043-8, Apr. 1969.
8. BEGZHANOV, R. B. *Izv. Akad. Nauk. Uzb. SSR, Ser. Fiz. Mat. Nauk*, (4):56, 1970.
9. BIEDENHARN, L. C. & ROSE, M. E. Theory of angular correlation of nuclear radiations. *Rev. mod. Phys.*, 25(3):729-77, Jul. 1953.
10. BLACK, J. L. & GRUHLE, W. Calculation of angular correlation attenuation factors and efficiencies for lithium drifted germanium detectors. *Nucl. Instrum. Meth.*, 46:213-22, 1967.
11. BOHR, A. & MOTTELSON, B. R. *Nuclear structure I.* Amsterdam, W. A. Benjamin, 1969.
12. BOHR, A. & MOTTELSON, B. R. *Nuclear structure II.* Amsterdam, W. A. Benjamin, 1975.

(*) As referências bibliográficas relativas a documentos localizados pelo IEA foram revistas e enquadradas na NB-88 de ABNT.

13. BRADY, E. L. & DEUTSCH, M. Angular correlation fo successive gamma-ray quanta. *Phys. Rev.*, 72(9):870-1, Nov. 1947.
14. CAMP, D. C. & VAN LEHN, A. L. Finite solid-angle corrections for Ge(Li) detectors. *Nucl. Instrum. Method.*, 76:192-240, 1969.
15. De BENEDETTI, S. *Nuclear interactions*. New York, N. Y., Wiley, 1964.
16. DEL VECCHIO, R. M.; DELRICH, I. C.; NAUMANN, R. A. Study of ^{105}Ag and ^{107}Ag with the (p, t) reaction. *Phys. Rev.*, C12(3):845-55, Sep. 1975.
17. DITTMER, D. L. & DAEHNICK, W. W. Spectroscopy study of Rh^{105} by direct (He^3 , d) and (p, α) reactions. *Phys. Rev.*, C2(1):238-49, Jul. 1970.
18. DUNWORTH, J. V. The application of the method of coincidence counting to experiments in nuclear physics. *Nucl. Instrum. Meth.*, 11:167-80, 1940.
19. EISENBERG, J. M. & GRAINER, W. *Nuclear model*, v.1. Amsterdam, North-Holland, 1970. (Nuclear theory, 1).
20. ELLIOT, J. P. & MACFARLANE, M. H. *Collective motion in nuclei*. [s.l.], [s.ed.], 1958. (NYO-2271).
21. ELLIOT, J. P. & LANE, A. M. *Handbuck der physic* 39. Berlin, Springer, 1957. p.240.
22. FERENTZ, M. & ROSENZWEIG, N. Table of angular correlation coefficients. In: SIEGBAHN, K., ed. *Alpha, beta and gamma-ray spectroscopy*. Amsterdam, North-Holland, 1965. p.1687-90.
23. FORD JR., J. L. C.; WONG, C. Y.; TAMURA, T.; ROBINSON, R. L.; STELSON, P. H. Elastic and inelastic proton scattering from ^{107}Ag and the phonon-core model. *Phys. Rev.*, 158(4):1194-205, Jun. 1967.
24. FRAUNFELDER, H. & STEFFEN, R. M. Angular distribution of nuclear radiation: (A) Angular correlations. In: SIEGBAHN, K., ed. *Alpha, beta and gamma-ray spectroscopy*, v.2. Amsterdam, North-Holland, 1965. p.997-1198.
25. GOERTZEL, G. Angular correlation of gamma-rays. *Phys. Rev.*, 70(11-12):897-909, Dec. 1946.
26. GOSWANI, A. & SHERWOOD, A. I. Low-energy spectra of odd-mass Tc and Ru isotopes. *Phys. Rev.*, 161(4):1232-5, Sep. 1965.
27. GÜVEN, H. H.; KARDON, B.; SEYFARTH, H. *Z. Phys.*, A276:347, 1976.
28. HAMILTON, D. R. On directional correlation of successive quanta. *Phys. Rev.*, 58:122-31, Jul. 1940.
29. HAMILTON, W. D. *The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy*. Amsterdam, North-Holland, 1975.
30. HAXEL, O.; HANS, J.; JENSEN, D.; SUESS, H. E. On the "magic numbers" in nuclear structure. *Phys. Rev.*, 75(11):1766, Jun. 1949.
31. JACKSON, S. V.; WALTERS, W. B.; MEYER, R. A. Levels in the three-hole nucleus ^{105}Ag and the decay of 55.5-min ^{105}Cd . *Phys. Rev.*, C13(2):803-30, Feb. 1976.

