

INSTITUTO DE FÍSICA
UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL

"Determinação de momentos magnéticos nucleares
pelo método da correlação angular integral per-
turbada." * **

Flávio Pohlmann Livi

Trabalho apresentado à Faculdade de
Filosofia da Universidade Federal do
Rio Grande do Sul, em preenchimento
parcial dos requisitos para a obten-
ção do grau de Mestre em Ciências.

PÔRTO ALEGRE

- 1970 -

* Trabalho realizado sob a orientação dos Drs. J.D. Rogers e F.C. Zawislak.

** Trabalho financiado parcialmente por: Conselho Nacional de Pesquisas, Banco Nacional de Desenvolvimento Econômico, Air Force Office of Scientific Research, Conselho de Pesquisas da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Agência Internacional de Energia Atômica.

INDICE

	Pag.
- Introdução.	1
1. - O momento dipolar magnético nuclear $\vec{\mu}_I$.	
1.1 - Definição	2
1.2 - Interação de $\vec{\mu}_I$ com um campo magnético estático.	2
1.3 - Métodos de medida.	3
2. - Correlações angulares não perturbadas.	
2.1 - Introdução	4
2.2 - A função correlação angular.	6
3. - Correlações angulares perturbadas.	8
3.1 - Introdução	8
3.2 - Correlação angular perturbada diferencial.	9
3.3 - Correlação angular perturbada integral.	9
3.4 - Os diversos tipos de perturbação.	10
4. - Técnicas experimentais para observação de correlações angulares.	12
4.1 - Seleção de energias.	14
4.1.1 - Resolução finita em energia.	16
4.1.2 - Respostas espúrias dos detectores.	17
4.1.3 - Estabilidade do sistema.	21
4.2 - Resolução em tempo e eficiência dos detectores.	23

4.3	- Geometria do conjunto fonte-detectores.	25
4.3.1	- Tamanho finito dos detectores.	26
4.3.2	- Comprimento finito da fonte.	29
4.3.3	- Seção finita da fonte.	29
5.	- A medição de fatores g nucleares pelo método de reversão de campo.	
5.1	- Obtenção do valor de g.	30
5.2	- Avaliação do erro em g.	34
6.	- Medidas em W^{182}	
6.1	- Introdução	35
6.2	- Medidas	43
6.3	- Resultados	44
6.4	- Comentários	45
	- Apêndices	47
	- Bibliografia	59

INTRODUÇÃO

Pode-se associar a cada nuclídeo, um esquema de níveis de energia. Cada um destes níveis possui propriedades que o caracterizam.

O momento dipolar magnético $\vec{\mu}_z$ é uma destas propriedades e é de sua obtenção que trataremos.

O conhecimento com precisão dos momentos magnéticos nucleares $\vec{\mu}_z$, ou dos fatores g nucleares, é de interesse tanto para o estudo crítico de modelos nucleares, como para a determinação de campos magnéticos hiperfinos.

A presente dissertação aborda alguns aspectos dos trabalhos que vem sendo desenvolvidos, visando obter medidas confiáveis na faixa limite ao alcance das correlações angulares integrais perturbadas.

1.1 O momento dipolar magnético $\vec{\mu}$

O momento dipolar magnético $\vec{\mu}$ pode ser definido pela relação $U_B = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$.

onde U_B é a energia da interação entre $\vec{\mu}$ e \vec{B} .

Como no núcleo atômico, além dos momentos magnéticos intrínsecos dos núcleons temos cargas com momentum angular diferente de zero, é de esperar que haja um $\vec{\mu}_I$ resultante para o núcleo como um todo. $\vec{\mu}_I$ e o momentum angular total do núcleo \vec{I} , são colineares. Os dois estão relacionados por um fator giromagnético γ :

$$\vec{\mu}_I = \gamma \vec{I} \hbar$$

É de emprêgo mais conveniente o chamado fator g nuclear definido por $\mu_I = g I \mu_N$, onde $\mu_N = \frac{e \hbar}{2 M c}$.

Sendo $\vec{\mu}$ o operador momento magnético para um núcleo, o momento magnético μ_I fica definido como

$$\mu_I = g I \mu_N = \langle I I | \mu_z | I I \rangle$$

Como se deixará claro posteriormente, não é possível determinar μ_I diretamente pelos métodos de rotação de spin. A interação de μ_I com um campo magnético homogêneo fica caracterizada pelo parâmetro g, sendo possível pelo conhecimento dêste último e de I, determinar μ_I .

A determinação de μ_I é um teste muito sensível para os esquemas de acoplamento nucleares.

1.2 Interação do momento dipolar magnético $\vec{\mu}$ com um campo estático

Um dipolo magnético $\vec{\mu}$ sob a ação de um campo magnético homogêneo \vec{B} fica sujeito a um torque. Devido a êsse torque o vetor momentum angular \vec{I} precessiona em tôrno da direção de \vec{B} com uma freqüência angular dada por

$$\omega_B = \frac{\mu_I \cdot B}{\hbar} = g_I \mu_N \frac{B}{\hbar} \quad (1-b)$$

A frequência ω_B é independente do ângulo entre \vec{I} e \vec{B} .

Quânticamente, a precessão corresponde a um desdobramento do nível degenerado I em $2I + 1$ subníveis igualmente espaçados, os quais se caracterizam por seus números quânticos magnéticos m . Os diferentes $2I + 1$ subníveis podem ser interpretados como diferentes orientações entre \vec{I} e \vec{B} . A energia correspondente a êsses subníveis é dada por

$$U_B(m) = -\frac{\mu_I B}{I} m = -g_I \mu_N \cdot B \cdot m = -\omega_B \hbar m. \quad (1-c)$$

A separação entre dois subníveis é pois

$$\Delta U_B = \omega_B \hbar \quad (1-d)$$

A medida de ω_B ou de ΔU_B nos dará o valor de g_I .

No caso de o campo não ser homogêneo, além de estar sujeito a um torque, o dipolo magnético $\vec{\mu}$ ficará sujeito também a uma força $\vec{F} = -\frac{\partial U}{\partial \vec{B}} \cdot \nabla \cdot \vec{B} = \mu_{eff} \cdot \nabla \cdot \vec{B}$ (1-e)

Qualquer processo de medida do momento dipolar magnético envolverá a interação deste com um campo externo de características conhecidas.

1.3 Métodos de medida

Baseados nas relações 1-c e 1-e existem vários métodos de determinação de μ_I ou g . Por exemplo: Efeito Mössbauer, ressonância, feixes atômicos, correlações angulares. Além destes, existem métodos de espectroscopia ótica baseados na interação hiperfina.

Trataremos apenas do método de correlação angular gama-gama.

Êsse método caracteriza-se pelas seguintes vantagens e desvantagens:

- Somente pode ser aplicado a estados excitados que sejam estados intermediários de uma cascata de decaimento.
- No estado atual da técnica, a vida do estado intermediário deve estar entre $\sim 10^{-11} - 10^{-6}$ s.
- Pode ser empregado em baixas concentrações do elemento de interesse.
- É de grande sensibilidade, são mensuráveis amostras de ordem de 10^9 átomos.
- Dependendo das energias das transições envolvidas, não sofre das restrições da ressonância magnética ao emprego de amostras metálicas.
- Compete favoravelmente com o efeito Mössbauer em medidas que envolvem estados de vida curta, onde a largura intrínseca de linha impede a plena aplicação deste último.

2.1 Correlações angulares não perturbadas

Se medirmos a intensidade da radiação emitida por uma fonte radioativa nas várias direções, verificaremos ser a distribuição isotrópica. Isto deve-se ao fato de estarem os núcleos orientados ao azar. Na realidade, em relação ao eixo de spin nuclear as radiações são emitidas segundo direções preferenciais, apresentando pois distribuição anisotrópica. Para que se possa observar esta anisotropia, é necessário que de alguma forma se obtenha uma população de núcleos com spins orientados.

Uma das maneiras mais convenientes de obter a orientação é o chamado método da correlação angular. O método é aplicável quando há no esquema de decaimento uma cascata de radiações, e consiste na observação da frequência de coincidência entre duas radiações da cascata como função do ângulo entre as direções de emissão. Como e-

xiste direção preferencial de emissão em relação ao eixo de spin nuclear, a observação da primeira radiação corresponde a efetuar uma orientação parcial da população de núcleos. A distribuição espacial da segunda radiação apresentará então anisotropia.

Vamos considerar apenas as cascatas envolvendo três níveis conectados por duas radiações gama, sem considerar polarizações.

