

Doação: da autora

R\$ 400,00

Instituto de Física
Universidade Federal do Rio Grande do Sul

MEDIDA E INTERPRETAÇÃO DE PROPRIEDADES NUCLEARES DO

^{95}Mo , ^{115}In e ^{131}Cs

Alice Maciel

Tese apresentada à Faculdade
de Filosofia da Universidade
Federal do Rio Grande do Sul
para obtenção do título de
Doutor em Ciências

Pôrto Alegre
1970

A MEU PAI,

por me ter encantado pelo núcleo, como um pequeno mundo
menor que o menor grão de areia da praia ...

A NIKOLAS

por tanta compreensão e estímulo.

À ANA LENA, BORIS E LUCIA CRISTINA,

para que um dia compreendam e perdoem as minhas omissões
como mãe.

Agradecimentos

Todo o trabalho aqui relatado foi resultado da grande colaboração recebida, razão pela qual usei sempre o tratamento na primeira pessoa do plural.

Assim, quero deixar expresso meu agradecimento a todos que me auxiliaram, direta ou indiretamente, embora não tenha aqui mencionado explicitamente todos os nomes envolvidos.

De qualquer forma quero agradecer a José Goldenberg e Elizabeth Frota Pessoa a orientação inicial a meu trabalho de laboratório no estágio que realizei em São Paulo.

A Torsten Lindqvist e Eckart Matthias que me deram a oportunidade de participar com eles na realização de um trabalho de pesquisa experimental completo, desde a montagem do equipamento necessário, realização das medidas, tratamento de dados e discussão dos resultados.

Meu obrigado também a Werner Schneider que me introduziu nas técnicas de programação para computador o que me tem sido de extrema utilidade.

Ao Diretor, David Mesquita da Cunha, e ao ex-diretor, Saviniano Marques, agradeço o apoio recebido.

A Th. A. J. Maris, Gerhard Jacob e Darcy Dillenburg meus sinceros agradecimentos por terem aberto o caminho da Física Nuclear Experimental neste Instituto e pelos vários ensinamentos recebidos, quer no plano teórico como no experimental.

Ainda, a Darcy Dillenburg quero agradecer pelas inúmeras sugestões recebidas durante a redação desta tese.

A Fernando Zawislak e Pedro da Rocha Andrade agradeço pelas facilidades que obtive no laboratório e coparticipação em vários trabalhos.

A Adalberto Vasquez, Maria Helena Preis de Freitas Valle Corrêa e Flávio Livi pela estreita colaboração que me deram na realização dos trabalhos experimentais aqui descritos.

À Vera Beatriz Freitas agradeço pelos auxílios prestados na realização de uma das séries das medidas do ^{115}In .

À Cecy S. Rogers agradeço pela coparticipação na fase inicial do estudo teórico do ^{95}Mo .

A Celso Müller o meu reconhecimento pela colaboração inestimável em toda a parte eletrônica de todos os trabalhos feitos.

Especialmente a Euclides Francisco da Rocha Fraga agradeço pela preparação de várias dezenas de fontes radioativas.

A Genaro Celiberto agradeço pelas facilidades obtidas no C.P.D. e especialmente à Liane Rockenbach e Bertilo Becker pela execução de vários programas.

A Joel Bellanca e toda a oficina mecânica pela boa vontade e presteza com que sempre atendeu todos meus pedidos, obrigada.

Ao nosso grupo de calculistas, desenhistas e estudantes plantonistas o meu agradecimento por tantos trabalhos prestados.

À Ilsa B. Matzenauer e à Luisa S. Zafaneli agradeço por vários trabalhos de datilografia e à Lahyr Hubert pela parte de bibliografia. Quero agradecer especialmente à Sheila Motta Soares por inúmeros serviços prestados, como cálculos, desenhos e a parte de datilografia correspondente à versão preliminar desta tese.

Ainda, a minha gratidão à Ivone Hildebrand pelo cuidadoso trabalho de datilografia.

À Victoria Herscovitz por sugestões quanto à confecção desta tese, o meu obrigada.

A todos meus colegas e amigos o meu agradecimento pelo estímulo recebido.

Finalmente os meus agradecimentos a John D. Rogers, meu orientador, por todos os ensinamentos e sugestões recebidos.

Ao Conselho Nacional de Pesquisas e à I.A.E.A. agradeço a oportunidade que me deram de participar do Curso de Física Nuclear em Trieste, 1966.

Este trabalho foi parcialmente financiado pelo Conselho Nacional de Pesquisas, Air Force Office of Scientific Research, International Atomic Energy Agency, Conselho de Pesquisas da Universidade Federal do Rio Grande do Sul e Banco Nacional de Desenvolvimento Econômico.

INDICE

	Pag.
Resumo	
Abstract	
Introdução	1
I - Potencialidade do estudo de coincidências de contagens de radiação gama pelo método integral	
I.1 Generalidades	5
I.2 Determinação de intensidade de radiações	8
I.3 Aplicação de medidas de correlação angular direccional: determinação de spins e multipolaridades	9
I.4 Aplicação da medida de correlações angulares perturbadas: determinação de momentos magnéticos	13
II - Técnicas experimentais	
II.1 Generalidades	16
II.2 Arranjos experimentais	
II.2.1 Sistema do tipo NaI(Tl) x NaI(Tl)	19
II.2.2 Sistema do tipo NaI(Tl) x Si(Li)	21
II.2.3 Sistema do tipo Ge(Li) x NaI(Tl)	23
III - Estudos dos núcleos ^{95}Mo , ^{115}In e ^{131}Cs	
III.1 Estudo do núcleo ^{95}Mo	
III.1.1 Introdução	26
III.1.2 Medidas experimentais e resultados	
1.2.1 Fonte	28
1.2.2 Medidas da correlação angular da cascata gama-gama 582 keV - 204 keV	30
1.2.3 Medida da meia vida do nível de 204 keV	31
1.2.4 Medida do fator g do nível de 204 keV	31
III.1.3 Resultados	
1.3.1 Determinação das multipolaridades das radiações de 204, 582 e 835 keV	33

1.3.2	Características dos níveis e das radiações do ^{95}Mo	35
III.1.4	Análise teórica do núcleo ^{95}Mo	
1.4.1	Introdução	37
1.4.2	Análise através do modelo de Kisslinger e Sorensen	40
1.4.3	Análise através da configuração $(d5/2)^3$	43
1.4.4	Análise através do modelo de acoplamento dos 3 neutrons $(d5/2)$ aos níveis vibracionais do caroço	46
1.4.5	Discussão da aplicabilidade dos diversos modelos para o núcleo ^{95}Mo	51
III.1.5	Conclusão	52
III.2	Estudo do ^{115}In	
III.2.1	Introdução	56
III.2.2	Métodos experimentais e resultados	58
2.2.1	Fonte	58
2.2.2	Características espectroscópicas gerais do núcleo ^{115}In	59
2.2.3	Determinação da meia vida do estudo de 828 keV	62
2.2.4	Medida da correlação angular 231-261 keV	63
2.2.5	Cascatas 36 keV - 492 keV	66
2.2.6	Medida do fator g do nível de 828 keV	69
III.2.3	Discussão dos resultados	72
2.3.1	Nível de 336 keV	72
2.3.2	Nível de 597 keV	73
2.3.3	Nível de 828 keV	74
2.3.4	Nível de 864 keV	75
III.2.4	Análise teórica dos resultados	79

2.4.1	Introdução	79
2.4.2	Modelo rotacional	83
2.4.3	Evidências experimentais da aplicabilidade do modelo rotacional	88
III.2.5	Conclusão	95
III.3	Estudo do ^{131}Cs	
III.3.1	Introdução	96
III.3.2	Métodos experimentais e resultados	
3.2.1	Fonte	98
3.2.2	Determinação de intensidades de radiações	98
3.2.3	Determinação das meias vidas dos estados de 124 keV e 133 keV	101
3.2.4	Medidas e resultados das correlações angulares	104
A.1	Espectro de coincidência com a região de 200 a 250 keV	104
A.2	Espectro de coincidência com região de 115 a 150 keV	106
A.3	Espectro de coincidência com região de 350 a 430 keV	108
A.4	Espectro de coincidência com região de 570 a 700 keV	108
A.5	Espectro de coincidência com a região de mais de 750 keV	108
A.6	Espectro de coincidência com a região de 80 a 100 keV	112
3.2.4 B	Resultados das correlações angulares	114
3.2.4 C	Atribuições de spins aos níveis excitados ^{131}Cs	117
III.3.3	Discussão dos resultados	122

IV - Conclusão	126
Apêndices	
Apêndice I - Análise de correlações angulares de cascatas interligadas	129
Apêndice II - Relação dos programas de computador referentes a este trabalho	132
Apêndice III - Cálculo do número de contagens de coincidência necessárias para medidas do fator g nuclear pelo método de correlação angular	134
Apêndice IV - Cálculos relativos à aplicação do modelo de acoplamento dos 3 neutrons fora da camada fechada aos níveis vibracionais do ^{92}Mo	136
Apêndice V - Medida da correlação angular diferencial 240(55)79 keV no ^{131}Cs	140
Referências Bibliográficas	141

RESUMO

Este trabalho constitui-se na investigação experimental de propriedades nucleares através da medida de correlações angulares de cascatas gama-gama, com e sem campo magnético.

O equipamento usado é basicamente um sistema de coincidências rápido-lento que inclui um analisador multicanal e um par de detectores, tendo como particularidade essencial a utilização, em vários casos, de detectores de Ge(Li) e Si(Li) com alta resolução em energia.

Três são os núcleos investigados: ^{95}Mo , ^{115}In e ^{131}Cs . Para cada um dos dois primeiros determina-se o momento magnético de um estado excitado e para os dois últimos consegue-se fixar spins de alguns níveis e multipolaridades de diversas radiações.

É feita uma análise teórica em termos de modelos nucleares para os isótopos estudados. No caso do ^{95}Mo é apresentado um estudo mais detalhado em termos de um modelo especial de acoplamento.

ABSTRACT

This work consists in the experimental investigation of nuclear properties through the measurement of angular correlations of gamma-gamma cascades, with and without magnetic field.

The equipment used is basically a fast-slow coincidence system which includes a multichannel analyser and two detectors. An essential aspect of the set-up is the use of Ge(Li) and Si(Li) detectors.

The three nuclei studied are: ^{95}Mo , ^{115}In and ^{131}Cs . For each of the first two, the magnetic moment of one excited state is determined and for the last two it is possible to assign spins to some levels and multipolarities to various radiations.

A theoretical analysis for each of these isotopes is performed in terms of nuclear models. In the case of ^{95}Mo a more detailed study of a special coupling model is made.

INTRODUÇÃO

A medida de correlações angulares de cascatas gama-gama pode dar muitas informações a respeito da estrutura nuclear. Assim principiámos nossa iniciação em trabalho experimental utilizando esta técnica e vimos-nos primeiramente com um problema, que embora trivial, nos pareceu, à época, extraordinário: redeterminar a correlação angular da cascata das radiações de 1,17 Mev e 1,33 Mev do Co^{60} , cuja anisotropia foi observada pela primeira vez em 1947 por Brady e Deutsch ¹⁾.

Em julho de 1960, com um equipamento bastante simples de coincidências rápida-lenta, vencendo tôdas as dificuldades usuais, mas novas para nós, obtivemos o famoso 16% para A_2 , coeficiente que caracteriza a correlação angular envolvida. Atingido, então nosso primeiro objetivo, começamos a nos aprofundar tanto na teoria como no melhoramento de novos equipamentos a fim de começarmos a fazer, efetivamente, pesquisas em Física Nuclear.

Surgiram então, em nosso Instituto, os primeiros trabalhos originais nesse campo: trabalhos teóricos e experimentais.

Nossos equipamentos cresceram em quantidade e diversidade. Do primeiro sistema de coincidência com dois analisadores de um canal cada um, passamos para analisadores de 1000 canais; aos detectores de NaI(Tl) com resoluções de 20 a 30 keV acrescentamos detectores de Ge(Li) e Si(Li) com resoluções de 2 a 3 keV; das válvulas eletrônicas passamos aos transistores.

E foi durante essa evolução bastante rápida, que se conseguiu determinar então não só propriedades da estrutura nuclear de muitos isótopos, mas também características da matéria que estão melhor incluídas na Física de Estado Sólido.

Nessa dinâmica desenvolveu-se nosso trabalho que se constitui do estudo de propriedades nucleares dos isótopos ^{131}Cs , ^{95}Mo e ^{115}In .

Nosso objetivo ao darmos início a esta tese foi determinar spins de níveis excitados, os caracteres multipolares das radiações envolvidas e momentos magnéticos de alguns estados excitados, tentando, na medida do possível, discutir os resultados obtidos em termos de modelos nucleares.

Assim, no capítulo I descrevemos como se pode obter estas informações a partir da técnica de medidas de correlações angulares, restringido-nos à utilização de sistemas integrais, isto é, sistemas cujas resolução temporal é suficientemente grande para incluir várias meias vidas.

No capítulo II descrevemos os equipamentos utilizados para a finalidade proposta. Três sistemas principais de coincidência rápida-lenta são apresentados com diferença básica situada no tipo de detector. Um deles constitui-se de dois detectores de NaI(Tl), outro substitui um de NaI(Tl) por um de Si(Li), enquanto o terceiro utiliza NaI(Tl) e Ge(Li).

No capítulo III analisamos separadamente cada um dos núcleos medidos. Cabe salientar que durante a realização deste trabalho, que se estendeu de 1966 até o presente, surgiram alguns resultados sobre os núcleos por nós medidos. Esses resultados foram naturalmente incluídos nas referências.

Na seção III.1 apresentamos as medidas realizadas com o isótopo ^{95}Mo . Trata-se da redeterminação das correlações angulares 780-204 e 582-204 keV e da medida do fator g do nível de 204 keV. A seguir, tentamos explicar os fatos conhecidos sobre este núcleo através da aplicação do modelo de acoplamento dos três neutrons fora da camada fechada aos níveis vibracionais produzidos pelo ca-

roço ^{92}Mo . Os resultados desta análise são satisfatórios.

Na seção III.2 relatamos o estudo do isótopo ^{115}In proveniente da desintegração do ^{115}Cd (2,3d). Aqui realizamos medidas das correlações angulares das cascatas 36-492 keV e 231-261keV, cascatas estas medidas há bastante tempo por outros autores com os recursos da época e que eram insuficientes para a determinação correta daquelas correlações. A utilização das técnicas atuais com detectores de Si(Li) e Ge(Li) permitiu realizar essas medidas detectando apenas as radiações de interesse e eliminando assim os desagradáveis efeitos das misturas com radiações de energias próximas às escolhidas. Com nossos resultados foi possível esclarecer as ambigüidades existentes para os spins dos níveis de 597 keV e 864 keV. Estas ambigüidades tornavam a interpretação deste núcleo muito difícil. Além disto medimos o fator g do nível de 828 keV. Seguindo uma sugestão de Bäcklin ²⁾ procuramos analisar todos os níveis de paridade positiva abaixo de 2 Mev em termos de uma banda rotacional com $K = 1/2$.

Os níveis de energia considerados, bem como várias propriedades nucleares foram então calculadas dentro do espírito do modelo de Nilsson e os resultados foram bastante consistentes com os valores experimentais.

A seguir, na seção III.3, dedicamo-nos às investigações realizadas com isótopo de ^{131}Cs . Devido à complexidade de seu esquema de desintegração, não existia, até então, uma determinação completa de suas características principais, ou seja, spins dos níveis excitados e caráter multipolar das radiações. Isto nos levou a realizar medidas de espectros de coincidência a vários ângulos o que dá como informação correlações angulares de várias cascatas simultaneamente. Fixamos diferentes intervalos de energia e, para cada um deles, medimos um espectro de coincidência por ân-

gulo. Com este procedimento obtivemos correlações angulares para muitas cascatas. Com esta grande quantidade de dados procuramos esclarecer as ambigüidades existentes nos valores de spin. Nosso objetivo, entretanto, não pode ser alcançado plenamente mas conseguimos fixar o spin do nível 124 keV ao valor 3/2.

Desta forma o caráter multipolar da maior parte das radiações envolvidas ficou determinado.

Na parte final comentamos os modelos propostos para esse núcleo, mostrando que as análises teóricas existentes não são satisfatórias.

No capítulo IV apresentamos de modo sucinto as conclusões amplamente exploradas nos capítulos anteriores. Aproveitamos aí para sugerir alguns trabalhos experimentais que novas técnicas possibilitarão realizar com estes núcleos e também algumas questões teóricas que poderiam ser esclarecidas quanto à estrutura dos núcleos estudados.

No apêndice I apresentamos alguns problemas analíticos de tratamento de dados, que embora simples e talvez sem originalidade, poderão servir àqueles que trabalham neste mesmo campo.

No apêndice II apresentamos uma lista dos programas de computação que compilamos para o processamento dos dados obtidos e para a determinação teórica das propriedades nucleares.

No apêndice III apresentamos o cálculo do número de contagens de coincidências necessário para medir o fator g de um nível excitado com um certo erro pré-determinado.

No apêndice IV apresentamos alguns cálculos teóricos referentes a modelos aplicados no ^{95}Mo .

No apêndice V relatamos uma medida diferencial que fizemos da cascata 240-(55)-79 keV no ^{131}Cs .

CAPÍTULO I - POTENCIALIDADE DO ESTUDO DE COINCIDÊNCIAS DE CONTAGENS DE RADIAÇÃO GAMA PELO MÉTODO INTEGRAL

I.1 Generalidades

A emissão de radiação gama por um núcleo permite a investigação de uma série de propriedades do mesmo.

Com um sistema eletrônico simplificado constituído de um detector e um analisador podemos observar o espectro do elemento que nos fornece como informação as energias das transições existentes e uma idéia das intensidades relativas destas transições (Fig. I.1.1).

Passando deste sistema a um mais complexo, constituído de dois detectores (Fig. I.1.2) que fornecem para cada raio gama incidente um impulso elétrico que entra em um chamado circuito de coincidência, pode-se estabelecer um relacionamento entre as radiações gama provenientes de um mesmo núcleo. Assim, pode-se determinar se duas radiações estão ou não em cascata. Isto permite estabelecer os níveis de energia de um núcleo radioativo. Além disto, radiações de intensidade fraca, que não aparecem na medida de espectro simples, quando analisadas em coincidência com outra, sobressaem-se e podem então ser identificadas.

Aqui pode-se variar diversos parâmetros. Um é o tempo de resolução do circuito de coincidência 2τ , isto é, o maior intervalo de tempo que pode separar a chegada de dois impulsos elétricos a esse circuito e que resulta ainda em uma contagem de coincidência. Quando 2τ é bem menor do que $t_{1/2}$ pode-se investigar o comportamento de propriedades nucleares em função do tempo. É o chamado método diferencial e que possibilita a medida de meia vida e o estudo de perturbações de níveis excitados do núcleo.

Fig. I.1.1 - Espectro simples de uma fonte monoenergética

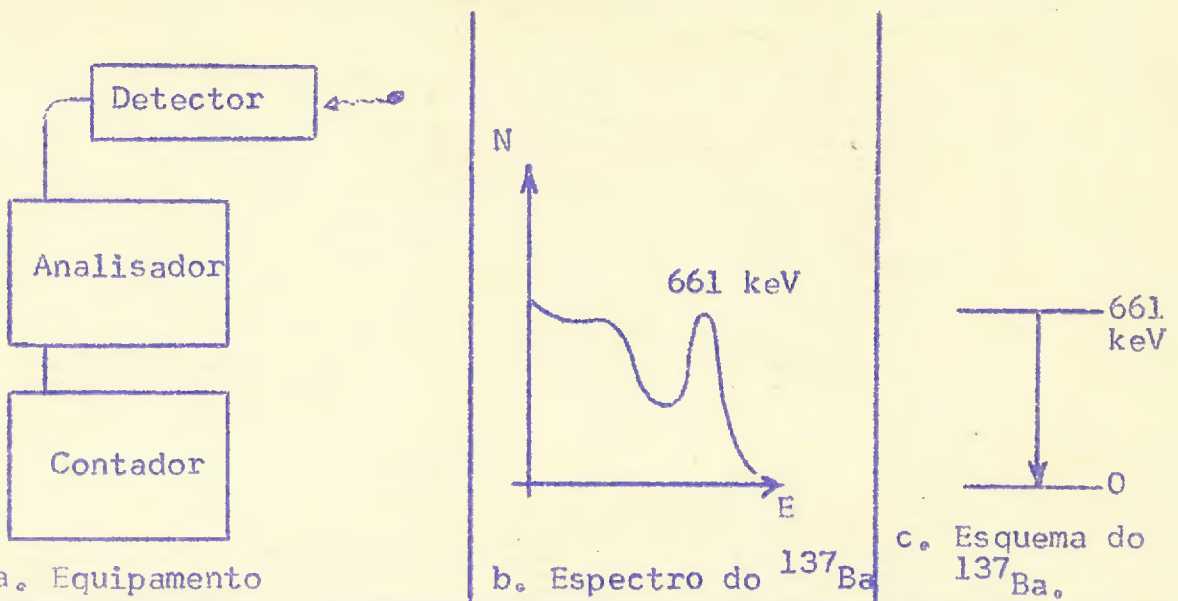


Fig. I.1.2 - Espectro de coincidência de uma cascata gama-gama

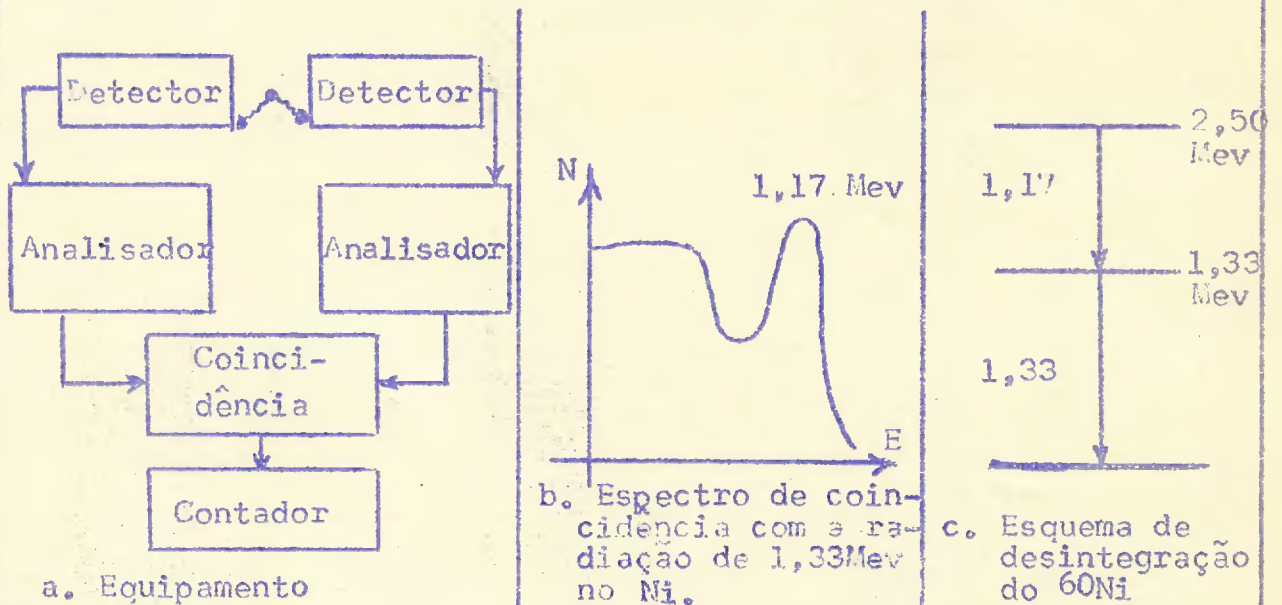
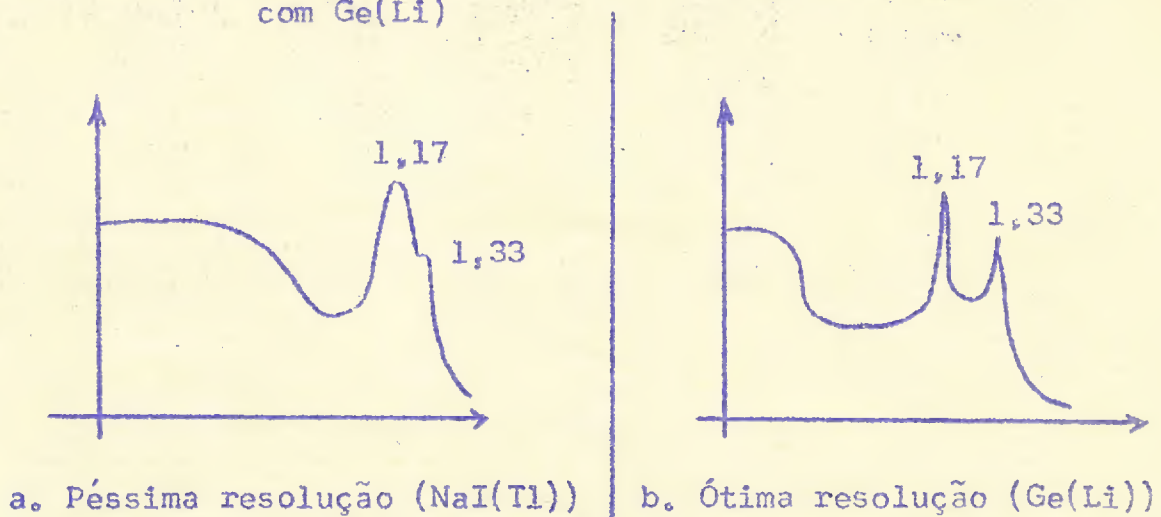


Fig. I.2.1 - Espectro simples do ^{60}Ni obtido com NaI(Tl) e com Ge(Li)



Quando 2τ é bem maior que a meia vida $t_{1/2}$ estamos usando o chamado método integral, pois não observamos efeitos diferenciais no tempo.

Quando 2τ é da ordem de meia vida, não podemos usar as aproximações feitas nos casos limites e não utilizaremos esse tipo de resolução.

Em nosso trabalho vamos nos restringir a medidas pelo método integral, exceto para redeterminações de meias vidas, para as quais empregamos naturalmente o método diferencial.

Dentro então do sistema de dois detectores e um circuito de coincidência com $2\tau \gg t_{1/2}$ procuraremos tirar todas as informações que permitam esclarecer a estrutura nuclear, através do estudo de esquemas de desintegração.

Como o sistema eletrônico proposto constitui-se de dois detectores, um parâmetro que pode ser variado é o ângulo entre eles.

Pode-se medir o número de coincidência de duas radiações em cascata em função do ângulo e da análise dessa correlação angular obtêm-se informações muito importantes sobre o núcleo quais sejam momentos angulares de níveis energéticos e caráter multipolar das radiações. Esta análise será feita na seção I.3, que trata da correlação angular direcional.

A fim de determinar-se o momento magnético de um nível é necessário produzir uma interação através da aplicação de um campo magnético externo. Na seção I.4 trataremos da correlação angular perturbada por um campo magnético.

Quanto ao momento do quadripolo elétrico, sua determinação depende da interação com gradiente de campo elétrico. Para obter interações apreciáveis é necessário utilizar os próprios campos internos e não analisaremos aqui este aspecto que não foi objetivo de nosso trabalho.

1.2 Determinação de intensidades de radiações

A determinação das intensidades das radiações emitidas por um núcleo pode ser feita, em princípio, com equipamento bastante simples: um detector de boa resolução de energia e um analisador multicanal.

Com um arranjo experimental deste tipo pode-se medir o espectro simples de um núcleo o qual mostrará, em geral, diversos picos indicando a presença de várias radiações.

Cabe frisar aqui que as características deste arranjo podem variar muito de acordo com as qualidades do detector empregado. Quanto melhor a resolução em energia do detector mais linhas podem ser identificadas no espectro (Fig. 1.2.1).

Para calcular a intensidade de cada radiação é necessário conhecer exatamente toda a distribuição de energia que resulta da interação de cada raio gama com o detector. Para cada raio gama surge uma distribuição contínua de energia e um pico correspondentes respectivamente ao espalhamento Compton e ao efeito fotoelétrico produzido pela radiação.

Para o conhecimento da forma desta distribuição é necessário medir, no mesmo equipamento, espectros de várias radiações monoenergéticas. A análise dos vários espectros permitirá, então, estabelecer a função da distribuição energética de contagens correspondentes a radiações de diferentes energias. Por meio desta função será possível analisar o espectro complexo nos vários espectros monoenergéticos.

A integração das áreas de cada espectro, com a devida correção para a eficiência do detector usado, leva à determinação da intensidade de cada radiação. Para este fim, vários métodos matemáticos já foram elaborados, tais como o de Phillips ⁴⁾ et al.

Este processo, numericamente bastante complexo, só pode

ser feito com precisão através do uso de computadores. Não aplicamos em nosso trabalho nenhum processo assim preciso, por não termos tido na ocasião um programa adequado às limitações de memória de nosso computador.

Existe um método muito subjetivo de análise de um espectro complexo: o método gráfico e que consiste na subtração sucessiva do espectro da radiação de mais alta energia, descascando, assim, o espectro complexo, pouco a pouco, nas várias linhas componentes. As áreas resultantes corrigidas pela curva de eficiência do detector usado, permitem determinar a ordem de grandeza das intensidades.

I.3 Aplicação de medidas de correlação angular direcional: determinação de spins e de características eletromagnéticas das radiações

A correlação angular existente entre as direções de emissão de radiações nucleares sucessivas tem sido bastante estudada teoricamente por diversos autores ⁵⁾ e inúmeras são as medidas realizadas. Por isto deixamos de fazer aqui uma revisão deste assunto recomendando aos interessados o trabalho de tese de doutoramento de F.Zawislak ⁶⁾ onde está apresentada, além de uma análise da construção de função correlação angular, uma lista das referências bibliográficas mais importantes e completas. Entretanto, como nossas medidas são de correlações angulares, não podemos deixar de escrever as expressões mais gerais utilizadas.

A emissão de uma radiação gama se processa com uma probabilidade maior em uma certa direção particular em relação ao eixo do spin nuclear. Selecionar então todos os núcleos que emitiram a primeira radiação em certa direção, equivale a selecionar todos os núcleos que têm seu eixo do spin em certa direção. A detecção

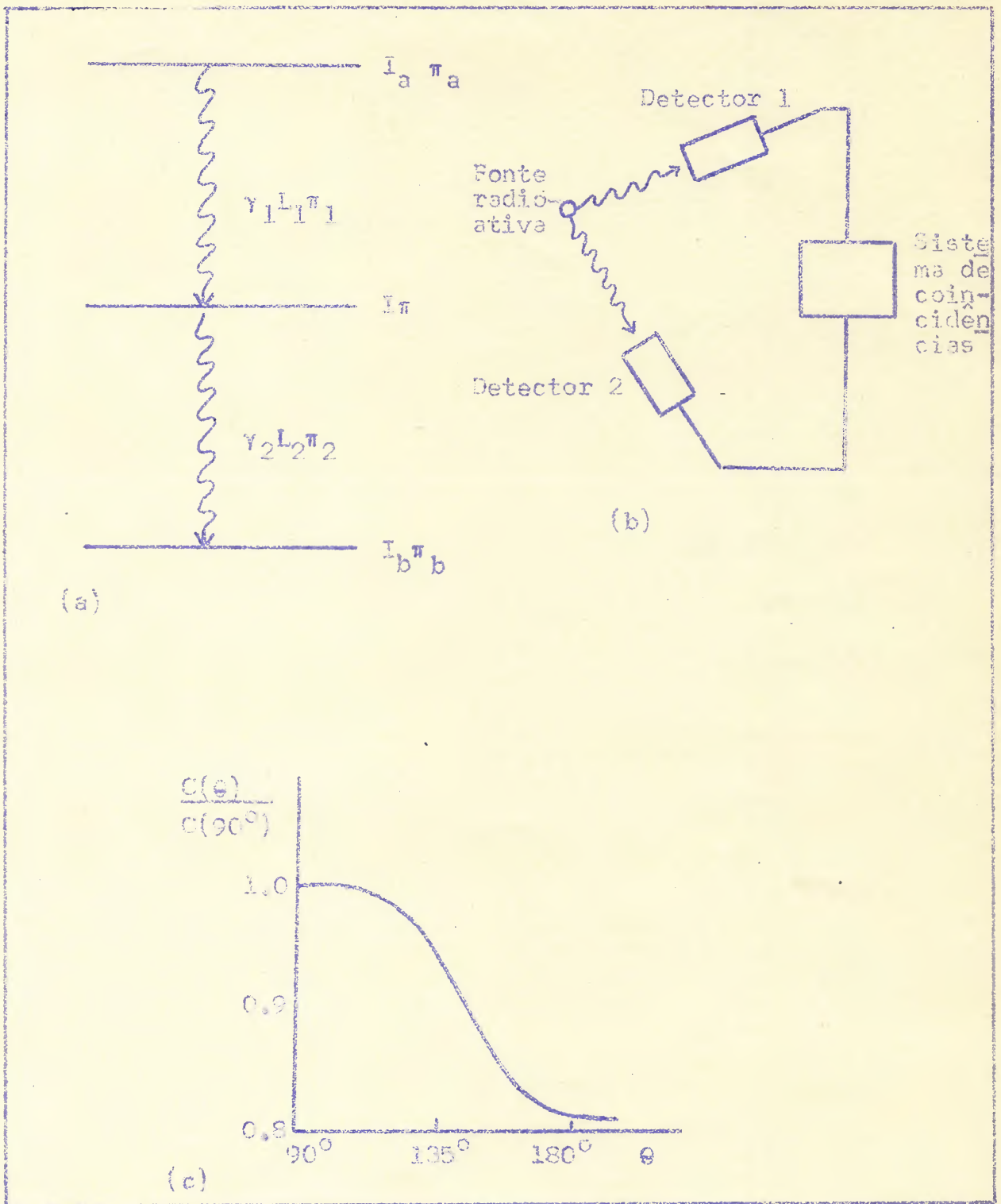


Fig. I.3.1 - a - Cascata gama-gama em um núcleo
 b - Arranjo experimental simplificado
 c - Função correlação angular da cascata da fig. a
 obtida com o equipamento b.

da segunda radiação em coincidência com a primeira radiação emitida mostrará então uma correlação angular bem definida.

Para cada núcleo a situação pode ser representada como na fig. I.3.1, onde \vec{I}_a , \vec{I} e \vec{I}_b correspondem aos momentos angulares dos níveis nucleares. As radiações γ_1 e γ_2 são caracterizadas por suas multipolaridades. Para a multipolaridade L_r de cada radiação temos a relação vetorial:

$$\vec{I}_i = \vec{I}_f + \vec{L}_r \quad (I.3.1)$$

onde \vec{I}_i e \vec{I}_f são os momentos angulares dos estados inicial e final.

Em geral, experimentalmente se observam apenas as multipolaridades L_r e $L_r + 1$ com $L_r \leq |I_i - I_f|$. Neste caso se define como δ a razão entre a intensidade da radiação com caráter multipolar $L + 1$ e a intensidade da radiação com caráter multipolar L . Se Π_i e Π_f são as paridades dos estados i e f envolvidos e a radiação carrega paridade Π_r , no caso da radiação multipolar elétrica tem-se que $\Pi_r = (-1)^{L_r}$ e, para a radiação multipolar magnética, $\Pi_r = -(-1)^{L_r}$.

A função correlação angular depende dos spins I_a , I e I_b e dos coeficientes de mistura δ_1 e δ_2 correspondentes às radiações γ_1 e γ_2 .

A expressão geral da correlação angular direcional é:

$$W(\theta) = \sum_k A_k P_k(\cos \theta) \quad (I.3.2)$$

com $k = 0, 2, 4$ e $k_{\max} = \text{Min}(2I, 2L_1, 2L_2)$

onde θ é o ângulo formado pelas direções de emissão das radiações γ_1 e γ_2 e os coeficientes A_k podem ser fatorados em:

$$A_k = A_k(1) A_k(2) \quad (I.3.3)$$

onde $A_k(i)$ depende apenas das características da transição i ,

quais sejam os momentos angulares dos níveis envolvidos I e I' e as multipolaridades L e L' da radiação i. Esta dependência pode ser expressa pela relação:

$$A_k(i) = \frac{F_k(LL', I'I) + 2\delta_i F_k(LL', I'I) + \delta_i^2 F_k(L'L', I'I)}{1 + \delta_i^2} \quad (I.3.4)$$

onde os coeficientes $F_k(LL', I'I)$ estão tabelados na ref. 7.

Como em geral a determinação da correlação angular de uma cascata leva ao conhecimento de apenas dois coeficientes A_2 e A_4 e os parâmetros envolvidos são 5 a saber: I_a , I, I_b , δ_1 e δ_2 o problema não pode ser resolvido totalmente com apenas uma medida.

Entretanto, se se conhecer dois desses três spins, o problema fica mais fácil de se resolver mas nem sempre se obtém ainda uma solução unívoca. Sabendo-se o caráter multipolar das radiações e dois dos spins pode-se na maioria dos casos determinar unívocamente um spin desconhecido. Assim, cada caso particular deve ser estudado separadamente e informações provenientes de medidas de outras naturezas são sempre úteis.

Quando se tem mais de uma radiação coincidente com o mesmo gama, adicionaremos ao sistema mais equações mas também mais parâmetros a serem calculados. No apêndice I relatamos uma forma de poder resolver este tipo de problema, isto é, quando há muitas cascatas envolvidas.

Na correlação angular de duas radiações gama não sucessivas, isto é, quando uma radiação intermediária não é observada, o coeficiente A_k é dado por:

$$A_k = A_k(1) U_k(2) A_k(3) \quad (I.3.5)$$

$$U_k(2) = \frac{1}{1+\delta_2^2} \left[(-1)^{L-2} \begin{Bmatrix} I & I & k \\ I' & I' & L_2 \end{Bmatrix} + \delta_2^2 (-1)^{L-2} \begin{Bmatrix} I & I & k \\ I' & I' & L_2 \end{Bmatrix} \right] \times f \quad (I.3.6)$$

$$\text{sendo: } f = (-1)^{I+I'} \left[(2I+1)(2I'+1) \right]^{1/2} \quad (1.3.6)$$

$$\text{com: } U_0(2) = 1$$

1.4 Aplicação da medida de Correlações Angulares Perturbadas: determinação de momentos magnéticos

A expressão 1.3.2 da função correlação angular supõe que o alinhamento nuclear do estado intermediário permaneça invariável até a emissão da segunda radiação.

Isto corresponde a dizer que a vida média do estado intermediário é suficientemente curta para não haver perturbações. Esta perturbação pode ser originada pela interação do momento do quadripolo elétrico com gradientes do campo elétrico, ou do momento magnético com campos magnéticos. Frauenfelder e Steffen ⁸⁾ revisam este tipo de problema.

No caso de usarmos o método integral a presença de uma perturbação pode ser introduzida na função correlação angular da seguinte forma:

$$W(\theta) = \sum_k A_k G_k P_k(\cos \theta) \quad (1.4.1)$$

onde

$$G_k = \frac{1}{1 + \lambda_k \tau} \quad (1.4.2)$$

τ é a vida média do estado intermediário da cascata considerada, G_k é o fator de atenuação e λ_k é a constante de relaxação.

Em geral, tem-se que em fontes líquidas a atenuação da correlação angular é pequena, ou seja, $G_k \approx 1$. Como usamos fontes líquidas na maioria dos casos, não vamos considerar aqui este tipo de perturbação.

Voltando então à correlação angular não perturbada, va-

mos introduzir um campo magnético externo para medir o momento magnético de um nível excitado.

Assim vamos considerar a correlação angular não perturbada por gradientes de campo elétrico e introduzir uma perturbação externa, aplicando um campo magnético. A interação resultante dá origem a uma precessão do núcleo, chamada precessão de Larmor.

Sendo H o campo magnético aplicado, a frequência de precessão é dada por:

$$\omega_L = g \frac{\mu_N}{h} H \quad (1.4.3)$$

onde g é o fator giromagnético nuclear

μ_N é o magneton nuclear

h é a constante de Planck

Durante o intervalo de tempo t que decorre entre a emissão do primeiro e o segundo gama o spin nuclear precessiona de um ângulo $\omega_L t$. Em medida pelo integral, isto é, com $2\tau \gg t_{1/2}$, esta precessão resulta em deslocamento da função correlação angular.

Se escrevermos a função $W(\theta)$ dada na rel. (1.3.2) expandindo os polinômios de Legendre em $\cos k\theta$, obtemos:

$$W(\theta) = \sum_k b_k \cos k \theta \quad (1.4.4)$$

com $b_0 = 1$.

Esta função correlação angular pode ser escrita para o caso de um campo magnético externo aplicado como:

$$W(\theta, H) = \sum_k \frac{b_k}{1 + (k\omega_L \tau_N)^2} [\cos k \theta + k\omega_L \tau_N \sin k \theta] \quad (1.4.5)$$

para

$$\omega_L \tau \ll 1.$$

Este resultado mostra que a medida do deslocamento da correlação angular permite determinar $\omega_L \tau$. Conhecendo-se H e τ , g fica determinado.