32. JAIN, H. C.; BHATTACHERJEE, S. K.; BABA, C. V. K. Half-lives of $9/2^+$ levels in some odd-mass Rh and Ag nuclei *Nucl. Phys.*, A178:437-48, 1972.
33. KIM, J. S.; LEE, Y. K.; HARDY, K. A.; SIMMS, P. C.; GRAU, J. A.; SMITH, G. J.; RICKEY, F. A. Gamma-ray linear polarization measurements following heavy-ion bombardment of odd isotopes of Pd. *Phys. Rev.*, C12(2):499-506, Aug. 1975.
34. KISSLINGER, L. S. A note on coupling schemes in odd-mass nuclei. *Nucl. Phys.*, 78:341-52, 1966.
35. KRANE, K. S. *Atomic data and nuclear data table*. [A set publicado].
36. KRANE, K. S. & SHOBKI, J. M. Angular correlation measurements in the decay of ^{105}Ru . *Phys. Rev.*, C16(4):1576-80, Oct. 1977.
37. KRUGTEN, H. van & NOOISEN, B. van, eds. *Angular correlations in nuclear desintegration: proceedings of the international conference on... held at Delft, the Netherlands, August 17-22, 1970*. Rotherdam, University Rotherdam, 1971.
38. LEDERER, M. C.; HOLLANDER, J. M.; PERLMAN, I. *Table of isotopes*. 6.ed. [s.n.t.l.].
39. MAYER, M. G. On closed shells in nuclei. II. *Phys. Rev.*, 75(12):1969-70, Jun. 1949.
40. NELSON, J. F. & ARNS, R. G. Directional correlation of gamma rays in Rh^{105} . *Nucl. Phys.*, 68:401-12, 1965.
41. NILSSON, S. G. Binding states of individual nucleonics in strongly deformed nuclei. *Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Mat.-fys Medd.*, 29(16), 1955.
42. PAAR, V. Coupling of three-particle (hole) valence-shell cluster to quadrupole vibrations (alaga model): the $Z = 50$ region: odd Ag and I isotopes; and the $Z = 28$ region: odd Mn and Ga isotopes. *Nucl. Phys.*, A211:29-76, 1973.
43. PIERSON, W. R. Decay of Rh^{105} . *Phys. Rev.*, 140(6):1516-28, Dec. 1965.
44. PRESTON, M. A. *Physics of the nucleus*. Reading, Mass., Addison-Wesley, 1962.
45. ROSE, H. J. & BRINK, D. M. Angular distributions of gamma rays in terms of phase-defined reduced matrix elements. *Rev. modern. Phys.*, 39(2):306-47, Apr. 1967.
46. ROY, R. R. & NIGAM, B. P. *Nuclear physics: theory and experiment*. New York, N. Y. Wiley, 1967.
47. SAXENA, R. N.; MONTEIRO, N. T. S.; BARRIO NUEVO JR., A. *Espectrômetro assimétrico para correlação angular $\gamma\gamma$* . São Paulo, Instituto de Energia Atômica, 1974. (IEA-PUB-009).
48. SCHNEIDER, E. W.; MATHEWS, G. J.; JACKSON, S. V.; GALLAGHER, P. K., WALTERS, W. B. Gamma-gamma angular correlations on ^{105}Rh following the decay of 4.4-h ^{105}Ru . *Phys. Rev.*, C13(4):1624-9, Apr. 1976.
49. SCHRIBER, S. O. & JOHNS, M. W. The decay of ^{105}Ru . *Nucl. Phys.*, A96:337-66, 1967.
50. SHALIT, A. de. Core excitations in nondeformed, odd-A nuclei. *Phys. Rev.*, 122(5):1530-6, Jun. 1961.

51. SHERWOOD, A. I. & GOSWAMI, A. Extended quasi-particle-phonon coupling theory for odd-mass spherical nuclei. *Nucl. Phys.*, 89:465-80, 1966.
52. SMITH, H. A. & RICKEY, F. A. [A ser publicado].
53. TAMURA, T. & KISHIMOTO, T. Nuclear moments and related structure of vibrational and transitional nuclei. *J. phys. Soc. Japan*, 34(Suppl.):393-8, 1973.
54. YALTES, M. J. L. Finite solid angle corrections. In: KARLSSON, E.; ATTHIAS, E.; SIEGBHAN, K., eds. *Perturbed angular correlations: proceedings on... Upsala, May, 27-30, 1963*. Amsterdam, North-Holland, 1964. p.453-66.



INSTITUTO DE ENERGIA ATÔMICA
Caixa Postal, 11049 - Pinheiros
CEP 05508
01000 - São Paulo - SP

Telefone: 211-6011
Endereço Telegráfico - IEATOMICA
Telex - 011-23592 IENA BR