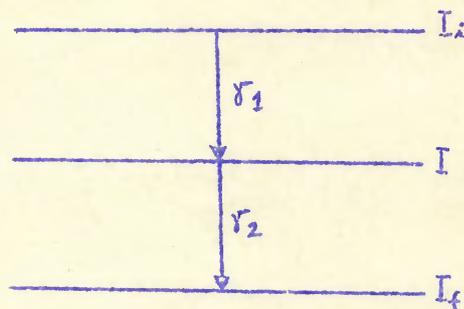


fig.(2-a)

O significado de coincidência fica definido pela fig. (2-b), onde o circuito de coincidência tem capacidade de identificar os pares de gamas que constituem uma cascata.

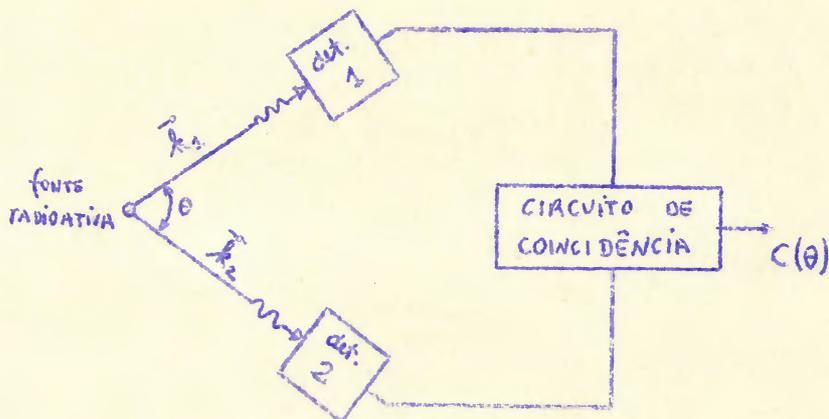


fig.(2-b)

2.2 A função correlação angular.

A função correlação angular entre γ_1 e γ_2 pode ser descrita como (1)

$$W(\vec{k}_1, \vec{k}_2) = W(\theta) = 1 + \sum_{K=2}^{K_{\text{máx.}}} A_{KK} P_K(\cos \theta), \text{ com } K \equiv 2m$$

e $K_{\max} = \min. de (2I, 2L_1, 2L_2)$

onde I é o spin do estado intermediário, L_1 e L_2 as ordens multipolares de γ_1 e γ_2 respectivamente, e $P_k(\cos \theta)$ os polinômios de Legendre de ordem k .

Os A_{kk} podem por sua vez ser escritos como

$$A_{kk} = A_k^{(1)} \cdot A_k^{(2)}$$

sendo

$$A_k^{(1)} = A_k(L_1, L_1', I_i, I)$$

e

$$A_k^{(2)} = A_k(L_2, L_2', I_f, I)$$

onde L e L' são as ordens multipolares envolvidas na transição. Admite-se geralmente que $L' = L + 1$ e que as ordens multipolares superiores são negligenciáveis.

Os A_k são da forma:

$$A_k(L, L', I_j, I) = \frac{F_k(LLI_j I) + 2\delta F_k(LL'I_j I) + \delta^2 F_k(L'L'I_j I)}{1 + \delta^2} \quad (2-d)$$

onde δ é a razão de mistura ($\delta^2 =$ razão de intensidades) e os coeficientes F_k são tabulados em várias referências. (1,2)

A função correlação angular não perturbada fica pois determinada por sete quantidades relacionadas com propriedades nucleares: $I_i, I, I_f, L_1, L_2, \delta_1, \delta_2$.

Na realidade, as correlações mensuráveis podem ser expressas na forma $W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \theta) + A_4 P_4(\cos \theta)$

Apenas duas constantes A_2 e A_4 são obtidas.

Esse fato leva a que apenas em conjunto com outros resultados obtidos independentemente é que o método da correlação angular permite chegar a uma determinação unívoca dos parâmetros acima. É claro que isso não impede de conhecer experimentalmente uma correlação ou de prever uma correlação conhecidos os parâmetros.

3.1 Correlações angulares perturbadas

Na derivação da equação (2-c) (1) chega-se a uma expressão do tipo

$$W(\vec{k}_1, \vec{k}_2) = \sum_{\substack{m_i, m_a, m_b \\ m_i', m_b', m_f}} \langle m_f | H_2 | m_b \rangle \langle m_a | H_2 | m_i \rangle \delta_{m_a m_b} \times \\ \times \langle m_f | H_2 | m_i' \rangle^* \langle m_b' | H_1 | m_i \rangle^* \delta_{m_i' m_b'} \quad (3-a)$$

onde os δ 's indicam que o estado final após a primeira transição é idêntico ao estado inicial da segunda transição, ou seja, o núcleo não foi perturbado durante o tempo de existência do estado intermediário.

Caso exista uma perturbação devida à interação dos momentos nucleares com campos externos ao núcleo, sendo a interação descrita por um hamiltoniano K , a expressão (3-a) passa a ser:

$$W(\vec{k}_1, \vec{k}_2, t) = \sum_{\substack{m_i, m_f \\ m_a, m_i'}} \langle m_f | H_2 \Lambda(t) | m_a \rangle \times \\ \times \langle m_a | H_1 | m_i \rangle \langle m_f | H_2 \Lambda(t) | m_i' \rangle^* \langle m_i' | H_1 | m_i \rangle^* \quad (3-b)$$

onde $\Lambda(t)$ é o operador que descreve a evolução do estado intermediário.

O operador $\Lambda(t)$ deve satisfazer à equação de Schrodinger:

$$\frac{\partial}{\partial t} \Lambda(t) = -\frac{i}{\hbar} K \Lambda(t)$$

Quando a interação for estática, a solução é do tipo

$$\Lambda(t) = \exp\left(-\frac{i}{\hbar} K t\right)$$

Quando a interação for dependente do tempo, a solução pode ser escrita simbolicamente como $\Lambda(t) = \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \int_0^t K(t') dt'\right)$.

A função correlação angular perturbada por campos extra-nucleares é dada por:

$$W(\vec{k}_1, \vec{k}_2, t) = \sum_{K_1 K_2 N_1 N_2} A_{K_1}(1) A_{K_2}(2) G_{K_1 K_2}^{N_1 N_2}(t) \left[(2K_1+1)(2K_2+1) \right]^{-1/2} \times \\ \times Y_{K_1}^{N_1*}(\theta_1, \varphi_1) Y_{K_2}^{N_2}(\theta_2, \varphi_2). \quad (3-c)$$

O fator de perturbação $G_{K_1 K_2}^{N_1 N_2}(t)$ vem definido por:

$$G_{K_1 K_2}^{N_1 N_2}(t) = \sum_{m_a m_b} (-1)^{2I+m_a+m_b} \left[(2K_1+1)(2K_2+1) \right]^{1/2} \begin{pmatrix} I & I & K_1 \\ m_a & -m_a & N_1 \end{pmatrix} \times \\ \times \begin{pmatrix} I & I & K_2 \\ m_b & -m_b & N_2 \end{pmatrix} \langle m_b | \Lambda(t) | m_a \rangle \langle m_b' | \Lambda(t) | m_a' \rangle^*$$

resultado obtido originalmente por Abragam & Pound.

O fator de perturbação $G_{KK}^{NN}(t)$ descreve completamente a influência da perturbação. A partir dêle se obtém as expressões próprias para cada caso.

3.2 Correlações angulares diferenciais.

A expressão (3-c) descreve a chamada correlação angular diferencial. Corresponde a uma medida feita observando o γ_2 em um intervalo de tempo $(t, t + dt)$ depois da emissão de γ_1 .

3.3 Correlações angulares integrais.

Na realidade, tôdas as observações são feitas com uma resolução de tempo finita. Em vez de um dt teremos um Δt , ou melhor uma $f(t)$, que pode ser aproximada por uma função salto com largura 2τ . (2τ = resolução fwhm)

Tem-se então:

$$W(\vec{k}_1, \vec{k}_2, t, \tau_0) = \int_{t-\tau_0}^{t+\tau_0} e^{-t'/\tau_N} W(\vec{k}_1, \vec{k}_2, t') dt'$$

É de interesse o caso limite $\tau_0 \gg \tau_N$, quando teremos

$$\overline{W(\vec{k}_1, \vec{k}_2, \infty)} = \frac{1}{\tau_N} \int_0^{\infty} e^{-t'/\tau_N} W(\vec{k}_1, \vec{k}_2, t') dt'$$

A $\overline{W(\vec{k}_1, \vec{k}_2, \infty)}$ chamamos de correlação angular integral.