Hã vários métodos, geralmente utilizados, para medir g através da medida do deslocamento. Um método consiste em medir a correlação angular primeiro sem campo externo e depois repetir a medida aplicando um campo externo. Outro método consiste em medir a chamada razão integral R . Neste caso fixa-se a posição dos detectores a 135° e mede-se o número de contagens de coincidência para campo aplicado perpendicularmente ao plano formado pelos dois detectores, primeiro num sentido e depois no sentido oposto. Calcula-se a razão R pela expressão:

$$R = 2 \frac{W(135^\circ, +H) - W(135^\circ, -H)}{W(135^\circ, +H) + W(135^\circ, -H)} \quad (I.4.6)$$

Isto corresponde a

$$R = \frac{2b_2 \cdot 2w\tau}{(1 + (2w\tau)^2) \left(1 - \frac{b_4}{1 + (4w\tau)^2}\right)}$$

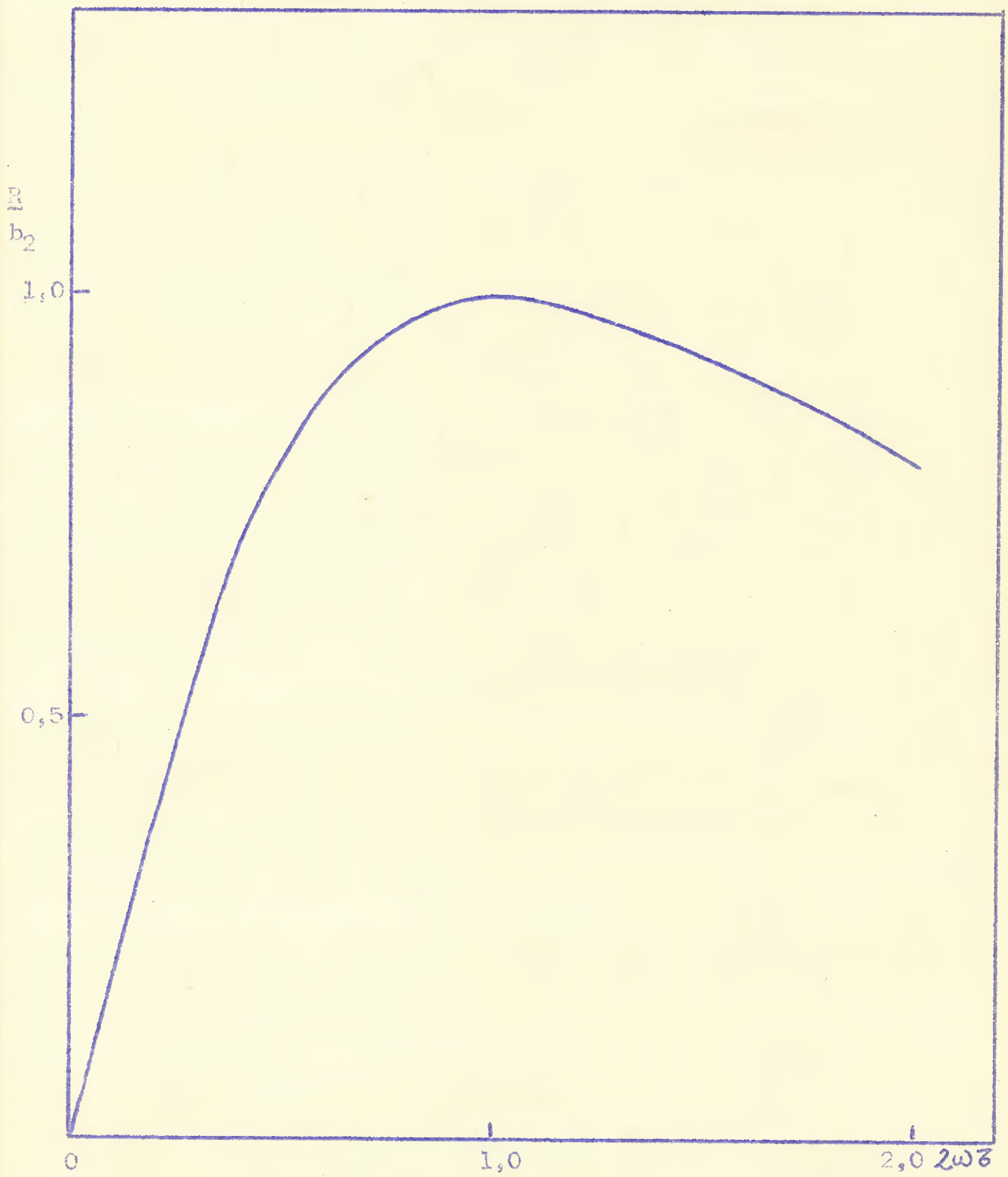
que, quando b_4 é zero, dá:

$$R = \frac{2b_2 \cdot 2w\tau}{1 + (2w\tau)^2}$$

No gráfico da fig. (I.4.1) mostramos a dependência de $\frac{R}{2b_2}$ com $2w\tau$. Daí pode-se ver que R é no máximo igual a b_2 e este fato é muito útil para a programação de uma experiência para medir g por este método. Assim, se b_2 é muito pequeno, espera-se para R um valor também muito pequeno. O máximo de R corresponde já a uma rotação muito grande ou seja, de 30° .

Hã outras formas de se medir fatores g pelo método integral, além dos descritos acima. Pode-se, por exemplo, utilizar o método da atenuação da correlação angular com aplicação de campos magnéticos cada vez maiores. Pode-se também empregar mais de dois detectores simultaneamente.

Fig.I.4.1 - Variação de $\frac{R}{b_2}$ com $2\omega\tau$.



Em nosso trabalho utilizamos apenas o método da medida da razão integral R com reversão de campo, porque $R/2b_2$ apresenta uma propriedade muito útil que é de independência de correções para ângulo sólido e coincidências acidentais se a correlação angular não perturbada for medida nas mesmas condições que a perturbada pelo campo magnético externo.

CAPÍTULO II - TÉCNICAS EXPERIMENTAIS

I. Generalidades

Na maior parte das medidas apresentadas nesta tese foram utilizados sistemas convencionais de coincidência rápida-lenta integral (ou seja, onde o tempo de resolução do equipamento é bastante grande em comparação com a vida média dos estados excitados em estudo). Apenas para as medidas de meia vida utilizamos equipamento do tipo diferencial (ou seja, com tempo de resolução menor que a vida média dos estados nucleares investigados). Neste caso, não descrevemos os equipamentos usados, uma vez que nossas medidas foram apenas confirmações de resultados anteriormente publicados.

Assim vamos nos dedicar neste capítulo à descrição das características principais dos sistemas de coincidência integrais, com os quais foram realizadas as medidas que trouxeram contribuições novas nos estudos dos núcleos ^{95}Mo , ^{115}In e ^{131}Cs .

Para maiores detalhes sobre funcionamento destes tipos de equipamento referimo-nos à tese de mestrado de F.P. Livi⁹⁾.

Utilizamos nessas experiências três sistemas semelhantes, as diferenças residindo principalmente nas características dos detectores empregados. Assim, usamos um sistema envolvendo dois detectores de NaI(Tl) o que descrevemos no item 2.1. No item 2.2 apresentamos o sistema que emprega um detector de Si(Li) e outro de NaI(Tl). No item 2.3 apresentamos o sistema que tem um detector de Ge(Li) e o outro de NaI(Tl).

Para as medidas com campos magnéticos, utilizamos os sistemas mencionados acima e algum dos eletroímãs disponíveis no laboratório. As características das medidas desse tipo são apre-

sentadas na seção II.2.4.

Antes de entrarmos na descrição de cada arranjo experimental queremos frisar os pontos mais positivos e negativos de nossos sistemas.

A maior falha de nossos arranjos foi a falta de automatização, o que ocasionou problemas bastante sérios de processamento de dados. Isto acarretou grande demora até obter-se dos dados primários os resultados finais procurados. Embora a utilização do computador viesse beneficiar bastante o processamento de dados, a conversão dos dados de saída do equipamento em cartões perfurados para entrada no computador foi sempre feita neste caso pela intervenção humana, o que origina um trabalho vultoso e sujeito a erros acidentais. Felizmente esta grande falha de nossas medidas está sendo, no presente, corrigida rapidamente com a automatização dos diversos equipamentos.

Por outro lado, a característica positiva mais importante de nossas medidas foi o emprego de detectores de alta resolução em energia. No caso da utilização do detector de Si(Li) conseguimos separar picos de baixa energia: o de 25 keV do de 36 keV que ocorrem no ^{115}In . Com a utilização de detector de Ge(Li) pudemos analisar o complexo espectro do ^{131}Cs , separando as linhas mais significativas e podendo assim solucionar problemas interessantes da estrutura daquele núcleo. Quanto às características funcionais de detectores de estado sólido veja-se o trabalho de E. Nenêses ¹⁰).

II.2 Arranjos experimentais

II.2.1 Sistema do tipo NaI(Tl) x NaI(Tl)

Este sistema foi empregado nas medidas de correlação

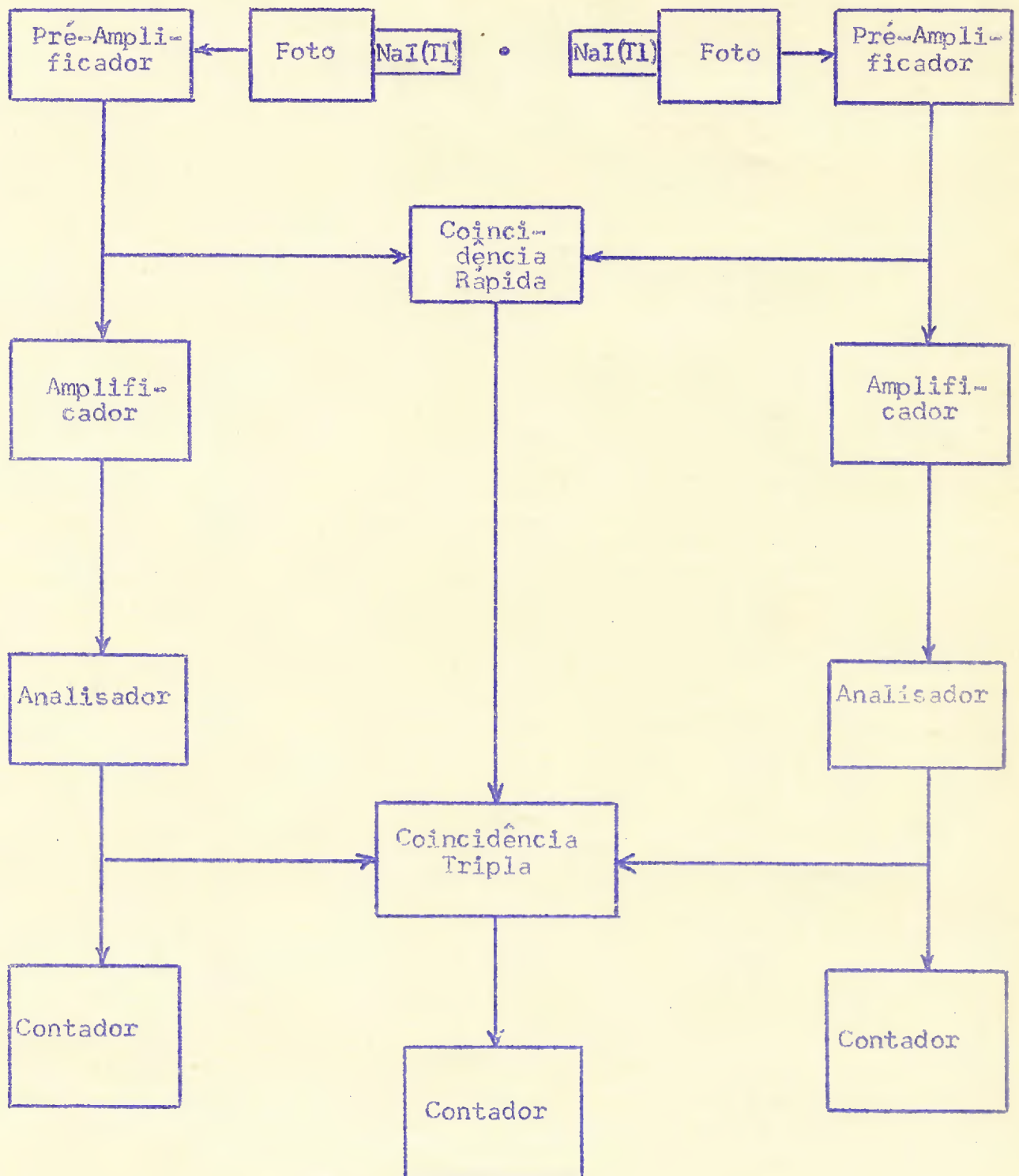


Fig. II.2.1 - Diagrama em bloco do sistema que envolve dois detectores de NaI(Tl)

angular do ^{95}Mo descritas no capítulo III.1.

O diagrama em bloco do arranjo experimental está apresentado na Fig. II.2.1.

A geometria do sistema é tal que um dos detectores é fixo e o outro gira em torno da fonte no plano formado pelos dois detectores. Estes são constituídos de cintiladores de NaI(Tl) de 2,5 cm e 5,1 cm de altura por 4,4 cm de diâmetro montados em fotomultiplicadoras 6655-A. A resolução da coincidência rápida foi ajustada em 40 ns. Os pontos correspondentes às energias das radiações de interesse são selecionados nos analisadores laterais e contados nos contadores respectivos. O contador da coincidência registra o número dos eventos precisamente selecionados que são coincidentes.

II.2.2 Sistema do tipo NaI(Tl) x Si(Li)

Este sistema foi utilizado em medidas realizadas com ^{115}In e ^{131}Cs .

O diagrama em bloco do sistema envolvendo um detector de NaI(Tl) e outro de Si(Li) está apresentado na Fig. II.2.2 e é em princípio muito semelhante ao sistema descrito na seção II.2.1.

Neste caso os pulsos produzidos a partir das radiações detectadas no NaI(Tl) passam por um analisador que seleciona todos aqueles que correspondem a raios gama de energia entre E e $E + \Delta E$. A coincidência entre a chegada desses pulsos previamente selecionados e os resultantes da detecção no Si(Li) fornece um outro pulso que abre a porta de um analisador multicanal permitindo a passagem dos pulsos provenientes do Si(Li) e contando cada um desses no canal correspondente à energia da radiação incidente no detector de estado sólido. Isto fornece um espectro de coincidência com as radiações de energia entre E e $E + \Delta E$. Neste caso usa-

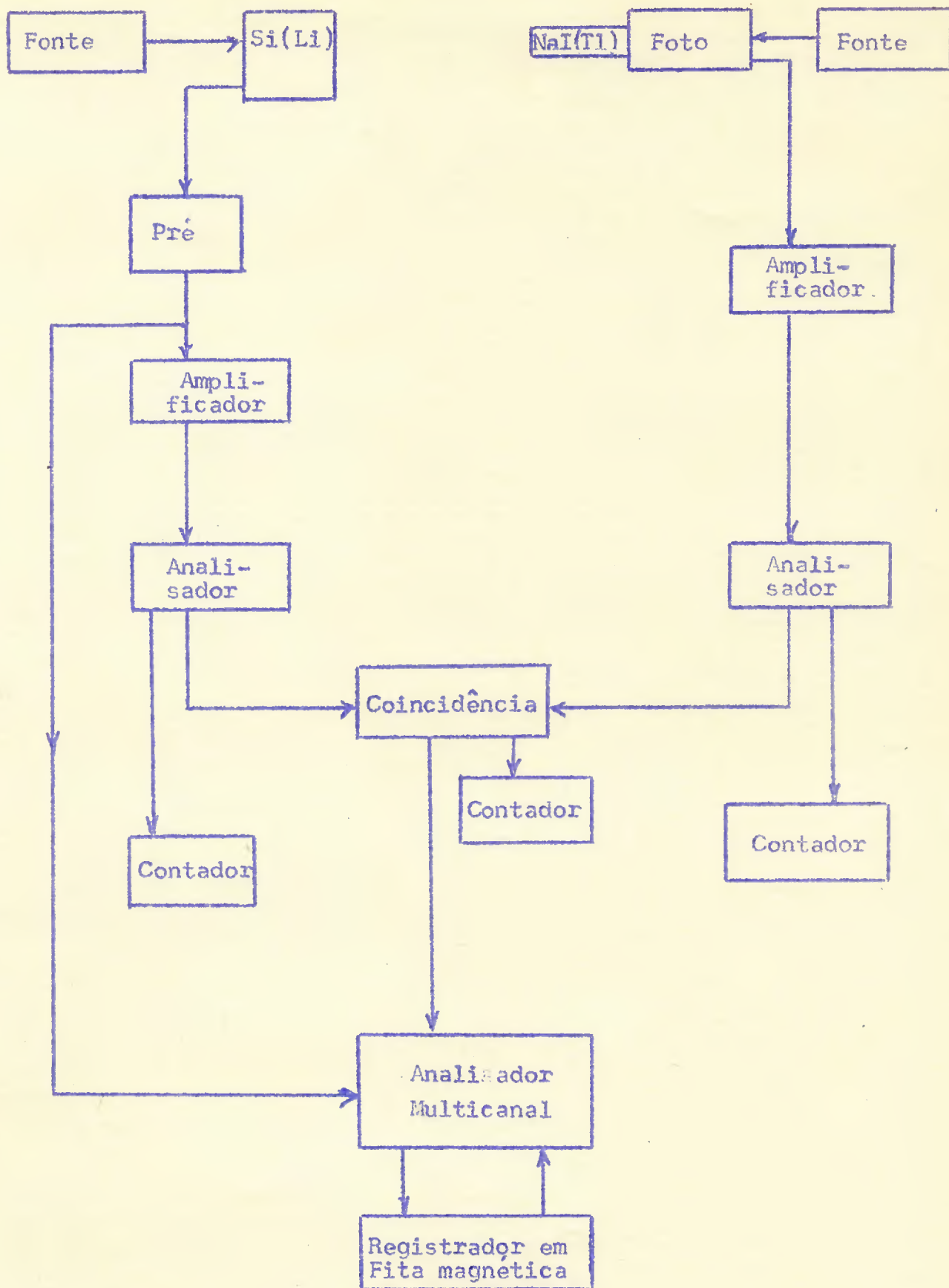


Fig. II.2.2 - Diagrama em bloco do sistema que envolve um detector de NaI(Tl) e outro de Si(Li)

mos o analisador de 400 canais da Packard. Cabe aqui salientar que obtivemos certas facilidades de processamento de dados pelo uso do registrador em fita magnética, que permite registrar cada medida e fazer as adições e normalizações necessárias usando o próprio multicanal. Nas nossas medidas ajustamos a resolução da coincidência em 45 ns.

O detector de Si(Li) foi construído pelo Technical Measurement Corporation e tem 80 mm^2 de área e 2 mm de profundidade. Ele é refrigerado com N_2 líquido. O detector de NaI(Tl) empregado foi de 5,1 cm de altura e 4 cm de diâmetro.

II.2.3 Sistema tipo Ge(Li) x NaI(Tl)

Este sistema foi usado para a medida de correlações angulares da cascata 231-261 keV no ^{115}In e diversas cascatas no ^{131}Cs .

O diagrama em bloco do sistema está apresentado na Fig.

II.2.3.

Primeiramente foi usado um detector de Ge(Li) construído no Laboratório do Acelerador Van de Graaff de São Paulo, de 450 mm^2 de área e 5 mm de profundidade, apresentando a 500 keV uma resolução de 7 keV.

A seguir usamos detector de Ge(Li), de 9 cm^3 de volume, construído pela Princeton Gamma-Tech Inc com resolução de 3 keV à energia de 500 keV.

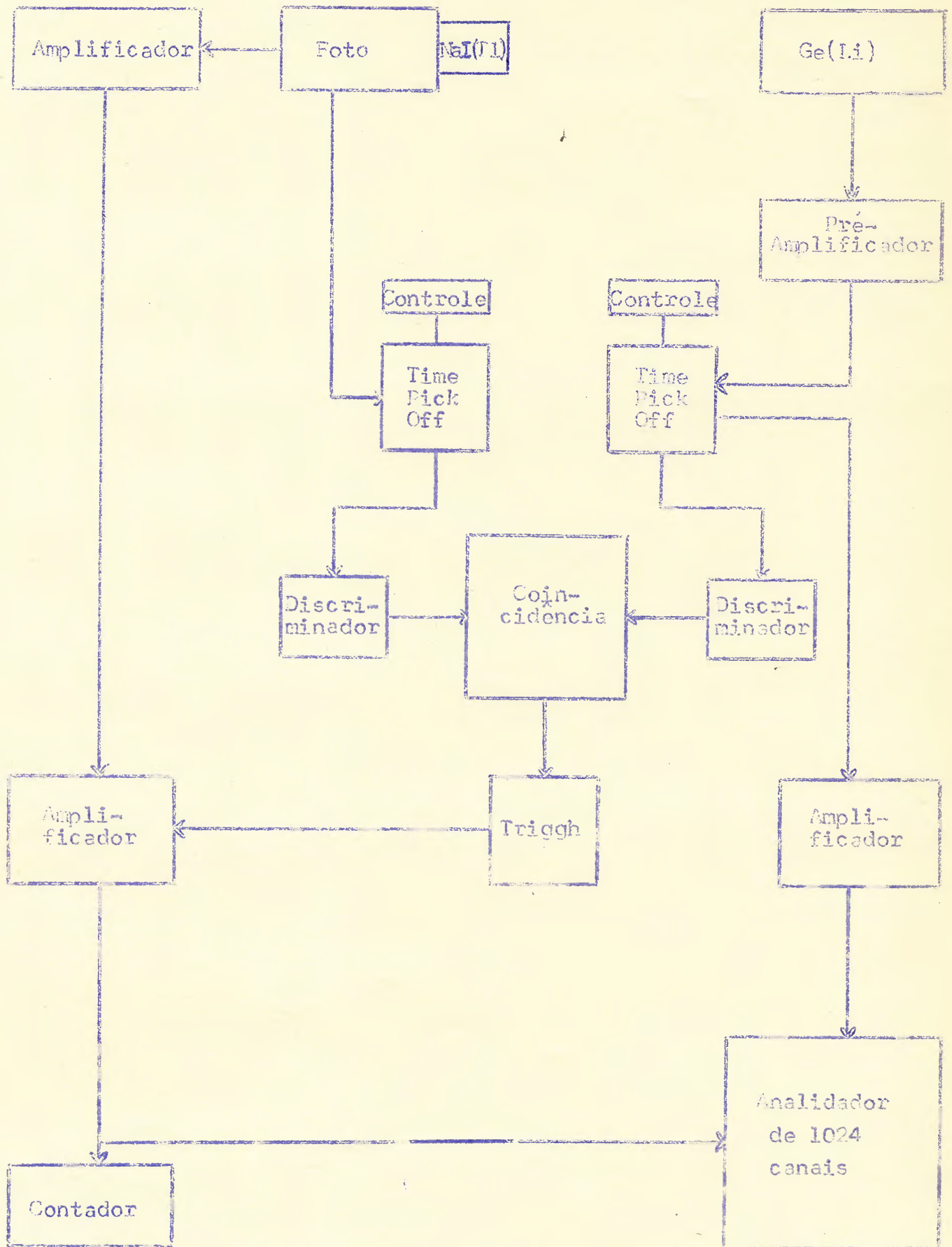
O cintilador de NaI(Tl) usado foi de 4,4 cm de diâmetro e 5 cm de altura com fotomultiplicadora 53 AVP.

A resolução de coincidência foi ajustada em 130 ns.

Os espectros de coincidência foram obtidos no analisador de 1024 canais da Nuclear Data.

A distância usada foi de 5 cm e 7 cm no NaI(Tl) e Ge(Li)

Fig. II.2.3 - Diagrama em bloco do sistema que envolve um detector de NaI(Tl) e outro de Ge(Li)



respectivamente.

II.2.4 Campos magnéticos

Para as medidas de fatores g foram empregados os sistemas acima com campo magnético externo.

Em cada caso particular usou-se algum dos eletroímãs disponíveis no laboratório.

A característica principal desses eletroímãs é a regulação da corrente melhor que 1 %.

Para evitar influência de campo magnético sobre as fotomultiplicadoras elas foram convenientemente blindadas e os cintiladores de NaI(Tl) foram montados sobre guias de luz cilíndricos, de lucite, de 16 cm de comprimento e 4 cm de diâmetro.

III.1 Estudo do núcleo ^{95}Mo

III.1.1 Introdução

O isótopo ^{95}Mo proveniente da desintegração do ^{95}Tc é um núcleo muito interessante para estudos teóricos, pois possui 42 prótons e 53 neutrons, ou seja, apenas dois prótons e três neutrons mais do que o núcleo ^{90}Zr que é duplamente fechado.

Por esta razão vários trabalhos experimentais^{11,12)} foram realizados com este núcleo; entre os mais recentes está o de Chilosí¹³⁾ que utiliza detectores de Ge(Li) e NaI(Tl) . A fig. (III.1.1) mostra o esquema da desintegração apresentado por aqueles autores e que resume os dados experimentais conhecidos até então.

A observação dos dados conhecidos mostra que somente o estado fundamental e o primeiro estado excitado possuem spins bem definidos havendo para os outros níveis vários valores possíveis.

Devido ao interesse de se conhecer mais dados sobre este núcleo, determinamos experimentalmente o momento magnético do nível de 204 keV, o que descreveremos no item 1.2.4.

Na seção 1.3 apresentamos os resultados, resumindo no item 1.3.2 as características experimentais conhecidas até então a respeito do ^{95}Mo . No item 1.4 realizamos um estudo teórico a respeito deste núcleo, o que fazemos em três etapas distintas: primeiro utilizando o modelo de Kisslinger e Sorensen²⁸⁾, depois levando em conta apenas as interações entre os três neutrons $d_{5/2}$ fora da camada fechada; e finalmente utilizando o mo-

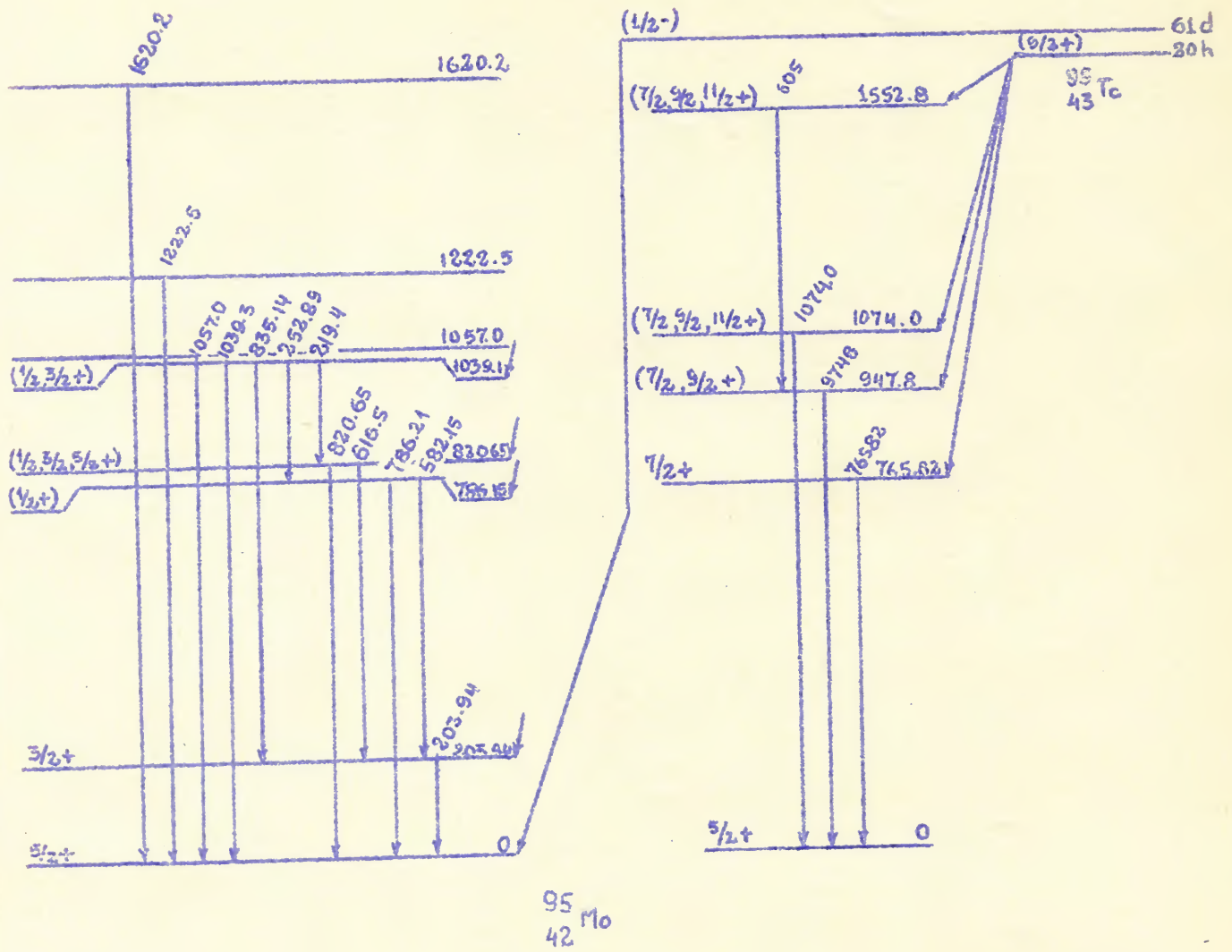


Fig. III.1.1-Esquema de desintegração do ^{95}Mo

dêlo de acoplamento dos neutrons citados aos níveis vibracionais produzidos pelo caroço. Finalizando esta se o, comparamos os diversos valores teóricos obtidos para várias propriedades conhecidas.

Na se o 1.4 apresentamos as conclusões a que chegamos quanto   estrutura dêste núcleo.

III.1.2 Medidas experimentais e resultados

1.2.1 Fonte

A fonte radioativa foi obtida através da irradia o de molibd nio met lico com deuterons de 24 Mev, no Sincrociclotron da Comissão Nacional de Energia Atômica de Buenos Aires, Argentina.

Após seis semanas a fonte líquida foi preparada dissolvendo o material alvo em " gua-régia", concentrando a soluço e depois dissolvendo o material sólido em ácido nítrico concentrado. Separando o líquido obteve-se uma fonte consistindo de provavelmente HTcO_4 e H_2MoO_4 dissolvido em HNO_3 concentrado.

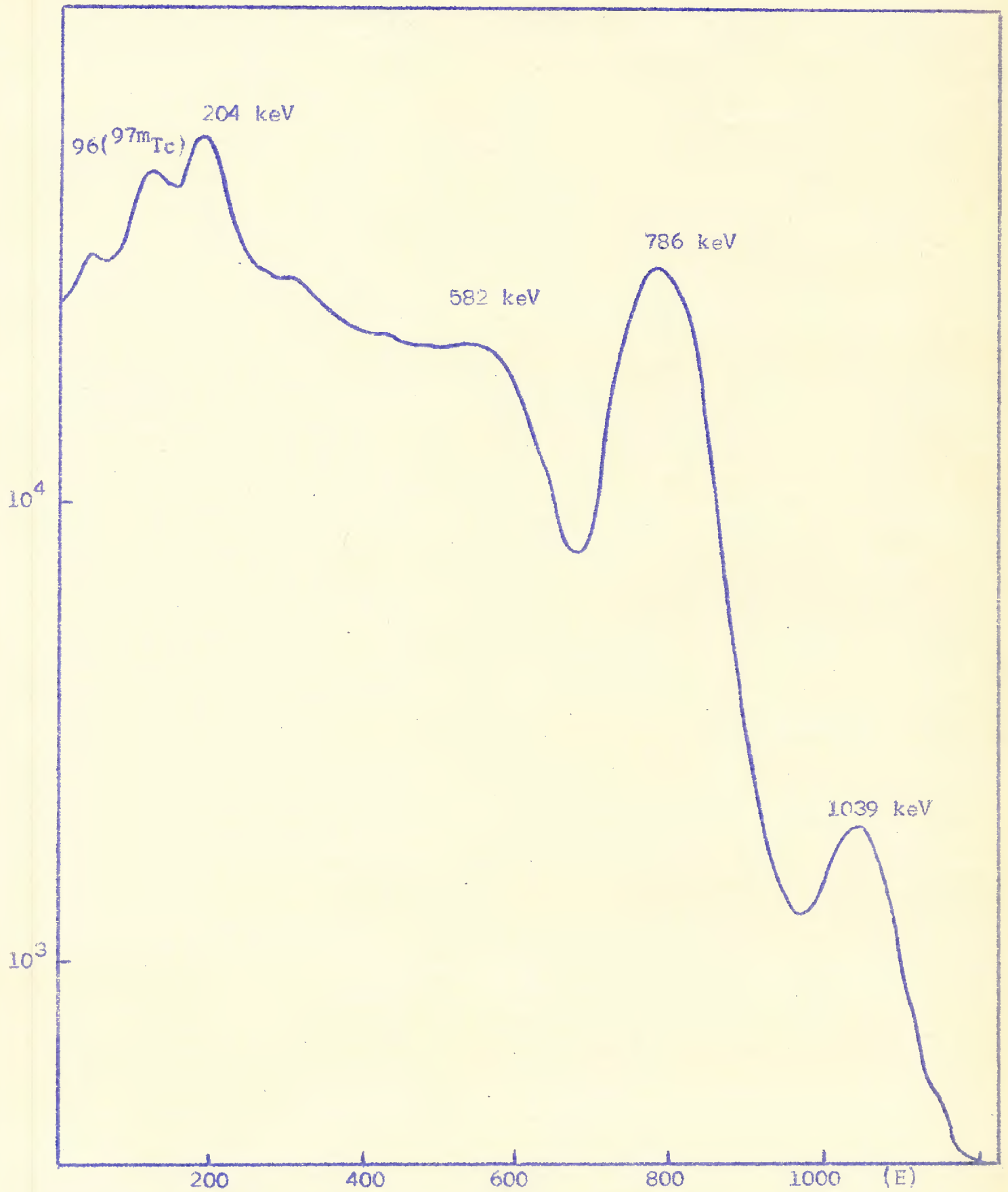
A fig. (III.1.2) mostra um espectro obtido com essa fonte, sendo que na tabela (III.1.1) reproduzimos os resultados conhecidos ¹³⁾ a respeito das intensidades das diversas radia es.

Tabela III.1.1

a) Intensidade das radia es provenientes do ^{95}Tc (20h)

E(keV)	Intensidades
605 ± 1	0,1 ± 0,05
765,82 ± 0,10	100
947,8 ± 0,2	2,0 ± 0,2
1074,1 ± 0,2	4,0 ± 0,4

Fig. III.1.2 - Espectro simples do ^{95}Mo



b) Intensidades das radiações provenientes do ^{95}Tc (61d)

E(keV)	Intensidades
203,94 \pm 0,08	100
219,4 \pm 0,3	0.12 \pm 0,04
252,89 \pm 0,15	1.1 \pm 0,1
582.15 \pm 0,10	55 \pm 5
616,5 \pm 0,2	2.4 \pm 0.3
765,82 \pm 0,10	6,0 \pm 0,6
786,21 \pm 0,10	15.0 \pm 1,1
820,65 \pm 0,10	8,0 \pm 0,8
835,14 \pm 0,10	45,0 \pm 4,5
1039,3 \pm 0,2	5,0 \pm 0,5
1057,0 \pm 0,5	0,22 \pm 0.007
1222,5 \pm 0,5	0,013 \pm 0,004
1620,2 \pm 0,5	0,065 \pm 0,02

1.2.2 Medida da correlação angular da cascata 582-204KeV

A correlação angular da cascata 582-204 keV foi medida utilizando-se a fonte líquida e o sistema de coincidência lenta-rápida descrito em (II.2.1). Foram escolhidos os ângulos 90° , 120° e 150° , para esta medida, excluindo-se o 180° para evitar a contribuição do pico de aniquilação do pósitron.

Nas mesmas condições anteriores, medimos a correlação angular com um pedaço do material irradiado, isto é, com uma fonte sólida. O resultado foi idêntico ao da medida com fonte líquida, fato este que nos sugere não haver nessas fontes perturbações provenientes de interações com gradientes de campo elétrico.

Na tabela (III.1.2) comparamos os resultados para esta correlação angular obtidos por outros autores e por nós.

Tabela III.1.2

Coefficientes da Correlação Angular da cascata 582-204 keV no ^{95}Mo

$A_2 \pm \Delta A_2$	$A_4 \pm \Delta A_4$	Ref.
$-0,223 \pm 0,06$	0	Aoki ¹⁵⁾
$-0,216 \pm 0,010$	0	Van Nooijen ¹⁶⁾
$-0,250 \pm 0,010$	$0,007 \pm 0,015$	Presente trabalho

1.2.3 Medida da meia vida do nível de 204 keV

Com o equipamento diferencial descrito na ref. 14 e utilizando detectores plásticos de NE 102 obtivemos uma resolução de $2\tau = 1,4$ nseg para as energia de 582 keV com 204 keV, o que mostramos na Fig. (III.1.3). A seguir medimos a vida média do nível de 204 keV no ^{95}Mo com o sistema acima referido, analisando a diferença entre os centroides da curva "prompt" e da curva correspondente ao núcleo investigado. Apresentamos nosso resultado na tabela III.1.3.

Tabela III.1.3

Determinação da vida média do nível de 204 keV no ^{95}Mo

$\tau(\text{ns})$	Ref.
$1,12 \pm 0,04$	Quidort ¹⁷⁾
$1,10 \pm 0,09$	Mc Gowan ¹⁸⁾
$1,03 \pm 0,1$	Holland ¹⁹⁾
$1,17 \pm 0,06$	Presente trabalho

1.2.4 Medida do fator g do nível de 204 keV

A medida do fator g do nível de 204 keV foi realizada utilizando-se o método integral com reversão de campo como está

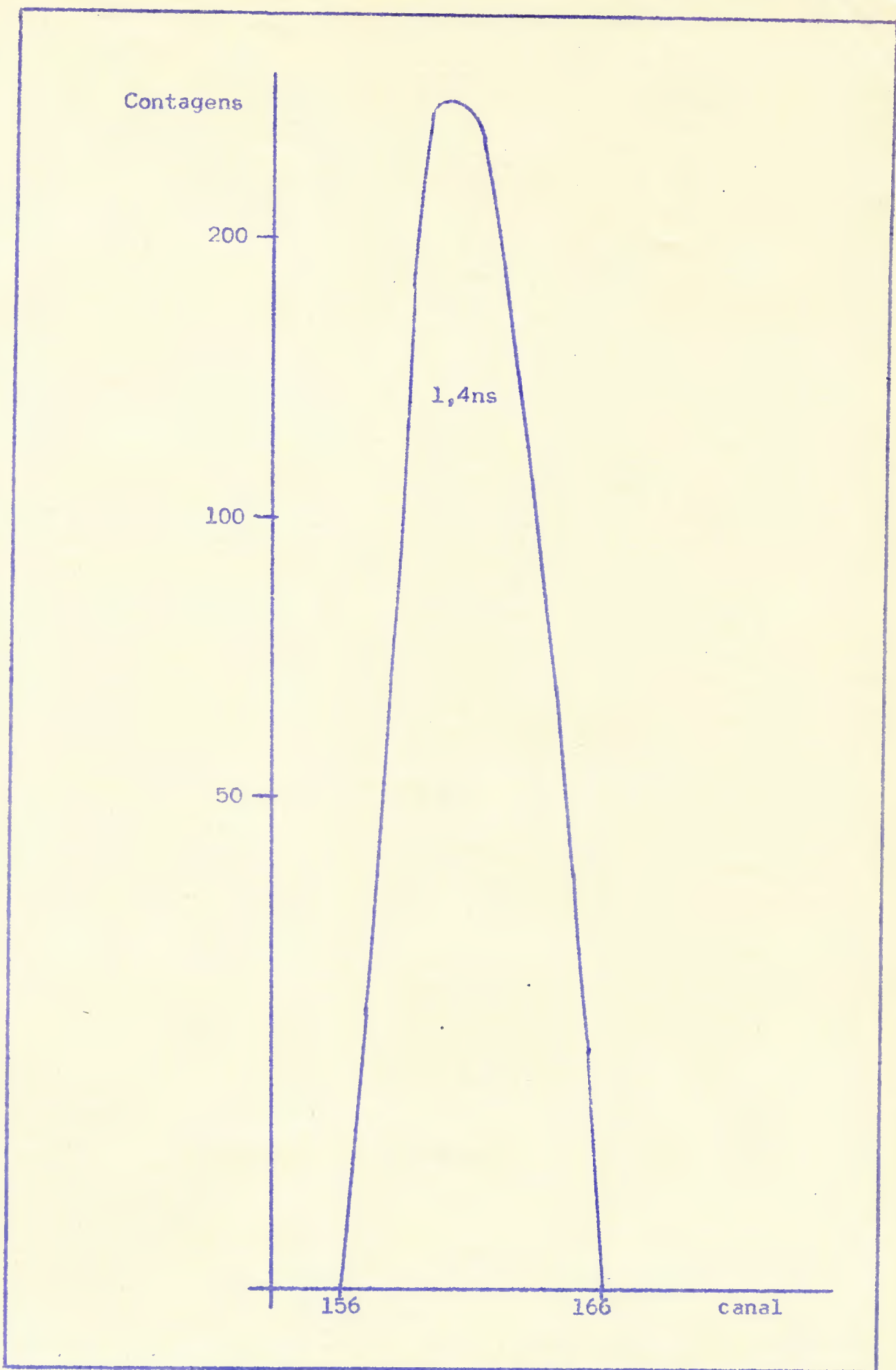


Fig. III.1.3 - Curva de resolução obtida com fonte de ^{22}Na para as energias de 582 e 204 keV

descrito no Cap. I.

Assim torna-se necessária a medida de correlação angular efetiva. Nesse caso os resultados foram:

$$b_2 = -0.155 \pm 0.005 \qquad b_4 = +0.005 \pm 0.008$$

Aplicando-se o campo magnético com intensidade:

$$H = (22500 \pm 300) \text{ gauss}$$

obteve-se

$$R(135^\circ) = (2.80 \pm 0.25)\%$$

Como b_4 é praticamente zero dentro do erro da medida e utilizando-se para a vida média do estado de 204 keV a média dos resultados dos diversos autores, isto é:

$$\tau = (1,11 \pm 0,09) \text{ ns}$$

obteve-se:

$$g = -0,36 \pm 0,04$$

onde o sinal foi calculado a partir de medida de mesma natureza feita com Hf^{181} .

III.1.3 Resultados

1.3.1 Determinação de multipolaridades

Antes de analisarmos o caráter multipolar das radiações do ^{95}Mo e os spins atribuídos aos diferentes níveis, convém resumir os dados experimentais conhecidos a respeito.

Para o nível de 204 keV, Stelson¹⁸⁾, através da medida de correlação polarizada determina spin 3/2 e limita o caráter multipolar da radiação de 204 keV como M1 e E2 com coeficiente de mistura δ entre -0,5 e -1,3. A partir do valor que esse autor encontra para $B(E2)$ da excitação coulombiana, da medida de meia vida daquele nível e usando o sinal encontrado na correlação, obtêm-se:

$$\delta = -0,58 \pm 0,05$$

Unik e Rasmussen ²¹⁾ analisaram o caráter multipolar da radiação do 582 keV utilizando a determinação feita por Medicus ²²⁾ do coeficiente de conversão daquela radiação e a razão entre os coeficientes de conversão K do 582 keV para 835 keV. Desta análise eles concluíram que o gama de 582 keV deveria ser M1 e que o spin do nível de 786 keV seria provavelmente 1/2.

Dentro desta hipótese de spin 1/2 para o nível de 786 keV analisamos a correlação angular da cascata 582-204 keV, calculando conforme o apêndice I, as soluções δ_{582} e δ_{204} prováveis para as radiações envolvidas.

Levando em conta o valor determinado para δ_{204} da radiação de 204 keV, que analisamos anteriormente, aparecem como soluções possíveis para δ_{582} os valores:

$$\delta_{582} = -1,28 \pm \begin{matrix} 0,11 \\ 0,12 \end{matrix}$$

$$\delta_{582} = -0,14 \pm \begin{matrix} 0,09 \\ 0,04 \end{matrix}$$

onde podemos excluir os primeiros baseados nos argumentos acima quanto ao caráter multipolar da radiação de 582 keV.

Passando agora à cascata gama-gama 835 keV - 204 keV, uma análise semelhante à anterior levou às seguintes soluções:

Para o nível de 1039 keV com spin 1/2

$$\delta_{835} = +0,012 \pm \begin{matrix} +0,036 \\ -0,016 \end{matrix}$$

$$\delta_{835} = -1,83 \pm \begin{matrix} +0,11 \\ -0,12 \end{matrix}$$

e para spin 3/2

$$\delta_{835} = 0,7 \pm \begin{matrix} +0,03 \\ -0,12 \end{matrix}$$

$$\delta_{835} = -2,65 \pm \begin{matrix} -0,55 \\ +0,25 \end{matrix}$$

Tanto os resultados encontrados para δ_{582} como para δ_{835} estão dentro dos valores achados por Van Nooijen com análise também de correlações angulares.

Infelizmente não podemos levantar a ambigüidade de soluções ainda existentes uma vez que os dados de coeficientes de conversão interna são pouco sensíveis, a esta energia, ao caráter multipolar E2 e M1.

1.3.2 Características dos níveis e das radiações do ^{95}Mo

Estado fundamental

O estado fundamental apresenta spin 5/2 segundo a determinação de estrutura hiperfina de espectro atômico de Owen e Ward ²³⁾.

O momento magnético deste nível é $\mu = -0,913 \mu_n$ ²⁰⁾.

Nível de 203,94 keV

McGowan e Stelson ¹⁸⁾, através da medida de distribuição angular em excitação coulombiana excluem para o estado de 204 keV os spins 1/2, 7/2 e 9/2.

McGowan, com medidas de polarização, exclue spin 5/2 ficando então 3/2 como o momento angular deste nível, como única possibilidade.

Diversos autores mediram a meia vida deste nível, o que está resumido na tabela (III.1.3).

Determinamos o fator g deste estado como sendo $g = -0,36 \pm 0,04$.

Quanto à transição deste nível ao estado fundamental, ela se caracteriza por ser E2 + M1 com $\delta = -0,58 \pm 0,05$, conforme vimos na parte 1.3.1.

Nível de 786,15 keV

O nível de 786 keV provém em grande parte da emissão do positron do estado $1/2^-$ do ^{95}Tc . O valor de $\log ft$ é 7,2 o que resulta em spin $1/2$ ou $3/2$ com paridade positiva para este nível.

As medidas de correlação angular da cascata do 582-204 keV juntamente com medidas de polarização levam a concluir que o spin $1/2^+$ é o mais provável o que apresentamos também na seção 1.3.1.

O valor $1/2^+$ é confirmado nas reações $^{94}\text{Mo} (d, p) ^{95}\text{Mo}$ feitas por Hjorth e Cohen ²⁵⁾.

O nível de 786 keV se desexcita pela emissão de radiações de 582,21 keV e 786,15 keV.

A razão de intensidades dessas radiações é aproximadamente 50 para 15 o que está registrado na tabela (III.1.1).

Quanto à radiação de 582 keV, apresentamos na seção 1.3.1 os argumentos que permitem concluir que essa radiação deve ser quase pura $M1$.

Nível de 820,15 keV

Para este nível Chilosí ¹³⁾ apresenta $1/2$, $3/2$ e $5/2$ com paridade positiva como possíveis spins. Cretzu ²⁶⁾ limita esta possibilidade para $3/2^+$ utilizando o valor de 7,6 para $\log ft$ da desintegração por positron do ^{95}Tc que popula este nível.

O trabalho de Hjorth e Cohen ²³⁾ também favorece $3/2$ como spin daquele nível. Ele se desexcita através da emissão de radiações gama de 616,91 keV e 820,65 keV, ambas pouco intensas.

Nível de 1039,08 keV

O valor de $\log ft$ da emissão do positron do ^{95}Tc que

popula o nível de 1039,08 e 7,6 o que limita o spin deste nível às possibilidades 1/2+ e 3/2+, resultados estes confirmados por medidas da correlação angular da cascata 835 keV - 204 keV.

O nível considerado se desintegra mediante a emissão das radiações de 1039, 835, 253 e 219 keV, cujas intensidades estão relatadas na Tabela (III.1.1).

Outros níveis excitados do ^{95}Mo

Aparecem ainda outros níveis a 1057, 1222 e 1260 keV no ^{95}Mo 24). Provenientes da desintegração do ^{95}Tc de 20 horas surgem os níveis a 766, 947, 1074 e 1553 keV cujas propriedades conhecidas estão mostradas no esquema de desintegração. Dêstes níveis se conhece um pouco mais sobre o de 766 keV. A vida média deste estado foi determinada por Langhoff 27) como sendo

$$\tau = (2,9 \pm \begin{matrix} 1,6 \\ 1,0 \end{matrix}) \text{ ns.}$$

A distribuição angular do raio gama de 766 keV espalhada ressonantemente é somente compatível com spin 7/2, correspondendo a uma radiação de tipo M1 + E2 com $0,35 < \delta_{766} < 0,10$.

III.1.4 Análise teórica do núcleo ^{95}Mo

1.4.1 Introdução

Uma primeira análise das características desse núcleo pode ser feita através das previsões de Kisslinger e Sorensen 28), que se caracterizam pela interação de um neutron, no caso ocupando um nível d5/2, com o caroço que seria o ^{94}Mo . Apresentamos esta análise na seção 1.4.2.

Na seção 1.4.3 estudamos o comportamento do núcleo ^{95}Mo

considerando apenas as interações entre 3 neutrons ($d\ 5/2$)³ fora da camada fechada, o que foi sugerido por Talmi²⁹⁾.

Nos dois modelos acima referidos, surgem de imediato problemas bastante sérios (Fig. III.1.4).

No caso do modelo de Kisslinger e Sorensen obtêm-se o estado fundamental $5/2+$ e a 0,8 Mev estados com spin $1/2$, $3/2$, $5/2$, $7/2$ e $9/2$ degenerados. Quando Kisslinger e Sorensen introduzem pareamento e força quadripolar eles levantam a degenerescência, mas resulta $1/2$ como primeiro estado excitado aparecendo o nível $3/2+$ a 0,8 Mev, fatos estes contraditórios à situação experimental de ser $3/2+$ o primeiro estado excitado, estando situado a 200 keV.

No caso do modelo de Talmi apenas três níveis abaixo de 1 Mev são previstos ao supor os três neutrons fora da camada fechada ocupando o nível $d\ 5/2$, ou seja, $5/2+$, $3/2+$ e $9/2+$. Supondo que um dos três neutrons ocupe o nível $s_{1/2}$ obêm-se mais estados mas acima de 1 Mev. Além disto os níveis $3/2+$ e $9/2+$ resultam muito próximos em energia.

Além dos fatos citados acima, esses dois modelos não conseguem reproduzir satisfatoriamente outras propriedades nucleares conhecidas do ⁹⁵Mo, o que analisaremos nas seções seguintes.

Assim, como nenhum destes dois esquemas parece reproduzir satisfatoriamente as características principais do núcleo estudado, passamos a uma terceira etapa onde propomos a utilização de um Hamiltoniano mais complexo que age sobre funções de onda do tipo $[(d5/2)^3 J_n J_v J >$ onde J_n corresponde ao momentum angular resultante do acoplamento entre os três neutrons fora da camada fechada, J_v é o momentum angular do caroço ⁹²Mo que pode ser $0+$ e $2+$, e J é o momentum angular final resultante.

Nesta etapa, construímos os níveis de energia abaixo de 2 Mev e calculamos com as funções de onda determinadas as diver-

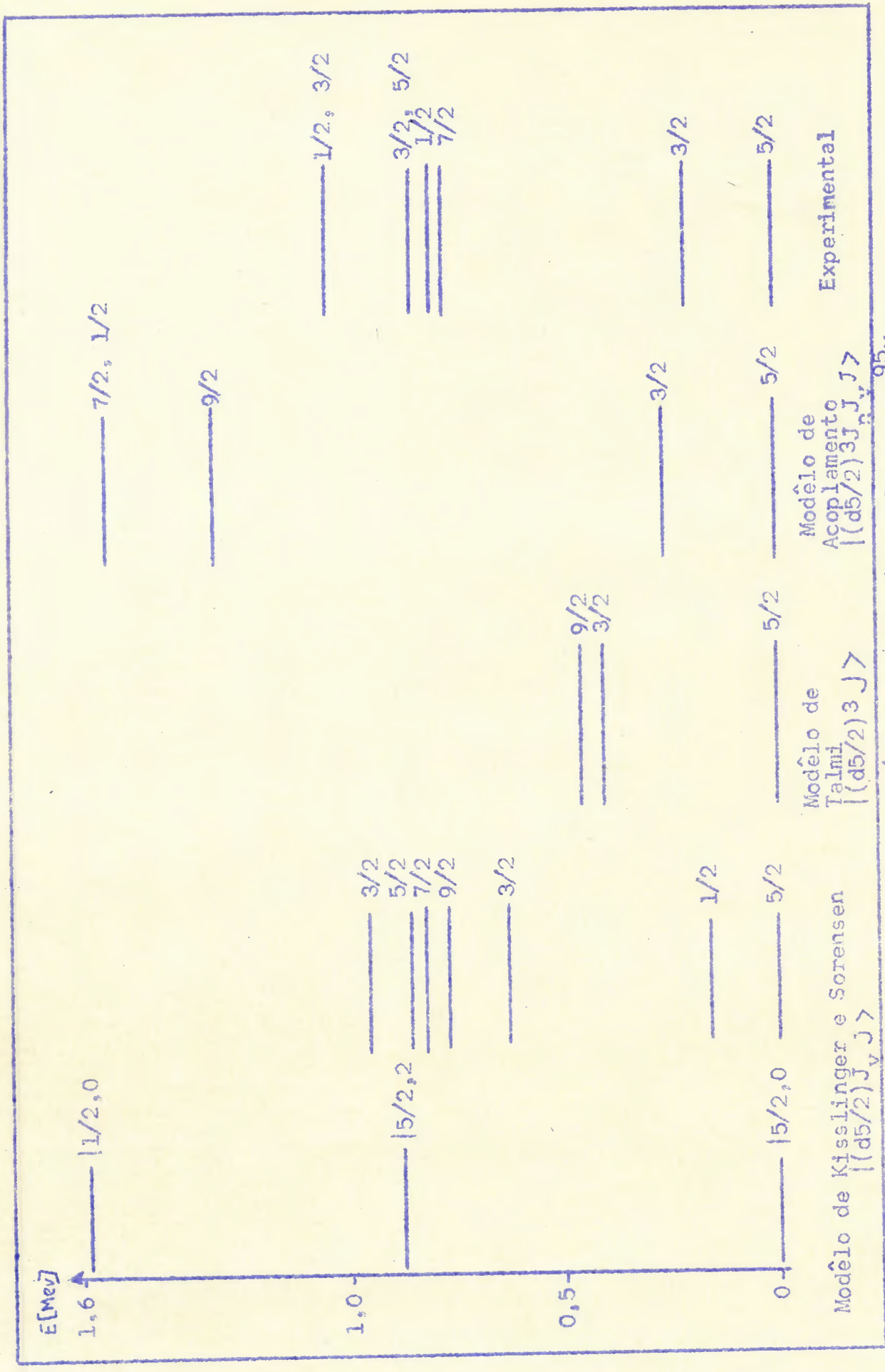


Fig. III.1.4 - Comparação dos espectros teóricos e experimental para o ^{95}Mo

sas propriedades nucleares conhecidas. Fazemos esta análise na seção 1.4.4.

Na seção 1.4.5 comparamos os resultados obtidos dentro dos três esquemas anteriores, apresentando para complementação os resultados de Bhatt e Ball ³⁰⁾ que fazem uso das interações efetivas para calcular as funções de onda e ainda os resultados de Choudhury ³¹⁾ que encontramos quando finalizávamos nosso tratamento teórico e que se baseia na configuração do tipo $|(d5/2)^3 J_n J_v J_s\rangle$ onde J_n é agora o momentum angular resultante do acoplamento de três buracos de neutrons e J_v corresponde aos níveis vibracionais do caroço ⁹⁸Mo.

1.4.2 Modelo de Kisslinger e Sorensen

No caso do modelo de Kisslinger e Sorensen supõe-se que os estados do ⁹⁵Mo são dados em termos do acoplamento do neutron ímpar aos níveis vibracionais do caroço ⁹⁴Mo.

Os estados que o neutron pode ocupar nesse caso seriam $d5/2$ à energia zero e $1/2$ à 1,54 Mev. Na fig. III.1.4 reproduzimos os resultados do trabalho de Kisslinger e Sorensen. Pode-se ver de imediato uma primeira contradição, pois o primeiro estado excitado previsto é $1/2+$. Por outro lado a previsão da existência do nível $3/2+$ cai na ordem de 0,8 Mev.

Mesmo com este resultado desfavorável resolvemos investigar como as outras propriedades nucleares se comportavam dentro deste modelo, o que fazemos nas etapas seguintes.

Fator g do nível 5/2+

Tomamos o fator g do nível $5/2+$ como fator g_j efetivo do neutron $d5/2$.

Fator g do nível 3/2+

Como o estado 3/2 provém do acoplamento do neutron d5/2 com o caroço ^{94}Mo , para calcular o momento magnético daquele estado precisamos do valor de g_c do nível vibracional o que supomos igual a $\frac{7}{8}$ o que é uma hipótese razoável. Pela relação:

$$\mu(I) = \left[g_j \frac{I(I+1)+j(j+1)-J_v(J_v+1)}{2(I+1)} + g_c \frac{I(I+1)+J_v(J_v+1)-j(j+1)}{2(I+1)} \right] \mu_n \quad (\text{III.1.1})$$

encontramos

$$\mu = -0,54\mu_n$$

ou seja

$$g = -0,36$$

Probabilidade de transição B(M1, 3/2 → 5/2)

Se os níveis 3/2 e 5/2 são dados exclusivamente pelas funções de onda do tipo $|5/2, 2\rangle$ e $|5/2, 0\rangle$ respectivamente não há transição M1 entre os estados 3/2 e 5/2 pois tratam-se de estados provenientes de multipletos distintos. Se, no entanto, usarmos a função de onda de Kisslinger e Sorensen onde aparece no estado fundamental uma mistura de $(0,19)^2$ da função de onda $|5/2, 2\rangle$, podemos calcular $B(M1, |5/2, 2; 3/2\rangle + |5/2, 2; 5/2\rangle)$. Esta probabilidade de transição é expressa pela relação:

$$B(M1, I_i, I_f) = \frac{3}{4\pi} \mu_n^2 (2I_f+1) j(j+1) (2j+1) \left\{ \begin{matrix} I_i & I_j & 1 \\ j & j & J_v \end{matrix} \right\}^2 (g_c - g_j)^2 \quad (\text{III.1.2})$$

Calculando esta relação com g_c e g_j dados nos itens anteriores obtivemos:

$$B(M1, 3/2 \rightarrow 5/2) = 0,015 \left(\frac{eh}{2mc} \right)^2$$

onde levamos em conta os coeficientes das funções de onda em ques-

tão.

Probabilidade de transição B(E2, 3/2 → 5/2)

Como a transição E2 deve provir da transição do fonon, o valor de B(E2, 3/2 → 5/2) deve corresponder a B(E2, 2+ → 0+) no ^{94}Mo o que escrevemos na tabela III.1.5.

Razão entre as intensidades das radiações provenientes do nível de 786 keV

É possível obter-se uma estimativa da razão entre as intensidades das radiações de 786 keV e 582 keV.

Para a radiação de 786 keV, a partir da hipótese de que $B(E2, 7/2 \rightarrow 5/2) = B(E2, 2+ \rightarrow 0+, ^{94}\text{Mo})$ obtêm-se $T_{\gamma}^{786}(E2) = 2,2 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$.

Para a radiação de 582 keV, supondo tratar-se de radiação M1 pura, através do cálculo de B(M1, 1/2 → 3/2) pela relação (III.1.2) obtêm-se

$$T^{582}(M1) = 2,25 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$$

Assim a razão $\frac{T^{582}(M1)}{T^{786}(E2)} = 10$

o que está dentro da ordem de grandeza da razão das intensidades obtidas experimentalmente.

Probabilidade de transição M1 e E2 para a radiação de 766 keV

A partir da meia vida do nível de 766 keV pode-se calcular as probabilidades de transição B(M1, 7/2 → 5/2) e B(E2, 7/2 → 5/2) o que apresentamos na tabela (III.1.5).

Para calcular teoricamente a probabilidade de transição

$B(M1, 7/2 \rightarrow 5/2)$ temos que nos valer do coeficiente de mistura dado por Kisslinger e Sorensen da função de onda $|5/2, 2; 5/2\rangle$ no estado fundamental.

Assim

$$B(M1, 7/2 \rightarrow 5/2) = (0,19)^2 \times 0,27 \left(\frac{e\hbar}{2mc}\right)^2$$

onde o segundo fator foi calculado pela relação (III.1.2).

Para $B(E2, 7/2 \rightarrow 5/2)$ temos o valor dado para $B(E2, 2+ \rightarrow 0+, {}^{94}\text{Mo})$

1.4.3 Modelo de acoplamento $(d5/2)^3$

Analizamos agora os níveis do ${}^{95}\text{Mo}$ na hipótese simplificada de apenas interações entre os três neutrons fora da camada fechada. Supondo que esses neutrons ocupem o nível $d 5/2$ pode-se prever estados $5/2, 3/2$ e $9/2$. Os estados $1/2$ e $7/2$ que aparecem no ${}^{95}\text{Mo}$ não podem resultar da configuração $(d 5/2)^3$ pelo princípio de Pauli. Como o próximo estado disponível para o neutron é $s1/2$ poderemos ter configurações do tipo $(d 5/2^2 s 1/2)$ com a qual pode-se construir níveis $1/2, 3/2, 5/2, 7/2$ e $9/2$.

Vamos calcular aqui apenas os estados provenientes da configuração $(d 5/2)^3$.

De Shalit e Talmi ³²⁾ mostram como se calculam as energias dos estados provenientes da configuração $(j)^n$ em termos das energias de interação de configuração $(j)^{n-1}$ o que está dado pela relação:

$$\langle j^n J | V | j^n J \rangle = \frac{n}{n-2} \sum_{j_1} [j^n J \{ | j^{n-1}(j_1) j J \}] [j^{n-1}(j_1) j J \{ | j^n J \}] \langle j^{n-1} j_1 | V | j^{n-1} j_1 \rangle \quad (\text{III.1.3})$$

onde $[j^n J \{ | j^{n-1}(j_1) j J \}]$ são os coeficientes de paternidade fracional.

Assim obtivemos $E_{5/2}, E_{3/2}$ e $E_{9/2}$ para energias dos estados $J=5/2, J=3/2$ e $J=9/2$ respectivamente, expressas pelas rela-

ções

$$\begin{aligned} E_{5/2} &= \frac{2}{3} V_0 + \frac{5}{6} V_2 + \frac{3}{2} V_4 \\ E_{3/2} &= \frac{15}{7} V_2 + \frac{6}{7} V_4 \\ E_{9/2} &= \frac{9}{14} V_2 + \frac{33}{14} V_4 \end{aligned} \quad (\text{III.1.4})$$

onde V_j corresponde ao elemento de matriz

$$\langle V_j = \langle (5/2)^2 J | V | (5/2)^2 J \rangle \quad (\text{III.1.5})$$

Para calcular estes elementos de matriz supusemos uma interação do tipo

$$V = G V_{\text{par}} + \chi V_{p_2} \quad (\text{III.1.6})$$

onde G e χ são as intensidades das forças de pareamento V_{par} e quadripolar V_{p_2} respectivamente.

Os valores utilizados para G e χ são dados nas Ref. 28 e Ref. 32, respectivamente, sendo $G = 0,242$ Mev e $\chi r^4 = 3,1$ Mev.

Os níveis de energia obtidos para os estados $3/2$, $5/2$ e $9/2$ são calculados no Ap. IV e representados na fig. (III.1.4).

Momentos magnéticos dos níveis $3/2+$ e $5/2+$

Para a configuração do tipo $(j)^n$ o momento é dado pela soma dos momentos magnéticos de cada partícula.

Assim

$$\vec{\mu} = \sum_i \vec{\mu}_i$$

ou seja

$$\vec{\mu} = \sum_i g_j \vec{j}_i = g \sum_i \vec{j}_i$$

donde

$$\vec{\mu} = g \vec{J} \quad (\text{III.1.7})$$

Daí se vê que todos os estados provenientes da configuração $(j)^n$ tem o mesmo fator g .

No caso presente utilizamos o fator g do estado fundamental como fator g efetivo da partícula única.

Assim o g de estado $\frac{3}{2}^+$ é o mesmo de estado fundamental.

Probabilidade de transição $B(M1, 3/2^+ \rightarrow 5/2^+)$

Como não há elemento fora da diagonal diferente de zero para o operador responsável pela transição $M1$ para estados provenientes da configuração $(j)^n$, a probabilidade de transição $M1$ é zero entre os estados $3/2^+$ e $5/2^+$.

Probabilidade de transição $B(E2, 3/2^+ \rightarrow 5/2^+)$

Para calcular esta probabilidade de transição temos que expressá-la em função dos elementos reduzidos de matriz do tipo $\langle j || f || j \rangle$ o que fazemos através dos coeficientes de paternidade fracional como mostramos na seção b do apêndice IV.

Para calcular o elemento reduzido de matriz separamo-lo em duas partes: uma que depende só da parte angular e outra só da parte radial. O fator dependente apenas da parte angular, isto é, $\langle j || y_2 || j \rangle$ é facilmente calculado e para o elemento $\langle Nj1 | r^2 | Nj1 \rangle$ utilizamos funções de onda do oscilador harmônico, isto é,

$$\langle Nj1 | r^2 | Nj1 \rangle = (N + \frac{3}{2}) \frac{\hbar}{M\omega_0} \quad (\text{III.1.8})$$

onde

$$\hbar\omega_0 = 4rA^{-\frac{1}{3}} \text{ Mev}$$

o resultado está na tabela (III.1.5)

Quanto às demais propriedades nucleares, isto é, referente aos estados $1/2$ e $7/2$, não as calculamos aqui porque estes

estados não estão previstos dentro desse modelo.

1.4.4 Análise através do modelo de acoplamento dos três neutrons (d 5/2) aos níveis vibracionais do caroço

Como nos dois modelos estudados anteriormente os resultados não foram satisfatórios, investigamos o núcleo ^{95}Mo em termos do acoplamento dos três neutrons fora da camada fechada aos níveis vibracionais do caroço ^{92}Mo . Este procedimento nos pareceu bastante razoável uma vez que ^{90}Zr com seus 40 prótons e 50 neutrons é um núcleo duplamente fechado. A adição de dois prótons a este caroço forma o ^{92}Mo , criando níveis vibracionais. Para formar o ^{95}Mo é necessário acrescentar mais três neutrons ao ^{92}Mo . Como esta análise é bastante extensa descreveremos na parte a a construção dos níveis de energia do ^{95}Mo e na parte b a determinação teórica das propriedades nucleares, sem entrarmos nos detalhes dos cálculos realizados, o que apresentamos no Apêndice IV.c.

a. Construção dos níveis de energia

Como já vimos na seção 1.4.3 os três neutrons podem ocupar o estado d 5/2 de acordo com o modelo de camadas. Por outro lado, como estamos interessados apenas nos níveis de baixa energia vamos restringir-nos aos níveis vibracionais do caroço de momentum 0+ e 2+. Dentro deste modelo, os estados básicos podem ser escritos como $|(d\ 5/2)^3 J_n J_v J\rangle$ onde J é o spin obtido do acoplamento do momentum angular resultante dos neutrons J_n ao momentum dos estados vibracionais J_v .

Para o hamiltoniano de interação podemos escrever

$$H = H_n + H_c + H_{int} \quad (\text{III.1.9})$$

onde H_n corresponde à interação entre os neutrons, H_c ao caroço e

H_{int} é responsável pela interação entre neutrons e prótons.

Assim podemos calcular o elemento de matriz do hamiltoniano total como:

$$\begin{aligned} \langle (d5/2)^3 J_n J_v J | H | (d5/2)^3 J'_n J'_c J \rangle &= \langle (5/2)^3 J_n | H_n | (d5/2)^3 J'_n \rangle + \\ + \langle J_v | H_c | J'_v \rangle &+ \langle (d5/2)^3 J_n J_v J | H_{int} | (5/2)^3 J'_n J'_c J \rangle \end{aligned} \quad (III.1.10)$$

Para o primeiro elemento de matriz supomos que

$$H_n = \sum_i \epsilon_i + G V_{par} + \chi V_{p_2} \quad (III.1.11)$$

onde ϵ_i corresponde à energia do nível ocupado pelo neutron $d5/2$, V_{par} é a interação de pareamento e V_{p_2} corresponde à força quadripolar. Os parâmetros G e χ responsáveis pela intensidade daquelas interações ficam a determinar convenientemente.

Para o segundo elemento de matriz o hamiltoniano é diagonal e temos então apenas os elementos $\langle 0+ | H_c | 0+ \rangle$ e $\langle 2+ | H_c | 2+ \rangle$ os quais correspondem às energias dos níveis vibracionais $0+$ e $2+$ do ^{92}Mo , ou seja, 0 Mev e $1,7$ Mev respectivamente.

Para o terceiro elemento de matriz da relação (III.1.10) supomos que a interação seja do tipo quadripolar, isto é, proporcional a $\vec{Q}_p \cdot \vec{Q}_n$ com intensidade dada pelo parâmetro f .

Assim obtivemos para $J = 5/2$ uma matriz 4×4 , para $J = 3/2$ uma matriz 3×3 , etc., apresentadas no apêndice IV.c.

Da diagonalização dessas matrizes obtivemos 4 estados com spin $5/2$, 3 com spin $3/2$, 2 com spin $1/2$, etc. As auto funções desses níveis são dadas então em função dos estados básicos, isto é:

$$\psi(J) = \sum_{J_n, J_v} C(J_n, J_v) | (5/2)^3 J_n J_v J \rangle \quad (III.1.12)$$

onde $C(J_n, J_v)$ corresponde aos coeficientes de expansão feita.

Para simplificar a notação, escrevemos as funções de onda dos níveis de interesse neste trabalho, em função dos estados básicos simplifadamente designados por $|J_n, J_c\rangle$ em vez de $|(d5/2)^3 J_n J_v J\rangle$, da seguinte forma:

$$\begin{aligned}
 J=5/2 & \quad |5/2\rangle = \alpha|5/2,0\rangle + \beta|3/2,2\rangle + \gamma|5/2,2\rangle + \delta|9/2,2\rangle \\
 J=3/2 & \quad |3/2\rangle = \epsilon|3/2,0\rangle + \eta|3/2,2\rangle + \omega|5/2,2\rangle \\
 J=7/2 & \quad |7/2\rangle = \nu|3/2,2\rangle + \mu|5/2,2\rangle + \lambda|9/2,2\rangle \\
 J=1/2 & \quad |1/2\rangle = \rho|3/2,2\rangle + \xi|5/2,2\rangle
 \end{aligned}
 \tag{III.1.13}$$

A diagonalização da matriz do hamiltoniano total forneceu o estado fundamental com spin 5/2. O primeiro estado excitado com spin 3/2 e a seguir o estado com spin 9/2 ainda não observado experimentalmente no ^{95}Mo .

Na fig. (III.1.5) apresentamos para $\chi r^4 = 2 \text{ Mev}$, os níveis de energia em função de f , donde escolhemos $f r^4 = 3 \text{ Mev}$ como a melhor solução.

Para esta solução, colocamos na tabela (III.1.4) os coeficientes achados para as funções de onda definidas nas rel. (III.1.13).

Tabela III.1.4

Coefficientes das funções de onda do ^{95}Mo para $r^4 = 2 \text{ Mev}$ e $f r^4 = 3 \text{ Mev}$

Estado	Coeficientes			
$J = 5/2$	$\alpha = 0,837$	$\beta = -0,412$	$\gamma = 0,0$	$\delta = 0,360$
$J = 3/2$	$\epsilon = 0,779$	$\eta = 0,0$	$\omega = 0,625$	
$J = 7/2$	$\nu = 0,0$	$\mu = 1,0$	$\lambda = 0,0$	
$J = 1/2$	$\rho = 0,0$	$\xi = 1,00$		

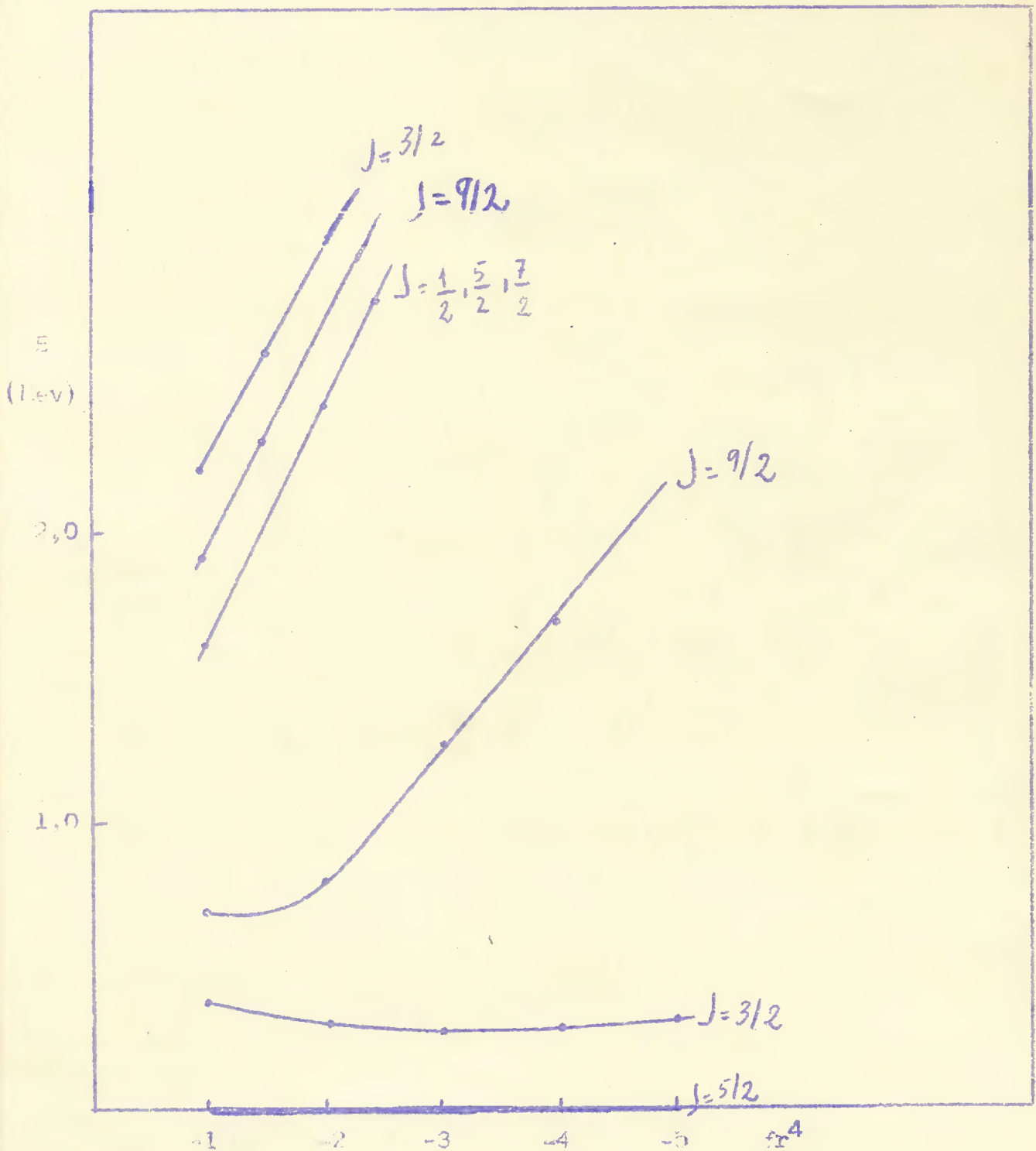


Fig. III.1.5 - Variação dos níveis energéticos do ^{95}Mo em função do parâmetro f .

b. Determinação das propriedades nucleares

A partir da diagonalização das matrizes de energia obtivemos os diversos estados do núcleo com suas correspondentes autofunções.

De posse destas autofunções podemos calcular as diversas propriedades conhecidas do ^{95}Mo , escolhendo ainda alguns outros parâmetros.

Eles estão definidos por:

$$x = \langle 5/2+ || \mu_{op} || 5/2 \rangle$$

$$y = \langle 2+ || \mu_{op} || 2+ \rangle$$

$$a = \langle (5/2)^3 3/2 || \mu(E2) || (5/2)^3 5/2 \rangle$$

$$c = \langle (5/2)^3 9/2 || \mu(E2) || (5/2)^3 5/2 \rangle$$

$$b = \langle 2+ || \mu(E2) || 0+ \rangle$$

Para calcular x utilizamos o fator $g_s^{\text{efet}} = 0,52 g_s^{\text{livre}}$ e para o cálculo de y supusemos $g_c = \frac{Z}{A}$. Calculamos os elementos de matriz a e c conforme expresso no Ap.IV.b. Para o cálculo do elemento de matriz b utilizamos o valor experimental de $B(E2, 2+ \rightarrow 0+)$ do ^{92}Mo .

Assim os parâmetros usados foram

$$x = -1,37 \mu_n$$

$$y = +1,12 \mu_n$$

$$a = \frac{12}{7\sqrt{\pi}} r^2 e_n$$

$$c = \frac{6\sqrt{3}}{7\sqrt{\pi}} r^2 e_n$$

$$b = 0,33 \text{ e barn}$$

Para calcular as diversas propriedades nucleares com as autofunções derivadas na seção a, obtivemos as seguintes relações:

$$\mu_{ef}(5/2) = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{10}{7}} \left[x \frac{35\alpha^2 + 13\beta^2 + 55\delta^2 + 23\gamma^2}{35} + y \frac{11\beta^2 - 10\delta^2 + 6\gamma^2}{5\sqrt{7}} \right] \mu_n$$

$$\mu_{ec}(3/2) = \sqrt{\frac{\pi}{5}} \left[x \frac{30\epsilon^2 + 6\eta^2 + 26\Omega^2}{15\sqrt{14}} + y \frac{12\eta^2 + 2\Omega^2}{15\sqrt{2}} \right] \mu_n$$

$$B(E2, 3/2 \rightarrow 5/2) = \frac{1}{4} \left[a \left(-\alpha\epsilon + \frac{\sqrt{2}}{5\sqrt{7}}\gamma + \frac{47\sqrt{6}\Omega\beta}{6 \cdot 35} \right) - \frac{4\sqrt{6}\Omega\delta}{21} c + b \left(\frac{\sqrt{6}\epsilon\beta}{5} - \frac{2}{\sqrt{5}}\alpha\Omega \right) \right]^2$$

$$B(M1, 3/2 \rightarrow 5/2) = \frac{1}{100} \left[y \left(-\sqrt{7}\beta\eta - 2\sqrt{3}\gamma\Omega \right) + x \left(2\beta\eta + \frac{4\sqrt{3}\gamma\Omega}{\sqrt{7}} \right) \right]^2$$

$$B(M1, 7/2 \rightarrow 5/2) = \frac{1}{8} \left[\frac{2}{7\sqrt{10}} (-2x + \sqrt{7}y) (2\beta\nu + \gamma\mu + \sqrt{11}\lambda\delta) \right]^2$$

$$B(E2, 1/2 \rightarrow 5/2) = \frac{1}{3} \left[a \left(\frac{2}{5\sqrt{3}}\beta\epsilon - \frac{2\sqrt{2}}{5}\gamma\rho \right) - 2\sqrt{3}\delta\epsilon c + \alpha\epsilon \sqrt{\frac{2}{5}b} \right]^2$$

$$B(E2, 7/2 \rightarrow 5/2) = \frac{1}{8} \left[a \left(\frac{22\sqrt{3}}{105}\beta\mu - \frac{9\sqrt{3}}{35}\gamma\nu \right) + c \left(\frac{2\sqrt{3}}{63}\epsilon\mu - \frac{2\sqrt{11}}{7\sqrt{3}}\gamma\lambda \right) - \frac{4}{\sqrt{10}} b\alpha\mu \right]^2$$

$$B(M1, 1/2 \rightarrow 3/2) = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{3\sqrt{35}} (3\eta\rho + \sqrt{14}\alpha\epsilon) (2x - \sqrt{7}y) \right]^2$$

$$B(E2, 1/2 \rightarrow 3/2) = \frac{1}{3} \left[a \left(\frac{2}{5\sqrt{3}}\beta\epsilon - \frac{2\sqrt{2}}{5}\gamma\rho \right) - 2\sqrt{3}\delta\epsilon c + \alpha\epsilon \sqrt{\frac{2}{5}b} \right]^2$$

Com o auxílio do computador calculamos estas propriedades para diversas autofunções achadas. Mostramos na tabela (III.1.5) os valores encontrados.

1.4.5 Discussão da aplicabilidade dos diversos modelos para o núcleo ^{95}Mo

Os resultados obtidos na seção anterior, isto é, através do modelo do acoplamento dos três neutrons fora da camada fechada ao caroço ^{92}Mo mostraram que $B(M1, 3/2 \rightarrow 5/2)$ deveria ser nulo.

Isto aconteceu devido ao fato de que a componente da função de onda do estado 3/2 resultou zero a partir da interação

simplificada que usamos. Resolvemos então investigar quanto de mistura γ seria necessário acrescentar para ajustarmos o valor de $B(M1, 3/2 \rightarrow 5/2)$ e que alterações isto poderia trazer às outras propriedades nucleares.

Na fig.(III.1.6) apresentamos os gráficos da variação das diversas propriedades nucleares calculadas em função de γ . A observação desse gráfico fez-nos escolher o valor de $\gamma = 0,15$ e a carga efetiva do neutron como $e_n = 0,9 \times e_p$ onde e_p é a carga do próton. Observamos na fig. (III.1.6) que as propriedades elétricas são muito pouco dependentes da escolha do parâmetro γ e que para as propriedades magnéticas é necessário uma mistura muito pequena de γ .

Assim podemos verificar que o modelo escolhido reproduz bastante satisfatoriamente várias propriedades do núcleo ^{95}Mo , e que se observa na tabela (III.1.5).

III.1.5 Conclusão

Para concluirmos este capítulo gostaríamos de salientar o que pudemos ganhar com o estudo desse núcleo.

Sob o ponto de vista experimental, ficou determinado o fator g do nível de 204 keV e confirmamos as características eletromagnéticas de três radiações desse núcleo.

Sob o ponto de vista teórico, a construção do modelo de acoplamento dos três neutrons aos caroços do ^{92}Mo ajudou-nos a explicar fatos que não podiam ser elucidados dentro do modelo de Kisslinger e Sorensen tais como as propriedades de transição $M1$ e $E2$ das radiações de 204 keV e 766 keV.

Além disto, a observação dos níveis de energia construídos dentro desse modelo mostra que o nível $3/2^+$ ficou a 56 keV a-

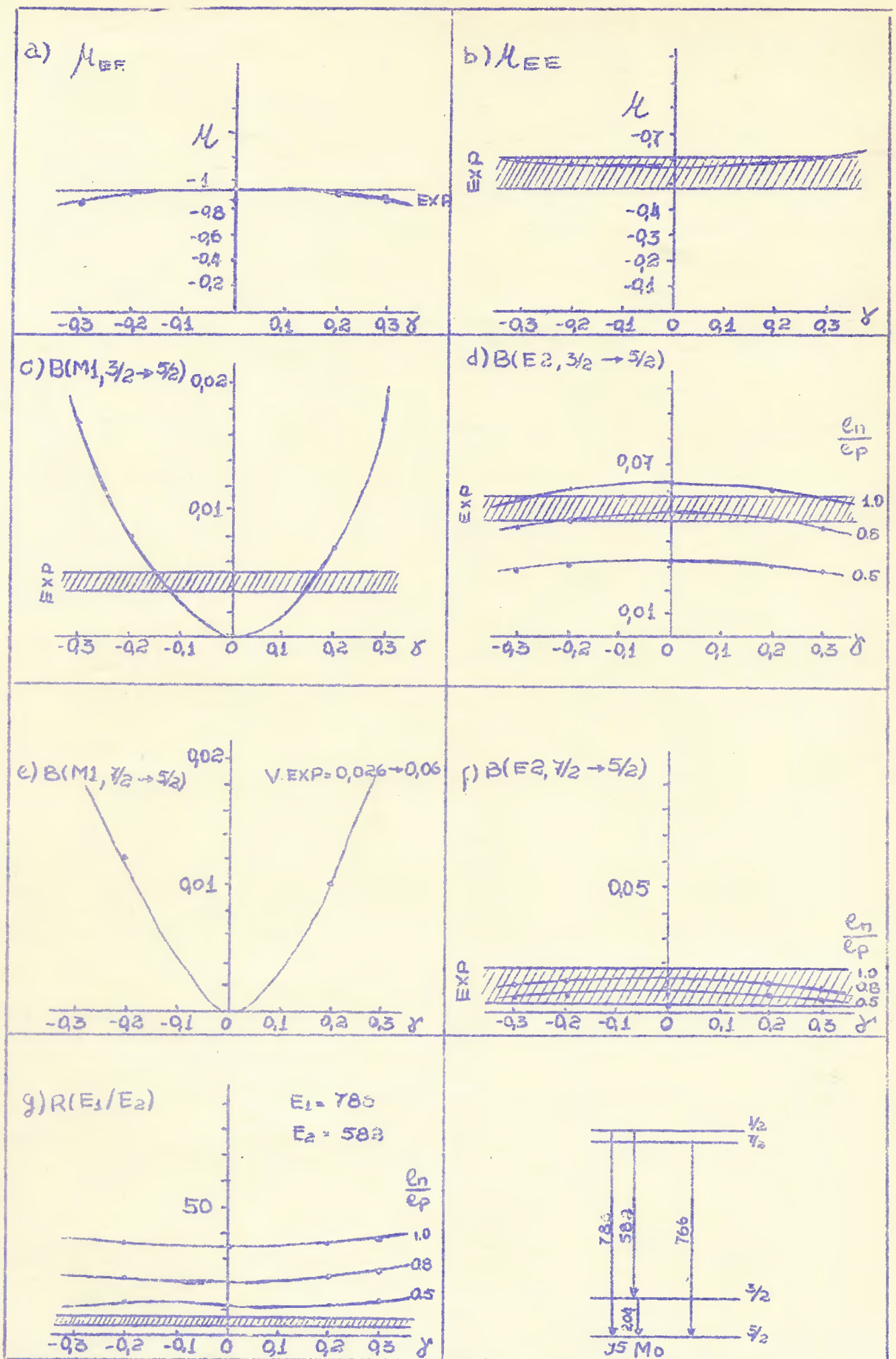


Fig. III.1.6 - Comparação dos valores experimentais aos calculados para diversas propriedades do ^{95}Mo em função de γ .

cima do valor experimental e o nível de 766 keV aparece teoricamente a 1,5 Mev. Isto se deve ao fato de que o nível vibracional do ^{92}Mo está a 1,5 Mev. Choudhury obtém o nível $7/2+$ a 700 keV mas utilizando o nível $2+$ do ^{98}Mo que fica a 0,8 Mev. Entretanto, este procedimento, embora conduzindo às energias corretas, não nos parece interessante uma vez que o caroço utilizado, ^{98}Mo , está bastante longe do núcleo duplamente fechado, ou seja, ^{90}Zr . Em nosso caso baseamo-nos no fato de que ^{92}Mo tem apenas 2 prótons fora do ^{90}Zr .

Para concluirmos este capítulo, devemos dizer que a simples observação da tabela (III.1.5) mostra uma concordância bastante satisfatória entre os dados experimentais e os valores obtidos teoricamente com o modelo de acoplamento dos três neutrons aos níveis vibracionais do ^{92}Mo .