Como na equação (3-c) apenas o fator $G_{KK}^{NN}(t)$ depende do tempo, podemos definir um fator de perturbação integral por

$$\overline{G_{K_2 K_2}^{N_1 N_2}(\infty)} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\infty} G_{K_2 K_2}^{N_1 N_2}(t) e^{-t/\tau} dt$$

3.4 Os diversos tipos de perturbação:

Existem algumas situações bem definidas de interação do núcleo com campos externos:

- a) interação estática magnética
- b) interação estática elétrica
- c) interações estáticas elétrica e magnética combinadas
- d) interações dependentes do tempo.

Um tratamento detalhado para todos os casos, está dado ou referido em (1,3).

São de nosso interesse no momento apenas os casos de interação estática magnética e interação elétrica quadripolar dependente do tempo.

- a) No caso de um campo magnético estático aplicado perpendicularmente ao plano dos detectores, a função correlação angular perturbada passa a ser:

$$W(\theta, B, t) = 1 + \sum_{N=2}^{k_{\max}} t_N \cos N(\theta - \omega_B t)$$

Esse resultado pode ser interpretado em termos do modelo vetorial do parágrafo 1.2. Mais detalhes de interpretação e aplicações serão vistos em 5.1.

- b) O caso de interações dependentes do tempo aleatoriamente é de nosso interesse, porque esse tipo de perturbação sempre estará presente em fontes líquidas. Um estudo detalhado foi feito por Abragam & Pound. O resultado mostra que o fator de perturbação reduz-se a um coeficiente de atenuação da correlação angular:

$$G_{kk}(t) = e^{-\lambda_k t}, \text{ onde os } \lambda_k \text{ dependem do mecanismo de interação.}$$

A função correlação passa a ser:

$$W(\theta, t) = 1 + \sum G_{kk}(t) A_{kk} P_k(\cos \theta)$$

O coeficiente de atenuação integral é dado por

$$\overline{G_{kk}(\infty)} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\infty} e^{-\lambda_k t} e^{-t/\tau} dt = \frac{1}{1 + \lambda_k \tau}$$

λ_k é proporcional a τ_c , tempo de correlação dos campos extranucleares. Quando a condição $\tau_c \ll \tau$ é satisfeita, obtém-se em geral um $\overline{G_{kk}(\infty)}$ próximo da unidade. Isso explica o fato de as fontes diluídas nos darem geralmente anisotropias não perturbadas.

O cálculo de λ_k é difícil. A expressão correspondente para interações elétricas quadripolares dependentes do tempo, em líquidos é: (3)

$$\lambda_k = \frac{3\tau_c}{80 \hbar^2} (eQ)^2 \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{k(k+1) [4I(I+1) - k(k+1) - 1]}{I^2 (2I-1)^2}$$

Como se pode observar, ela depende de três quantidades a serem determinadas independentemente, todas elas de difícil obtenção. O valor de λ_k também pode ser obtido experimentalmente pela medição da correlação angular diferencial, dentro das limitações da

resolução em tempo disponível.

Uma forma alternativa de obter informação sobre o λ_K é inferi-lo pelo comportamento da anisotropia para várias concentrações e composições de fontes, comparando com a previsão teórica.

4. Técnicas experimentais para observação de correlações angulares

Em 2.1 definimos uma coincidência a um ângulo θ como sendo a detecção de um par de radiações formando a cascata de nosso interesse, com as direções de propagação a um ângulo θ . Então, para que haja uma coincidência a um ângulo θ , é necessário que:

- a) \vec{k}_1 e \vec{k}_2 formem um ângulo θ .
- b) um γ_1 seja detectado no detector 1 e um γ_2 no detector 2.
- c) γ_1 e γ_2 sejam genéticamente relacionados.

Veremos nesta seção como conseguir as condições acima e os problemas que surgem com o afastamento das condições ideais.

- a) O ângulo de observação é obtido pelo posicionamento dos detectores.
- b) A identificação dos gamas, como sendo γ_1 ou γ_2 em nosso caso, é feita através da observação de sua energia. Para consegui-lo é necessário utilizar detectores com capacidade de converter as radiações em impulsos elétricos de amplitude proporcional à energia, bem como equipamento eletrônico de análise.
- c) A condição de serem as radiações genéticamente relacionadas é verificada através de uma coincidência no tempo.

A figura 4-a mostra um diagrama simplificado de um dispo-

sitivo capaz de atender às exigências acima, ficando uma análise mais detalhada para os parágrafos seguintes.

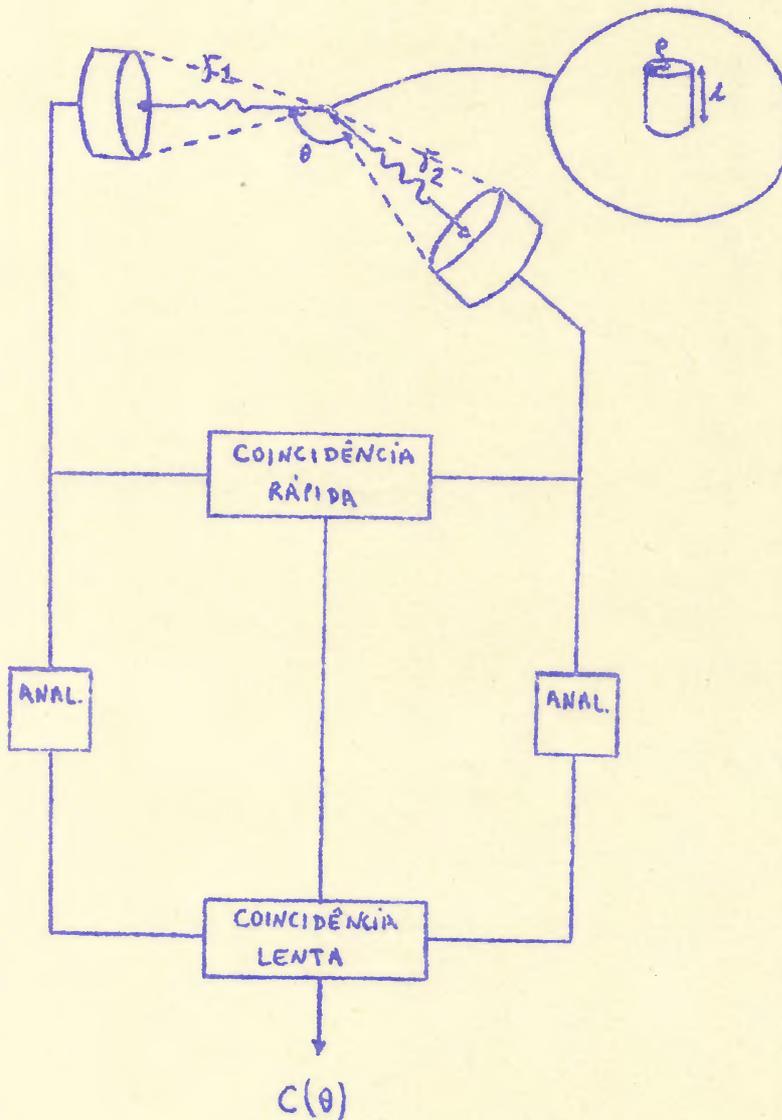


fig. 4-a

Por conveniência, o estudo do dispositivo experimental pode ser dividido em três partes:

- a) seleção de energia.
- b) condições de tempo e eficiência dos detectores.
- c) geometria do conjunto fonte-detectores.

4.1 Seleção de energias

Os detectores normalmente utilizados (cintiladores de NaI(Tl) e detectores de estado sólido) dão uma resposta proporcional à energia, sob a forma de impulsos elétricos. Estes impulsos são analisados em amplitude, conseguindo-se assim uma análise em energia. Impondo como uma condição de coincidência essa análise em energia, obtém-se a seleção dos gamas de interesse.