Tabela (IX.1.5)

Análise da aplicabilidade de diversos modelos ao núcleo ^{95}Mo

	Experimental	K.S.	$(d5/2)^3$	Bhath Ball	Choudhury	Pres. Trabalho
μ_n f. (μ_n)	$-0,940 \pm 0,002$	-0,90	-0,90	-0,827	-0,949	-0,939
μ_n c. (μ_n)	$-0,540 \pm 0,06$	-0,54	-0,54	-0,533	-0,558	-0,508
Energia	204 keV	~800 keV	~400 keV	~200 keV	200 keV	260 keV
$B(M1, \frac{3}{2} \rightarrow \frac{5}{2}) \frac{eh}{2mc}$	$(4,4 \pm 0,6) \times 10^{-3}$	15×10^{-3}	15×10^{-3}	4×10^{-3}	$1,64 \times 10^{-3}$	4×10^{-3}
$B(E2, \frac{3}{2} \rightarrow \frac{5}{2}) (e^2 \text{ barn})$	$0,053 \pm 0,015$	0,06	0,016	0,022	0,0567	0,053
Energia	766 keV			1,4 MeV	700 keV	1,5 MeV
$B(M1, \frac{7}{2} \rightarrow \frac{5}{2}) \frac{eh}{2mc}$	$0,026 \pm 0,06$	0,01	-	0,023	-	0,06
$B(E2, \frac{7}{2} \rightarrow \frac{5}{2}) (e^2 \text{ barn})$	$0,0007 \pm 0,018$	0,06	-	0,00021	-	0,015
$\delta(582) \text{ keV}$	$-0,13 \pm 0,05$					
$\frac{1}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	$-1,3 \pm 0,50$	0	-	$\pm 0,04$	-	0
Razão de intensidade 786/582	$4 \pm 1,5$	10	-	6	-	26

III.2 ESTUDO DO ^{115}In

III.2.1 Introdução

Os níveis de energia do núcleo ^{115}In produzido pela desintegração do ^{115}Cd de meia vida de 53 h, têm sido investigados por muitos autores ^{34,35)} por diferentes técnicas experimentais. Dêstes estudos têm surgido diversas interpretações teóricas bem pouco satisfatórias.

Assim, vimo-nos inicialmente frente a um esquema de desintegração (fig. III.2.1) onde os spins atribuídos a vários níveis eram diferentes para vários autores.

Além disto, o conhecimento da meia vida do estado de 828 keV, como sendo igual a 5,5 ns sugeriu-nos a possível medida do momento magnético daquele nível.

Como até então apenas um trabalho de correlação angular, o de Hans e Rao ³⁴⁾, havia sido feito com o ^{115}In levando a um resultado contraditório às expectativas deduzidas da análise do caráter multipolar das radiações envolvidas, sentimos necessidade de reinvestigar estas correlações com técnicas mais atualizadas. Cabe aqui frisar que o trabalho de Hans e Rao foi realizado em 1963 com detectores de NaI(Tl), que não permitiam a separação das radiações de 36 keV do pico de raio X e do gama de 231 keV do de 261 keV.

Por outro lado a interpretação dos níveis do ^{115}In , dada a falta de informações, tornava-se difícil e insegura.

Devido a situação exposta, propusemo-nos a seguinte tarefa: remedir a meia vida do nível de 828 keV, redeterminar as correlações angulares das cascatas 36-492 e 231-261 keV, medir o fator g do nível de 828 keV.

Utilizando detectores de alta resolução de energia cum-

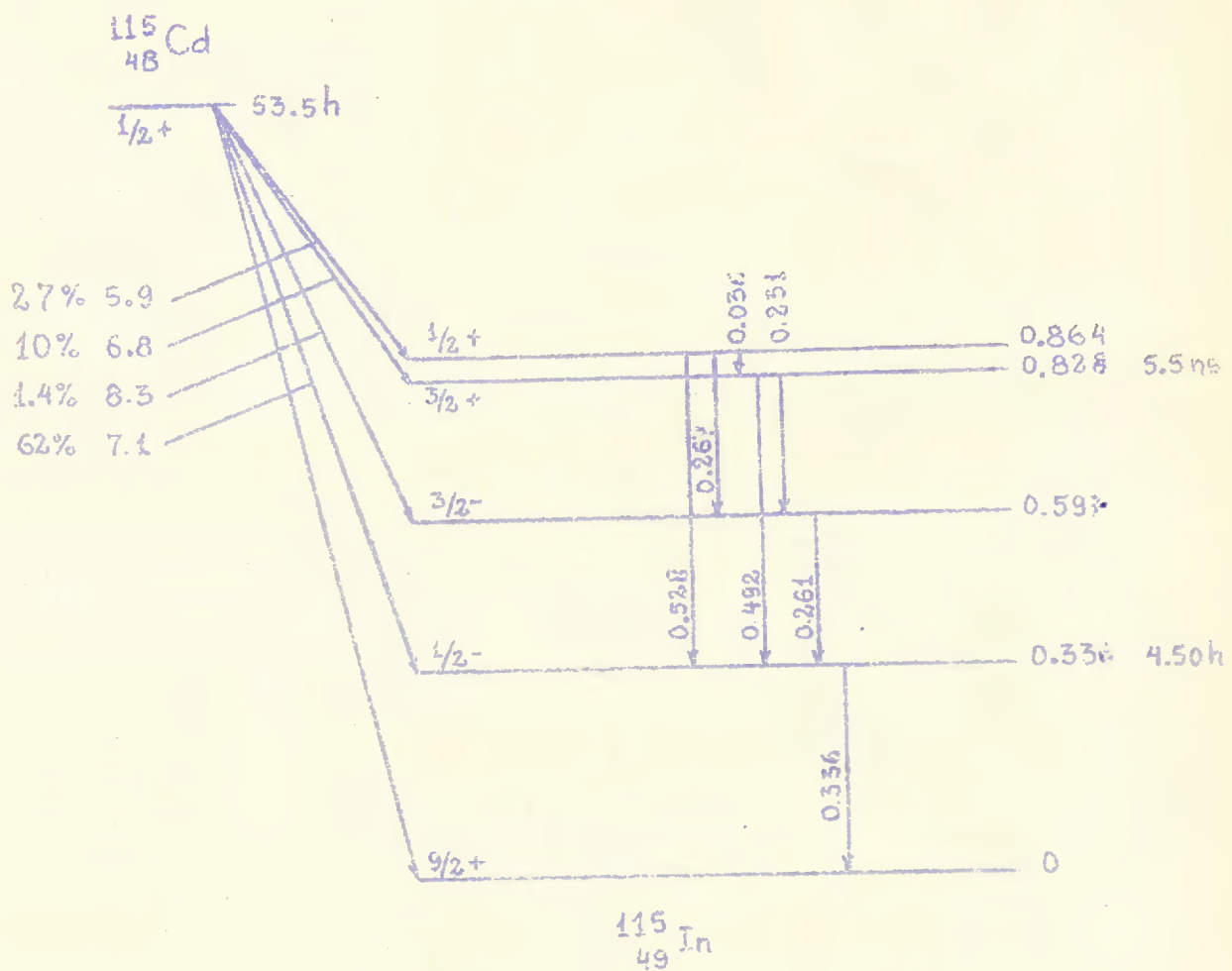


Fig. III.2.1 - Esquema de desintegração do ^{115}In proveniente do ^{115}Cd 53 horas.

primos nosso programa o que levou a resultados bastante diferentes dos até então conhecidos sobre as correlações acima citadas e que deram como solução spin $\frac{1}{2}^+$ e $\frac{3}{2}^-$ para os níveis de 864 e 597 keV respectivamente.

Esclarecido assim esses dois pontos, acrescentando os resultados das medidas de momento magnético do nível $\frac{3}{2}^+$, pudemos confirmar a aplicabilidade do modelo rotacional a níveis de energia intermediária do ^{115}In , anteriormente apresentado como tentativa por Bäcklin²⁾.

Relatamos o desenvolvimento deste trabalho fixando-nos na seção 2.2 aos detalhes experimentais e obtenção dos resultados.

Na seção 2.3 analisamos separadamente os níveis estudados, dedicando-nos na parte 2.4 à análise deste núcleo em termos do modelo rotacional já descrito sumariamente.

Para finalizar, na seção 2.5 resumimos as conclusões que nosso trabalho permitiu estabelecer.

2.2 Métodos experimentais e resultados

2.2.1 Fonte

Várias fontes de ^{115}Cd (2,3d) foram obtidas com a irradiação de Cd natural no Reator do Instituto de Energia Atômica de São Paulo e algumas foram adquiridas da International Chemical and Nuclear Corporation, nos Estados Unidos.

Em trabalhos feitos unicamente com cintiladores de NaI(Tl), o ^{115}In de 4,5 horas foi removido cada quatro horas para evitar o excessivo aumento de acidentes.

Isto acontece porque sendo a radiação de 336 keV 100% intensa o processo de conversão interna produz grande quantidade de raios X de 25 keV. Como a radiação de interesse tem 36 keV, a pouca resolução do cintilador usado faz com que se tenha uma gran-

de contribuição do raio X sob este pico.

Neste caso a separação consiste em dissolver a folha irradiada de Cd em ácido nítrico, do qual o ^{115}In é separado por precipitação com hidróxido de amônia, utilizando como portador In. A fim de corrigir uma atividade específica mais alta da fração do Cd, a precipitação da solução foi feita usando hidróxido de sódio concentrado a quente. O precipitado depois de centrifugação foi dissolvido numa quantidade mínima de ácido nítrico concentrado.

Para os trabalhos em que foram usados detectores sólidos, Si(Li) e Ge(Li), não surgiu necessidade de se efetuar separação, uma vez que os picos de interesse são bem nítidos. Neste caso utilizou-se apenas o material dissolvido em ácido nítrico.

2.2.2 Características espectroscópicas gerais do núcleo ^{115}In

A figura III.2.1 mostra um esquema de desintegração do Cd^{115} (53h) ^{115}In utilizando uma combinação dos resultados presentes com resultados anteriores referidos neste trabalho.

O espectro de raios gama da fonte de ^{115}Cd foi medido com o detector de Ge(Li) e é apresentado na fig. III.2.2 enquanto a presença da radiação de 36 keV é mostrada com o espectro de coincidência medido com o detector de Si(Li), fig. III.2.3.

A análise destes espectros garantiu a pureza da fonte utilizada. A presença das radiações provenientes do ^{115}Cd (43d) foi bastante fraca.

Na tabela III.2.1 apresentamos os valores precisos das energias das diversas radiações gama detectadas e as intensidades medidas por vários autores.

Fig. III.2.2 - Espectro do ^{115}In . (^{115}Cd 53h)
obtido com Ge(Li).

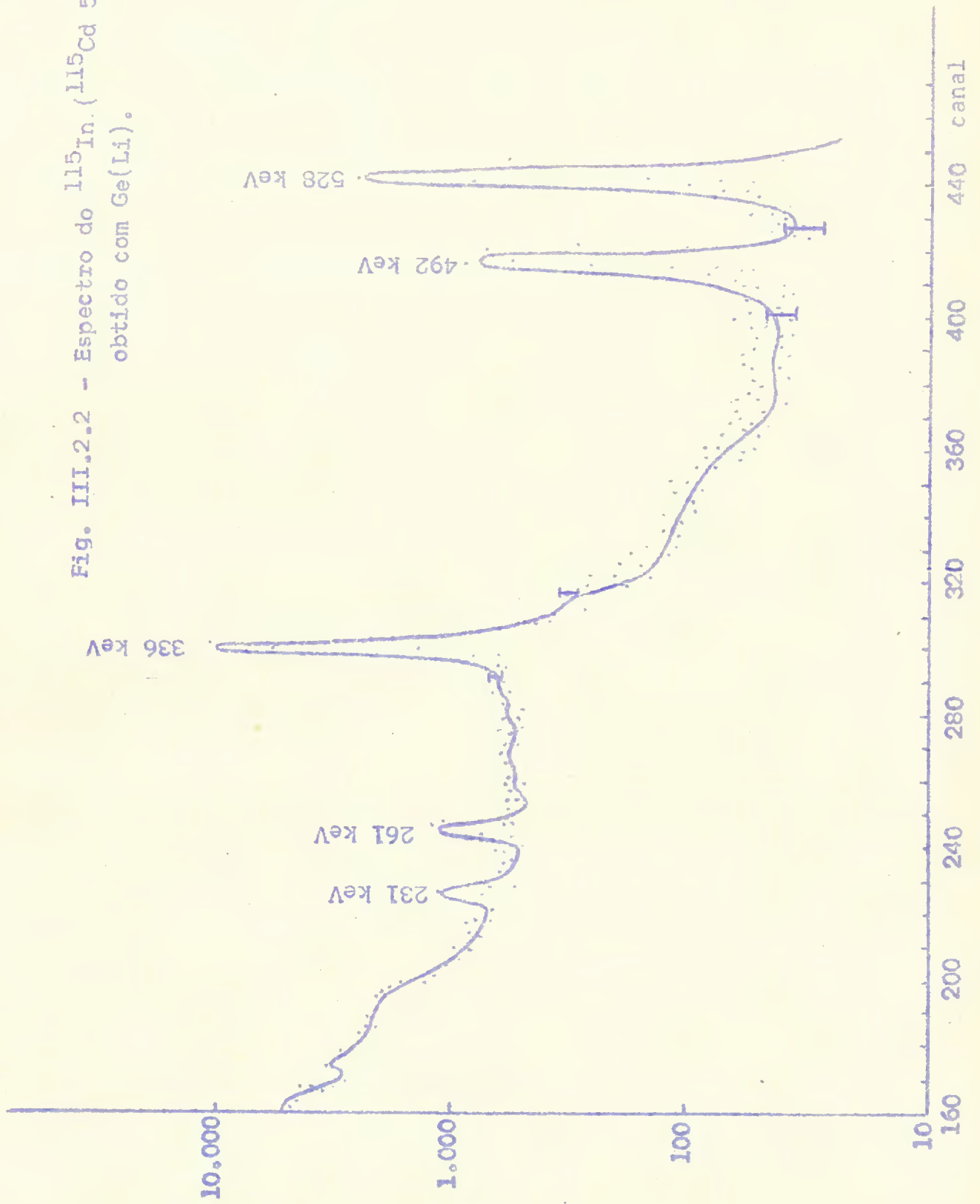


Fig. III.2.3 - Espectro de coincidência com 492 keV utilizando Si(Li)

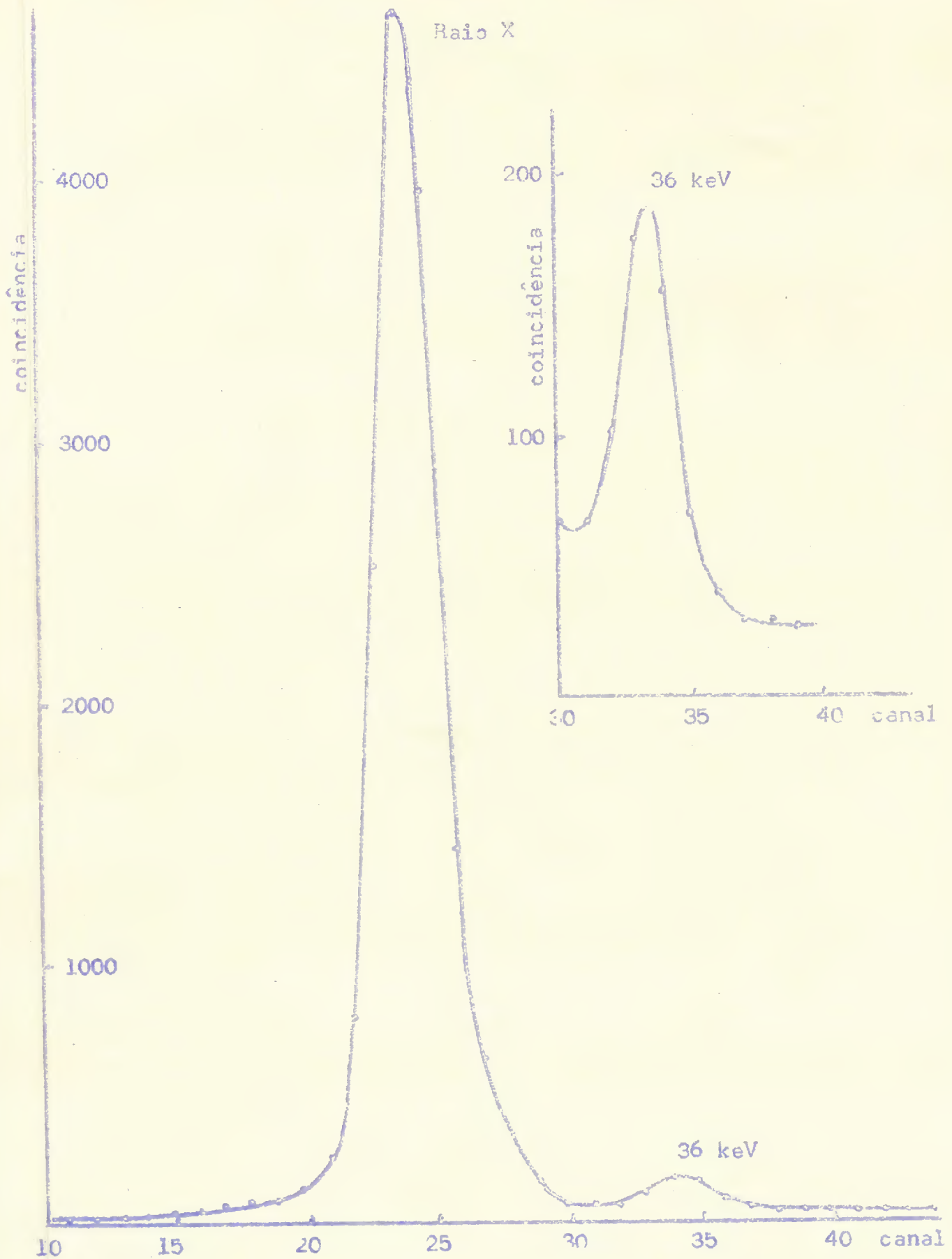


Tabela III.2.1

Intensidades das radiações gama provenientes do ^{115}Cd (53h)

Energia (keV)	Graeffe ³⁵⁾	V. Mandeville ³⁶⁾	Nans e Rao ³⁴⁾	Bäcklin ²⁾	Pres. Trab.
35,6±0,6	1,4 ±0,3		2	1,2	1,0
231,5±0,4	2,4 ±0,3	2,3	2,2	2,5	2,5
260,8±0,4	6,5 ±0,4	7	7,6	6,8	7,5
267,1±0,6	0,13±0,02	0,7	0,2	0,2	0,2
336,3±0,4	178 ±7			148,5	
492,6±0,3	26 ±1	51	39	31,2	30
527,9±0,3	(100)	(100)	(100)	(100)	(100)

2.2.3 Determinação da meia vida do estado de 828 keV

A meia vida da ordem de 5 ns para o ^{115}In foi primeiramente medida por Gorodetsky³⁷⁾ que a atribuiu ao nível de 597 keV. Tandon e Devare³⁸⁾ refizeram esta investigação concluindo que aquela meia vida pertencia ao nível de 828 keV. Esta determinação foi feita com estudo da cascata β (400 keV)- γ (492 keV).

Seguiram-se várias outras medidas que apresentamos na Tabela (III.2.2).

Tabela III.2.2

Determinação da meia vida do nível de 828 keV

Valor Experimental	Método	Autor
5,4 ± 0,2 ns	β 350 keV - γ 492 keV	Bäcklin ²⁾
5,5 ± 0,2 ns	β 400 keV - γ 492 keV	Tandon e Devare ³⁸⁾
5,6 ± 0,1 ns	β 630 keV - γ 492 keV	Begzhanov ³⁹⁾
6,0 ± 0,12 ns	β 300 keV - γ 492 keV	Hrynkiewicz ⁴⁰⁾
5,8 ± 0,6 ns	β 400 keV - γ 500 keV	Nainan ⁴¹⁾
5,3 ± 0,2 ns	γ 36 keV - γ 492 keV	Pres. Trabalho

Medimos a meia vida do nível de 828 keV utilizando coincidências gama-gama atrasadas com um equipamento diferencial descrito na Ref. 14. Os detectores usados foram cintiladores de NaI(Tl) [2" x 1 1/2"] montados com fotomultiplicadoras 6810A. Nestes detectores foram selecionados os picos de 36 keV e 492 keV, para os quais a resolução medida com Na²² foi 9,7 ns. O resultado aparece na fig. III.2.4.

Aplicando o método dos mínimos quadrados obteve-se

$$T_{1/2} = (5,3 \pm 0,2) \times 10^{-9} \text{ s}$$

o que está de acordo com outros valores medidos.

2.2.4 Medida da correlação angular da cascata 231 - 261 keV

A correlação angular da cascata de 231 - 261 keV foi medida utilizando-se um sistema integral com detectores de Ge(Li) e NaI(Tl) descritos em (II.2.3).

A medida constituiu em registrar sucessivamente com um analisador de 400 canais os espectros de coincidência obtidos no Ge(Li) das radiações coincidentes com as de 231 a 261 keV detectados pelo cintilador de NaI(Tl). Estes espectros das coincidências foram medidos a ângulos de 90°, 135°, 180°, 225° e 270°.

Na fig. III.2.5 temos o resultado total obtido a 180° e 90° respectivamente. A observação destes espectros mostra uma grande contribuição de Compton no ângulo de 90° o que provém do espalhamento da radiação de 492 keV. Assim, tornou-se necessário descontar esta contribuição separadamente para cada ângulo.

Na tabela (III.2.3) apresentamos a comparação entre os nossos resultados e os de Hans e Rao.

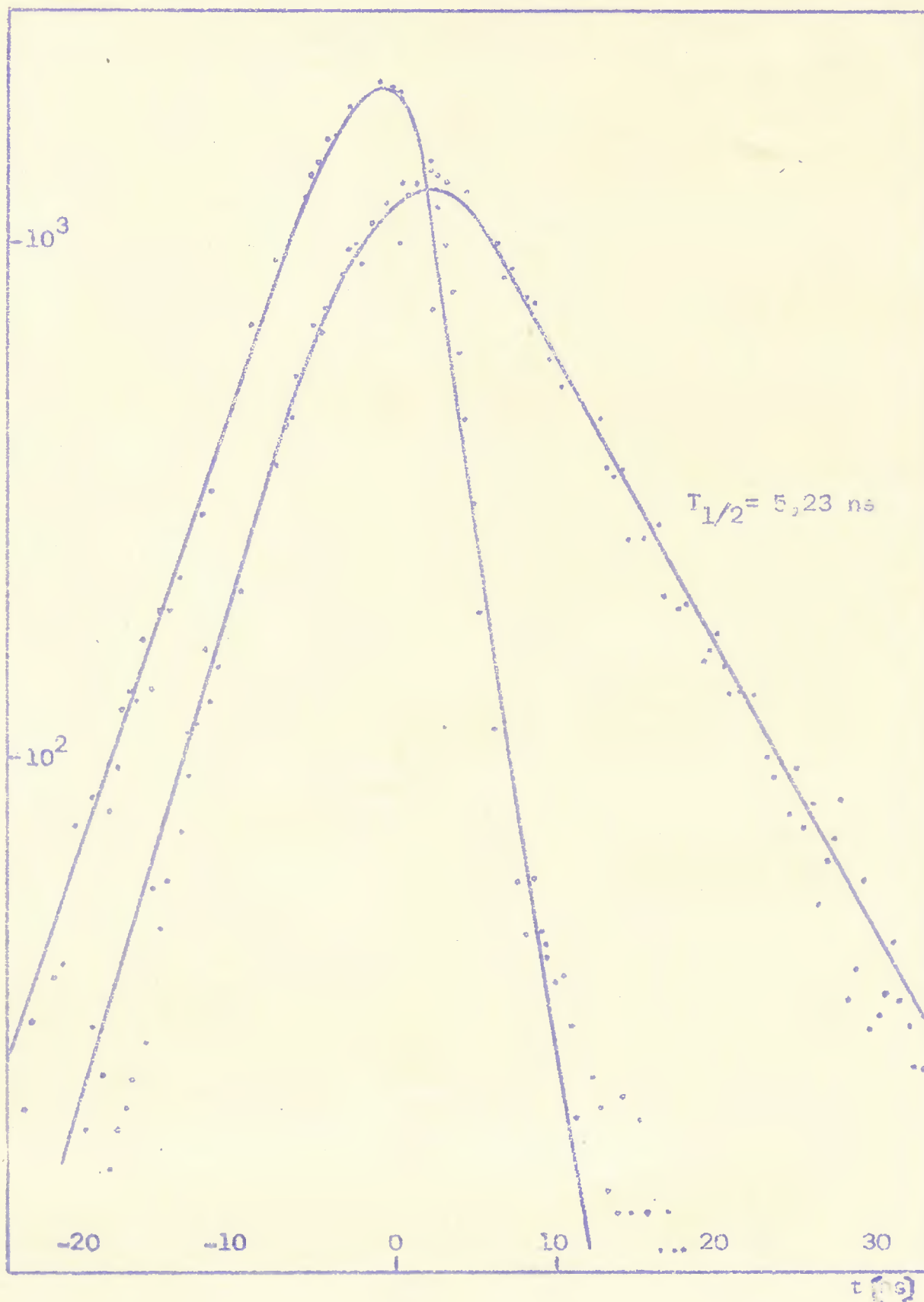


Fig.III.2.4 - Meia vida do nível de 328 keV no ^{115}In

Figura III.2.5 - Espectros de coincidência com a região de 220 a 280 keV no ^{115}In obtidos com Ge(Li)

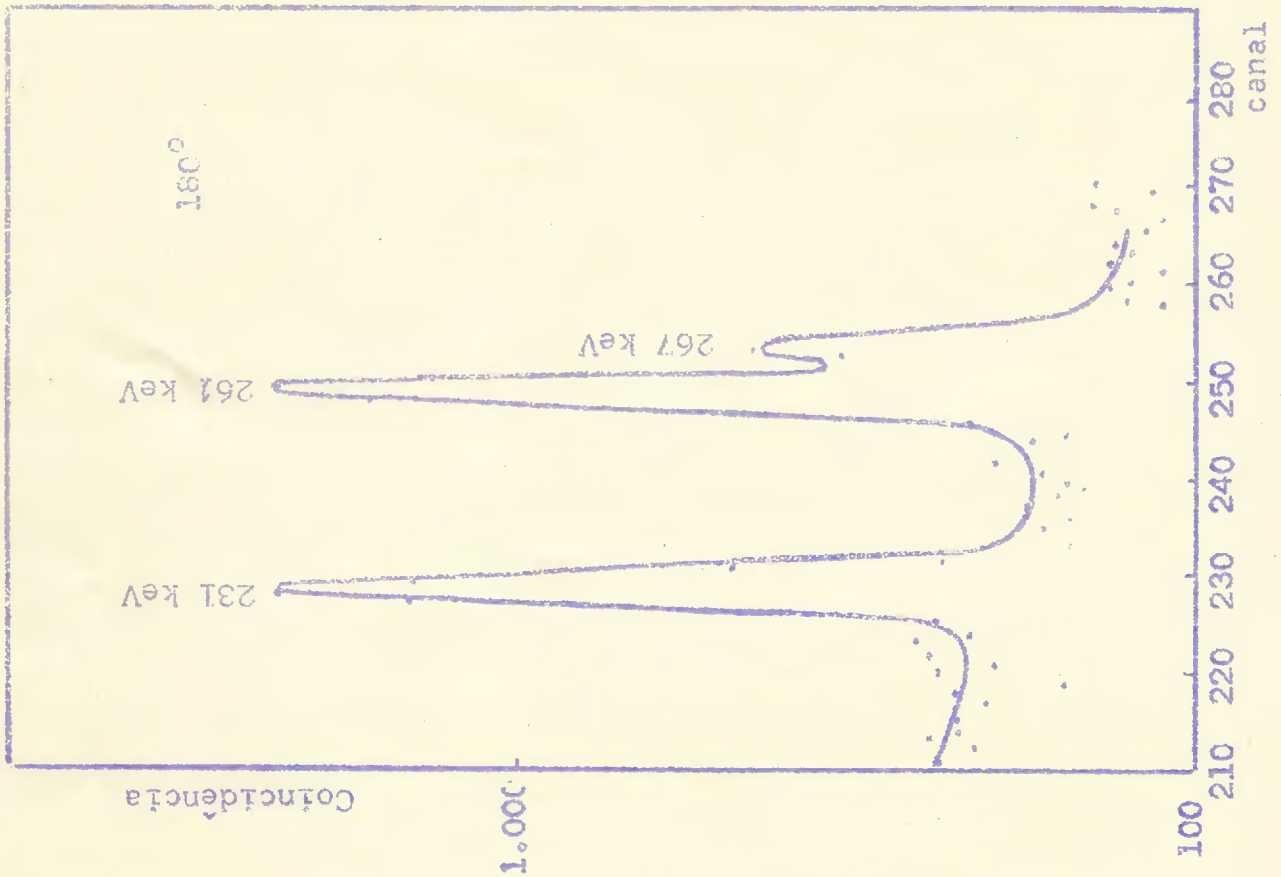
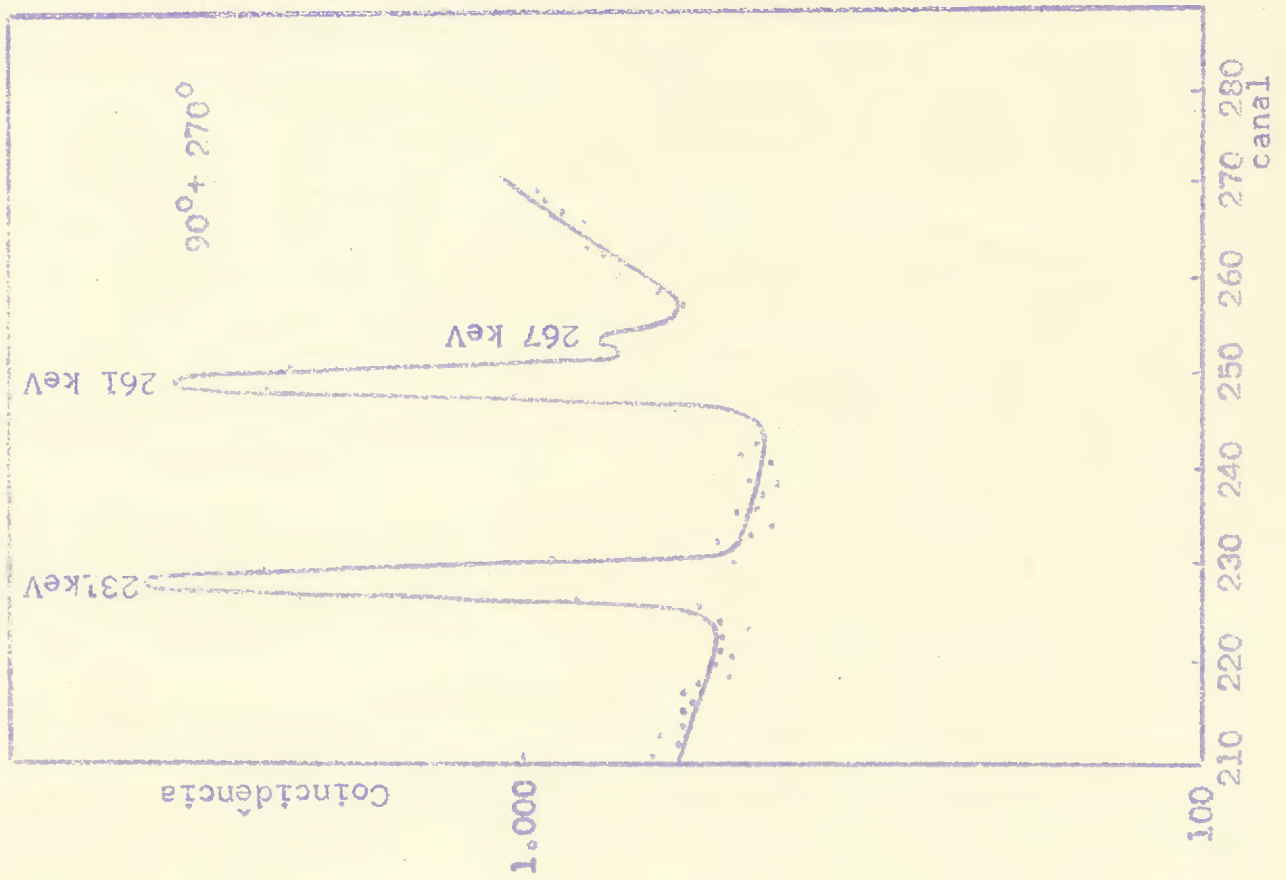


Tabela III.2.3

Correlação Angular da cascata 231-261 keV

Valores obtidos		Observações		Autor
$(A_2 \pm \Delta A_2)\%$	$(A_4 \pm \Delta A_4)\%$			
-38,00±3,00	5,00±4,00	Sistema NaI(Tl)xNaI(Tl)		Hans e Rao ³⁴⁾
-20,15±1,22	-4,10±2,60	Sistema NaI(Tl)	231 no espectro de coincidência	Pres. Trab.
-22,30±1,26	-1,19±2,67	Ge(Li) ^x	261 no espectro de coincidência	

Vemos aí que a discrepância entre os novos resultados e os anteriores é bastante grande e provém do fato da contribuição Compton não ter sido descontada e dos problemas inerentes ao uso de detectores de NaI(Tl) que não resolvem os picos examinados.

Para a correlação angular da cascata 267-261 keV encontramos os seguintes coeficientes:

Cascata	$(A_2 \pm \Delta A_2)\%$	$(A_4 \pm \Delta A_4)\%$
267-261 keV	4,50 ± 3,60	-4,70 ± 8,50

2.2.5 Cascata 36 keV - 492 keV

Em investigações preliminares o estudo da cascata 36 keV 492 keV foi feito pela medida do espectro de coincidência com a região de 492 keV sendo tôdas as radiações detectadas com NaI(Tl). Com êste sistema, o pico de 36 keV aparece mal resolvido, e sofre uma grande mistura com raio X de 25 keV como mostra a fig.III.2.6.

Com êste sistema e com fontes trocadas cada 4 horas, mediu-se correlação angular da cascata 36 keV - 492 keV.

O resultado obtido foi bem menor do que o obtido por

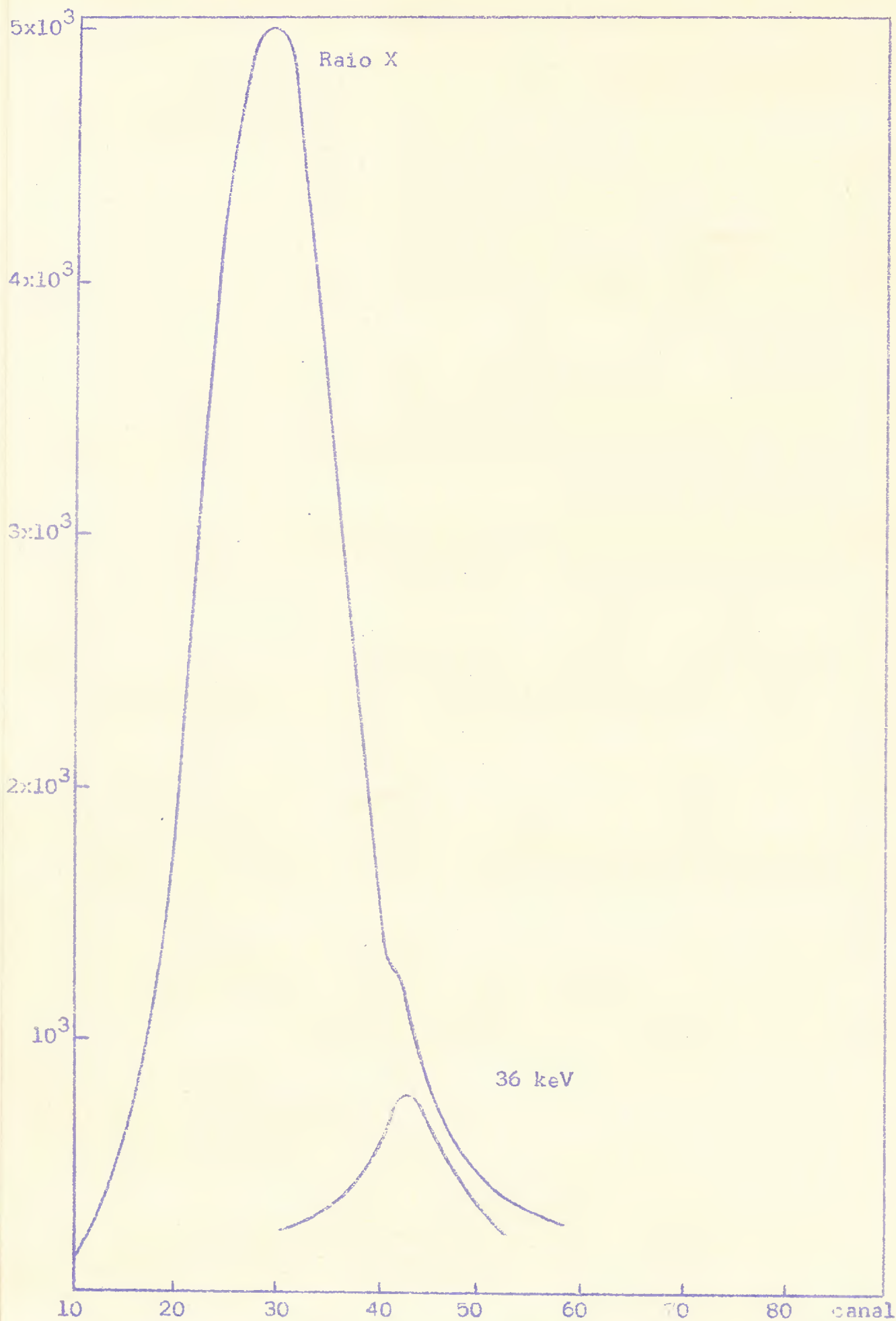


Fig. III.2.6 - Espectro de coincidência com 492 keV utilizando NaI(Tl).

Hans e Rao ³⁴), mas como a nossa geometria incluía um imã esta discrepância podia ser explicada.

Posteriormente resolveu-se medir novamente os coeficientes da correlação angular da cascata 36 keV - 492 keV utilizando-se o sistema Si(Li) - NaI(Tl) descritos em (II.2.2). Com este sistema o pico de 25 keV e o de 36 keV aparecem completamente separados como se vê na fig. (III.2.3). Na tabela III.2.4 apresentamos os resultados obtidos.

Tabela III.2.4

Correlação Angular da cascata 36-492 keV

Valores obtidos		Observação	Autor
$(A_2 \pm \Delta A_2)\%$	$(A_4 \pm \Delta A_4)\%$		
$-10,00 \pm 3,00$	$3,00 \pm 3,00$	Sistema NaI(Tl)xNaI(Tl)	Hans e Rao
$+3,47 \pm 1,16$		Sistema Si(Li)xNaI(Tl)	Pres. Trab.

Como há uma discrepância muito grande entre esses resultados, resolvemos reinvestigar medidas nossas anteriores realizadas com NaI(Tl), nas quais utilizávamos a mesma técnica que Hans e Rao ou seja, a separação do ^{115m}In cada 4 horas.

Naquela oportunidade havíamos encontrado anisotropia negativa para a cascata de 36-492 keV mas bastante menor do que a obtida por Hans e Rao. A observação dos dados experimentais mostrou uma anisotropia de Raio X correspondente à anisotropia encontrada para as contagens simples de baixa energia. Examinando a origem desta anisotropia, verificamos que ela provinha do crescimento da população do nível de 336 keV.

Como cada ciclo se constituía de 8 medidas de meia hora

cada, nos ângulos 90° , 120° , 150° , 180° , 180° , 150° , 120° e 90° não obtínhamos compensação, já que o crescimento das contagens é exponencial com $\lambda - \frac{1}{4,5} h$. Ao corrigir pelas contagens simples ou pelo Raio X introduzíamos uma falsa anisotropia. Pelo que está exposto no trabalho de Hans e Rao deduz-se que eles cometeram este mesmo erro.

No caso das medidas realizadas com Si(Li) a contagem simples da baixa energia decresce com $\frac{1}{2,3d}$ uma vez que temos o ^{115m}In em equilíbrio com ^{115}Cd . O intervalo de tempo de duração da medida de meia hora compensa aquele decrescimento, resultando na isotropia do Raio X e das contagens simples. Por outro lado, o resultado da região acima de 40 keV, do espectro de coincidência, é também isotrópico. Estes dois fatos: isotropia do Raio X e da radiação Compton à direita do pico de 36 keV, garantem a validade da anisotropia positiva encontrada para a cascata 36-492 keV nas nossas medidas com Si(Li).

2.2.6 Medida do fator g do nível 828 keV

O fator g do nível de 828 keV foi medido pelo método integral de troca de campo magnético. Duas séries de medidas foram realizadas nos equipamentos utilizados no estudo da cascata 36keV-492 keV descrito anteriormente.

Em cada caso o espectro de coincidência com 492 keV foi analisado e calculada a razão R dada pela eq. (I.4.6).

A fim de calcular a rotação obtida, utilizamos o gráfico de $\delta = f(x)$ sendo $x = 2\omega\tau$ e $\delta = \frac{R}{2b_2}$, conforme mostra a fig.

III.2.7.

Como obtivemos

$$R = (1,38 \pm 0,88)\%$$

$$b_2 = (2,30 \pm 0,76)\%$$

vem que $\delta = 0,3 \pm 0,2$

No gráfico esta faixa corta a curva teórica em dois pontos x_1 e x_2 . Sabendo-se que

$$H = 5.300 \text{ gauss}$$

$$\text{e } \tau = 7,5 \times 10^{-9} \text{ s}$$

obtêm-se então:

$$g = 0,8 \pm \begin{matrix} 1,30 \\ 0,57 \end{matrix}$$

onde o sinal de g foi determinado em comparação com medidas similares feitas com ^{181}Hf .

Cabe aqui salientar que o fato do limite superior do erro corresponder a mais de 100% é resultado de utilizarmos a expressão exata de R no cálculo da rotação. A utilização indevida da fórmula aproximada

$$R = 2b_2 \cdot 2 \omega \tau$$

levaria a um erro matemático muito menor, embora este viesse a ser grande nesse caso particular.

Conforme pode-se ver no gráfico da Fig. III.2.7, reduzindo o campo magnético externo e portanto diminuindo a rotação poderíamos evitar que o limite superior do δ , ou seja, $\delta + \Delta\delta$ cortasse a curva teórica na região não linear. Isto diminuiria o valor de R experimental, por exemplo, para 1%.

Um cálculo das contagens necessárias para a medida de g com erro de 50% levaria a um número tão alto em comparação com a taxa de coincidências que se pode obter, que precisaríamos de 200 dias de medida nas condições atuais.

Dá-se deduz ser bastante difícil a realização desta experiência com menor erro sem a introdução de um arranjo experimental bem mais complexo.

Por outro lado, como se espera que a correlação angular da cascata 36-231 keV tenha um coeficiente A_2 da ordem de 12%, a

utilização desta cascata em nossa experiência diminuiria o tempo de medida necessário de um fator 1,6 já que o 231 keV é dez vezes menos intenso que o 492 keV.

A possibilidade de medir as duas cascatas 36-492 e 36-231 simultaneamente reduziria bastante o tempo necessário para realizar esta experiência com um erro ainda grande, ou seja, de 50% em $R/2b_2$.

III.2.3 Discussão dos resultados

Infelizmente as dificuldades experimentais não permitiram uma medida do fator g do nível de 828 keV, com erro menor. Destas dificuldades salientamos a obtenção de fontes com alta atividade específica, uma vez que o isótopo é de vida curta e o próprio fato da radiação 36 keV ser bem pouco intensa.

Estudos interessantes poderiam ser feitos, por exemplo com a correlação 36-231 keV e 267-267 keV, embora nesta última o número esperado de contagens seja muito baixo.

Com o que pudemos realizar, analisaremos por níveis os resultados obtidos, resumindo na tabela (III.2.5) as análises existentes sobre o assunto.

2.3.1 Nível de 336 keV

A taxa da transição 336 keV é compatível com uma transição M4 que contém menos do que 5% de E5 o que está de acordo com Varma e Mandeville³⁶⁾, mas em contradição com os resultados de Hans e Rao³⁴⁾ que sugerem uma componente E5 forte.

Graeffe³⁵⁾ et al determinaram para a radiação de 336 keV $\alpha_K = 0,91 \pm 0,06$. De acordo com a tabela de Sliv e Band⁴²⁾ $\alpha_K = 0,68$ para radiação M4 pura. Este resultado também está de acordo com o acima referido. Assim, o spin e paridade do estado isomérico fo-

ram determinados como sendo $1/2$, tendo em vista que ao estado fundamental do ^{115}In foi atribuído spin $9/2+$ (67).

Este resultado $1/2-$ para o estado de 336 keV no ^{115}In é esperado de acordo com o modelo de camadas e corresponde ao nível $p_{1/2}$.

2.3.2 Nível de 597 keV

O valor de $\log ft$ da desintegração β para o nível de 597 keV é 8,5. Isto sugere paridade negativa para este estado e $1/2$, $3/2$ e $5/2$ como spins prováveis. Como a correlação angular que envolve a radiação de 261 keV não é isotrópica, o spin $1/2$ fica excluído dessas hipóteses.

Como no ^{113}In e ^{117}In existem os níveis de 648 keV e 588 keV com spin $3/2-$, o andamento sistemático dos isótopos do Índio sugeria que o nível de 597 tivesse spin $3/2-$.

Pandharipande (43) mediu a correlação angular da radiação beta de energia entre 650 a 850 keV com o raio gama de 261 keV obtendo um coeficiente $A_2 = -0,16 \pm 0,02$ em contraposição com $A_2 = +0,38$ que seria esperado se 597 keV tivesse spin $5/2-$. Deste fato $3/2-$ surgia como única possibilidade para o spin do nível de 597 keV.

Hans e Rao mediram a correlação angular 231-261 keV obtendo A_4 diferente de zero, o que implicava na exclusão de $3/2$ como spin do nível de 597 keV, para o qual estes autores atribuíram spin $5/2-$.

Nossas medidas desta mesma correlação angular mostraram que A_4 se anula quando se corrige para fundo Compton anisotrópico, conforme explicamos na seção 2.2.4. Desta forma confirmamos $3/2-$ como spin do estado em questão.

Sobre este nível conhecemos ainda a meia vida medida por

Begzhanov ³⁹⁾ como sendo

$$T_{1/2} \leq 0,36 \times 10^{-9} \text{ s}$$

2.3.3 Nível de 828 keV

O nível de 828 keV é populado pela transição beta de 630 keV do ¹¹⁵Cd (2,3d) e pela transição gama de 36 keV do nível de 864 keV.

O estado de 828 keV se desintegra pela emissão das radiações gama de 231 keV e 492 keV.

Quanto ao spin do nível de 828 keV Graeffe ³⁵⁾ e Hrynkiwicz ⁴⁰⁾ argumentaram em favor de 5/2- enquanto os demais autores dão 3/2+ como spin deste nível, conforme mostramos na Tabela III.2.5.

Analisando a hipótese de Graeffe ³⁵⁾ vemos que ela está baseada na existência de uma radiação de 106 keV, proveniente do nível de 934 keV que aparece no ¹¹⁵In proveniente do ¹¹⁵Cd (43d). Esta transição de 106 keV seria E2, se o nível de 828 keV fôsse 3/2+ já que o estado de 934 keV tem spin 7/2+. Graeffe argumenta que a radiação de 106 keV não poderia ser E2, comparando a meia vida desta radiação com a estimativa de Weisskopf para transição E2. Nossos cálculos mostraram que $T_{1/2}^{\text{exp}}(106 \text{ keV}) = 7 \times 10^{-3} T_{1/2}^{\text{W}}(E2)$ o que não é um fato suficientemente forte para provar que aquela radiação não seja E2. Com isto podemos esperar que 106 keV seja E2 e excluir a impossibilidade do nível de 828 keV ser 3/2+.

Hrynkiwicz ⁴⁰⁾ baseia-se a escolha de 5/2- como spin do nível de 828 keV calculando as razões

$\frac{T_{1/2}^{\text{exp}}(L)}{T_{1/2}^{\text{W}}(L)}$ para as radiações provenientes dos estados 864, 828 e 597 keV. Desta análise resultou que as radiações de 582, 492 e 231 keV teriam multipolaridade E2 o que está em desacôrdo

com os resultados de Bäcklin provenientes de medidas de coeficiente de conversão interna e que classificam as radiações acima como tendo característica multipolar predominantemente E1.

Bäcklin ²⁾ apresenta 3/2+ como spin do nível de 828 keV, baseando-se na característica multipolar E1 da transição de 492 keV. É óbvio que a hipótese de spin 1/2+ não foi considerada já que a correlação angular da cascata 36-492 keV é anisotrópica. Nossos resultados para a correlação angular da cascata 231 keV - 261 keV confirmam a hipótese de 3/2+ como spin do nível de 828 keV.

Outra característica do nível de 828 keV é a sua meia vida que foi determinada por vários autores, estando os resultados dados na tabela III.2.2.

Por outro lado, com nossas medidas do fator g deste nível, determinamos seu momento magnético como

$$\mu = 1,2 + \frac{1,95}{0,7} \mu_n$$

2.3.4 Nível de 864 keV

O nível de 864 keV provém da desintegração β do ¹¹⁵Cd (2,3d). A meia vida deste nível foi medida por vários autores ⁴²⁾ dando $T_{1/2} = (1,1 \pm 0,1)$ ns. Ele se desexcita pela emissão de radiações de 36 keV, 267 keV e 528 keV.

Como o α_K medido para 36 keV sugere ser este uma mistura M1 e E2 e como ao nível de 828 keV atribui-se spin 3/2+, as possibilidades 1/2 e 3/2 são bastante razoáveis o que também está de acordo com o log ft da radiação beta proveniente do ¹¹⁵Cd(2,3d).

Como o trabalho de Bäcklin ²⁾ determina o caráter multipolar das radiações 36 keV e 492 keV, procuramos investigar a utilidade destas informações para com os resultados de nossa correlação angular, e selecionarmos uma das duas possibilidades 1/2 e

3/2 para spin do nível de 864 keV.

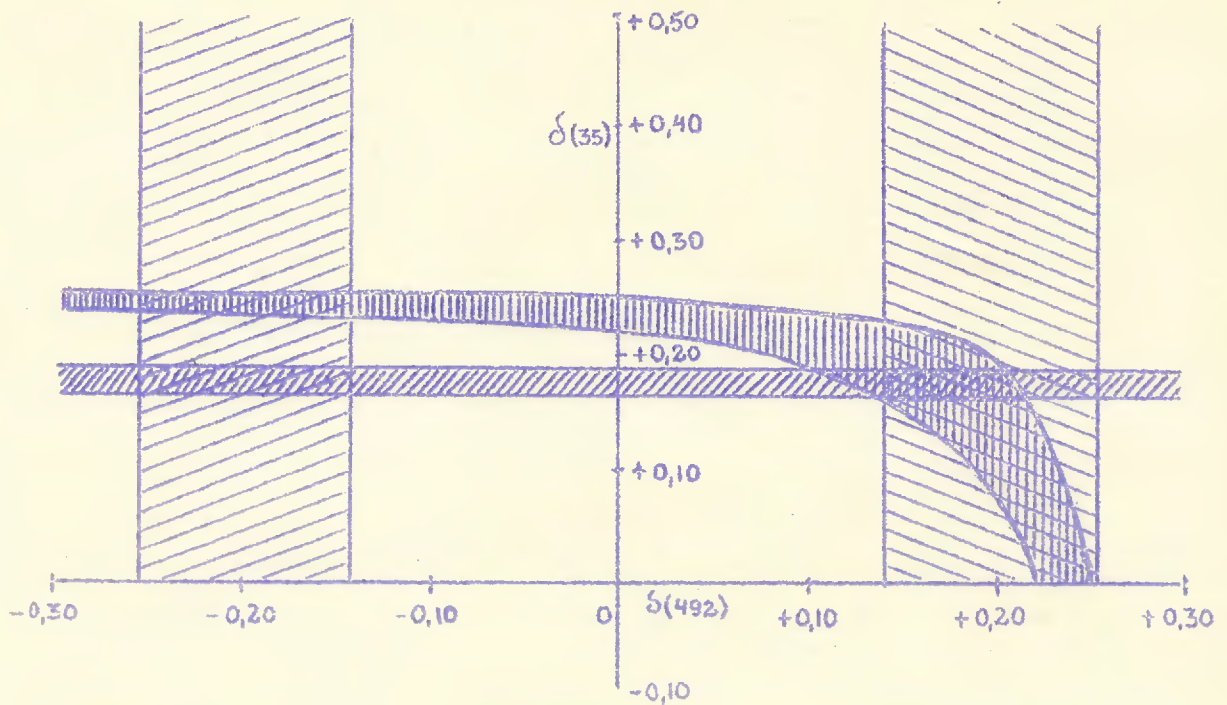
Para isto calculamos as soluções $\delta_{36} = f(\delta_{892})$ que satisfazem nossa correlação para as hipóteses de 1/2+, 3/2+, 1/2- e 3/2+, 3/2+, 1/2- usando o programa descrito no Ap.I.

As curvas obtidas estão apresentadas na fig. III.2.8 onde os parâmetros provenientes das medidas de conversão interna de Bäcklin estão também assinalados. O exame da área de superposição entre estes dois conjuntos de δ'_s mostra não haver solução para o caso de spin 3/2+ para o nível de 864 keV. Para a hipótese de spin 1/2+ obtivemos uma área comum bem definida o que determina então em grandeza e sinal os coeficientes de mistura δ para ambas as radiações e spin 1/2+ para o nível em consideração.

Fig. III.2.8- Determinação do spin do nível de 864 keV e dos coeficientes de mistura δ (36 keV) e δ (492 keV).

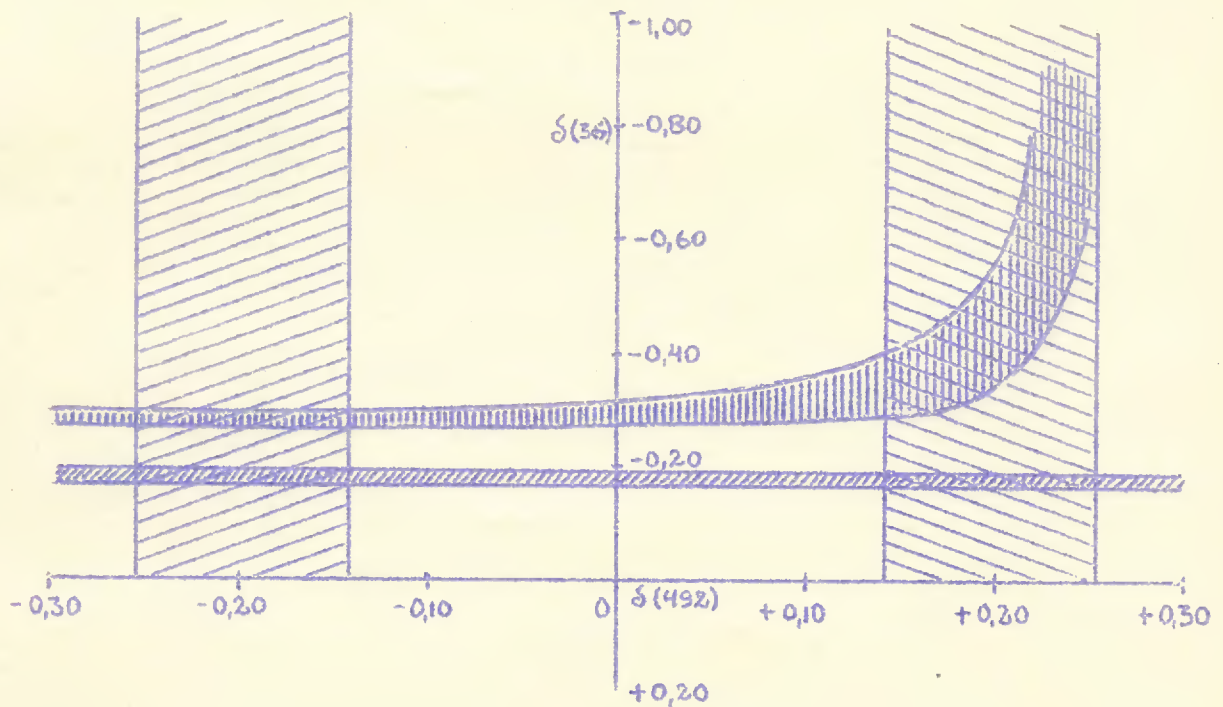
Sequência de spins

$\frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+, \frac{1}{2}^-$




Sequência de spins

$\frac{3}{2}^+, \frac{3}{2}^+, \frac{1}{2}^-$



CONVENÇÃO

 A PARTIR DA CONVERSÃO INTERNA

 A PARTIR DA CORRELAÇÃO ANGULAR

Tabela III.2.5 - Características nucleares do ^{115}In obtidas experimentalmente

Nível	Radiações		Nível	Radiação		Nível	Radiação	Referências
864	36	267	527	231	492	597	261	
$\frac{3}{2}^-$ ou $\frac{1}{2}^-$	M1		$\frac{3}{2}^-$		E2(M1)	$\frac{5}{2}^-$	E2(M1)	Hans e Rao ³⁴⁾
	E1							Bornemeier ⁴⁴⁾
			$\frac{3}{2}^+$			$\frac{3}{2}^-$		Pandharipande ⁴³⁾
$\frac{3}{2}^-$	M1(E2)		$\frac{5}{2}^-$			$\frac{3}{2}^-$		Graeffe ³⁵⁾
$\frac{3}{2}^-$	E1		$\frac{3}{2}^+$	E1	E1	$\frac{3}{2}^-$	M1	Begzhanov ³⁹⁾
$\frac{3}{2}^-$	M1		$\frac{5}{2}^-$	E2	E2	$\frac{3}{2}^-$	M1(E2)	Hrynkiwicz ⁴⁰⁾
$\frac{1}{2}^+$ ou $\frac{3}{2}^+$	M1+3%E2		$\frac{3}{2}^+$	E1+3%M2	E1+4%M2	$\frac{3}{2}^-$	M1+50%E2	Bäcklin ²⁾
$\frac{1}{2}^+$	M1(E2) $\delta = +0,8 \pm 0,01$		$\frac{3}{2}^+$	E1(M2) $\delta, < +0,10$ $\delta_2 = -0,08 \pm 0,06$	E1(M2) $\delta = +0,17 \pm 0,03$	$\frac{3}{2}^-$	M1(E2) $\delta, < +0,20$ $\delta_2 = -0,5 \pm 0,5$	Pres. Trab.

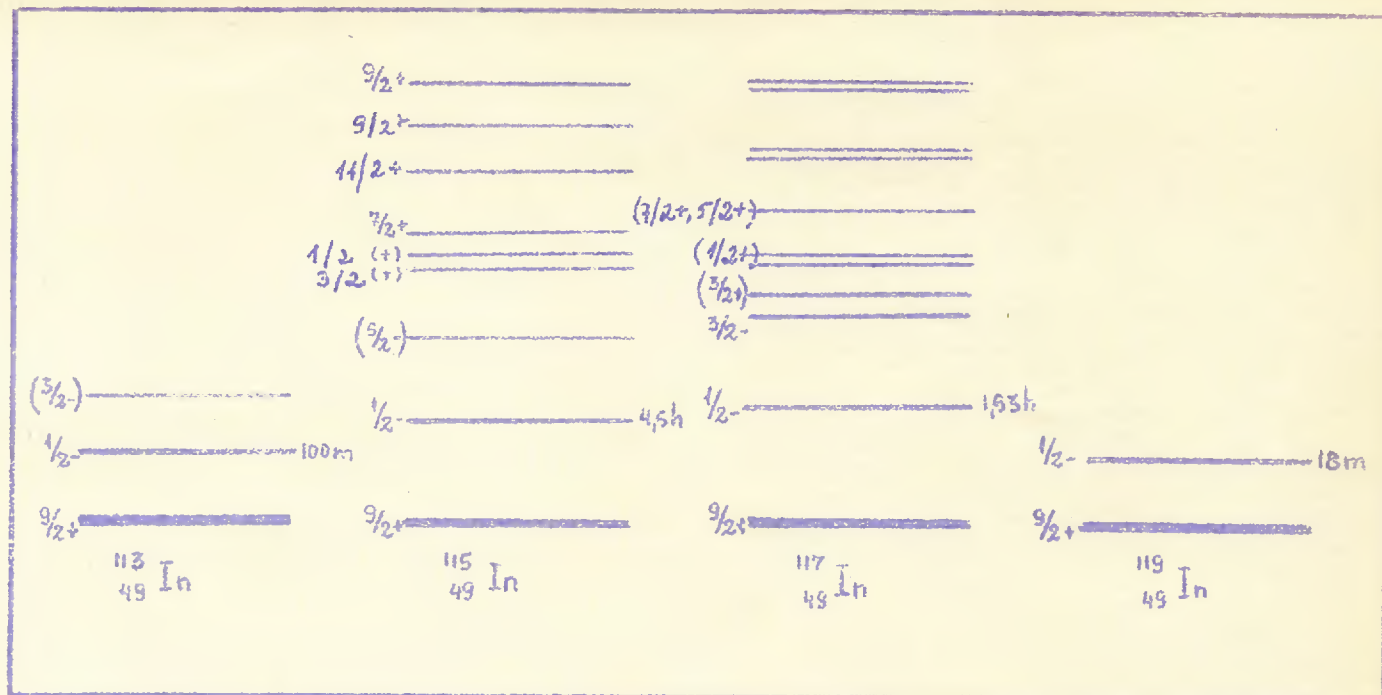


Fig. III.2.9 - Isótopos de Índio

III.2.4 Análise teórica dos resultados

2.4.1 Introdução

A observação dos isótopos de In (Fig. III.2.9), núcleos caracterizados por um buraco de próton em uma camada fechada sugere interpretar esses núcleos através do modelo de camadas esféricas.

O estado fundamental $9/2^+$ e o primeiro estado excitado $1/2^-$ são descritos pelos níveis de partícula única $g_{9/2}$ e $p_{1/2}$ respectivamente. A transição do estado $1/2^-$ para $9/2^+$ se processa através da emissão de uma radiação M4 e a sua probabilidade corresponde à estimativa de partícula única. Isto acontece com os demais isótopos do Índio e esse comportamento sistemático pode-se levar em conta através de interações residuais.

A 597 keV aparece um nível $3/2^-$ o que pode ser explicado através da excitação do buraco do próton no orbital $3/2$. ^{113}In , ^{115}In e ^{117}In apresentam também esta característica. Poder-se-ia supor ainda que o nível $3/2^-$ pudesse ser formado pelo acoplamento

do estado $p_{1/2}$ a um fonon da vibração quadripolar do caroço. Entretanto, a energia resultante, da ordem de 1 Mev, parece um pouco alta.

Proveniente da desintegração do ^{115}Cd (43d) ⁴⁵⁾, Fig. III.2.10, há uma série de níveis de paridade positiva que parecem resultar do acoplamento de partícula $g_{9/2}$ a um ou mais fonons de vibração quadripolar.

Entretanto os estados de 828 e 864 keV com spins possivelmente $3/2+$ e $1/2+$ respectivamente, não podem ser explicados pelo acoplamento a um sô fonon. Para formá-los seriam necessários no mínimo dois fonons o que os levaria a situarem-se a 2 Mev acima do estado fundamental.

Bäcklin ²⁾ faz uma cuidadosa análise dos níveis excitados na desintegração do Cd^{115} (2,3d) e sugere que os estados de 828 e 864 keV poderiam ser interpretados como membros de uma banda rotacional com $K = 1/2$, ocorrendo fato semelhante com níveis excitados do ^{117}In .

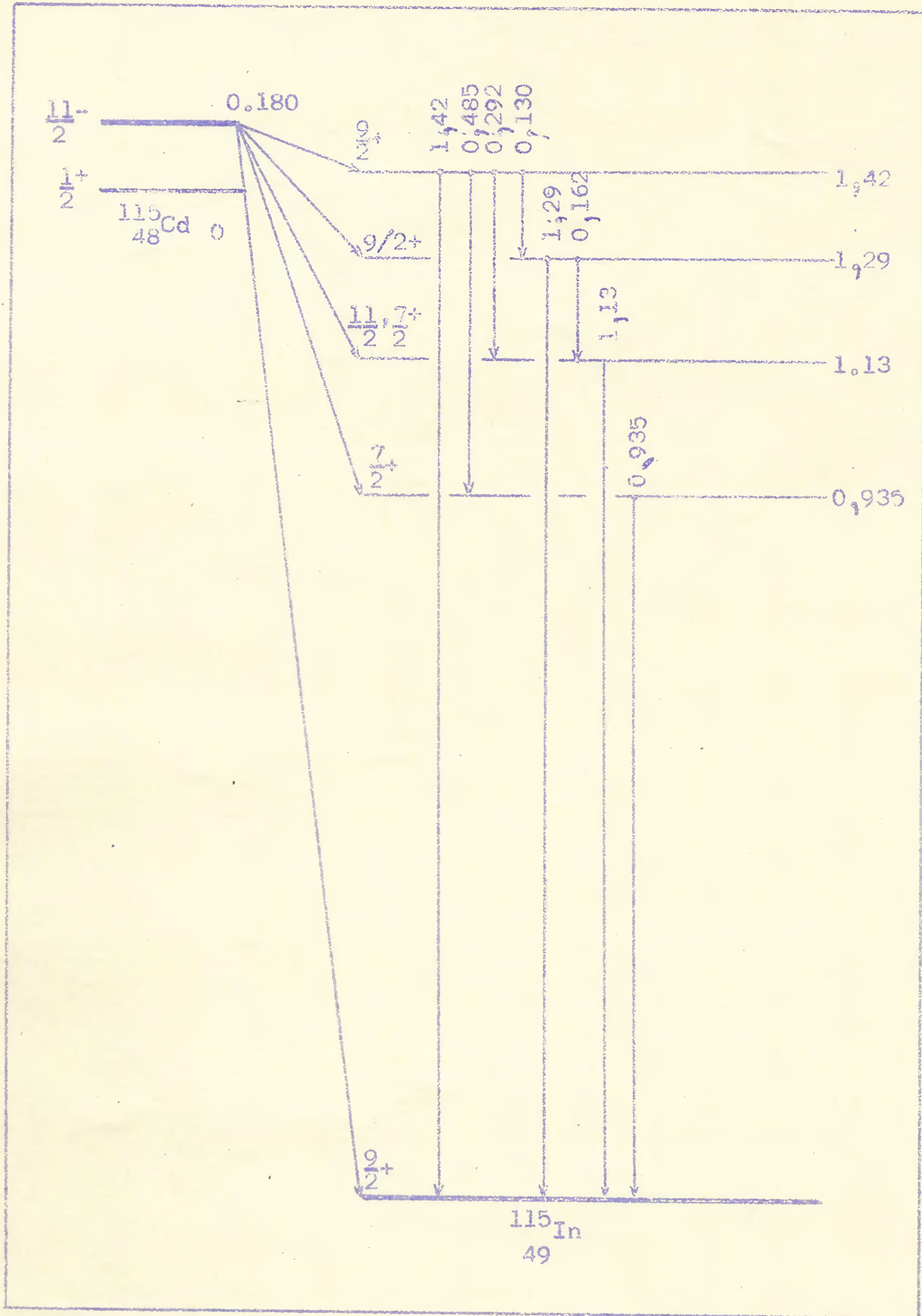
Pandharipande ⁴⁶⁾ reafirma esta hipótese no caso do ^{117}In através da medida do momento magnético do nível $3/2+$.

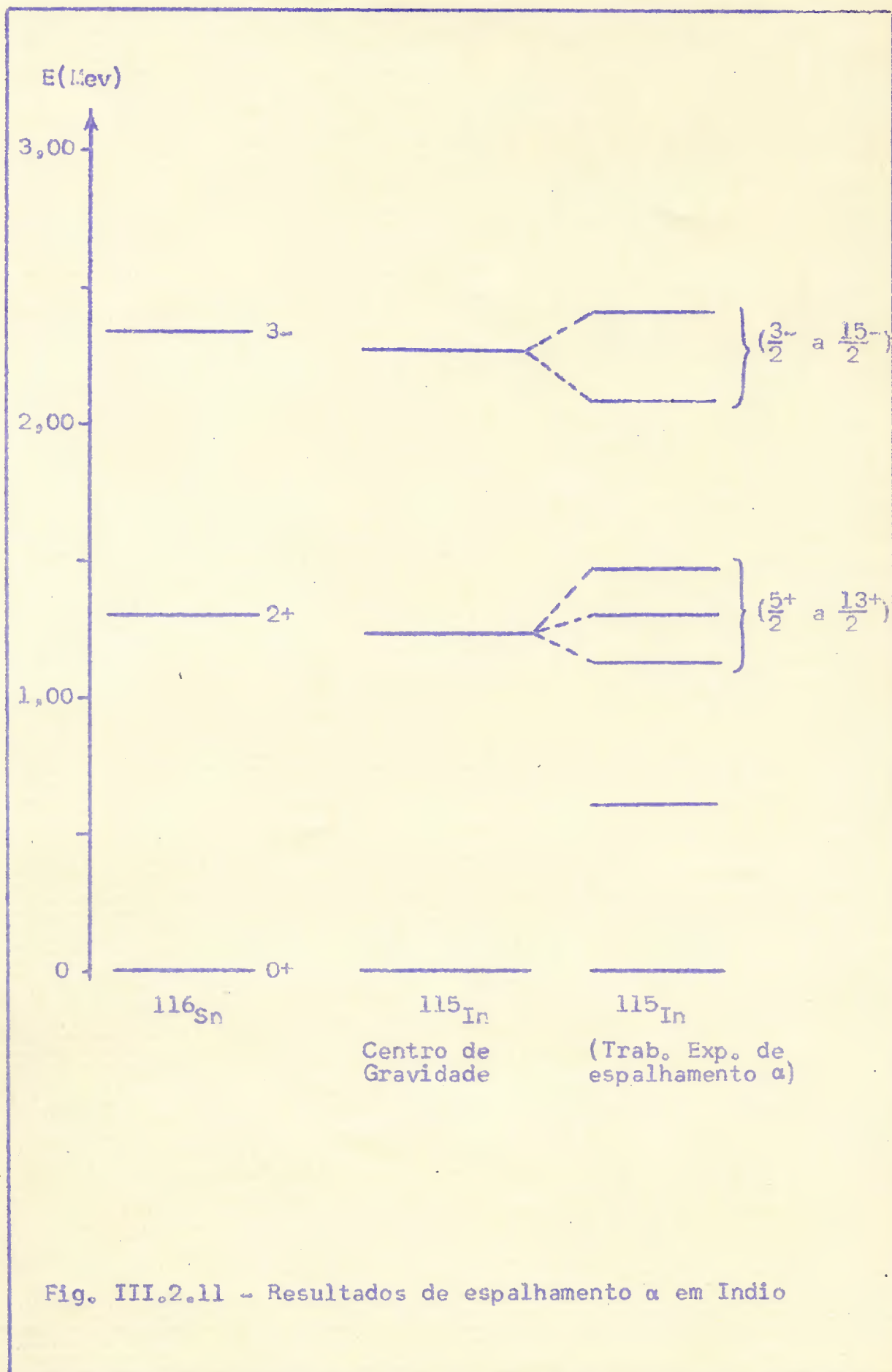
Stewart ⁴⁷⁾ e outros, através do espalhamento inelástico de partículas alfa, excitam níveis do tipo $5/2$, $7/2$, $9/2$, $11/2$ e $13/2$, de paridade positiva e $3/2$, $5/2$, $7/2$, $9/2$, $11/2$, $13/2$ e $15/2$ de paridade negativa. As características desses dois grupos de níveis sugerem novamente a interpretação do acoplamento de partícula $g_{9/2}$ com os estados vibracionais $2+$ e $3-$ do ^{116}Sn o que está mostrado na Fig. (III.2.11), o mesmo acontecendo no caso do ^{113}In .

Como está descrito acima, o ^{115}In parece ser um núcleo bastante interessante, pelas características bem diversas de seus diferentes níveis.

Com os resultados de nossos trabalhos experimentais, ou

Fig. III.2.10 - Esquema de desintegração do ^{115}In proveniente do ^{115}Cd de 43d.





seja, a determinação do momento magnético do nível $3/2^+$, a fixação do spin do nível 864 keV, a medida do coeficiente de mistura δ da radiação de 36 keV em grandeza e sinal, acrescentamos mais dados para investigar a aplicabilidade do modelo rotacional a estes níveis.

Para fundamentar esta análise, apresentamos na seção seguinte as características principais do modelo rotacional.

Na seção 2.4.3 fazemos explicitamente a determinação dos parâmetros que definem a banda rotacional proposta, finalizando este estudo com uma tabela comparativa entre os dados experimentais e os resultados calculados teoricamente.

2.4.2 Modelo rotacional

Vamos aqui nos limitar a uma descrição sucinta do modelo. Para maiores detalhes veja-se os trabalhos de Nathen e Nilsson⁴⁸⁾.

Conforme o número de partículas fora da camada fechada, a forma de equilíbrio do núcleo tende a ter uma simetria axial e ser do tipo esferoidal. Aparecem então dois modos de excitação: a excitação rotacional que corresponde a uma rotação da orientação nuclear mantendo a estrutura interna, e a excitação intrínseca que pode estar associada à excitação de partículas individuais.

Se os movimentos rotacionais e vibracionais são desacoplados um do outro, pode-se usar a aproximação adiabática e escrever a função de onda do núcleo como:

$$\Psi = \chi \psi \Phi \quad (\text{III.2.1})$$

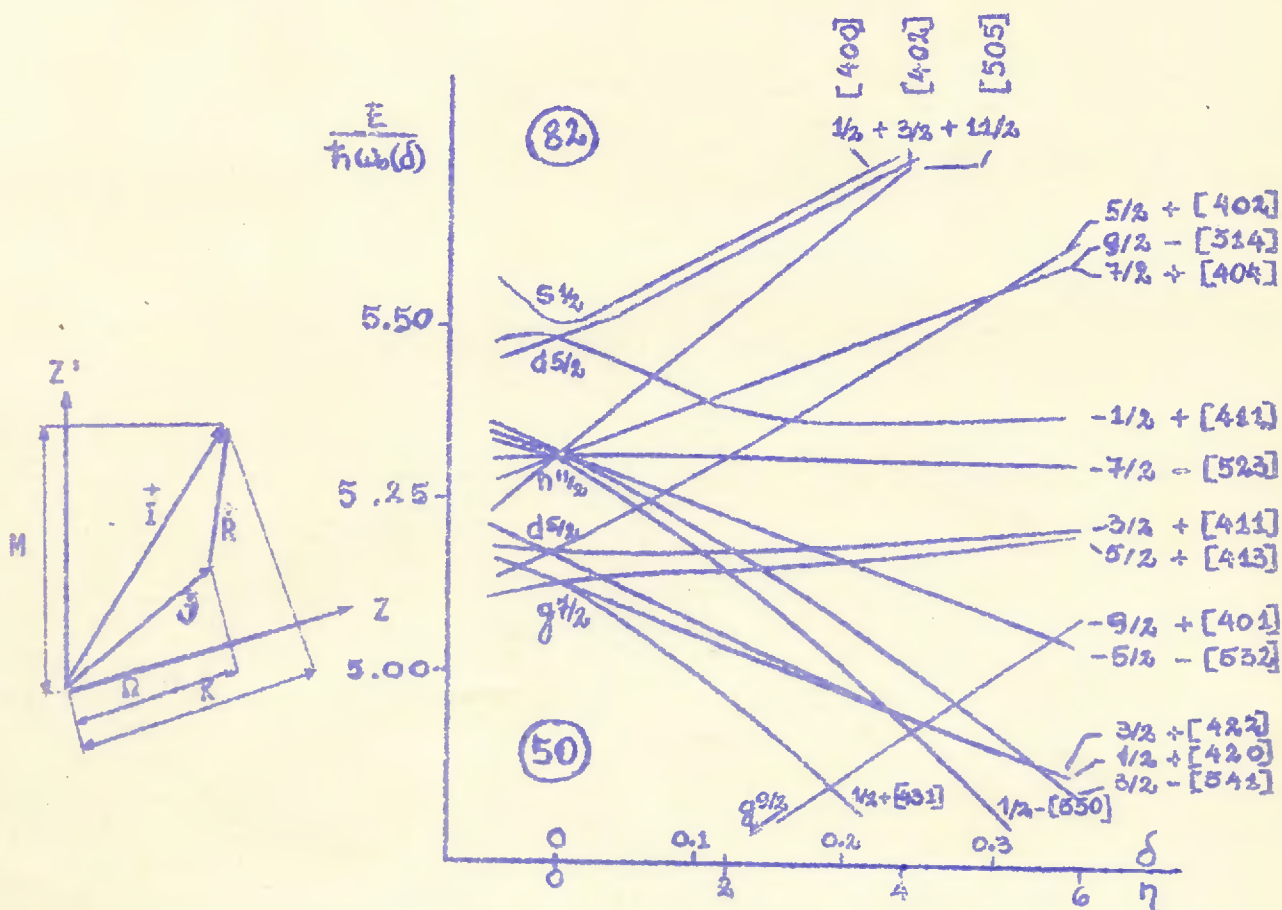
onde χ representa o movimento das partículas individuais no campo deformado, ψ corresponde às vibrações do núcleo em relação a sua forma de equilíbrio e Φ representa a rotação da superfície nuclear, ou seja, o movimento rotacional coletivo do sistema como um

todo.

No caso do núcleo deformado com simetria axial esta função de onda pode ser escrita como:

$$\Psi = \text{const} \{ \chi_{\Omega}^I \mathcal{D}_{MK}^I(\theta_i) + (-1)^{I-\Sigma j} \chi_{-\Omega}^I \mathcal{D}_{M-K}^I(\theta_i) \} \quad (\text{III.2.2})$$

onde θ_i são os ângulos de Euler e os números quânticos Ω , I , K e M estão representados na Fig. III.2.12.



Note-se aí que o momentum angular total \vec{I} é composto de duas partes. Uma parte é \vec{R} que corresponde ao movimento coletivo do núcleo, enquanto que \vec{J} representa o movimento intrínseco dos núcleons. O vetor \vec{J} precessiona ao redor do eixo de simetria nuclear Z com uma projeção constante.

O momentum angular total \vec{I} tem uma componente M ao longo do eixo Z' que é fixo no espaço e a componente K ao longo do eixo de simetria. É claro que no estado fundamental \vec{R} é perpendicular ao eixo Z e portanto $\Omega = K$.

Definidos os diversos números quânticos podemos passar ao Hamiltoniano do sistema:

$$H = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} (\vec{I} - \vec{J})^2 + (T + V) \quad (\text{III.2.3})$$

onde o primeiro termo corresponde à energia rotacional do rotor, $T + V$ é a energia cinética e a potencial de uma partícula no campo do rotor e \mathcal{J} um parâmetro fenomenológico. Obtém-se assim para energia dos estados rotacionais:

$$E(I) = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} \left[I(I+1) + a (-1)^{I+1} (I+1/2) \delta_{K,1/2} \right] \quad (\text{III.2.4})$$

onde a é o parâmetro de desacoplamento e está relacionado com a estrutura intrínseca dos núcleos deformados.

O parâmetro \mathcal{J} obtido experimentalmente do ajuste de níveis pode ser comparado com o momento de inércia de um corpo rígido, o que é dado por

$$\mathcal{J}_{\text{rig}} = \frac{3}{5} AMR^2 (1 + \delta) \quad (\text{III.2.5})$$

onde δ está relacionado com a deformação.

Milsson ⁴⁹⁾ calculou os níveis de energia dos núcleons individuais em função da deformação. Para isto considerou ele o movimento de uma partícula única em um potencial deformado que por simplicidade foi tomado o de um oscilador harmônico anisotrópico.

$$V = \frac{M\omega_0}{2\hbar} \left[\hbar\omega_z z^2 + \hbar\omega_{\perp} (x^2 + y^2) \right] - C. \vec{l}. \vec{s}. - D \vec{l}^2 \quad (\text{III.2.6})$$

onde

$$\omega_z = \omega_0 (\epsilon) \left(1 \pm \frac{1}{3} \epsilon \right)$$

com $\epsilon(1 + \frac{1}{2}\epsilon) \approx \epsilon$

Isto dá no caso de $C = D = 0$ para energia do estado $\epsilon(\epsilon)$

$$\epsilon(\epsilon) = (n_{\perp} + 1)\hbar\omega_{\perp}(\epsilon) + (n_z + \frac{1}{2})\hbar\omega_z(\epsilon) \quad (\text{III.2.7})$$

Sendo N o número quântico total do oscilador tem-se que

$$N = n_z + n_{\perp}$$

Na fig. III.2.12 apresentamos alguns níveis de energia obtidos por Nilsson em função do parâmetro de deformação. Cada nível é representado por $\Omega^{\pi} [Nn_z\Lambda]$

Os números quânticos Ω , N e n_z foram definidos anteriormente sendo que Ω corresponde ao operador j_z , Λ corresponde ao operador s_z , ℓ é o número quântico correspondente ao operador \vec{L}^2 . É claro que $\Omega = \Lambda + \Sigma$ é uma constante de movimento. Σ é o número quântico correspondente ao operador s_z . As autofunções do potencial (III.2.6) correspondem à parte intrínseca da função de onda (III.2.1) e podem ser expandidos em função dos vetores básicos $|N\ell\Lambda\Sigma\rangle$ através dos coeficientes $a_{\ell\Lambda}$

$$|N\Omega\alpha\rangle = \sum_{\ell} \left[a_{\ell\Omega-\frac{1}{2}} |N\ell\Omega-\frac{1}{2}\rangle + a_{\ell\Omega+\frac{1}{2}} |N\ell\Omega+\frac{1}{2}\rangle \right] \quad (\text{III.2.8})$$

$$\sum_{\ell\Lambda} a_{\ell\Lambda} = 1$$

Os coeficientes $a_{\ell\Lambda}$ estão tabelados na Ref. 49.

Pode-se mostrar que o parâmetro de desacoplamento a que aparece em (III.2.4) é dado por

$$a = (-1)^{\ell} \sum_{\ell} (a_{\ell_0}^2 + 2 \sqrt{2(\ell+1)} a_{\ell_0} a_{\ell_1}) \quad (\text{III.2.9})$$

onde $(-1)^{\ell}$ é a paridade do estado em questão.

Até este ponto vimos apenas uma possibilidade de testar o modelo de Nilsson, ou seja, a determinação teórica do parâmetro

de sua comparação ao valor experimental.

Vamos ver agora como se comportam outras propriedades nucleares dentro do modelo rotacional.

a) Propriedades elétricas

Para a probabilidade de transição do quadrípolo elétrico pode-se mostrar que, dentro de uma banda, ele é dado por

$$B(E2, I_i \rightarrow I_f) = \frac{5}{16\pi} \langle I_i K 2 0 | I_f K \rangle^2 Q_0^2 \quad (\text{III.2.10})$$

onde

$$Q_0 = 0,8ZR^2\delta(1 + \frac{2}{3}\delta) \quad (\text{III.2.11})$$

Q_0 está relacionado com os quadrípolos dos diferentes níveis pela relação

$$Q(I) = \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} Q_0 \quad (\text{III.2.12})$$

b) Propriedades magnéticas

Para transição do dipolo magnético obtêm-se

$$B(M1, I_i \rightarrow I_f) = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{eh}{2Mc}\right)^2 \langle I_i K 1 0 | I_f K \rangle^2 K^2 (g_K - g_R)^2 \times (1 + \delta_{K, \frac{1}{2}} b_0) (-1)^{I_i + \frac{1}{2}} \quad (\text{III.2.13})$$

e para o momento magnético

$$\mu(I) = g_R I + (g_K - g_R) \frac{K^2}{I+1} (1 + \delta_{K, \frac{1}{2}} (2I+1) (-1)^{I+\frac{1}{2}} b_0) \quad (\text{III.2.14})$$

onde g_R e g_K são fatores giromagnéticos associados ao movimento coletivo e ao movimento intrínseco respectivamente.

Quanto a g_R pode-se mostrar que ele é da ordem de $\frac{Z}{A}$ para vários núcleos.

No caso do modelo de Nilsson, esses três parâmetros, b_0 , g_R e g_K estão relacionados pelas seguintes expressões

$$g_K = g_l + (g_s^{\parallel} - g_l) \sum_l (a_{l_0}^2 - a_{l_1}^2) \quad (\text{III.2.15})$$

$$b_0(g_K - g_R) = (-1)^L \left\{ (g_S^\perp - g_R) \sum_{\lambda} a_{\lambda 0}^2 + 2(g_L - g_R) \sum_{\lambda} \sqrt{\lambda(\lambda+1)} a_{\lambda 1} a_{\lambda 0} \right\} \quad (\text{III.2.16})$$

onde g_L é o fator giromagnético orbital da partícula única e g_S^{\parallel} e g_S^{\perp} são os fatores associados com as componentes de spin paralelo e perpendicular ao eixo de simetria respectivamente.

Os valores de g_S^{\parallel} e g_S^{\perp} são discutidos por Bochnacki e Ogaza⁵⁰⁾ e correspondem a efeitos de polarização do spin do ca- roço pelo núcleo simples.

Temos ainda um dado mais, que é o sinal da razão de mis- tura multipolar de uma radiação, ou seja, do δ . Este é, no caso de multipolaridades M1 e E2:

$$\text{sinal } \delta = \text{sinal} \left(\frac{g_K - g_R}{Q_c} \right) (1 + (-1)^{I-\frac{1}{2}} b_0) \quad (\text{III.2.17})$$

2.4.3 Evidências experimentais da aplicabilidade do modelo rota- cional

Tendo considerado as diferentes possibilidades de inter- pretação dos níveis conhecidos de ^{115}In , vamos agora restringir- nos à análise de certos valores experimentais em termos do Modelo Rotacional.

Conforme sugerido por Bäcklin podemos pensar nos níveis $1/2^+$ e $3/2^+$ como pertencentes a uma banda rotacional com $K = 1/2$.

Observando a seqüência de níveis acima de 364 keV, nota- se que vários deles poderiam pertencer a esta banda, embora não se conheça com muita segurança os spins de todos eles.

Dentro deste espírito, procuramos determinar numérica- mente os parâmetros $\frac{\hbar^2}{2J}$ e α que melhor reproduzíssem os níveis de energia existentes.

O melhor resultado correspondeu a $\frac{\hbar^2}{2J} = 13\text{keV}$ e $\alpha = -1,93$ conforme mostra a fig. III.2.13.