Um esquema de decaimento como o abaixo

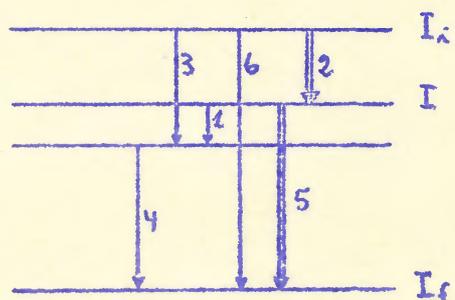


fig. 4-b

quando observado com um detector ideal dará origem a um espectro do tipo:

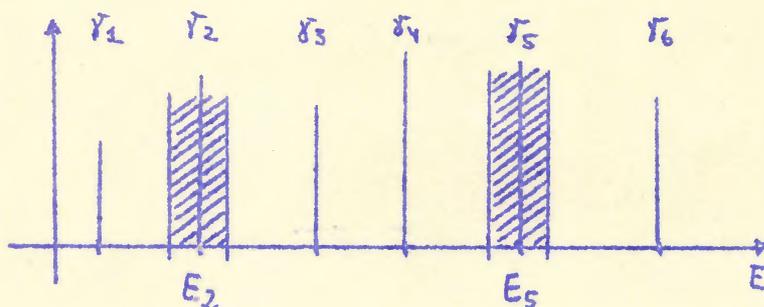


fig. 4-c

O diagrama de blocos do dispositivo para obtenção das coincidências será:

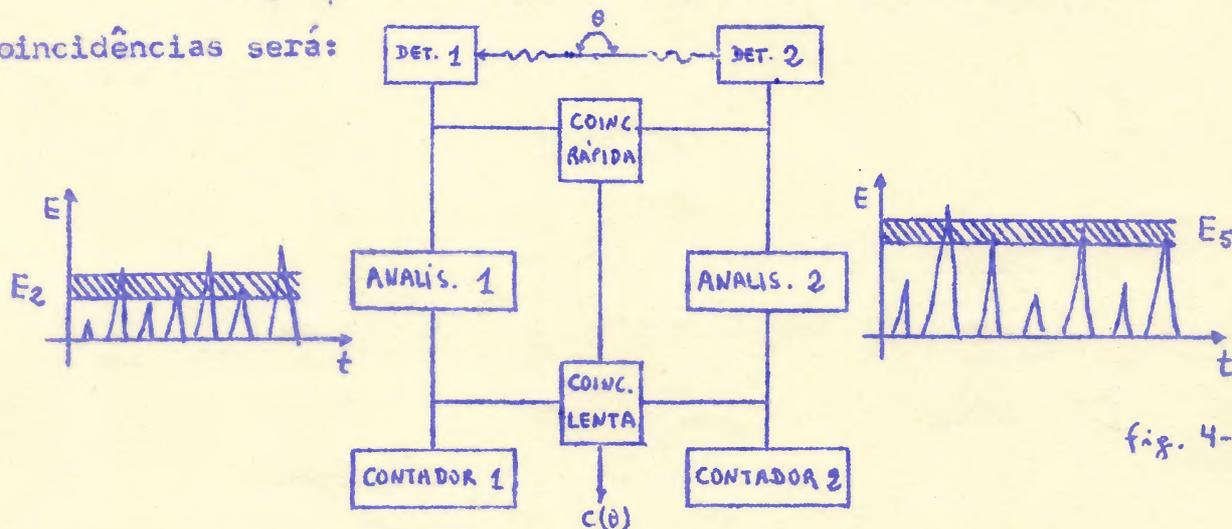


fig. 4-d

Uma alternativa para o esquema acima, é o emprêgo de um analisador multicanal para acumular o espectro de coincidências completo de um dos detectores.

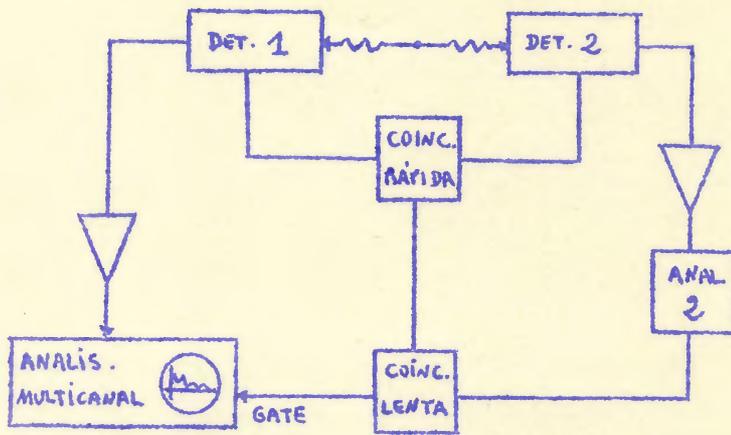


fig. 4-e

A seleção da transição de interêsse no lado 1 pode ser feita posteriormente no espectro obtido.

Se o analisador 2 fôr ajustado para aceitar E_2 , o espectro de coincidências obtido será:

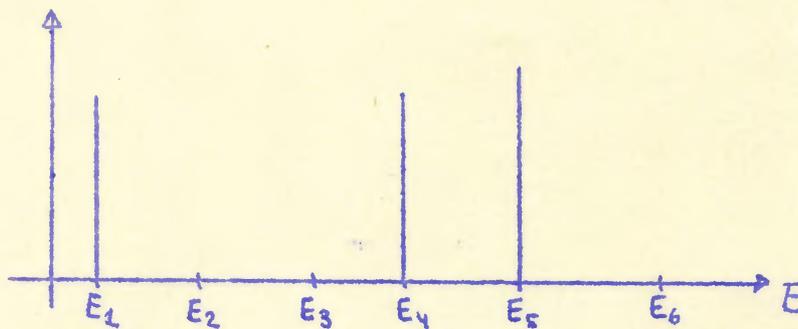


fig. 4-f

No caso de ajustá-lo para E_5 , teremos:

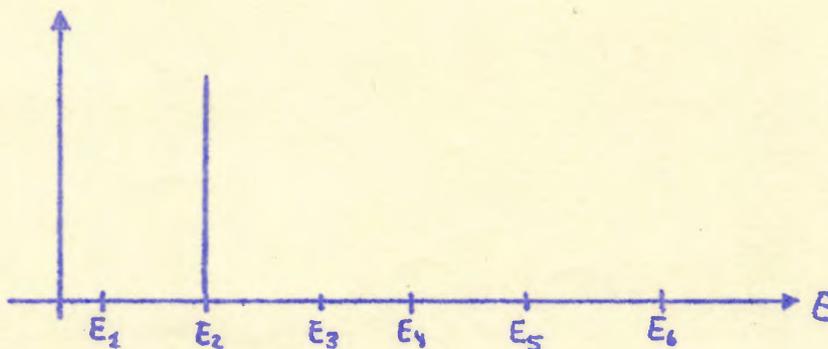


fig. 4-g

Esse método apresenta a vantagem de proporcionar maior controle sobre as condições experimentais e de espectro de fundo.

O comportamento dos dispositivos experimentais sempre se afasta do ideal. É necessário conhecer estas discrepâncias para poder fazer um planejamento, bem como para aplicar as correções necessárias aos resultados. Com relação à seleção de energias, os problemas que se fazem sentir podem ser distribuídos segundo sua natureza em três categorias:

- a) resolução finita em energia.
- b) respostas espúrias do detector.
- c) estabilidade do sistema.

Cada um destes itens será estudado separadamente.

Resolução finita em energia

Desde a incidência da radiação no detector até o surgimento do impulso elétrico de saída, existem várias etapas intermediárias. Nestas etapas ocorrem fenômenos que são de natureza estatística. É devido às flutuações estatísticas inerentes a estes fenômenos que os detectores nos dão resolução finita.

Típicamente, para uma linha de 600 keV o limite superior de resolução é da ordem de 8% para um detector de NaI(Tl) e de 0,5% para um detector de Ge(Li). A largura natural de uma linha desta energia, proveniente de um estado com $\tau = 10^{-12}$ segundos é equivalente a $10^{-10}\%$.

A resolução intrínseca dos detectores pode ser ainda prejudicada pelo equipamento eletrônico.

A resolução finita em energia manifesta-se como um alargamento das linhas.