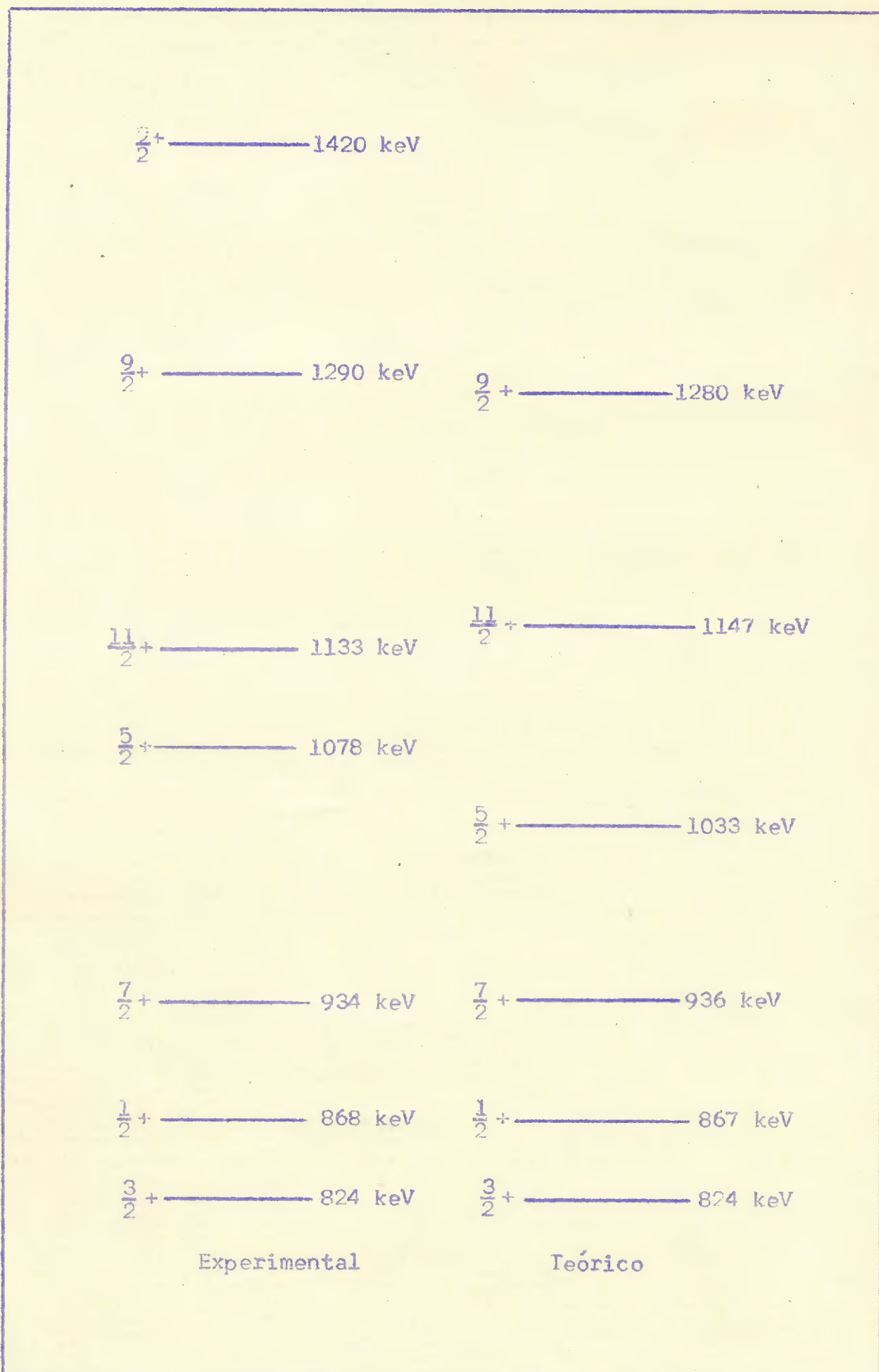


Fig. III.2.13 - Comparação entre os níveis de energia do ^{115}In e a banda rotacional construída sobre o nível $1/2^+$ [431]

A comparação feita levou à tentativa de examinar os níveis de paridade negativa de aproximadamente 2 Mev e ver se poderiam formar uma banda rotacional. Entretanto, isto não parece acontecer, a não ser que se suponha o núcleo como sendo um rotor assimétrico. A perda de simetria axial poderia explicar a sequência de níveis de paridade negativa como componentes de diversas bandas com diferentes K.

Esta hipótese não foi analisada no presente trabalho, mas cabe salientar que Davydov ⁵¹⁾ situa o núcleo ^{114}Cd como não tendo simetria axial, sendo este desvio dado por $\gamma = 26,75^\circ$.

Voltando então à banda rotacional estabelecida propusemo-nos a fixar todos os parâmetros necessários para chegarmos a uma conclusão definitiva sobre aqueles níveis. Para isso seguimos a sequência de procedimento, explicada abaixo:

1) Determinação do parâmetro de deformação η

Supondo que os níveis de 864 e 828 keV sejam membros de uma banda rotacional com $K = 1/2$ é possível calcular teoricamente a probabilidade de transição $B(E2, 1/2^+ \rightarrow 3/2^+)$ em função do parâmetro de deformação η pelas relações (III.2.10) e (III.2.11).

A curva obtida está apresentada na Fig. III.2.14 onde o resultado experimental para a radiação de 36 keV seleciona δ como sendo da ordem de 0,2 o que corresponde a $\eta = 4$.

2) Determinação do parâmetro de desacoplamento α

Determinamos o parâmetro de desacoplamento α , calculando a relação (III.2.9) onde os coeficientes $a_{2\lambda}$ foram obtidos da tabela da Ref. 49 para o nível $N = 30$ e $\eta = 4$.

O resultado obtido foi $\alpha = -1,93$ que corresponde ao valor experimental proveniente do ajuste das energias dos níveis de 828 keV e 864 keV, calculado pela rel. (III.2.4).

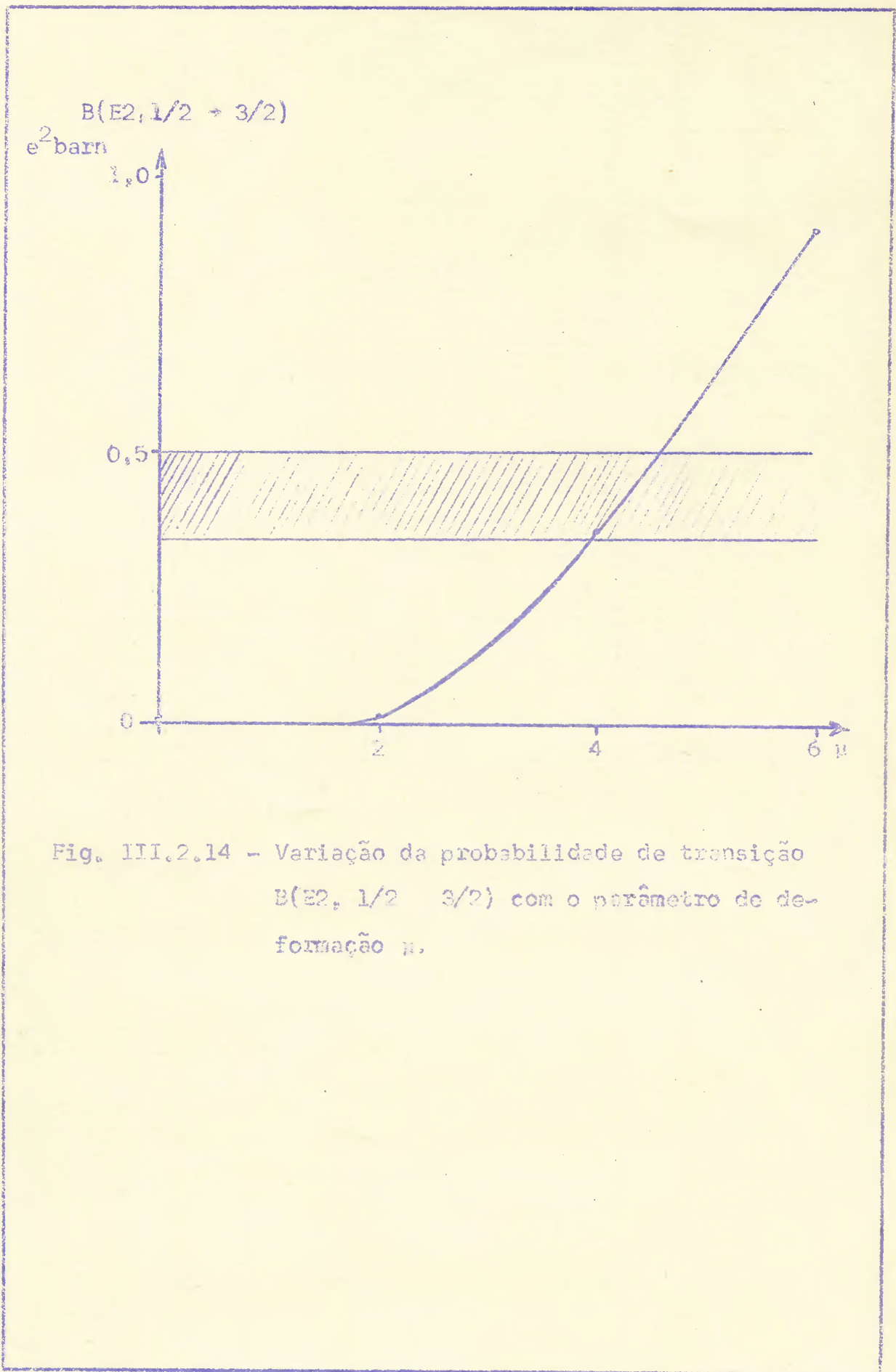


Fig. III.2.14 - Variação da probabilidade de transição $B(E2, 1/2 \rightarrow 3/2)$ com o parâmetro de deformação μ .

3) Determinação do momento de inércia \mathcal{J}

Pela relação (III.2.5) calculamos o momento de inércia do núcleo ^{115}In suposto como um corpo rígido.

O valor encontrado foi $\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}_{\text{rig}}} = 4,8 \text{ keV}$ que é aproximadamente 3 vezes menor que o valor do parâmetro obtido do ajuste de energia dos níveis da banda $K = 1/2$ referida neste trabalho.

4) Determinação dos parâmetros g_K , g_R e b_0

O conhecimento de probabilidade de transição $B(M1, \frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+)$ da radiação de 36 keV e do momento magnético do nível de 828 keV, permite calcular os parâmetros b_0 e g_K em função de g_R usando as relações (III.2.13) e (III.2.14). Por outro lado, estes fatores são dependentes de g_S^{\parallel} e g_S^{\perp} .

Para a determinação dos parâmetros acima, procedemos da seguinte forma.

Pelas relações (III.2.15) e (III.2.16) calculamos g_K e $b_0(g_K - g_R)$ para diversos valores de g_S^{\parallel} e g_S^{\perp} o que mostramos na Fig. III.2.15. Usamos para g_R os valores 0,35 e 0,4. A observação das curvas encontradas mostrou que g_K poderia variar entre 1 e 0,85 e que $b_0(g_K - g_R)$ iria de -1 a +0,4.

A seguir calculamos $\mu(\frac{3}{2})$ e $B(M1, 1/2^+ \rightarrow 3/2^+)$ em função de b_0 para diversos valores de $(g_K - g_R)$ possíveis, o que mostramos na Fig. (III.2.16). Através do valor experimental de $B(M1, 1/2^+ \rightarrow 3/2^+)$ pode-se então determinar as soluções procuradas para b_0 e $g_K - g_R$.

Dentro das diversas soluções encontradas, selecionamos um conjunto de parâmetros que apresentamos na tabela (III.2.6).

É óbvio que como conhecemos apenas duas propriedades dependentes de três parâmetros, é fácil encontrar uma solução consistente com aquelas propriedades. O mérito destas determinações é que os valores encontrados para g_S^{\parallel} e g_S^{\perp} são razoáveis.

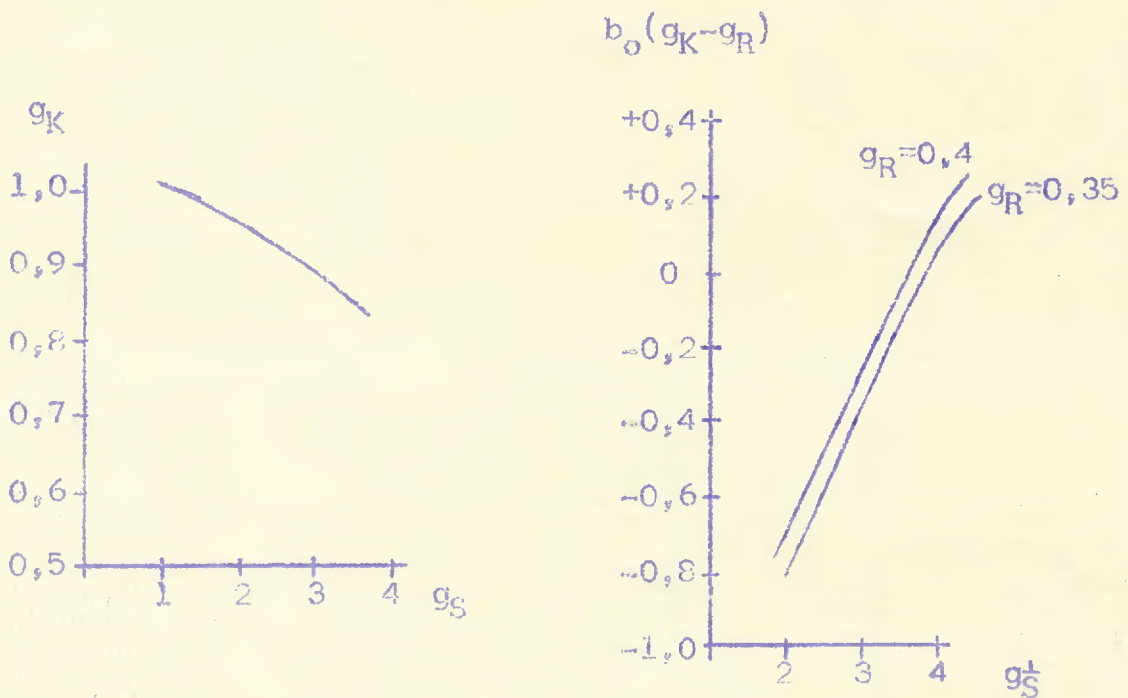


Fig. III.2.15 - Variação de g_K e de $b_0(g_K - g_R)$ com g_S e $g_S^{1/2}$ respectivamente.

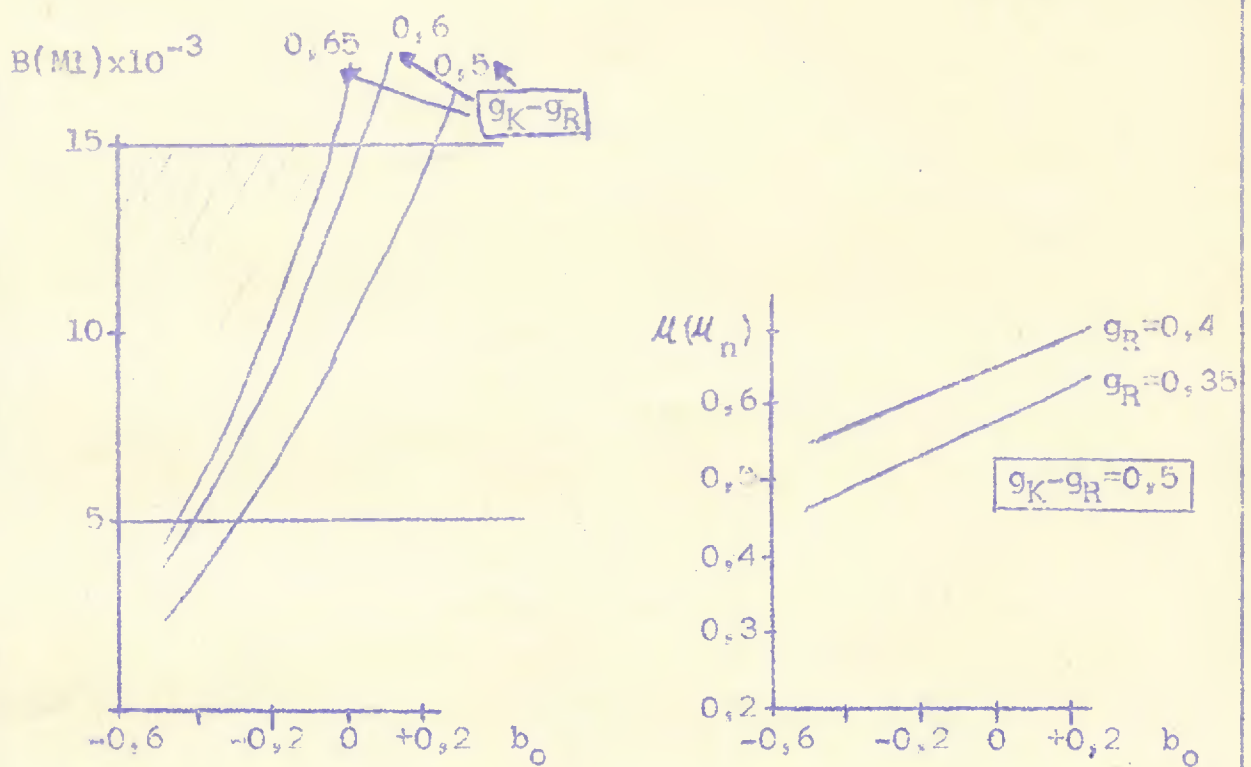


Fig. III.2.16 - Variação de $B(Ml, 1/2+ 3/2+)$ e de $\mu(3/2+)$ com o parâmetro b_0 .

Cabe lembrar que no caso do ^{117}In as soluções encontradas ⁴⁶⁾ correspondiam a $g_S^{\parallel} = g_S^{\perp} = g_S = 0,5 g_S^{\text{livre}}$, $g_K = 0,905$ e $g_R = 0,4$ sendo portanto nosos valores não muito diferentes, o que leva a supor um comportamento sistemático.

Para completar este trabalho apresentamos na tabela (III.2.6) além dos parâmetros escolhidos a comparação entre as propriedades determinadas experimentalmente e teoricamente.

Note-se aí que os valores encontrados para $B(E2, \frac{7}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+)$ $B(E2, \frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+)$ não contradizem a hipótese do nível de 934 keV pertencer à banda rotacional proposta no início deste trabalho.

Tabela III.2.6

Aplicação do modelo rotacional ao ^{115}In

a - Parâmetros		
$\delta = 0,2$	$g_R = 0,35$	$g_S^{\parallel} = 2$
$a = -1,93$	$g_K = 0,95$	$g_S^{\perp} = 3,5$
$\frac{J_{\text{exp}}}{J_{\text{rig}}} = 0,37$	$b_0 = -0,15$	
b - Propriedades		
	Teoria	Experimental
$B(E2, 1/2^+ \rightarrow 3/2^+)$	$0,36 \text{ } \mu^2 \text{ barn}$	$0,34 \text{ a } 0,5 \text{ } \mu^2 \text{ barn}$
$B(M1, 1/2^+ \rightarrow 3/2^+)$	$11 \times 10^{-3} \left(\frac{e\hbar}{2Mc}\right)^2$	$(10 \pm 5) \times 10^{-3} \left(\frac{e\hbar}{2Mc}\right)^2$
$\mu(\frac{3}{2}^+)$	$0,53 \mu_n$	$1,2 \begin{matrix} +1,95 \\ -0,7 \end{matrix} \mu_n$
$Q(\frac{3}{2}^+)$	$-0,59 \text{ barn}$	--
Sinal do δ (36 keV)	+	+
$\frac{B(E2, 7/2^+ \rightarrow 3/2^+)}{B(E2, 1/2^+ \rightarrow 3/2^+)}$	0,64	$> 0,18$

III.2.5 Conclusão

Conseguimos neste trabalho fixar definitivamente os spins dos níveis de 864 e 597 keV como $1/2+$ e $3/2-$ respectivamente.

Além disto, determinamos o coeficiente de mistura da radiação de 36 keV em grandeza e sinal. Fizemos, também, uma primeira medida do momento magnético do nível de 828 keV, que embora com erro muito grande, permite fazer alguma comparação teórica.

Com estes resultados tentamos aplicar o modelo rotacional aos níveis de mais de 800 keV, supondo a banda construída sobre o nível de Nilsson $\frac{1}{2}+$ [43] seguindo o trabalho de Bäcklin.

De nossa análise obtivemos boa concordância para as energias dos níveis $3/2+$, $1/2+$, $5/2+$, $7/2+$, $9/2+$ e $11/2+$.

Cabe aqui salientar que baseamos nossas considerações nos argumentos de Graeffe que dão $11/2+$ como spin do nível 1133 keV, o que para outros autores aparece como $7/2+$.

Apesar destas evidências experimentais confirmando a aplicabilidade do modelo rotacional aos níveis acima referidos seria bastante interessante a medida do momento quadripolar do nível de 824 keV para testar mais uma vez a hipótese acima.

3.1 Introdução

O complexo esquema de desintegração do ^{131}Cs , proveniente do ^{131}Ba por emissão beta, apresenta características bastante interessantes, quer do ponto de vista experimental, quer do ponto de vista teórico.

No que se refere à parte experimental, muito já foi feito sobre este núcleo ⁽⁵²⁾, mas devido a sua complexidade há muita ambigüidade nos resultados. O esquema de desintegração aqui apresentado (Fig. III.3.1) é proposto por Horen et al ⁽⁵²⁾. Entre os estudos feitos sobre este núcleo salientam-se as medidas de alta precisão das energias de transições e dos coeficientes de conversão interna. Poucas correlações angulares foram determinadas e a maioria delas utilizando sempre detectores de NaI(Tl), onde a pouca resolução de energia encobre efeitos e misturas bastante apreciáveis.

As intensidades das radiações e as energias foram redeterminadas por Karlsson ⁽⁵³⁾ utilizando pela primeira vez detectores de Ge(Li) na análise do ^{131}Cs .

As meias vidas do nível de 124 keV e 133 keV foram medidas por vários autores ⁽⁵⁴⁾ e a do nível de 79 keV foi determinada por Horen ⁽⁵²⁾.

Trabalhos nossos anteriores determinaram o fator g do nível de 133 keV ⁽¹⁴⁾, mais recentemente redeterminado por Fehner ⁽⁵⁵⁾.

Apesar de tantos estudos experimentais sobre este núcleo os spins de vários níveis e o caráter multipolar das radiações envolvidas ficaram indeterminados.

No que se refere ao plano teórico, este núcleo não pode

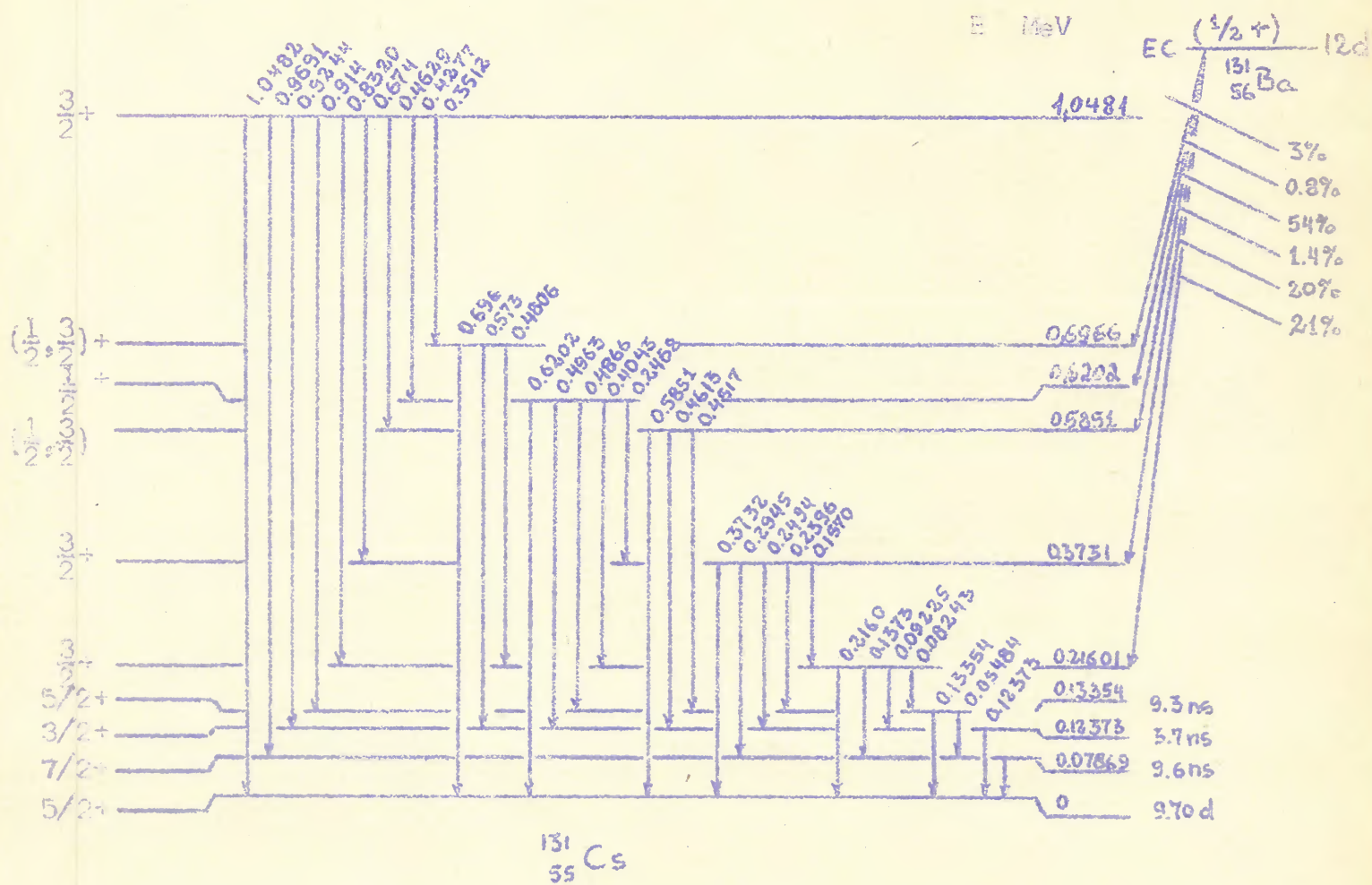


Fig. III.3.1 - Esquema de desintegração do ^{131}Cs

ser explicado satisfatoriamente por nenhum modelo nuclear particular, tendo Person e Rasmussen ⁵⁶⁾ tentado utilizar o modelo do rotor assimétrico neste caso. Os resultados experimentais posteriores não confirmaram essa tentativa. Recentemente, Freed e Miles ⁵⁷⁾ fizeram alguns cálculos utilizando o modelo unificado sem obterem sucesso.

No presente trabalho faremos uma extensiva análise do esquema de desintegração deste núcleo, utilizando medidas de correlações angulares de inúmeras cascatas, com alta resolução de energia. Na seção 3.2 apresentamos as medidas feitas e os resultados. No final apresentamos uma breve análise teórica dos resultados obtidos em termos de diversos modelos apresentados.

3.2 Métodos experimentais e resultados

3.2.1 Fonte

As fontes radioativas de ^{131}Cs foram obtidas através da irradiação de bário natural no reator do Instituto de Energia Atômica de São Paulo. Para alguns trabalhos utilizamos fonte sólida, para outros fonte líquida de solução de BaCl_2 em água.

3.2.2 Determinação de intensidade das radiações

A determinação das intensidades das radiações foi feita através da análise do espectro simples (Fig. III.3.2) de raios gama do ^{131}Cs obtido em um detector de $\text{Ge}(\text{Li})$ e um analisador de 1024 canais.

Nas mesmas condições foram medidos espectros do ^{22}Na e ^{137}Cs que serviram para fornecer as formas dos espectros de uma radiação monoenergética, as quais foram então testadas com o es-

Fig. III.3.2 - e Espectro simples do ^{131}Cs
ate 500 keV.

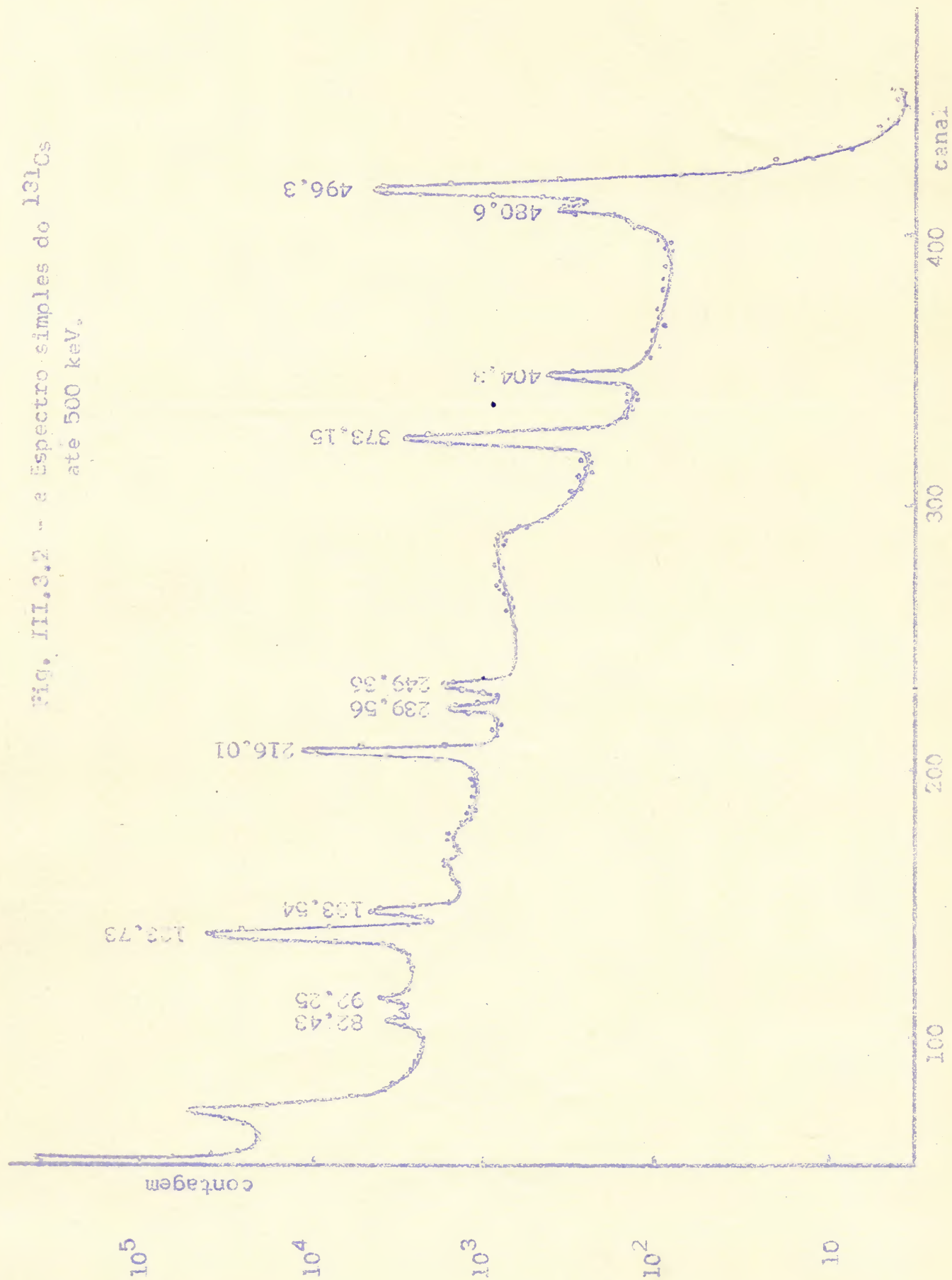
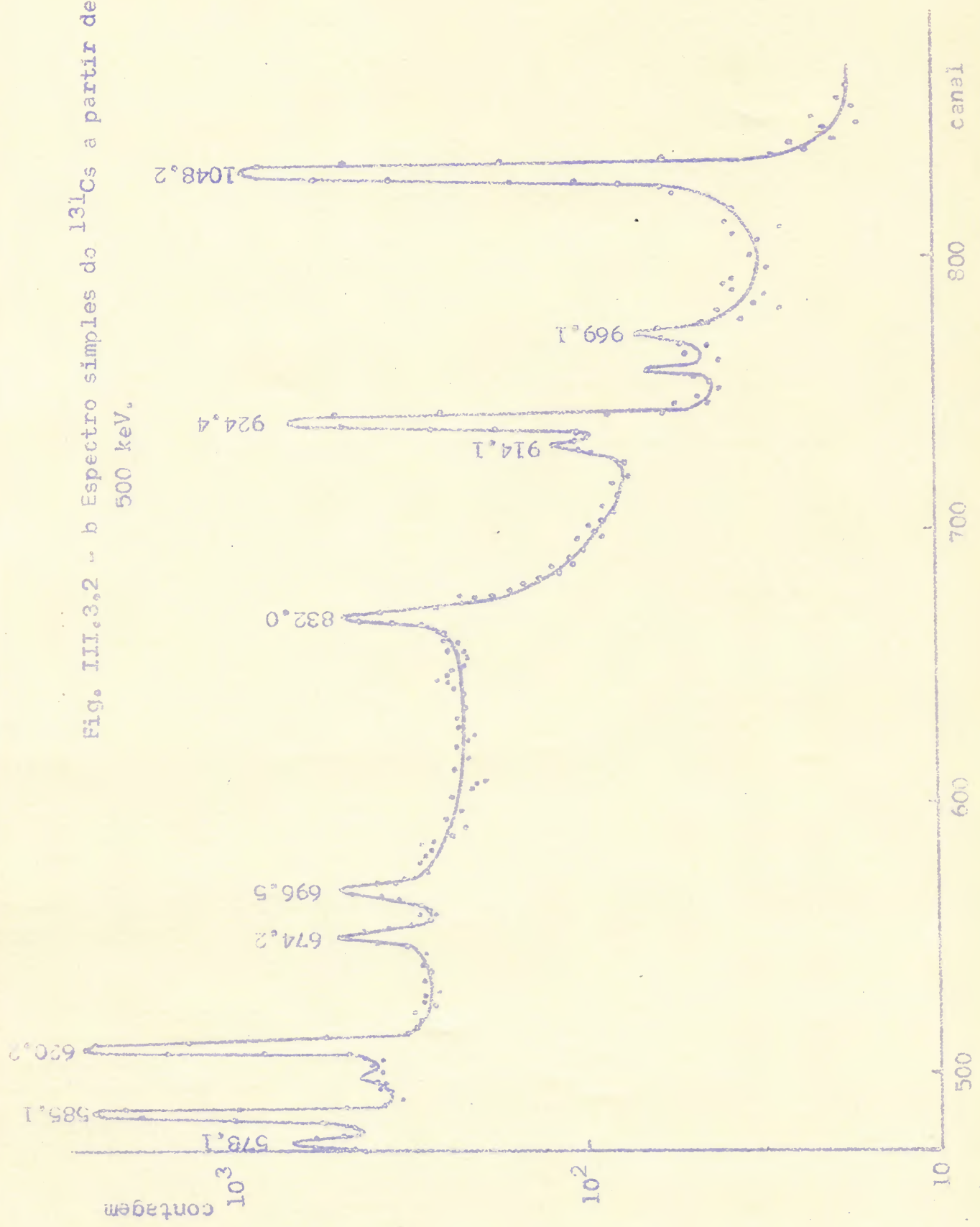


Fig. III.3.2 - b Espectro simples do ^{131}Cs a partir de 500 keV.



pectro do ^{181}Hf e de ^{60}Co .

Assim foi determinada uma forma padrão do espectro de radiação monoenergética para cada energia e com isto foi possível desmembrar o complexo espectro do ^{131}Cs em seus componentes. Integrando as áreas resultantes e corrigindo para a eficiência do detector de Ge(Li) determinaram-se as intensidades e energias das mencionadas radiações do núcleo em estudo. Os nossos resultados comparados a medidas anteriores são mostrados na Tabela (III.3.1).

3.2.3 Determinação das meias vidas dos estados de 124keV e 133keV

Utilizando um sistema de coincidência diferencial descrito na Ref. 14 envolvendo detectores de NaI(Tl) foram remedidas as meias vidas dos níveis de 124 e 133 keV.

Para isto selecionou-se através de um analisador os pulsos correspondentes às radiações de energia entre 100 e 150 keV e com outro os de energia entre 210 e 260 keV. As coincidências obtidas, analisadas com um conversor tempo-amplitude e registradas em um multicanal são mostradas na Fig. (III.3.3). A essas contagens foi aplicado o método dos mínimos quadrados a fim de determinar as meias vidas dos níveis 124 e 133 keV.

Os resultados do presente trabalho bem como os de outros autores são apresentados na Tabela III.3.2.

Tabela III.3.2

Determinação das meias vidas dos níveis de 124 e 133 keV

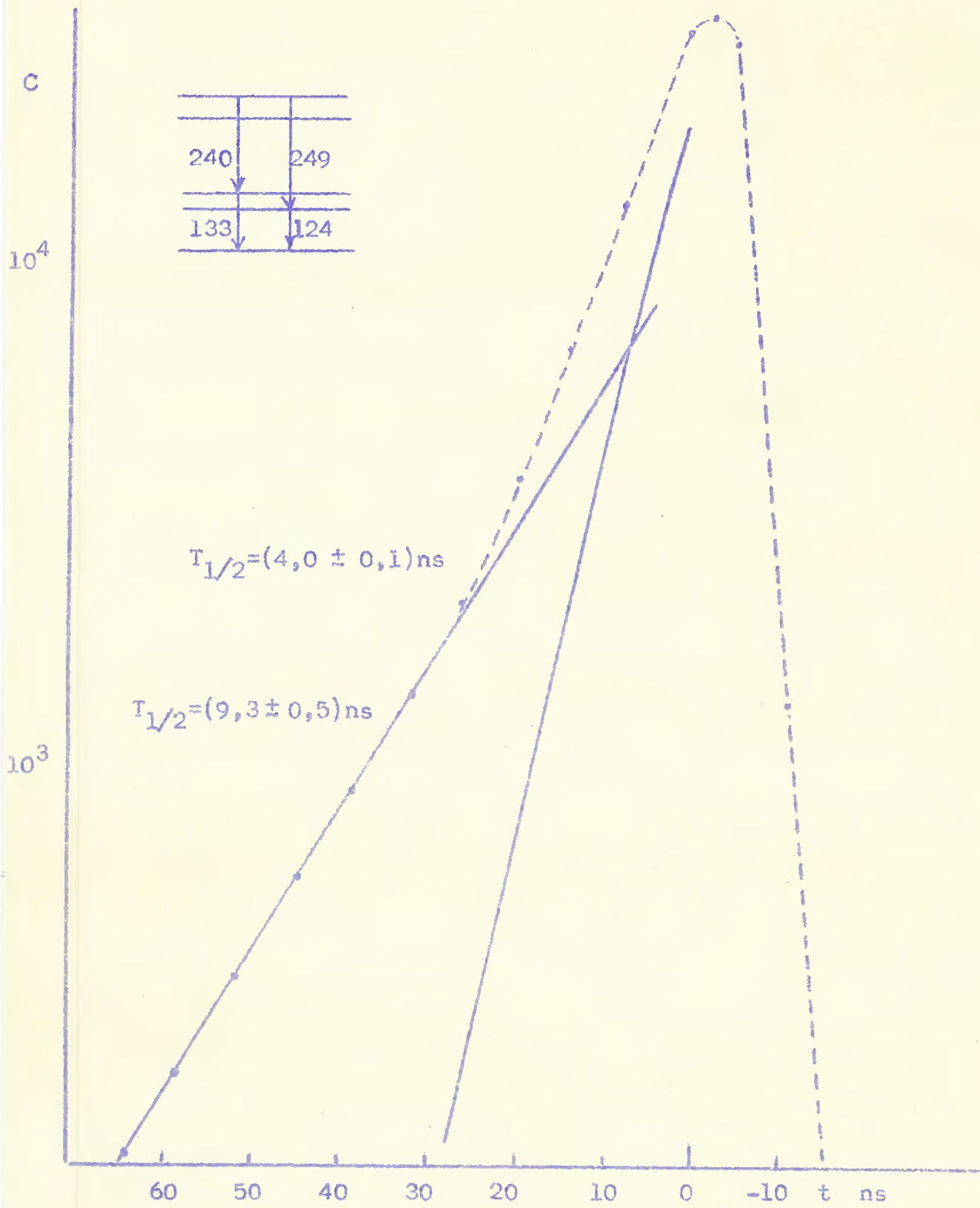
E (keV)	Bodenstedt ⁵⁴	Kelly ⁵⁹	Horen ⁵²	Fechner ⁵⁵	Pres. Trab.
123,7	3,77±0,05ns	3,49±0,31ns	3,1±0,1ns	3,48±0,07ns	4,00±0,1ns
133,5	13,3±0,5ns	12,7±1,0ns	9,3±0,3ns	9,75±0,3ns	9,30±0,5ns

Tabela III.3.1

Intensidade das radiações gama do núcleo ^{137}Cs

E(keV)	Presente trabalho	Kukarova ⁵⁸	Horen ⁵²	Karissou ⁵³
54,84		6,1±1,3		
78,69		59,4±12		54
82,43				2,0
92,25		49±10		36,5
123,73	1860±350	1876±281	2150	2480
133,54	335±150	133±26		180
157,01		17±5,0	66	17
216,01	1400±500	1321	1440	1500
239,56	75±50	160±32		186
246,83		46±24	368	47
249,36	163±75	193±39		246
294,36		12±3		11,7
351,21		11±5		8,3
373,15	1000	1000	1000	1000
404,3	62±23	88±9	99	95,4
427,7				51
480,6				187
486,6				
496,3	2670±400	3168	3680	3180
573,3				13,4
585,1	97±13	91±18	104	87
620,2	101±13		107	114
832,0	31±4	12,2±3,7	19	5,3
914,1	11±2	5±2,5		
924,4	33±4	50±13	60	59
1048,2	55±6	103±21	103	119

Fig. III.3.3 - Meias vidas dos níveis de 124 e 133 keV



3.2.4 Medidas de correlações angulares

Com a utilização do equipamento integral descrito em (III.2.3) e que envolve um detector de NaI(Tl) e outro de Ge(Li) foram medidas as correlações angulares de várias cascatas do ^{131}Cs pela análise de espectros de coincidência a vários ângulos.

Desta forma a correlação angular de várias cascatas foi medida duas vezes utilizando cada uma das radiações gama, como porta. Isto permitiu testar as correções introduzidas, que são diferentes em cada caso, mas que devem conduzir aos mesmos resultados finais para os coeficientes da correlação angular.

Na seção A comentaremos os aspectos especiais da medida de cada espectro de coincidência.

Na seção B extrairemos das medidas descritas na parte A, os coeficientes das correlações angulares de várias cascatas.

Na seção C interpretaremos estes resultados em termos dos spins dos níveis excitados e multipolaridades das radiações gama envolvidas.

A.1 Espectros de coincidência com a região de 200 a 250 keV

A fig. III.3.4. mostra o espectro de coincidência obtido, onde observam-se os picos superpostos às coincidências provenientes do espalhamento das transições de energia mais alta, tais como o 496 keV e 481 keV.

A presença de um pico de 351 keV é explicada pela coincidência desta radiação com o Compton de 200 keV do gama de 481 keV, além de estar em coincidência tripla com a radiação de 216 keV que é bastante intensa.

Na cascata 247-239, o pico de 239 keV tem uma grande contribuição do fundo, o que tornou difícil a correção. Pudemos, entretanto, atribuir à correlação da cascata 247-239 um A_2 pe-

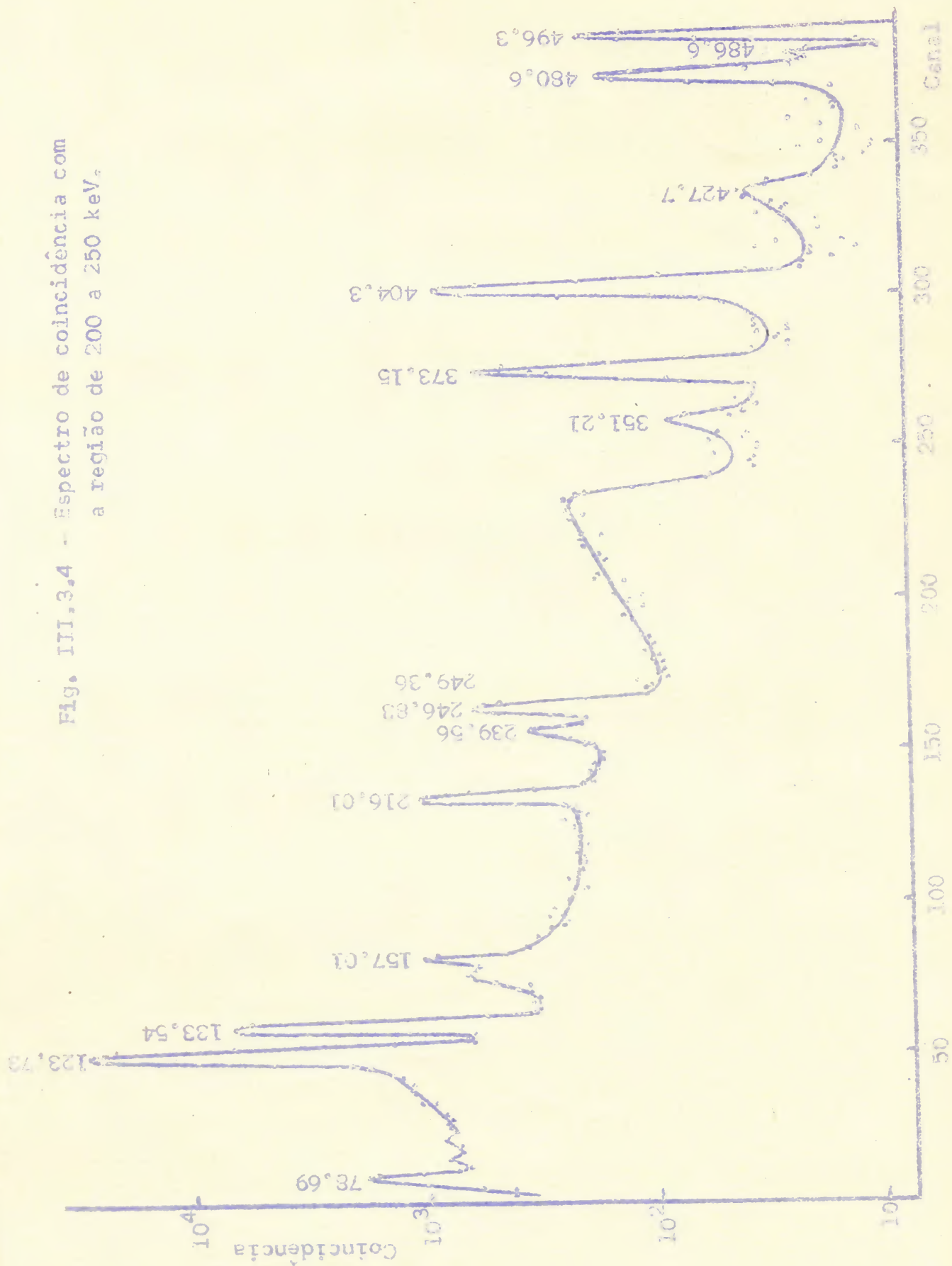


Fig. III.3.4 - Espectro de coincidência com a região de 200 a 250 keV.

queno, de ordem de 1% e positivo.

Quanto ao pico seguinte ao 239 keV, ele resulta da correlação das cascatas 247-239 keV, 247-249 keV com a transição de ou 247 ou 249 keV entrando na porta. Como as intensidades das radiações de 239 keV e de 249 keV são semelhantes, pode se dizer que $\frac{2}{3}$ das contagens desse pico se referem à cascata 247-249 keV. Observamos para este pico um A_2 grande e positivo, da ordem de 15% e que poderá servir eventualmente para testar soluções achadas a partir das correlações angulares de outras cascatas não comprometidas pelas correções feitas.

Na cascata 247-373 keV a contribuição do fundo para o gama de 373 keV é pequena. Na cascata 404-216 keV também o fundo é pequeno sob o pico de 404 keV. Na cascata 481-216 keV há uma contribuição do pico do gama de 486 keV bem como do Compton proveniente das energias mais altas, mas não é grande a ponto de mascarar os resultados.

A.2 Espectros de coincidência com a região de 115 a 150 keV

O espectro (Fig. III.3.5) obtido com as coincidências com transições de energia entre 115 e 150 keV apresenta picos de 92, 249, 461 e 496 keV coincidentes com o de 124 keV; e picos de 82, 239 e 487 keV coincidentes com o de 133 keV. Os picos de 124 e 133 keV aparecem por estarem em coincidência com os comptons das transições de alta energia e que são incluídos na porta usada. O mesmo acontece com os picos de 404, 427 e 481 keV.

Nossos resultados foram corrigidos para 70% de contribuição do fundo sob o pico de 239 keV, 60% sob o de 249 keV e 65% sob o de 487 keV.

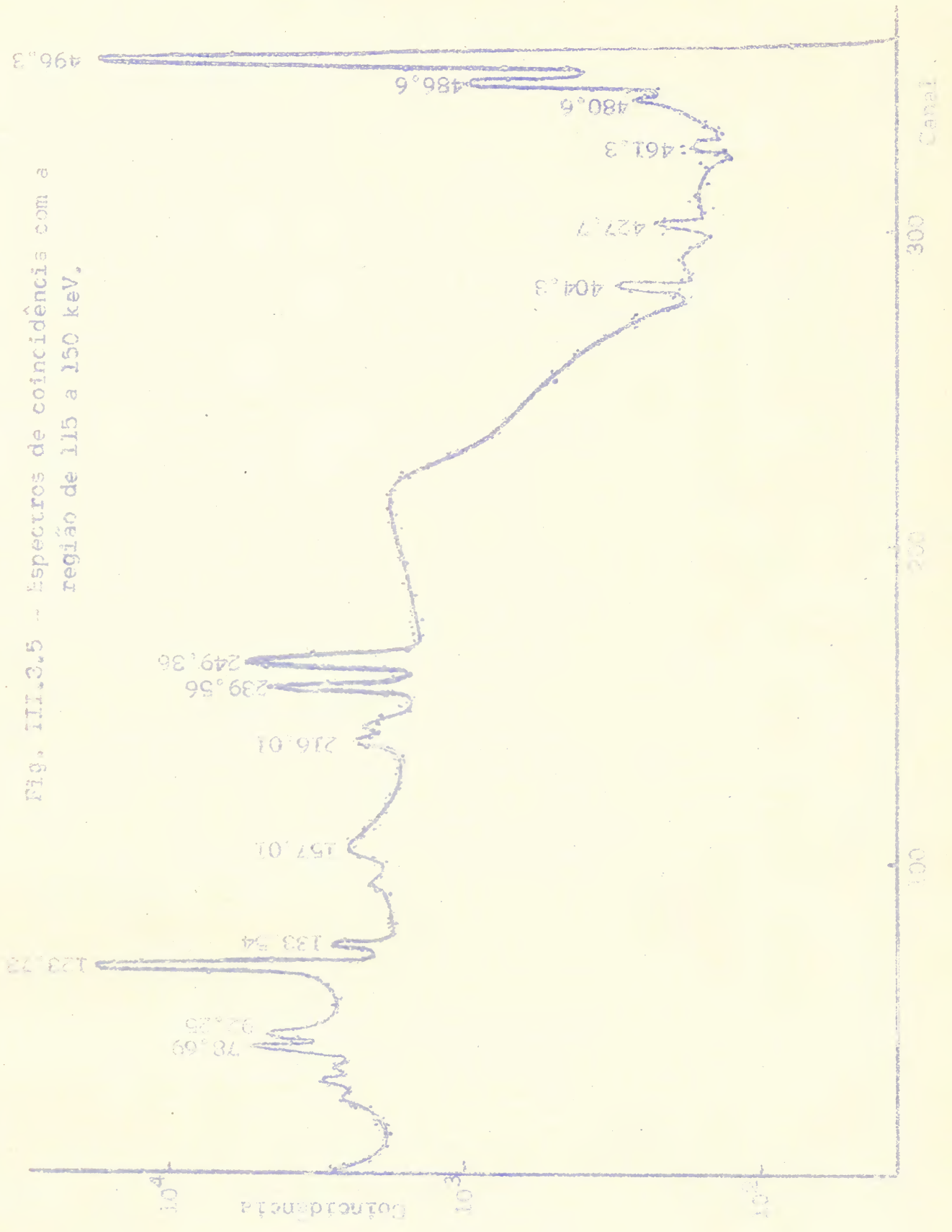


FIG. III.3.5 - Espectros de coincidência com a região de 115 a 150 keV.

A.3 Espectros de coincidência com região de 350 keV a 430 keV

Duas séries de medidas foram realizadas, uma com o Ge(Li)A e outra com o B. Na Fig.(III.3.6) observa-se o espectro de coincidência medido com Ge(Li)B. Os coeficientes das correlações angulares obtidas com esses dois detectores foram muito semelhantes e apresentamos na tabela a média daqueles resultados após correção para ângulo sólido.

A.4 Espectros de coincidência com as regiões de energias de 570 keV a 700 keV

Como as radiações da ordem de 500 keV a 700 keV são pouco intensas é bem difícil obter-se boa estatística para os espectros de coincidência.

A Fig. (III.3.7) mostra os diversos picos esperados tais como o de 124 keV e o de 351 keV coincidentes com os de 573 keV, 239 keV, 249 keV e o de 373 keV coincidente com o de 674 keV.

Aparecem ainda os picos de 133 keV e 216 keV por estarem em coincidência com os Comptons dos gamas de 924 keV e de 832 keV.

Note-se pela figura que estes picos estão superpostos a um espalhamento Compton bastante alto proveniente das radiações de mais alta energia, estimando-se em 50% as contribuições nos picos de 239 e 249 keV, 15% no de 373 keV e 10% no de 124 keV.

Assim analisamos somente a correlação angular da cascata 573-124 keV para a qual corrigimos o fundo isotrópico.

A.5 Espectros de coincidência com a região de mais de 750 keV

A Fig. (III.3.8) mostra o espectro de coincidência obtido com as radiações de 832 keV, 914 keV, 924 keV e 969 keV.

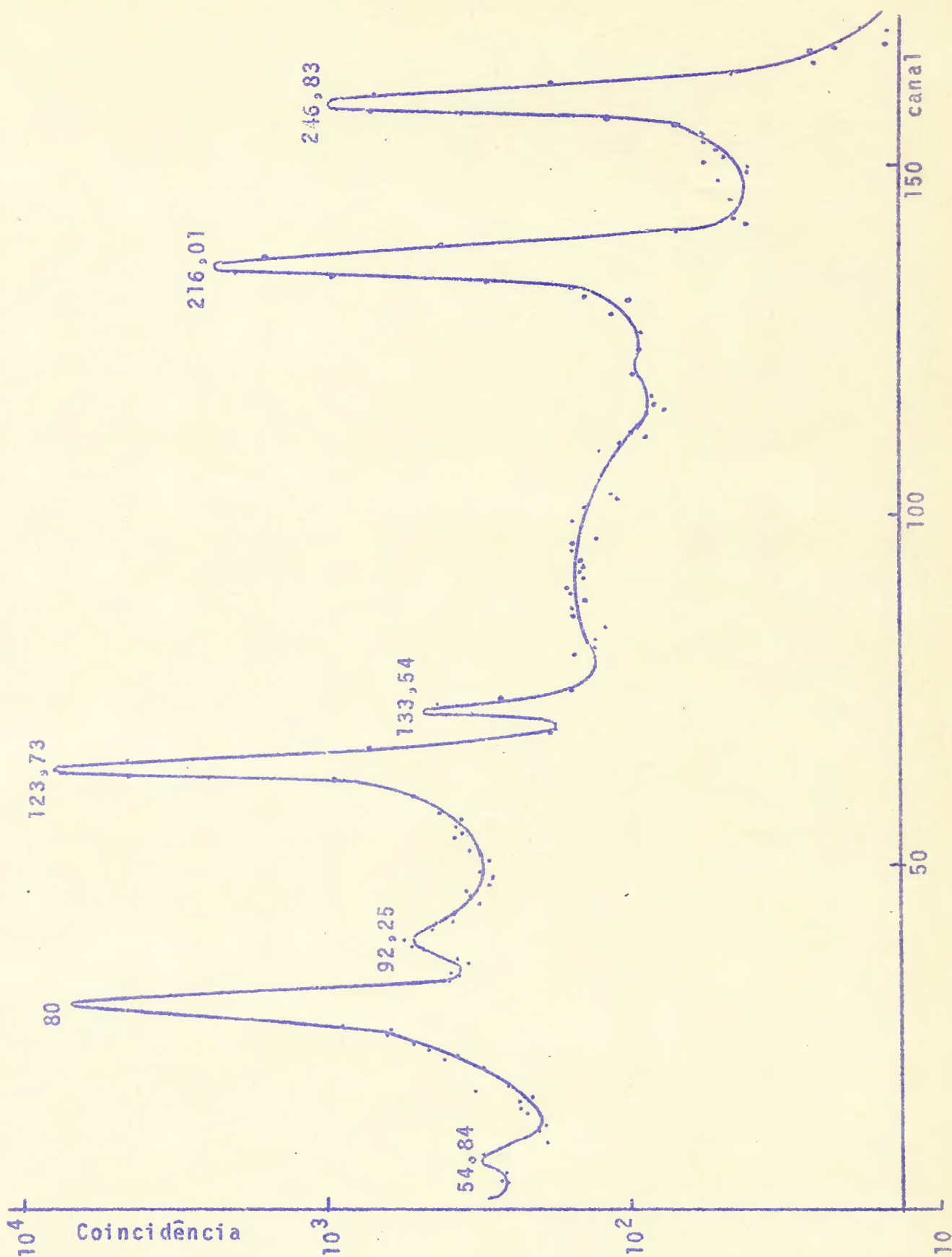
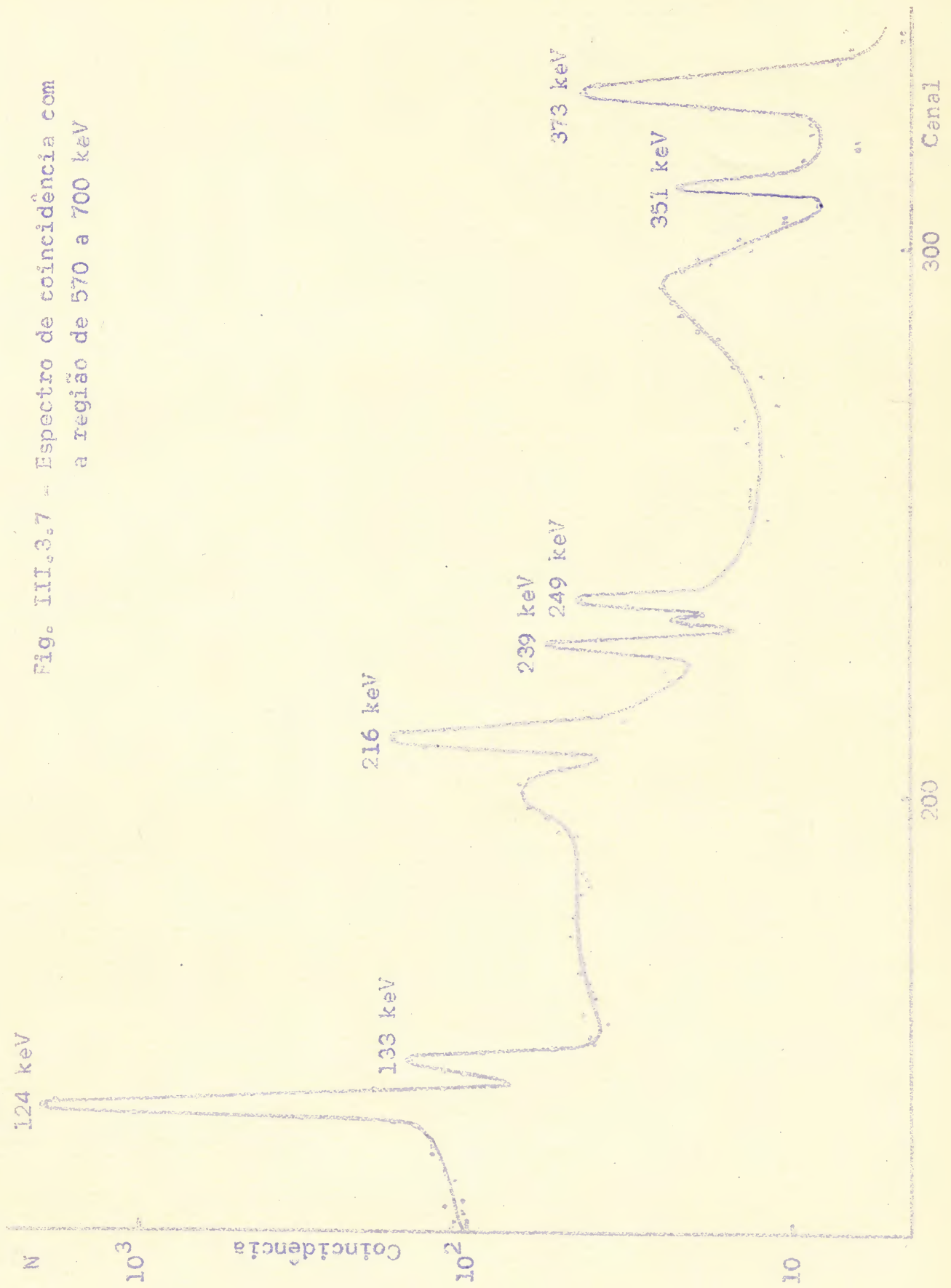


Figura III.3.6 - Espectro de coincidência com a região de 350 a 430 keV

Fig. III.3.7 - Espectro de coincidência com a região de 570 a 700 keV



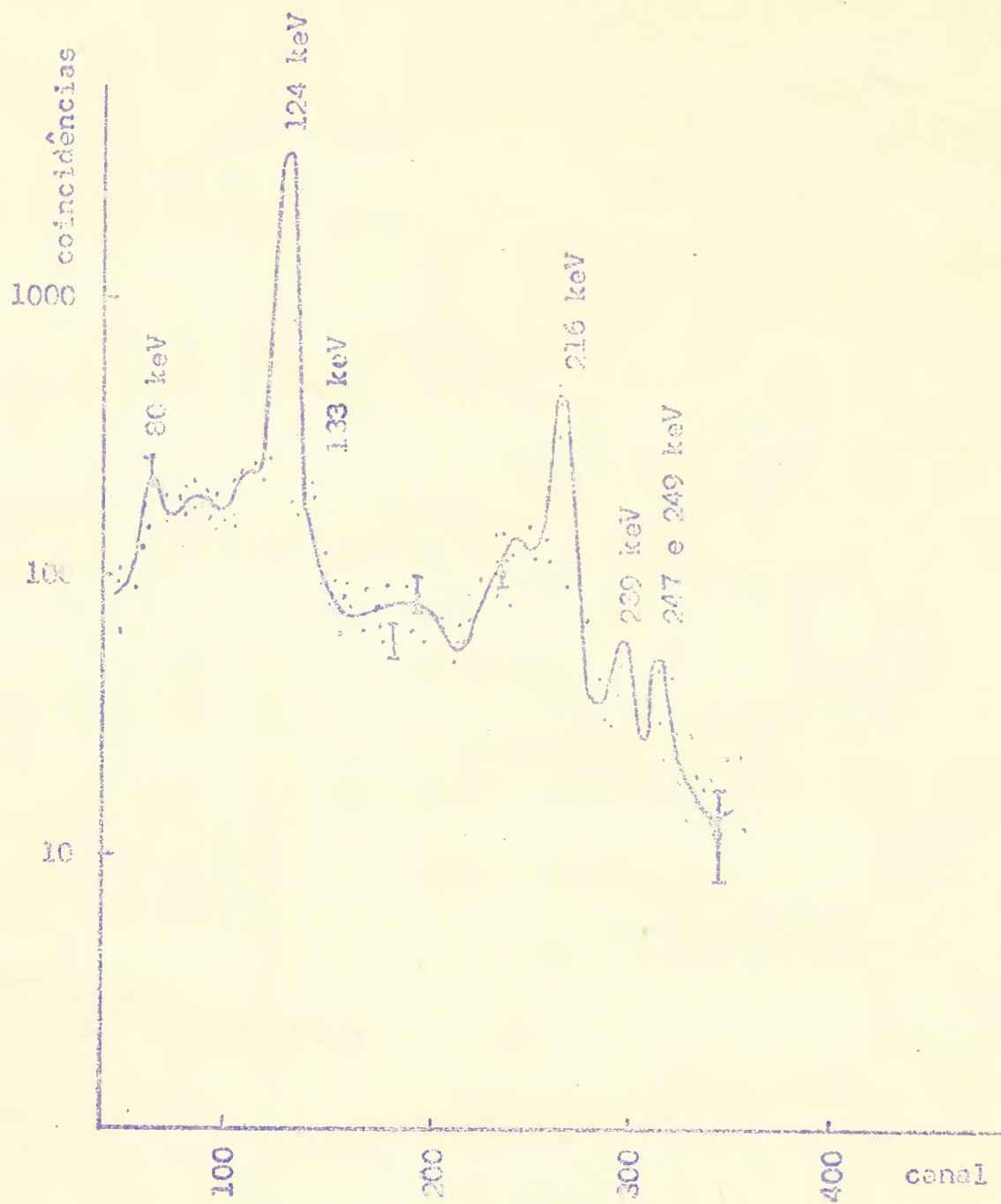


Fig: III.3.6 - Espectro de coincidência com a região de mais de 750 keV.

Observa-se, assim, a presença das radiações de 80 keV e 92 keV que estão em coincidência com as de 969 keV e 832 keV respectivamente. A análise das correlações angulares destas cascatas é entretanto difícil nestas condições, pois os referidos picos estão superpostos a um fundo de espalhamento Compton bastante alto. O mesmo acontece com o pico de 133 keV que está em coincidência com a radiação de 914 keV.

O pico de 124 keV é bastante proeminente e resulta da coincidência com a radiação de 924 keV.

Já o pico de 216 keV, que está em coincidência com o de 832 keV, superpõe-se a um fundo anisotrópico proveniente do espalhamento da radiação de 1048 keV. Nossos resultados estão corrigidos para este fundo.

A.6 Espectros de coincidência com a região de 80 keV a 100 keV

Fizemos duas séries de medidas com resultados bastante bons utilizando Ge(Li)B para as radiações coincidentes.

Na Fig. (III.3.9) observa-se o espectro de coincidência obtido com Ge(Li)B.

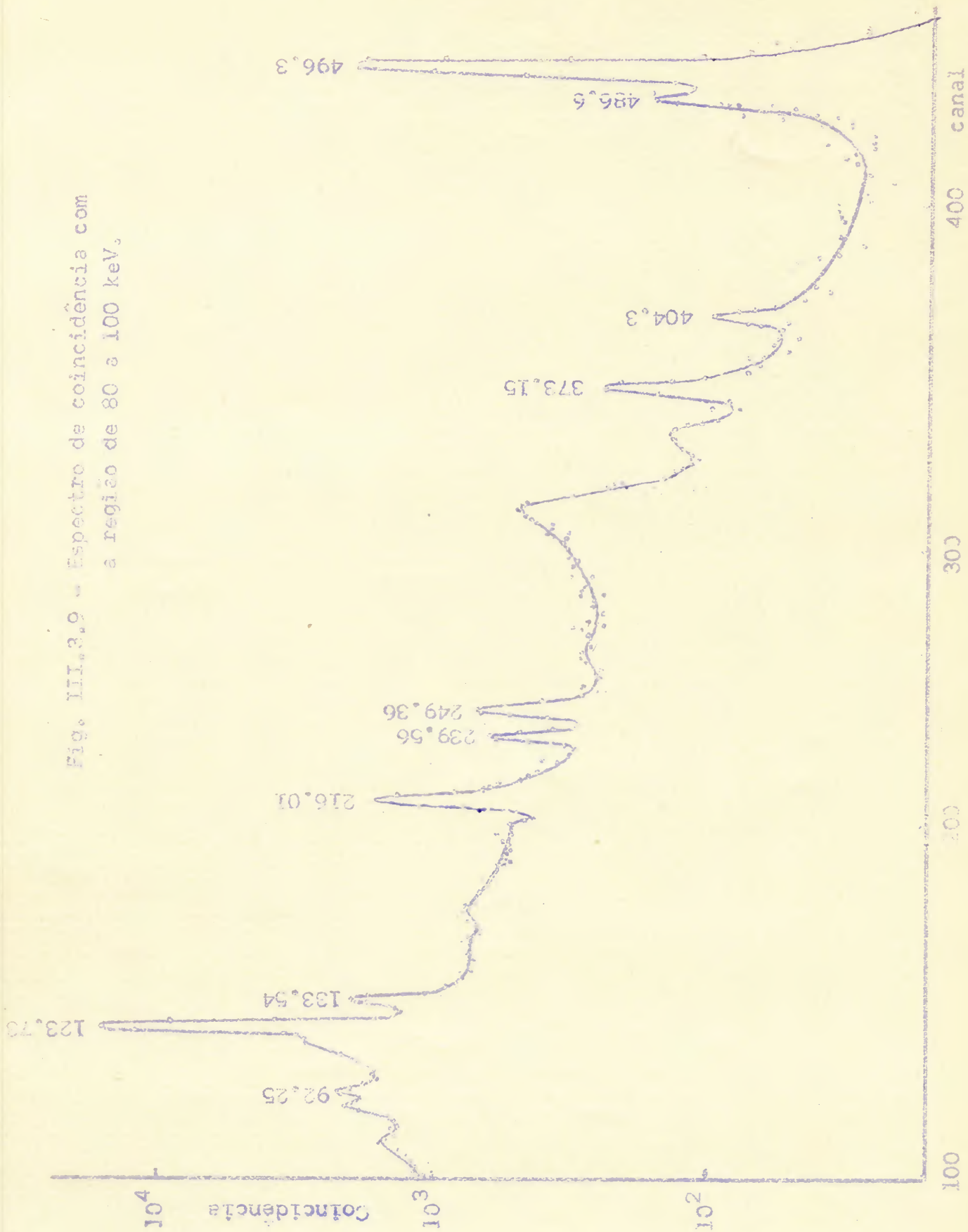
O aparecimento dos picos de 216 keV e 373 keV se explica pelo fato de termos na região de 80 keV a 100 keV uma grande contribuição de radiação Compton.

Corrigimos para o fundo de radiação Compton que foi estimado em 16% para a cascata 92-124 keV e 25% na cascata 404-92 keV. Os erros apresentados levaram em conta a subjetividade inerente ao processo de correção feita.

Na cascata 404-92 keV desprezamos a contribuição da cascata 404-82 keV porque a radiação de 82 keV é 20 vezes mais fraca que a de 92 keV.

Com o equipamento descrito em II.2.2 medimos um espectro

Fig. III.3.9 - Espectro de coincidência com a região de 80 a 100 keV.



de coincidência com a região de 80 keV detectada em um cintilador de NaI(Tl) e obtivemos os picos coincidentes com um detector de Si(Li). A figura mostra a presença do Raio X e do pico de 55 keV (Fig. III.3.10).

Cabe aqui frisar que não fizemos uma análise quantitativa desses resultados devido à estatística muito pobre obtida.

3.2.4.B Resultados das correlações angulares

Apresentamos na tabela (III.3.3) os resultados que encontramos para os coeficientes das correlações angulares. Estes resultados já estão corrigidos para fundo e ângulo sólido. Apresentamos ainda nesta tabela os resultados achados por outros autores e os de Khodzaev⁶⁰⁾ que chegaram até nós quando finalizávamos a redação desta tese.

Na última coluna, particularizamos para cada cascata a porta ou portas utilizadas para a obtenção de nossos resultados.

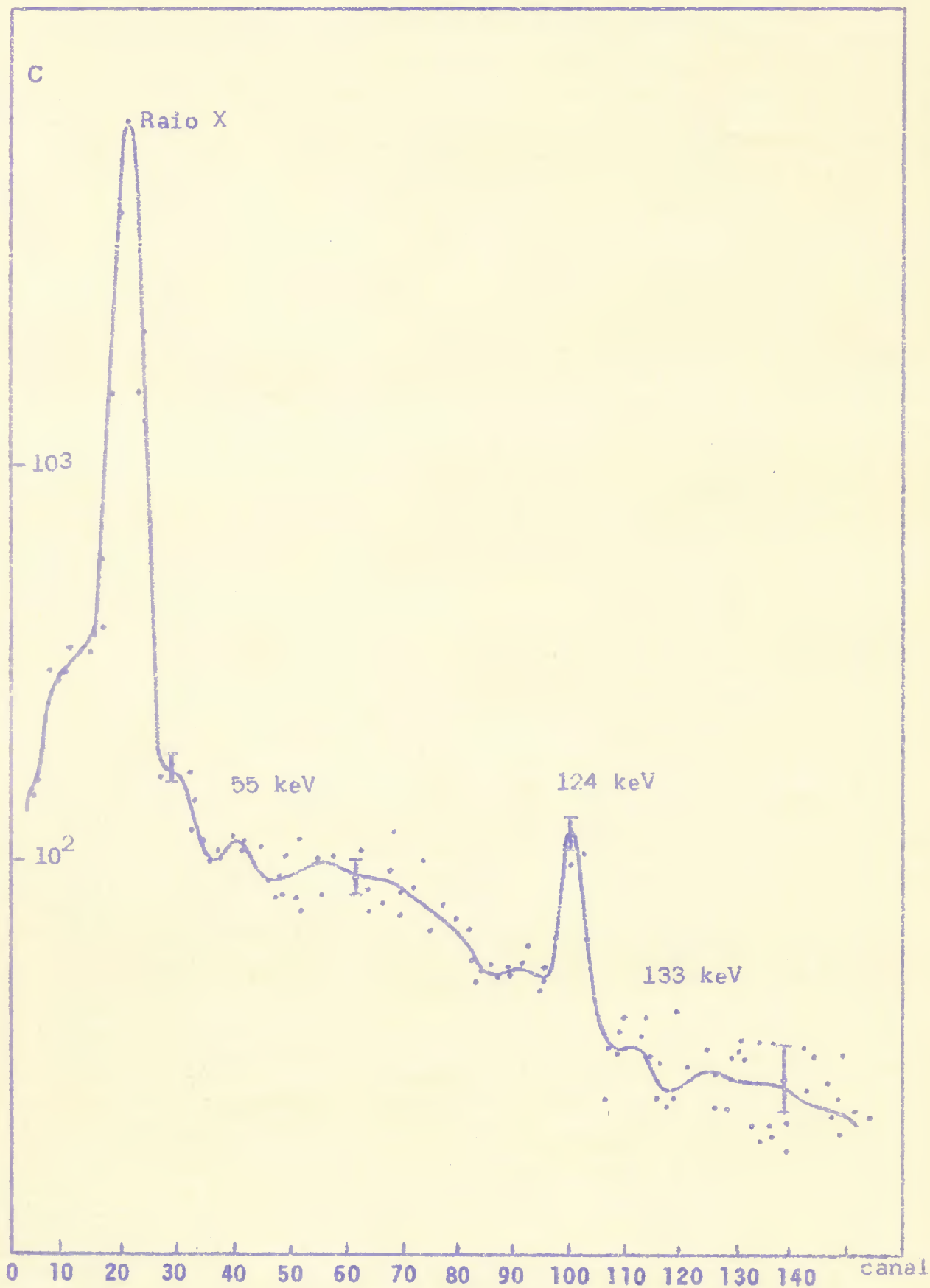
No caso de terem sido utilizadas duas portas diferentes, o resultado corresponde à média dos valores achados para cada uma.

Maiores detalhes à respeito das medidas e correções de fundo feitas estão descritas na seção A.

Quanto à presença de atenuações em nossos resultados, ela é muito improvável pois usamos fontes líquidas para as medidas que envolvem os níveis de 124 e 133 keV e medida diferencial da cascata 487-133 keV feita por Fechner⁵⁵⁾ com esse tipo de fonte não demonstrou a existência de atenuação alguma.

Quanto aos outros níveis estudados têm eles vida suficientemente curtas para afastar a possibilidade de atenuação apreciável.

Fig. III.3.10 - Espectro de coincidência com a região de 80 keV utilizando Si(Li).



Autor	Lindqvist ⁶⁰ $\frac{A_2 \pm \Delta A_2}{A_4 \pm \Delta A_4}$	Kelly ⁵⁹ $\frac{A_2 \pm \Delta A_2}{A_4 \pm \Delta A_4}$	Vartapetian ⁶³ $\frac{A_2 \pm \Delta A_2}{A_4 \pm \Delta A_4}$	Hirose ⁵⁹ $\frac{A_2 \pm \Delta A_2}{A_4 \pm \Delta A_4}$	Khodzaev ⁶⁰ $\frac{A_2 \pm \Delta A_2}{A_4 \pm \Delta A_4}$	Fechner ⁵⁵ $\frac{A_2 \pm \Delta A_2}{A_4 \pm \Delta A_4}$	Pres. Trab. $\frac{A_2 \pm \Delta A_2}{A_4 \pm \Delta A_4}$	Obtenção Porta
(a) 92-124							-14,0±5,6 - 1,4±11,0	A.6
(b) 249-124							1,91±0,44 -0,35±0,80	A.2
(c) 496-124	0,1±0,2 -0,2±0,4	0,01±0,06 0,04±0,06	0,63±0,15 0,05±0,03		2,7±2,8 0,1±2,5	-0,1±0,2 -0,1±0,3	1,9±0,55 0,01±1,08	A.2
(d) 573-124							9,0±2,0 -1,6±3,2	A.4
(e) 924-124		-1,5±0,5 0±1,0		-6,6±1,4 -2,6±2,8	-6,6±6,6 0,1±2,5		-4,1±2,0 2,0±3,2	A.5
(f) 404-216							-4,4±1,4 1,0±2,4	A.1 e A.3
(g) 481-216					4,8±2,1 0,1±2,1		4,7±3,1 -0,2±6,0	A.1
(h) 832-216				-18,5±2,5 4,9±2,9	-11,7±1,6 -0,6±3,0		-16,4±3,8 - 4,7±7,2	A.5
(i) 247-373					15,7±2,2 -5,2±2,7		7,7±2,4 -2,8±4,0	A.1 e A.3
(j) 404-92							7,2±5,6 -5,6±11,0	A.6
(k) 487-133					-20,7±2,5 7,9±2,3	3,6±1,2 4,9±1,6	30,0±4,8 4,8±8,0	A.2
(l) 239-133							3,1±0,3 0,4±0,6	A.2 e A.1

Tabela III.3.3 - Correlações Angulares de várias cascatas no ¹³⁷Cs

3.2.4.C Atribuições de spins aos níveis excitados do ^{131}Cs

Embora tenhamos medido as correlações angulares de um grande número de cascatas, não é fácil achar uma solução para os spins de todos os níveis envolvidos.

Conforme expomos no Ap.I, podemos calcular todas as soluções do coeficiente de mistura de multipolaridade para um grupo de cascatas que envolve uma radiação em comum, seguindo uma certa seqüência de spins. Aplicando às soluções encontradas regras de seleção de ordem física, é possível reduzir-se o número dessas soluções. Se não restar alguma solução para os coeficientes de mistura δ que satisfaça às regras de seleção aplicadas, isto significa que a seqüência de spins escolhida está errada. Então aplicamos o mesmo processo para analisar outra seqüência de spins dentre as várias probabilidades que tínhamos inicialmente. Desta forma pode-se chegar, pelo menos, à exclusão de certas hipóteses. No caso ideal, obteríamos solução apenas para uma das seqüências de spins e o problema ficaria resolvido unívocamente.

Este foi o processo empregado na análise de nossas correlações angulares.

Na análise do grupo 4, encontramos para o nível de 133keV apenas a solução $J = 3/2+$ quando supusemos que o nível de 620 keV tivesse spin $3/2$. Quando supusemos spin $1/2$ para o estado de 620 keV, resultou como solução spin $5/2$ para o nível de 133 keV.

Nesta fase de nosso trabalho recebemos a publicação de Fechner ⁵⁵⁾ onde ele media a razão

$$\frac{A_2^{133}(K)}{A_2^{133}(Y)}$$

que selecionava como solução definitiva spin $5/2$ para o nível de 133 keV. Ainda apresentava este autor $1/2$ como spin para o nível de 620 keV o que se enquadrou perfeitamente numa das duas soluções que encontramos.

A seguir passamos para a análise das cascatas do grupo I e que envolvem a radiação de 124 keV. Fechner ⁵⁵⁾ atribuiu a esse nível spin 1/2 tendo em vista o resultado isotrópico das correlações 496 γ - 124 γ e 496K - 124 γ e 496 γ - 124K.

Nossas medidas da correlação gama-gama desta cascata acusaram a presença de um A_2 , mas suficientemente pequeno para ser atribuído a algum erro sistemático. Também medimos a correlação angular gama-gama da cascata 249-124 keV o que também resultou em coeficientes A_2 e A_4 muito pequenos.

Entretanto Hirose ⁶¹⁾ havia medido a correlação angular da cascata 924 - 124 keV com A_2 bastante grande e que por si só excluía a hipótese de spin 1/2 para o nível 124keV. Nossas medidas da mesma cascata confirmaram o resultado anterior. Além disto medimos duas outras cascatas envolvendo o nível de 124 keV e que levaram a coeficientes A_2 também grandes.

Desta forma ficou então excluída definitivamente a hipótese de spin 1/2 para o nível de 124 keV. Prosseguimos então nossa análise dentro de hipóteses de spin 3/2 e 5/2 para o referido nível.

Dessas duas hipóteses, a de spin 5/2 fica de imediato excluída, uma vez que a correlação angular da cascata 496-124 keV só dá solução se existe componente M3 na radiação de 496 keV o que é altamente improvável.

Passamos à análise da hipótese de spin 3/2 para a qual encontramos resultados bastante satisfatórios, que apresentamos na tabela (III.3.4).

Tabela III.3.4

Coeficientes de mistura δ para as radiações de 92, 249, 496, 573 e 924 keV coincidentes com 124 keV

$\delta(124)$	$95 \pm 5\% E2$		
	3 a 10	-5 a -10	
$\delta(92)$	0,01 a -0,18	-0,05 a 0,1	
$\delta(249)$ 86 \pm 8% M1	-0,22 a -0,30	-0,10 a -0,45	
$\delta(496)$ 80% M1	0,22 a 0,28	0,03 a 0,40	
$\delta(924)$	-0,18 a -0,22 10 a 22	-0,1 a 0,1 2 a 8	
$\delta(573)$	697 c/ spin 1/2	0,14 a 0,21 -2,5 a -3,2	-0,28 a 0,12 -1 a -2,5
	697 c/ spin 3/2	-5,5 a -1,7 -0,32 a -0,45	-0,5 a -1 -1 a -6

A seguir passamos à investigação das cascatas do Grupo 2, cujos resultados apresentamos na tabela (III.3.5)

Tabela III.3.5

Coeficientes de mistura δ para as radiações de 404, 481 e 832 keV coincidentes com a radiação de 216 keV

$\delta(216)$	0,25 a 0,40	-0,25 a -0,40
$\delta(832)$	-0,12 a 0,08	Não há solução
$\delta(404)$	0,29 a 0,35	--
	-4,2 a -5,3	
$\delta(481)$	697 c/spin 1/2	-2,6 a -3,5
	697 c/spin 3/2	-7,4 a -5,1

Passando às correlações angulares das cascatas 487-133 keV e 247-373 keV e de posse do conhecimento das características eletromagnéticas das radiações de 133 keV e 373 keV, encontramos as seguintes soluções

$$\begin{aligned} \delta(487) &= 0 & \delta(133) &= 0,2 \text{ a } 0,5 \\ \delta(247) &= -7 & \delta(373) &= -0,6 \\ & & & 0,4 \end{aligned}$$

De posse desses resultados procuramos calcular como teste as correlações angulares das cascatas restantes. Na tabela (III.3.6) compararemos os resultados experimentais com as previsões feitas

Tabela III.3.6

Comparação entre resultados teóricos e experimentais para os coeficientes de diversas correlações angulares.

Cascata (keV-keV)	A ₂ Calculado	A ₄ Calculado	A ₂ Experimental	A ₄
239-133	7%	0	(3,07 ± 0,33)%	0
404-92	0 a 14%	0	(7,20 ± 5,6)%	0
247-239	3%	0	1% ±	0
247-249	14% a 21%	0	15% ±	0

Observando esta última tabela vemos que o sistema de soluções encontradas é bastante consistente.

Para maior clareza de nossos resultados, apresentamos na tabela (III.3.7) todas as características eletromagnéticas encontradas para as radiações em estudo e comparamos aos resultados de Karlsson e Kelly, obtidos a partir de coeficientes de conversão.

Tabela III.3.7 - Características eletromagnéticas das radiações do ^{131}Cs

Resultados anteriores a partir de coeficientes de conversão interna		Resultados consistentes ou provenientes de nossas correlações angulares	
E(keV)	Multipolaridade	δ	Multipolaridade
92	80% M1	(10 γ) +0,01 a -0,18 -0,05 a +0,1	97% M1
124	95 \pm 5% E2 >70% E2	3 a 10 -5 a -10	90% E2 - 99% E2
133	80 \pm 2% M1 69 \pm 4% M1	+0,2 a 0,5	88 \pm 8% M1
216	>87% M1	0,25 a 0,40	90 \pm 4% M1
239	94 \pm 4% M1 >81% M1	(10 γ) + 0,2	96% M1
247		(10 γ) +0,4 ou -7	98% E2 ou 86% M1
249	86 \pm 8% M1 82 \pm 10% M1	(10 γ) -0,10 a -0,45	>83% M1
373	56 \pm 16% M1 54 \pm 10% M1	-0,6	73% M1 \pm 8%
404		0,29 a 0,35 -4,2 a -5,3	89 a 92% M1 95 a 97% E2
481		-2,6 a -3,5 -7,4 a -5,1	87 a 93% E2 98 a 100% E2
496	>75% M1	0,03 a 0,4 0,22 a 0,28	>86% M1
573		0,14a0,21 -0,28a0,12 -2,5a-3,2 -1 a -2,5	93 a 98% M1 50 a 92% E2
832	=M1	-0,12 a 0,08	>98% M1
924		-0,18 a -0,22 -0,1 a 0,1 2 a 8 10 a 22	>95% M1 ou >80% E2

De toda nossa análise ficou então como resultado principal a determinação do spin do nível de 124 keV como 3/2 bem como as determinações de coeficientes de mistura δ para diversas radiações.

Apresentamos na Tab. III.3.8 as probabilidades de transição calculadas para algumas radiações do ^{131}Cs .

Tabela III.3.8

Probabilidades de transição de algumas radiações do ^{131}Cs

E	$B(M1) \left[\frac{eh}{2Mc} \right]^2$	$B(E2) \text{ e}^2 \text{ barn}$
55 keV	$3,76 \times 10^{-5}$	0,22
79 keV	$2,96 \times 10^{-3}$	$0,34 \times 10^{-2}$
81 keV	$4,3 \times 10^{-3}$	$0,24 \times 10^{-3}$
124 keV	---	0,27
133 keV	$5,91 \times 10^{-4}$	$0,89 \times 10^{-2}$
216 keV	$>9,7 \times 10^{-3}$	0,22

III.3.3 Discussão dos resultados

O núcleo ^{131}Cs está situado longe de camada fechada pois tem 55 prótons e 76 neutrons. Seu esquema de desintegração é complexo e de difícil interpretação.