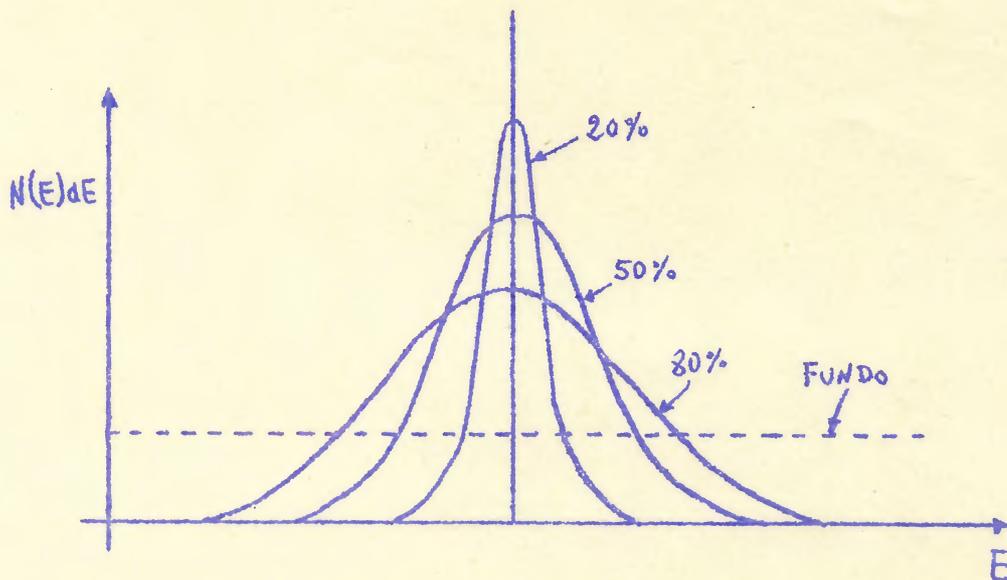


fig. 4-h

Esse alargamento trás problemas de interferência com linhas vizinhas e um aumento de contribuição do espectro de fundo. Esses dois efeitos falseiam os resultados de uma medida.

Uma melhor resolução aumenta as possibilidades de uma correta interpretação do espectro de fundo, possibilitando assim as correções necessárias.

4.1.2 Respostas espúrias do detector.

A resposta de um detector a uma dada energia não é unívoca. Além da dispersão em torno de um valor médio tratada na seção 4.1.1, os detectores dão sinais de saída que correspondem a energias diferentes da energia de radiação incidente.

Consideremos algumas respostas típicas de detectores de NaI(Tl) a radiação monoenergética:

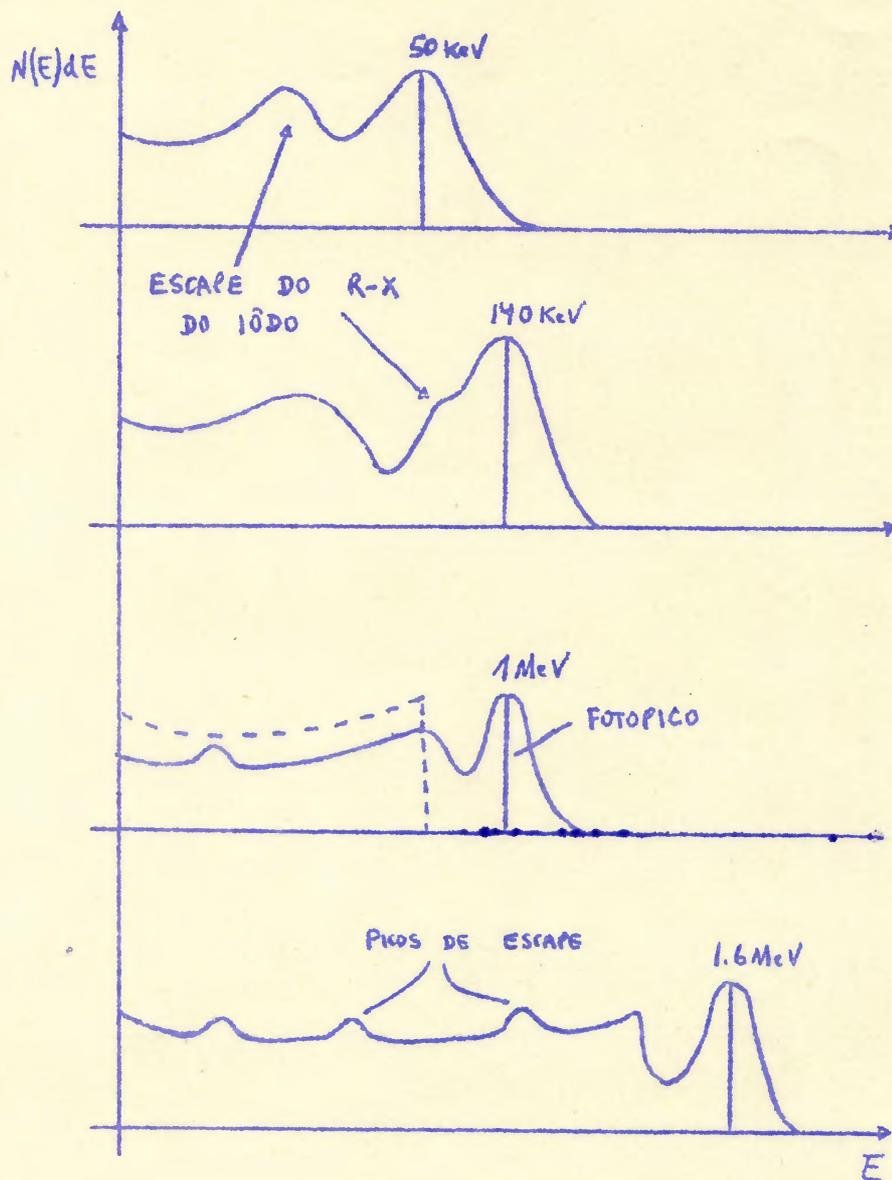


fig. 4-a

Como se pode observar, a resposta a uma linha monoenergética é complexa. Além disso, os efeitos que advém podem ser dependentes de geometria. Esse fato leva a erros sistemáticos nas medidas que envolvem variações de geometria, como é o caso da medição de correlações angulares.

Seja a situação esquematizada na figura abaixo:

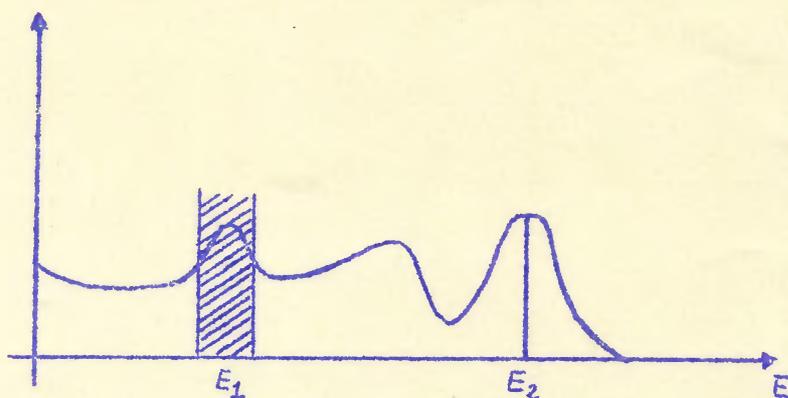


fig. 4-j

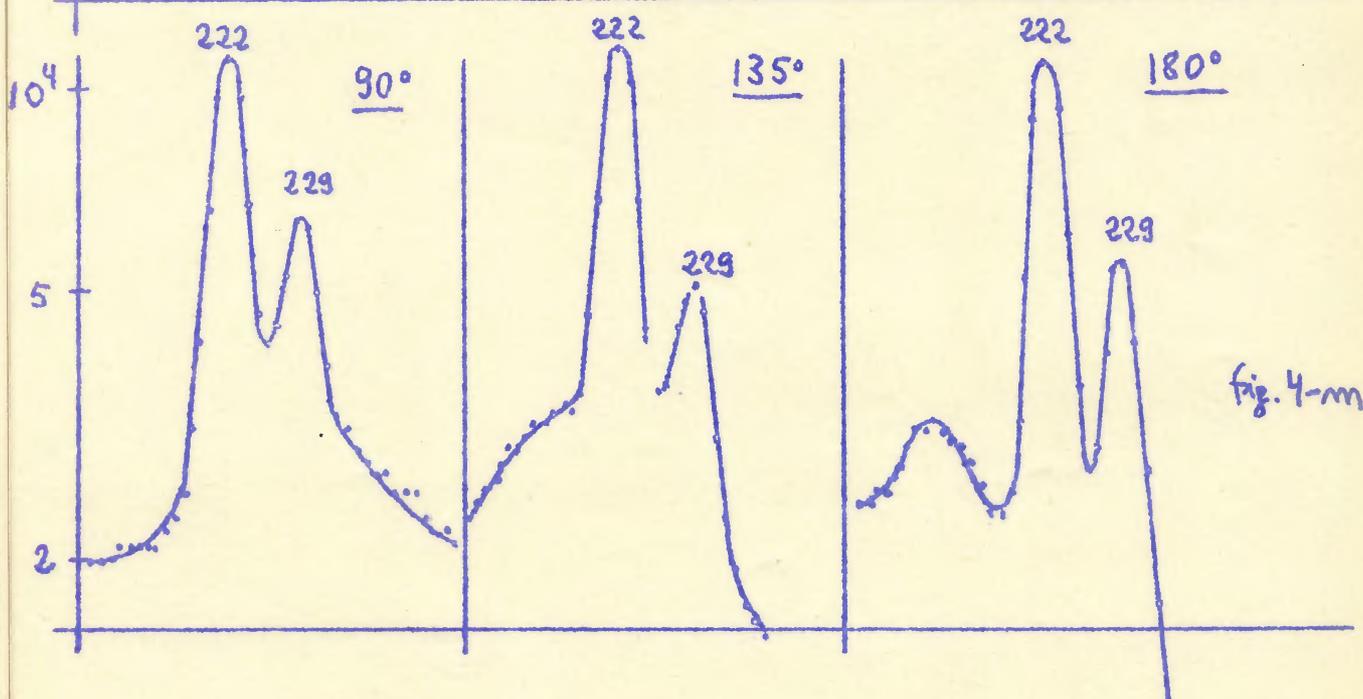
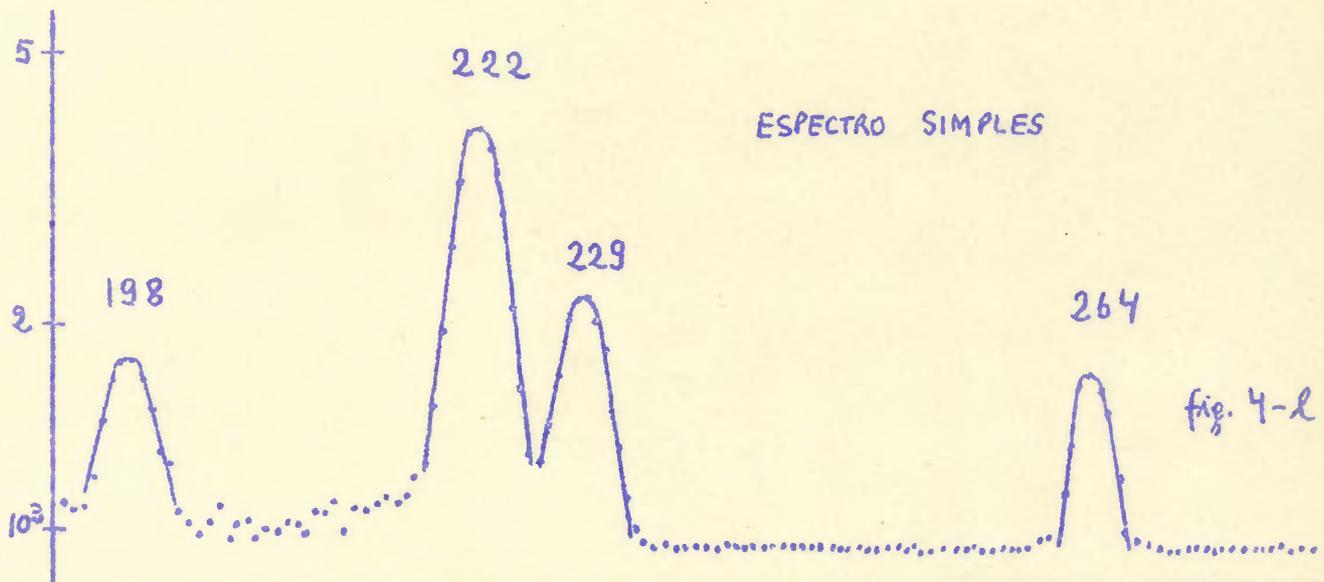
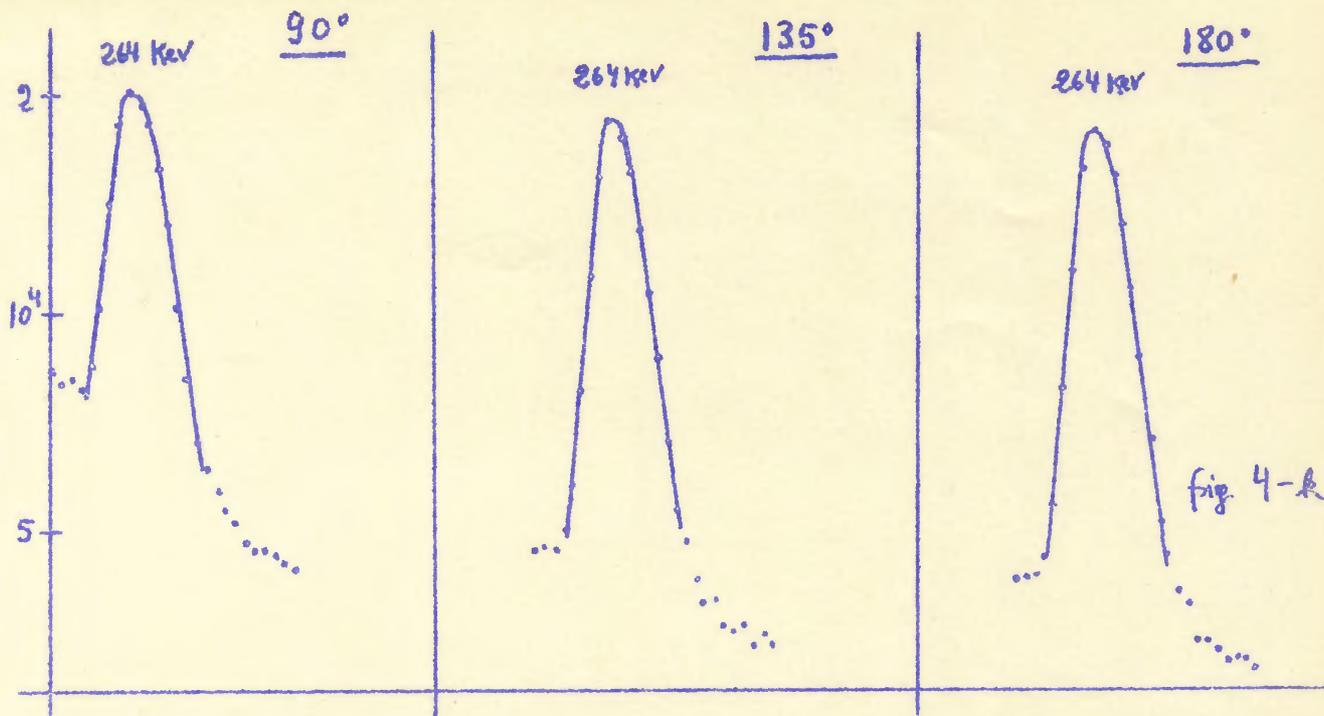
Se tivermos um analisador com a janela colocada em E_1 , ela aceitará não somente o pico de energia correspondente a E_1 como também a contribuição de Compton de E_2 . Essa contribuição deverá ser descontada do total aceito pela janela de E_1 . Se E_1 e E_2 forem genéticamente relacionados, não existindo nenhum nível metaestável entre eles, a contribuição do Compton satisfará as condições de coincidência. Por esse mecanismo podem aparecer anisotropias falsas.

O efeito acima ocorre porque a radiação deixou apenas parte de sua energia no detector, saindo a restante sob a forma de um gama espalhado. Esse gama estará em coincidência no tempo com o gama original. Dependendo das energias e geometrias em jogo, esta é uma nova fonte de anisotropia falsa.

É importante reconhecer a natureza distinta destes dois tipos de resposta espúria, ambos devidos ao efeito Compton.

O primeiro é inerente ao processo de detecção, manifesta-se nos espectros em coincidência com forma idêntica à que tem nos espectros simples. O segundo envolve as características de dois detectores e de sua geometria.

No primeiro caso, pode-se efetuar o "descascamento" de espectros complexos conforme o processo descrito por Heath por exemplo (4). No segundo caso, tal processo não é aplicável. As figuras 4-k e 4-m mostram linhas do espectro de coincidências do W^{182} em várias condições. Para fins de comparação, a figura 4-l mostra o espectro simples correspondente.



Uma interpretação dêstes espectros pode ser obtida por um estudo das condições de geometria, do espectro em questão, do ajuste das condições de energia e das figs. 4-n e 4-0.

Note-se que quando há variação de ganho com o campo magnético aplicado, a forma do espectro espúrio será função também de campo.

É óbvia a dificuldade de obter resultados confiáveis nestas condições.

Para evitar êsses efeitos, pode-se empregar blindagens de radiação nos detectores. Ao usar êste recurso, deve-se notar que o efeito da blindagem também pode ser função do ângulo entre os detectores.