Person e Rasmussen ⁵⁶⁾ procuram explicar a estrutura do ^{131}Cs em termos do modelo do rotor assimétrico de Davidov e Filippov. A seqüência de spins encontrada não é comparável com a obtida experimentalmente.

Kisslinger e Sorensen ²⁸⁾ calcularam os níveis de energia mais baixos do ^{131}Cs e conseguiram explicar o nível fundamental 5/2 como mistura do estado de partícula única d5/2 e o acoplado

mento deste nível com a excitação de um fonon. Dentro desta configuração aparece o 1º estado excitado com spin $1/2$, a 70 keV, o que é um valor muito baixo. Além disto são previstos somente dois estados com spin $3/2$ abaixo de 1 Mev quando se tem no mínimo 3 estados com este spin.

Por outro lado, a medida do momento quadripolar do estado fundamental do ^{131}Cs , feita por Schenck et al. ⁶⁵⁾, sugeriu a esses autores a interpretação do núcleo $^{131}_{57}\text{Cs}$ como deformado com uma deformação $\delta = -0,1$.

Freed e Miles ⁵⁷⁾ tentaram descrever o núcleo em questão, pelo acoplamento intermediário dentro do modelo unificado. Assim eles acoplam o momento angular do prótom Ímpar no nível $g\ 7/2$ e $d\ 5/2$ ao caroço do xenônio levando em conta até 3 fonons e introduzem uma interação partícula-caroço para levantar a degenerescência do multiplete. Os níveis encontrados não reproduzem ainda a situação experimental. Os momentos quadripolares e magnéticos calculados por esse modelo diferem por menos de 30% dos valores experimentais.

Worley ⁶⁴⁾ verificou que o momento magnético de partícula única é muito maior do que o valor encontrado para o estado fundamental e usou mistura de configurações para explicar aquele momento magnético. Seus resultados indicam que o nível fundamental poderia ser uma mistura das configurações $(2d5/2)\ (1g7/2)^4$ e $(1g7/2)^2\ (2d5/2)^3$. Esse mesmo autor mediu a anomalia da estrutura hiperfina do ^{131}Cs , ^{133}Cs e ^{135}Cs e conseguiu explicá-las através das configurações propostas. Por outro lado, a mistura de configuração daria origem a vários níveis com spin $1/2$ e $3/2$ mas também a outros spins a partir de $5/2$. Um estudo neste sentido talvez fôsse interessante.

Fechner ⁵⁵⁾ interpretou o nível $5/2$ como sendo resultados do acoplamento da partícula única $5/2$ ao nível $0+$ ou seja,

$|5/2\ 0; 5/2\rangle$ e o $7/2$ como $|7/2\ 0; 7/2\rangle$. Atribuindo spin $1/2$ para o nível de 124 keV , ele interpreta aquele nível como $|5/2\ 2; 1/2\rangle$. Os cálculos de $T(E2)/E^5$ obtidos para as radiações de 55 keV e 124 keV são duas vezes maiores que a probabilidade de transição $2+ \rightarrow 0+$ dos núcleos vizinhos. Também ele faz o cálculo dos momentos magnéticos do nível fundamental e de 133 keV pelo modelo de acoplamento. Utilizando $g_s = 0,5\ g_s^{\text{livre}}$, obtém bom resultado. Fechner sugere ainda que o nível de 373 keV seria membro de um outro multiplete.

Nossa conclusão sobre o assunto é de que não há uma interpretação segura ainda quanto aos níveis de ^{131}Cs . A sugestão de acoplar $5/2$ e $7/2$ aos níveis do Xenônio fornece apenas dois estados com spin $3/2$ e um com spin $1/2$ quando são conhecidos quatro com spin $3/2$, um com spin $1/2$ e dois outros níveis para os quais estão previstos spins $1/2$ ou $3/2$. A hipótese de que o nível de 620 keV corresponde ao nível de partícula única não pode ser bem fundamentada.

Ainda a probabilidade de existência de bandas rotacionais com $K = 1/2$ e $K = 3/2$ dentro da hipótese de que haja uma deformação sugerida pelo quadripolo do estado fundamental exigiria uma investigação mais profunda, com a necessidade de medida dos momentos quadripolares dos níveis a 124 keV e 133 keV .

Dado o exposto acima o que resumimos na Fig.(III.3.11) não aparece haver ainda alguma interpretação satisfatória para o núcleo ^{131}Cs .

CAPÍTULO IV - CONCLUSÕES

Neste trabalho investigamos os esquemas de desintegração dos núcleos ^{95}Mo , ^{115}In e ^{131}Cs através da medida de correlações angulares de cascatas gama-gama e procuramos analisar os resultados anteriores, juntamente com os nossos, em termos de modelos teóricos.

No que se refere à parte experimental, o sistema eletrônico utilizado teve como característica principal o fato de usarmos detectores de Ge(Li) e Si(Li) de alta resolução de energia. A técnica utilizada foi na maioria das vezes a de medir espectros de coincidência em função do ângulo o que além de permitir a determinação dos coeficientes de correlação angular de várias cascatas ao mesmo tempo, possibilita ainda a correção das radiações de fundo, pela informação segura que se tem do andamento das contagens de coincidências de menor e maior energia do que a energia do pico observado. Quanto ao tratamento dos dados pudemos contar com o inestimável serviço que nos prestou o Centro de Processamento de Dados de nossa Universidade em todas as fases dos trabalhos aqui relatados.

O ponto negativo que não superamos neste trabalho foi o fato de não termos sistemas automatizados nem transferência direta de dados ao computador, embora no caso do ^{115}In fizéssemos uso do registro em fitas magnéticas que permitem a realização das somas das contagens de canal por canal no próprio analisador. Em todos os outros casos esta soma foi feita manualmente, o que resultou um atraso muito grande entre a obtenção dos dados e a dos resultados finais.

Com estes trabalhos experimentais conseguimos obter valiosas informações sobre os núcleos mencionados acima.

No caso do ^{95}Mo determinamos o momento magnético do ní-

vel de 204 keV e confirmamos os coeficientes de misturas de multipolaridades de duas radiações.

No caso do ^{115}In duas correlações angulares foram medidas com resultados completamente diferentes dos até então conhecidos, levando à determinação de spins de dois níveis excitados daquele núcleo e resolvendo assim problemas com que diversos autores se defrontaram ao tentarem explicar seus resultados sem entrarem em contradição com os spins achados anteriormente. Além disto, fizemos para este núcleo uma medida preliminar do momento magnético do nível de 828 keV.

No caso do ^{131}Cs correlações angulares de diversas cascatas gama-gama foram determinadas. Com isto conseguimos confirmar os spins $5/2$ e $1/2$ para os níveis de 133 e 620 keV respectivamente e atribuir spin $3/2+$ ao nível de 124 keV. Conseguimos ainda determinar os coeficientes de mistura de multipolaridade de diversas radiações.

No que se refere à parte teórica, preocupamo-nos em situar nossos resultados dentro de algum modelo para conhecer um pouco melhor a estrutura nuclear dos isótopos estudados.

No caso do ^{95}Mo construímos um modelo de acoplamento que envolve os três neutrons fora da camada fechada e os níveis vibracionais produzidos pelo caroço restante. Utilizando uma interação que inclui pareamento, força do tipo P_2 e interação quadripolar calculamos os níveis de energia e diversas propriedades nucleares achando nesse caso resultados bastante satisfatórios que reproduzem muitas das propriedades conhecidas.

No caso do ^{115}In confirmamos a aplicação do modelo de Nilsson e alguns níveis desse núcleo comparando os valores experimentais de diversas propriedades nucleares às previsões teóricas.

Para o ^{131}Cs discutimos a aplicação de diversos modelos não havendo neste caso nenhuma interpretação satisfatória para os

níveis estudados.

Com as conclusões a que chegamos surgiram novos pontos de interesse quer do ponto de vista teórico como experimental.

No caso do ^{95}Mo seria interessante conhecer melhor os spins dos níveis acima de 700 keV e verificar a possibilidade da existência de um nível $9/2^+$ previsto nos modelos estudados.

Para o ^{115}In em várias investigações experimentais apresentam grande interesse, tais como a medida do momento quadripolar do nível de 828 keV, as características de spin e paridade dos níveis acima de 1 MeV e a determinação mais precisa do fator g do nível de 824 keV. O conhecimento de mais informações possibilitaria uma comparação melhor entre a aplicabilidade do modelo coletivo e do rotacional aos diversos níveis daquele núcleo.

No ^{131}Cs seria interessantíssimo medir o momento de quadripolo de pelo menos um dos níveis excitados, o fator g dos estados de 124 e 79 keV, e determinar os spins dos níveis de 585 e 697 keV. Tais informações possibilitariam uma análise teórica da estrutura desse núcleo em bases mais seguras.

Finalizando esta conclusão, acreditamos ter trazido algumas contribuições importantes para o melhor conhecimento da estrutura dos núcleos ^{95}Mo , ^{115}In e ^{131}Cs , abrindo a ele vários caminhos de pesquisas para o futuro.

APÊNDICE I

ANÁLISE DE CORRELAÇÕES ANGULARES INTERLIGADAS

A determinação dos coeficientes de mistura δ_i e δ_j das radiações em cascata i e j a partir dos coeficientes das correlações angulares A_2 e A_4 pode ser feita através do método gráfico introduzido por Arns e Wiedenbeck (66).

No caso do ^{131}Cs , vimo-nos com o problema de encontrar o coeficiente de mistura δ_i , da radiação i em coincidência com a - tã 5 outros raios gama. O método gráfico tornou-se então impossível de utilizar. Por isto compilamos um programa que, dando à radiação i coeficiente de mistura δ_i variando de -100 a +100, calcula os vários δ_j , solução para $A_2 \pm \Delta A_2$ e $A_4 \pm \Delta A_4$ das várias cascatas i-j.

Assim, lembramos que:

$$A_2 = A_2^1 \cdot A_2^2$$

$$A_4 = A_4^1 \cdot A_4^2$$

e que

$$A_k^i = \frac{F_k(\text{II}'\text{LL}) + 2\delta_i F_k(\text{II}'\text{LL}') + \delta_i^2 F_k(\text{II}'\text{L}'\text{L}')}{1 + \delta_i^2}$$

conforme vimos no cap. I.

O programa calcula, para radiação em comum i

$$A_k^i = A_k^i(\delta_i), \text{ acha } A_k^j \text{ como}$$

$$A_k^j = \frac{A_k \pm \Delta A_k}{A_k^i} = A_k^j(j)$$

e resolve as equações anteriores para $k = 2$, e 4 obtendo δ_j^i . Quando a solução é imaginária o programa imprime como solução apenas asteriscos.

O exame da tabela assim construída mostra de imediato várias regiões δ_i onde aparecem asteriscos para alguns δ_j . Este

fato, de imediato exclue aquêles valor de δ_i como solução para a radiação i .

Excluídas assim várias regiões, sobram tôdas que apresentam em uma mesma linha apenas números. O exame de cada radiação j separadamente deve conduzir à mesma solução δ_j para a equação correspondente a A_2 e A_4 . Isto serve novamente como regra de seleção para δ^i .

Após essa análise, fica-se, então, com um número bem reduzido de soluções, que com a ajuda de outra série que envolve uma das radiações feita na primeira série permite fazer mais exclusões, limitando cada vez mais o intervalo de δ_i e dos δ_j produzidos.

É óbvio que a falta completa de solução significa que a seqüência de spins escolhida está errada.

Assim, é preciso analisar os resultados fornecidos pelo computador, conforme mostramos numa tabela abaixo, porque o programa apenas resolve as equações expostas acima.

Poder-se-ia fazer o computador realizar esta análise, mas cremos que por enquanto é interessante fazê-la desta forma, pois nos permite estudar separadamente cada cascata e cada coeficiente medido.

Embora não haja nada de extraordinário no nosso procedimento de análise, cremos que êle pode ser de utilidade àquêles que se dedicam à investigação de esquemas de desintegração.

Tabela AI

Cascatas (keV-keV)	Coefficientes ($A_2 \pm \Delta A_2$)%
832-216	-16,40 ± 3,80
404-216	-4,40 ± 1,40
481-216	+4,70 ± 3,70

Hipóteses:	Estado	Spin
	0 keV	5/2
	216 keV	3/2
	620 keV	1/2
	697 keV	3/2
	1048 keV	3/2

Soluções

$\delta(216)$	$\delta(832)$	$\delta(404)$		$\delta(481)$	
0,0099	***** *****	0,4199	-7,8920	-1,0355	-1,6303
		0,5918	92,8746	-0,4290	-6,5023
0,0199	***** *****	0,4043	-7,1284	-0,8318	-2,1176
		0,5537	-55,8439	-0,4105	-7,2581
0,0300	0,4785 1,1896 *****	0,3916	-6,6016	-0,7340	-2,4999
		0,5239	-24,3963	-0,3957	-8,0126
0,0399	0,3667 1,4484 *****	0,3811	-6,2162	-0,6698	-2,8493
		0,5000	-16,6578	-0,3835	-8,7663
0,0500	0,2959 1,6666 *****	0,3722	-5,9220	-0,6230	-3,1818
		0,4802	-13,1512	-0,3733	-9,5194
0,0599	0,2438 1,8663 *****	0,3646	-5,6902	-0,5868	-3,5042
		0,4636	-11,1485	-0,3647	-10,2719
0,0699	0,2029 2,0549 *****	0,3580	-5,5028	-0,5577	-3,8196
		0,4495	-9,8524	-0,3572	-11,0237
0,0799	0,1694 2,2361 *****	0,3523	-5,3482	-0,5336	-4,1299
		0,4373	-8,9447	-0,3508	-11,7746
0,0899	0,1412 2,4118 0,5834 1,0091	0,3473	-5,2186	-0,5134	-4,4363
		0,4267	-8,2736	-0,3451	-12,5243
0,0999	0,1171 2,5834 0,4622 1,2222	0,3428	-5,1086	-0,4962	-4,7394
		0,4173	-7,7572	-0,3401	-13,2725
0,1099	0,0961 2,7516 0,3906 1,3857	0,3388	-5,0137	-0,4812	-5,0397
		0,4091	-7,3477	-0,3357	-14,0189

APENDICE II

RELAÇÃO DOS PROGRAMAS DE COMPUTADOR REFERENTES A ESTE TRABALHO

Para a realização dos trabalhos que constituem esta tese tornou-se imprescindível a utilização de um computador não só para a análise de um montante muito grande de dados bem como para cálculos teóricos.

Assim, compilamos uma série de programas em linguagem Fortran, utilizando o computador IBM 1130 do Centro de Processamento de Dados da UFRGS.

A forma em que fizemos isto, embora não seja a ideal, beneficiou e tornou possível os trabalhos realizados.

A seguir apresentamos a relação dos programas utilizados:

1- Cálculo experimental de A_2 e A_4

Parte a - Este programa normaliza as contagens canal por canal pelo tempo e contagem, subtrai as acidentais e apresenta em tabela aqueles dados assim corrigidos, perfurando-os automaticamente em cartões.

Parte b - O programa recebe os números dos canais que identificam os picos desejados. Os cartões perfurados na parte a, e calcula $A_2 \pm \Delta A_2$, $A_4 \pm \Delta A_4$ primeiro canal por canal e após para as regiões laterais aos picos desejados nesses picos também. Isto tem como finalidade, ajudar a corrigir para contribuições de fundo.

2- Cálculo da razão integral

Este programa assemelha-se ao anterior mas calcula a razão integral

$$R = 2 \frac{W(\theta, +H) - W(\theta, -H)}{W(\theta, +H) + W(\theta, -H)}$$

onde $W(\theta, \pm H)$ corresponde às coincidências a 135° com campo para cima e para baixo respectivamente.

O programa inicialmente normaliza as contagens recebidas pelo tempo e efeitos magnéticos, optativamente, depois calcula R e ΔR canal por canal, e a seguir nos picos desejados e nas áreas laterais aos picos.

3- Análise de correlações angulares interligadas

As características deste programa estão apresentadas no Apêndice I.

4- Cálculo teórico de A_2 e A_4

O programa calcula A_2 e A_4 para cada seqüência de spins para 10 valores de δ_i e 10 de δ_j imprimindo 100 resultados em forma de matriz.

5- Cálculo dos níveis de energia e das auto-funções para o ^{95}Mo

Este programa constitui-se da elaboração das matrizes do problema em função de G , χ e f e que são diagonalizadas e calculadas suas autofunções.

6- Cálculo das propriedades nucleares do ^{95}Mo

Este programa calcula tôdas as propriedades que apresentamos no texto em função das auto-funções dadas.

7- Modelo de Nilsson para o ^{115}In

Este programa, feito para o caso especial do ^{115}In pode ser generalizado. À parte das auto-funções que são dadas, êle calcula os níveis de energia e mais as propriedades apresentadas no texto em função dos g 's e g_K .

APÊNDICE III

CÁLCULO DO NÚMERO DE CONTAGENS DE COINCIDÊNCIAS NECESSÁRIAS PARA MEDIDA DE FATOR g NUCLEAR PELO MÉTODO DA CORRELAÇÃO ANGULAR

Conforme vimos no Capítulo I pode-se medir o fator g de um nível excitado através da medida de R que é dada por:

$$R = 2 \frac{W(\theta, +H) - W(\theta, -H)}{W(\theta, +H) + W(\theta, -H)}$$

que corresponde a

$$R = \frac{2b_2 \cdot 2\omega\tau}{1 + (2\omega\tau)^2} \quad \text{quando } b_4 = 0.$$

A curva de $\frac{R}{b_2}$ em função de $2\omega\tau$ mostra que R é no máximo igual a b_2 . Assim, se b_2 for muito pequeno R será menor ainda o que limita a aplicabilidade do método devido às dificuldades de se obter um grande número de contagens, na maioria dos casos.

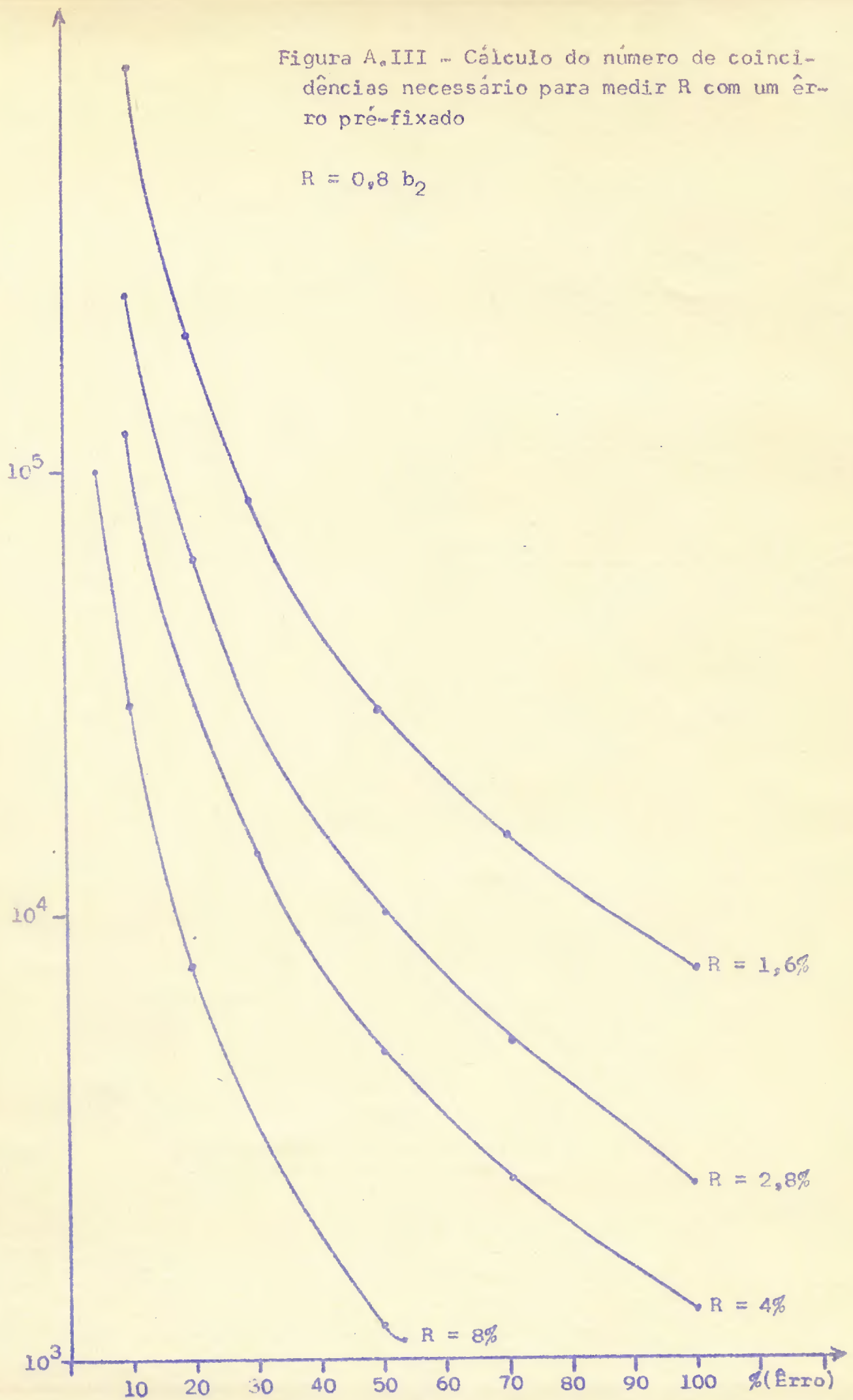
Na figura AIII apresentamos um gráfico do número de contagens de coincidências para um campo que é necessário para R ser medido com um erro pré fixado.

Ainda, como o erro na medida do fator g será dado em função principalmente dos erros em R e em b_2 , não podemos esquecer de adicionar no cálculo o número necessário de coincidências para a medida do b_2 efetivo, para o que se precisa medir em 2 ângulos no mínimo.

Como temos que medir para duas direções de campo temos que multiplicar este número por dois.

Figura A. III - Cálculo do número de coincidências necessário para medir R com um erro pré-fixado

$$R = 0,8 b_2$$



APÊNDICE IV

CÁLCULOS RELATIVOS AO TRATAMENTO TEÓRICO DO ^{95}Mo

a- Cálculo dos níveis de energia resultantes do acoplamento dos três neutrons $(d5/2)^3$

Conforme vimos na seção 1.4.3 os níveis de energia 5/2, 3/2 e 9/2 são dados em função dos V_j pelas relações (III.1.4).

Como

$$\begin{aligned} V_{P_2} &= -\frac{5}{4\pi} \cdot \frac{1}{2} \sum F(r_i r_j) P_2(\cos \theta_{ij}) \\ &= -\frac{5}{4\pi} \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{4\pi}{5} r_i^2 r_j^2 \begin{bmatrix} Y_2^2 & \times & Y_2^2 \\ & & 0 \end{bmatrix} (0) \end{aligned}$$

Assim, os elementos da matriz V_j podem ser escritos para o nosso caso particular como:

$$V_j = (j + \frac{1}{2}) G \delta_{j,0}^{-\frac{1}{2}} x r^4 \sqrt{5(2j+1)} \begin{Bmatrix} j & j & j \\ j & j & j \\ 2 & 2 & 0 \end{Bmatrix} \langle j || Y_2 || j \rangle^2$$

A partir desta expressão é fácil calcular os valores numéricos de V_j e portanto $E_{5/2}$, $E_{3/2}$ e $E_{9/2}$.

b- Cálculo da probabilidade de transição $B(E2, 3/2 \rightarrow 5/2)$

Para calcular a probabilidade de transição usamos as seguintes relações

$$B(E2, L) = \frac{1}{2J_i + 1} |\langle J_f || \frac{1}{e} \sum e_i r^L Y_e(\theta_i \phi_i) || J_i \rangle|^2$$

E como

$$J_f = |j^3 J_f\rangle \quad \text{e} \quad J_i = |j^3 J_i\rangle$$

temos que expressar o elemento de matriz acima em relação à função de onda da partícula única. Para isto usamos a relação dada na Ref. 32.

$$(j^n J || F^{(k)} || j^n J') = n \sum_{\alpha_1 \alpha_2} j^n \alpha_2 \{ | j^{n-1}(\alpha_1 J_1) j J \quad j^{n-1}(\alpha_2 J_2) j J' | \} j^n J' \\ (-1)^{J_1+j+J+k} \times (2J+1)(2J'+1) \begin{Bmatrix} j & J & J_1 \\ J' & j & k \end{Bmatrix} (j || F^{(k)} || j)$$

onde $\{ \}$ são os coeficientes de paternidade fracional e $(j || F^{(k)} || j)$ é um coeficiente $3j$.

c- Construção das matrizes de energia de diversos estados do ^{95}Mo pelo modelo de acoplamento dos três neutrons $d_{5/2}$ fora da camada fechada aos níveis vibracionais produzidos pelo caroço ^{92}Mo .

Nesta parte de nosso trabalho reportamo-nos especialmente à seção 37 da Ref.32.

Baseando-nos na rel. (III.i.10) podemos construir as matrizes de energia para os diversos estados do ^{95}Mo . Observando esta expressão, vemos que o primeiro elemento da matriz:

$\langle (j^3) J_n | H | (j^3) J'_n \rangle$ é facilmente calculável, conforme foi feito na seção a do Ap. IV, pois ele deve ser diagonal em J_n . O segundo elemento da matriz $\langle J_v | H_c | J'_v \rangle$ é diagonal em J_v . No nosso caso temos apenas os elementos de matriz

$\langle 0+ | H_c | 0+ \rangle$ e $\langle 2+ | H_c | 2+ \rangle$. Para estes elementos tomamos as energias dos estados $0+$ e $2+$ do caroço ^{92}Mo , ou seja, 0 Mev e $1,54$ Mev respectivamente. Quanto ao terceiro elemento de matriz, podemos calculá-lo, lembrando que

$$\langle j^3 (J_n) J_v J | Q_n \cdot Q_p | (j^3) J'_n J'_v J \rangle = (-1)^{J_v+J+J'_n} \sqrt{2J+1} \begin{Bmatrix} J_n & J_v & J \\ J'_v & J'_n & 2 \end{Bmatrix} \times \\ \langle J_n || Q_n || J'_n \rangle \langle J_v || Q_p || J'_v \rangle \quad (\text{IV.c.1})$$

O elemento reduzido de matriz $\langle J_n || Q_n || J'_n \rangle$ pode ser mais facilmente expresso em termos da função de onda da partícula única da seguinte forma:

$$\langle (j^3) J_n || Q_n || (j^3) J'_n \rangle = 3 \langle j_n || Q_n || j \rangle \sum_j \left[\langle j^3 J_n || j^2 (J_1) j J_n \rangle \right. \\ \left. \langle j^2 (J_1) j J'_n || j^n J'_n \rangle \right] (-1)^{J_1+j+J_n+2} \sqrt{(2J_n+1)(2J'_n+1)} \begin{Bmatrix} j & J_n & J \\ J'_n & j & 2 \end{Bmatrix} \langle j || Q_n || j \rangle$$

Besta maneira expressamos o elemento de matriz (IV.c.1) em função dos elementos de matriz $\langle j || Q_n || j \rangle$ e $\langle J_v || Q_p || J'_v \rangle$. O cálculo de $\langle j || Q_n || j \rangle$ é imediato, usando a expressão do operador quadrupolar em termos do harmônico esférico 1/2 e do raio. Quanto ao elemento reduzido de matriz $\langle J_v || Q_p || J'_v \rangle$, temos apenas os elementos do tipo $\langle 0 || Q_p || 2 \rangle$. Para estes usamos a relação

$$Q^2 = \frac{16\pi}{5} B(E2)$$

donde

$$\langle 0 || Q_p || 2 \rangle = 4 \sqrt{\frac{\pi}{5}} B(E2)$$

Para B(E2) usamos o valor experimental obtido no ^{92}Mo . Desta forma, calculamos as diversas matrizes que apresentamos a seguir.

		$ 5/2,0\rangle$	$ 3/2,2\rangle$	$ 5/2,2\rangle$	$ 9/2,2\rangle$
Para $J=\frac{5}{2}$	$\langle 5/2,0 $	$E_{5/2}$	$-0,6f$	0	$0,54f$
	$\langle 3/2,2 $	$-0,6f$	$1,54\text{Mev}+E_{3/2}$	0	0
	$\langle 5/2,2 $	0	0	$1,54\text{Mev}$	0
	$\langle 9/2,2 $	$0,54f$	0	0	$1,54\text{Mev}+E_{9/2}$

		$ 3/2,0\rangle$	$ 3/2,2\rangle$	$ 5/2,2\rangle$
Para $J=\frac{3}{2}$	$\langle 3/2,0 $	$E_{3/2}$	0	$0,76f$
	$\langle 3/2,2 $	0	$1,54+E_{3/2}$	0
	$\langle 5/2,2 $	$0,76f$	0	$E_{5/2}+1,54\text{Mev}$

		$ 9/2,0\rangle$	$ 9/2,2\rangle$	$ 5/2,2\rangle$
Para $J=\frac{9}{2}$	$\langle 9/2,0 $	$E_{9/2}$	$0,42f$	0
	$\langle 5/2,2 $	$0,42f$	$E_{5/2}+1,54\text{Mev}$	0
	$\langle 9/2,2 $	0	0	$1,54\text{Mev}+E_{9/2}$

$$\text{Para } J = \frac{7}{2} \quad \begin{array}{l} \langle 3/2, 2 | \\ \langle 5/2, 2 | \\ \langle 9/2, 2 | \end{array} \begin{array}{ccc} | 3/2, 2 \rangle & | 5/2, 2 \rangle & | 9/2, 2 \rangle \\ \left[\begin{array}{ccc} E_{3/2} + 1,54 \text{Mev} & 0 & 0 \\ 0 & E_{5/2} + 1,54 \text{Mev} & 0 \\ 0 & 0 & E_{9/2} + 1,54 \text{Mev} \end{array} \right] \end{array}$$

$$\text{Para } J = \frac{1}{2} \quad \begin{array}{l} \langle 3/2, 2 | \\ \langle 5/2, 2 | \end{array} \begin{array}{cc} | 3/2, 2 \rangle & | 5/2, 2 \rangle \\ \left[\begin{array}{cc} E_{3/2} + 1,54 \text{Mev} & 0 \\ 0 & E_{5/2} + 1,54 \text{Mev} \end{array} \right] \end{array}$$

Lembramos que f é o parâmetro correspondente à intensidade da força quadrupolar entre os neutrons. Os parâmetros G e χ estão contidos nas expressões $E_{3/2}$, $E_{5/2}$ e $E_{9/2}$ respectivamente.

APENDICE V

MEDIDA DIFERENCIAL DA CORRELAÇÃO ANGULAR DA CASCATA 239(55)79 keV DO ^{131}Cs

Em 1963, com uma fonte líquida de ^{131}Cs e um sistema de coincidências diferenciais descrito na Ref. 14, com detectores de NaI(Tl), medimos as coincidências entre 239 keV e 79 keV com a radiação de 55 keV não observada.

Na fig. A.V apresentamos os resultados obtidos para A_2 . O coeficiente A_4 resultou muito pequeno.

A seguir calculamos os valores teóricos esperados para o coeficiente A_2 nas hipóteses de que o nível de 133 keV pudesse ter spins 3/2, 5/2 ou 7/2. Somente para 5/2 obtivemos A_2 positivo, o que excluiu as outras soluções.

Este resultado de spin 5/2 para o nível 133 keV foi recentemente publicado por Fechner a partir de suas medidas das correlações 487 K - 139 γ , 487 γ - 133 K e 487 γ - 133 γ .

Assim, apresentamos aqui outro argumento e bastante forte de que realmente o nível de 133 keV tenha spin 5/2.

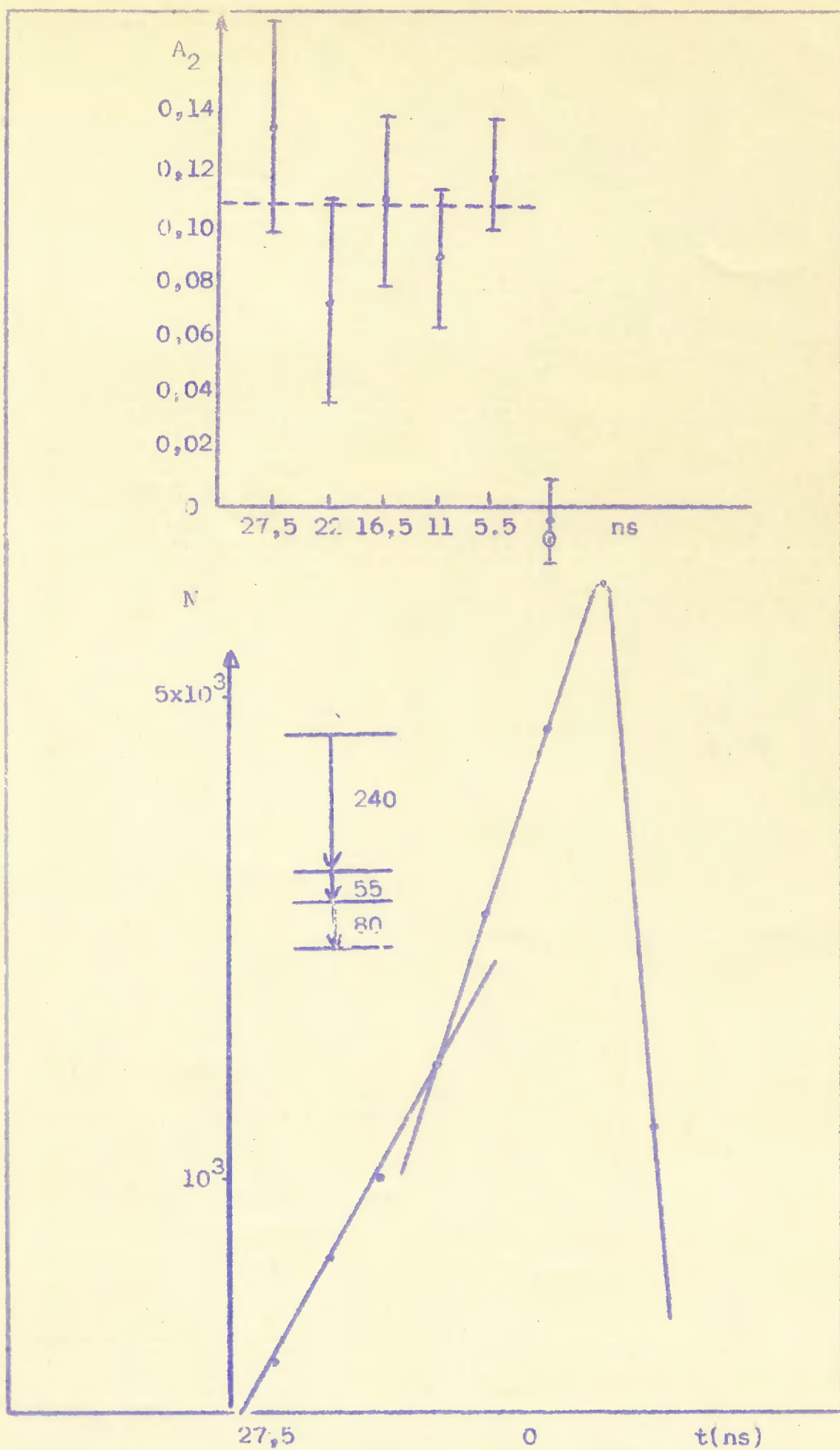


Fig.A.V - Medida da correlação angular diferencial 240 - 80 no ^{131}Cs .

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. L.Brady e M.Deutsch, Phys. Rev., 72 (1947), 870
2. A.Bäcklin, B.Fogelberg e S.G.Malmskog - Nucl. Phys., A96 (1967) 539
3. P.R.Andrade, A.Maciel, J.D.Rogers, J.Wirth e F.C.Zawislak - Nucl. Phys., 77 (1966) 298
4. C.Phillips, J.A.Stewart e T.Athey - A computer program for the analysis of gamma-ray spectra by the method of least squares. Publicação do Department of Health, Education, and Welfare, Washington, U.S.A. (1966)
5. A.Abragam e R.V.Pound - Phys. Rev., 92 (1953) 943
6. F.C.Zawislak - Tese apresentada à Faculdade de Filosofia da Universidade Federal do Rio Grande do Sul para obtenção do título de Doutor em Ciências (1967)
7. M.Ferentz e N.Rosenzweig - Tables of the F coefficient. ANL-5324, 1965.
8. R.M.Steffen e H.Frauenfelder - "The influence of extranuclear fields on angular correlations". In: E.Karlsson, E.Matthias, K.Siegbahn ed. - Perturbed angular correlations. North-Holland, (1964).
9. F.P.Livi - Trabalho apresentado à Faculdade de Filosofia da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, em preenchimento parcial dos requisitos para a obtenção do grau de Mestre em Ciências (1970).
10. E.A.Menêses - Dissertação para a obtenção do título de Mestre em Ciências para a Faculdade de Filosofia da Universidade Federal do Rio Grande do Sul (1970).
11. G.Chilosi, R.A.Ricci, G.Varcaccio e G.B.Vingiani - Nuovo Cim., 19 (1961) 1121.
12. G.B.Vingiani, S.Monaro, R.A.Ricci, R.van Lieshout - Nuovo Cim.

23 (1962) 729

13. G.Chilosi, E.Eichler e N.K.Aras - Nucl. Phys., A123 (1969) 327
14. D.E.Brandão, H.J.Körner, A.Maciei, C.S.Müller e F.C.Zawislak - Nucl. Phys., 56 (1964) 65
15. A.Aoki - J.Phys. Soc. Japan, 16 (1961) 1086
16. B. van Rooijen, H.Krugten e G.B.Vingiani - Phys. Rev., 28 (1962) 644
17. J.M.Quidort - C.R.Acad.Sci., 246 (1958) 2119
18. F.K.McGowan e P.H.Stelson - Phys. Rev., (1958) 901
19. R.E.Holland e F.J.Lynch - Phys. Rev., 121 (1961) 1464
20. I.Lindgren - "Table of nuclear spins and moments". In: K.Stegbahn, ed. -Alpha-, beta-, and gama-ray spectroscopy. North-Holland, (1965)
21. J.P.Unik e J.Rasmussen - Phys. Rev., 115 (1959) 1687
22. H.Medicus, P.Preiswerk e P.Scherrer - Helv. Phys. Acta, 23 (1950) 299
23. J.Owen e I.M.Ward - Phys. Rev., 102 (1956) 591
24. R.Cesareo, H.Langhoff, A.Flammersfeld - Z.Phys., 197 (1966)426
25. S.A.Hjorth e B.Cohen - Phys. Rev., 135B (1964) 920
26. T.Cretzu, K.Kohmuth e J.Schintlmeister - Nucl. Phys., 70 (1965)129
27. H.Langhoff, R.Cesareo e A.Flammersfeld - Z.Phys.,205 (1967)1
28. L.S.Kisslinger e R.A.Sorensen - Rev. Mod. Phys., 35 (1963) 853
29. I.Talmi - Phys. Rev., 126 (1962) 2116
30. K.H.Bhatt e J.B.Ball - Nucl. Phys. 63 (1965) 286
31. D.C.Choudhury - Mat.Fys.Medd., 28 (1954) 4
32. A.De-Shalit e I.Talmi - Nuclear shell theory. Academic Press(1963)
33. L.S.Kisslinger e R.A.Sorensen - Mat. Fys. Medd., 32 (1960)
34. H.S.Hans e G.N.Rao - Nucl Phys., 44 (1963) 320
35. G.Graeffe, C.W.Tang, C.O.Coryell e G.E.Gordon - Phys. Rev. 149 (1966) 884
36. J.Varma e C.E.Mandeville - Phys. Rev., 97 (1955) 977

37. S.Gorodetzky, R.Manquenouille, R.Richert e A.Knipper - J.Phys. Rad., 21 (1960) 439
38. P.N.Tandon e H.G.Devare - Phys. Lett., 10 (1964)113
39. R.B.Begzhanov, D.A.Gladyshev e M.Khodzhaev - Sov.J.Nucl.Phys. 5 (1967) 816
40. A.Z.Hrynkiwicz, S.Ogaza e M.Rybicka, R.Kulesa e W.Walus, Acta Phys.Pol., 32 (1967) 77
41. T.D.Nainan, K.D.Clausen e R.L.Kahle - Nucl.Phys., A96 (1967)173
42. L.A.Sliv e I.M.Band - "Tables of internal conversion coefficients". In: K.Siegbahn, ed. -Alpha-, Beta-, and gamma-ray spectroscopy. North-Holland (1965).
43. V.R.Pandharipande, K.G.Prasad, R.M.Singru e R.P.Sharma - Phys. Rev., 143 (1966) 740
44. D.D.Bornemeier, L.D.Ellsworth, C.E.Mandeville e V.R.Potnis - Phys. Rev., 134B (1964) 740
45. V.R.Pandharipande, R.P.Sharma e G.Chandra - Phys. Rev., 136B (1964) 346
46. V.R.Pandharipande, R.P.Sharma, K.G.Prasad e B.V.Thosar - "Rotational band in the level structure of ^{117}In " (preprint)
47. W.M.Stewart, N.Baron, R.F.Leonard - Phys. Rev., 171 (1968)1316
48. O.Nathan e S.G.Nilsson - "Collective nuclear motion and the unified model". In: K.Siegbahn, ed. -Alpha-, Beta-, and gamma-ray spectroscopy. North-Holland (1965)
49. S.G.Nilsson - Mat.Fys.Medd., 29 (1965) 16
50. Z.Bochnacki e S.Ogaza - Nucl. Phys., 83 (1966) 619
51. A.S.Davydov e G.F.Filipov. Nucl.Phys., 8 (1958) 237
52. D.J.Horen, J.M.Hollander, R.L.Graham - Phys.Rev., 135B(1964)301
53. K.Karlsson - Arkiv Fys., 33 (1967) 47
54. E.Bodenstedt, H.J.Körner, C.Günther, J.Hovestadt e J.Radeloff-Nucl. Phys., 20 (1960) 557

55. J.Fechner, A.Hammesfahr, A.Kluge, S.K.Sen, H.Toschinski, J.Voss e P.Weigt - Nucl. Phys., A130, (1969), 545
56. L.Person e J.O.Rasmussen - Nucl. Phys., 36 (192) 666
57. N.Freed e W.Miles - Nuovo Cim., 60B (1969) 301
58. R.Kucarova, B.Kracik e V.Zvolcka - Sov.J.Nucl.Phys., 7(1968)433
59. W.H.Kelly e D.J.Horen - Nucl. Phys., 47 (1963) 454
60. M.M.Khodzhaev, R.B.Begzhanov e K.I.Salikhbaev - J.Nucl.Phys., 10 (1969) 673 |em russo|
61. T.Hirose e T.Miyaji - Genshikaku Kenkyu 9 (1964) 172|em japonês|
62. A.S.Davydov e R.A.Sardaryan - Sov.Phys.JETP, 13 (1961) 1003
63. G.A.Vartapetyan, T.A.Garibyan, N.A.Demekhina, E.G.Muradyan e A.G.Khudaverdyan - Izvd.Akad.Nauk SSSR;Ser.Fis. 28 (1964) 1657 |em russo|
64. R.D.Worley - UCRL-10872, California |Tese|
65. A.Schenck - Z.Phys., 224 (1969) 461
66. R.G.Arns e M.L.Wiedenbeck - Phys.Rev., 111 (1958) 1631.
67. J.E.Mack - Rev. Mod. Phys. 22 (1958) 64.