As radiações de escape introduzem problemas semelhantes aos das radiações espalhadas. O escape do Raio X do iôdo faz aparecer um pico de energia 28 keV abaixo da energia total. Êste efeito é mais notável a baixas energias. Os espalhamentos nas vizinhanças, contribuindo como acidentais, são em geral desprezáveis.

4.1.3 Estabilidade do sistema

A interpretação dos resultados de uma medida deve ser feita com base nas condições experimentais estabelecidas (por exemplo: campo magnético, condições de geometria, seleção de energia, condições de coincidência no tempo). Se as condições variarem durante uma medição, não será possível interpretar corretamente os resultados sem a aplicação de correções apropriadas. É claro que a aplicação de correções pressupõe um contrôlo das variações.

Em medidas de correlação angular integral típicas, apenas as condições de seleção de energias apresentam instabilidades apreciáveis. Estas instabilidades podem ser por exemplo: em relação à

$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{mc^2} (1 - \cos \theta)}$$

$$E_e = E_{\gamma} - E_{\gamma'}$$

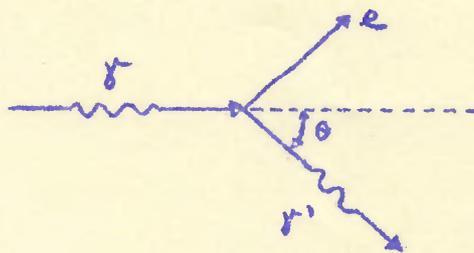


fig. 4-m

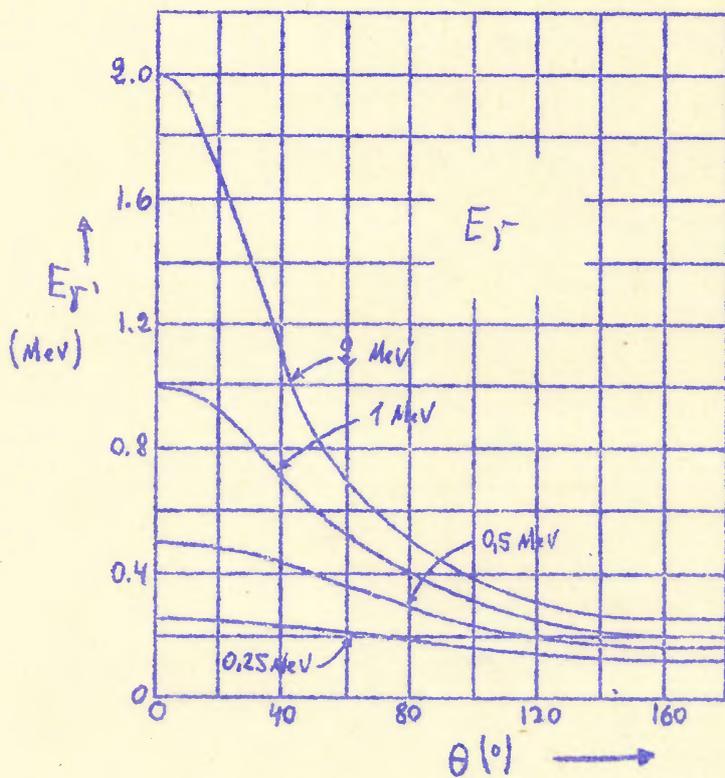


fig. 4-o

$$P(E) = \frac{N_{\text{PICO DE ESCAPE R-X}}}{N_{\text{FOTOPICO}}}$$

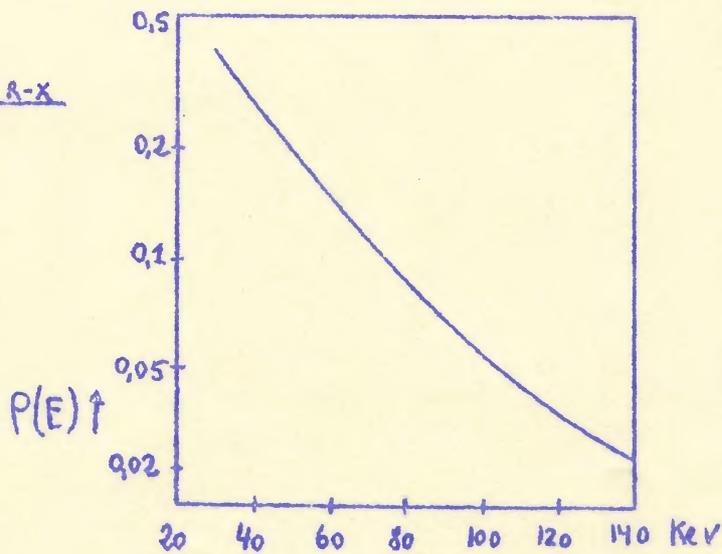


fig. - 4-p

temperatura ambiente, no tempo, em relação à intensidade de fontes ou à mudança de ângulo ou sentido de campo magnético.

Embora em princípio seja possível corrigir as variações por uma normalização, a simples constatação dos efeitos e identificação de suas causas implica em uma análise delicada e tediosa. A única regra geral que se pode estabelecer, é que na medida do possível convém impugnar as medidas afetadas. Para cada caso em particular é necessário avaliar a repercussão nos erros, das correções adotadas.

4.2 Resolução em tempo e eficiência dos detectores

O número de coincidências por unidade de tempo é dado por:

$$N_c(\theta) = N_0 p_1 p_2 \epsilon_1 \Omega_1 \epsilon_2 \Omega_2 \epsilon_c w(\theta)$$

onde: N_0 = desintegrações por unidade de tempo na fonte

p_i = probabilidade de emissão da radiação γ_i por desintegração.

ϵ_i = eficiência de detecção para a radiação γ_i do detector i .

Ω_i = ângulo sólido fracional abrangido pelo detector i .

$w(\theta)$ = função correlação angular

ϵ_c = eficiência do sistema de coincidência.

O número de contagens simples em cada detector, vem dado por:

$$N_i(\theta) = N_0 p_i \epsilon_i \Omega_i$$

a menos de um fator de eficiência da janela e de centragem da fonte. Os valores experimentais são obtidos nos contadores N_1 , N_2 da figura 4-d.

O número de coincidências acidentais é dado pela relação:

$$N_{AC} = 2T_0 N_1 N_2$$

onde N_1 , N_2 são os valores experimentais e $2\tau_0$ é a resolução da coincidência.

Considerando $\epsilon_c = 1$ e desprezando a dependência angular

$$N_c/N_{ac} = (N_0 2\tau_0)^{-1}$$

Vemos assim que a relação real para acidentais depende sõ mente da intensidade da fonte e da resolução temporal. É independen te de ângulo sólido e eficiência dos detectores.

A razão de acumulação de coincidências depende diretamen te da intensidade da fonte, eficiência de detecção e ângulo sólido. A intensidade da fonte fica fixada pela razão reais/acidentais dese jada e pela resolução em tempo utilizada. Esta última fica em geral determinada por um de dois critérios:

- a) $2\tau_0 \approx 10\tau$ para validade das definições dos coeficientes in tegrais (há tratamento para os casos intermediários).
- b) $2\tau_0$ o melhor obtenível nas condições da experiência.

Existe ainda a possibilidade de a intensidade da fonte fi car limitada por motivo de sobrecarga no sistema eletrônico.

Uma vez fixados N_0 , $2\tau_0$ e conseqüentemente N_c/N_{ac} , N_c dependerá apenas de ϵ_i e Ω_i . O valor de Ω_i utilizável depen de do tipo da correlação (valores de A_2 e A_4). Tipicamente, quando A_2 é o termo predominante na correlação, usa-se $\Omega_1 = \Omega_2 = 0.05/4\pi$.

Resta assim ϵ como fator a jogar na otimização de uma medida.

Podemos distinguir dois tipos de eficiência:

- a) Eficiência de detecção total, ϵ_t
- b) Eficiência de detecção no fotopico, ϵ_f

Por uma série de razões, interessa-nos a eficiência no fo topico. Os valores de ϵ_f podem variar de algumas ordens de magni tude conforme a energia e o tipo de detector empregado.

Abaixo está um quadro comparativo de ϵ_f para detectores

comumente usados:

MeV	NaI(Tl) 3" x 3"	Ge(Li) 10cm ³
0,02	0,98	-
0,05	0,97	-
0,10	0,96	$1,5 \times 10^{-2}$
0,20	0,83	4×10^{-3}
0,50	0,44	10^{-3}
1,00	0,24	5×10^{-4}
1,50	0,15	-

A decisão final de escolha de detectores deve levar ainda em conta características como resolução em energia, capacidade de resolução em tempo, estabilidade, etc. Em geral, as características desejáveis são conflitantes, devendo-se chegar a uma solução de compromisso.

4.3 Geometria do conjunto fonte-detectores

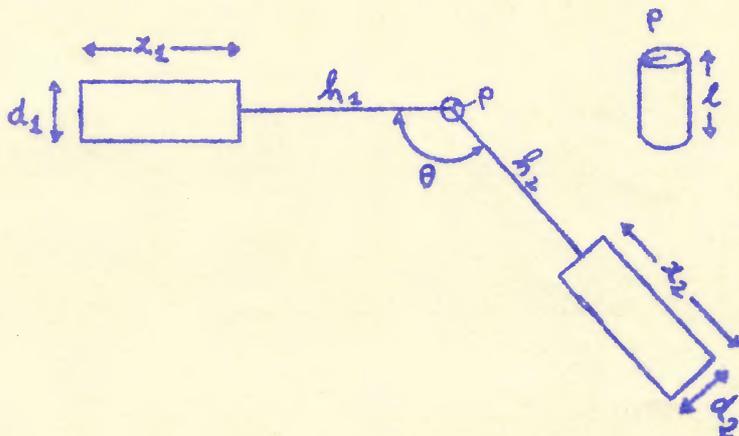


fig. 4-9

A figura acima corresponde à mesma geometria mostrada na figura 4-a.

A $W(\theta)$ teórica somente pode ser comparada com a $W(\theta)$ exp. depois dessa última ser corrigida para os efeitos de geometria que sempre existem nos dispositivos de medida. Na figura 4-q estão indicados os principais fatores que influem. A geometria ideal corresponde $\rho = \ell = d_1 = d_2 = 0$. O afastamento destas condições leva a uma série de efeitos que passamos a analisar.

4.3.1 Tamanho finito dos detectores

O fato de os detectores terem dimensões finitas leva a uma atenuação da anisotropia observada. A figura 4-s mostra como a observação da anisotropia com um detector finito corresponde a fazer uma integração de $W(\theta)$ no intervalo $(\theta - \alpha, \theta + \alpha)$.

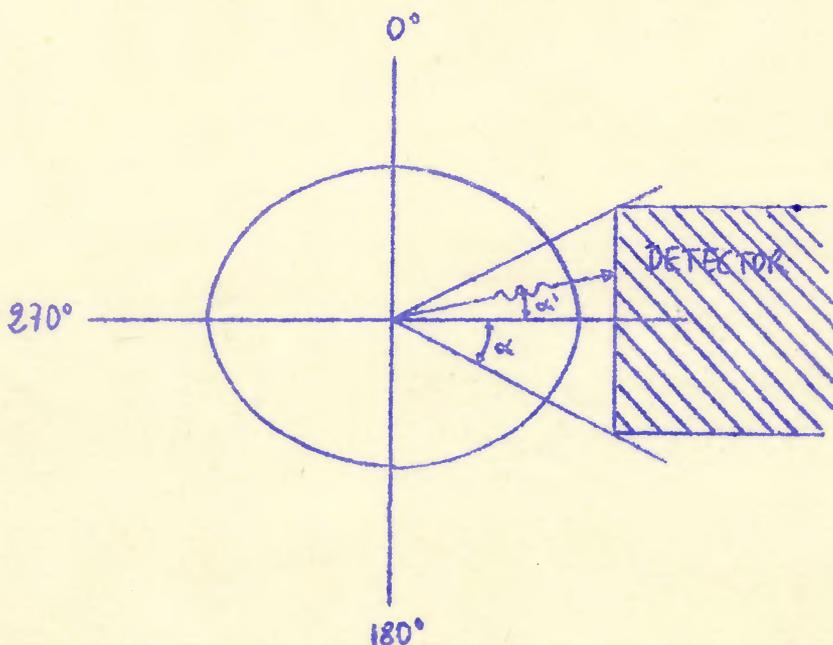


fig. 4-r

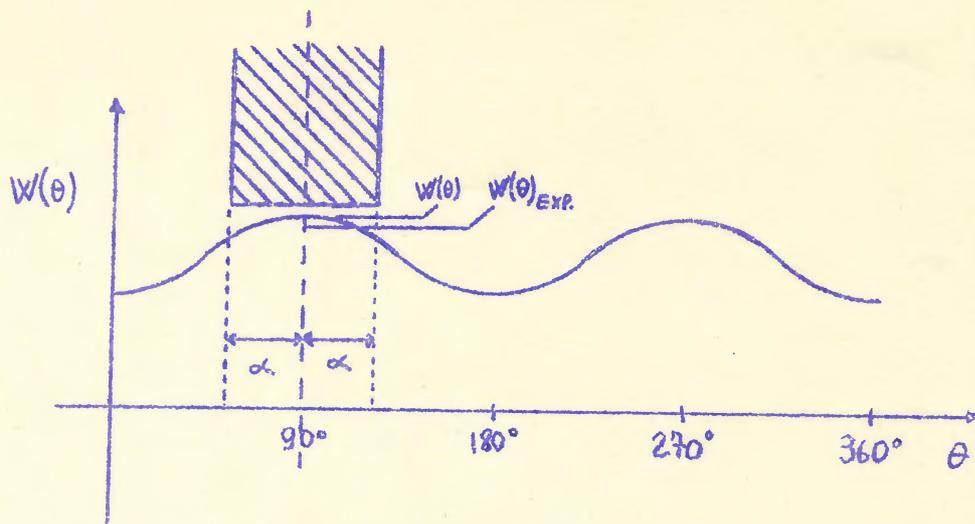


fig. 4-s

Este efeito de integração não muda a forma da função correlação mas introduz uma atenuação dos coeficientes A_2 e A_4 .

$$A_2(\text{CORR}) = \frac{A_2(\text{EXP})}{Q_2} \quad , \quad A_4(\text{CORR}) = \frac{A_4(\text{EXP})}{Q_4}$$

$$Q_m = \frac{J_m}{J_0} \quad , \quad J_m = \int_0^\alpha P_m(\cos \alpha') \epsilon \sin \alpha' d\alpha'$$

ϵ é a eficiência do detector e deve-se notar que $\epsilon = \epsilon(\alpha')$

portanto: $\epsilon(\alpha') = 1 - e^{-\mu x(\alpha')}$

Quando se considera apenas as radiações detectadas no fotopico, a situação se torna mais complexa. A chance de uma radiação contribuir ao fotopico é função de α' . A única forma de calcular a eficiência resultante é construir um modelo para as interações e fazer um cálculo numérico pelo método de Monte Carlo.

Quando se utiliza dois detectores, o fator de atenuação total é o produto dos fatores de atenuação para cada detector.

Fatores de correção para várias geometrias, tabelados e sob a forma de gráficos, encontram-se nas referências 3,6.

Na tabela abaixo encontram-se fatores de correção para algumas situações típicas.

Dimensões do Xtal de NaI(Tl)	E_{γ} (MeV)	$h = 5 \text{ cm}$				$h = 7 \text{ cm}$			
		Q_2	0.100	0.200	0.500	1.500	0.100	0.200	0.500
$1\frac{1}{2}'' \times 2''$	Q_2	0.909	0.923	0.030	0.944	0.950	0.957	0.965	0.967
	Q_4	0.718	0.760	0.808	0.822	0.840	0.862	0.887	0.894
$2'' \times 2''$	Q_2	0.850	0.873	0.898	0.905	0.915	0.926	0.940	0.944
	Q_4	0.559	0.618	0.690	0.711	0.736	0.769	0.810	0.822

Como se pode observar as correções são muito sensíveis à geometria. Na prática não é fácil obter informações exatas sobre dimensões e colocação dos cristais em seus envólucros. Note-se também que as correções são calculadas com modelos, os quais pressupõe entre outras coisas a homogeneidade dos cristais. A situação torna-se particularmente difícil quando se empregam detectores coaxiais de Ge(Li). Neles, além de a região eficaz ser de formato complexo, as dimensões são conhecidas apenas aproximadamente (nos modelos coaxiais verdadeiros, aparecidos recentemente, a situação torna-se melhor).

Nos casos em que é essencial conhecer o valor absoluto da anisotropia, pode tornar-se necessária uma determinação experimental de Q_i .

Uma situação deste tipo pode ocorrer quando, por exemplo, for necessário conhecer um A_4 ou o correspondente G_{44} (∞) com uma exatidão de 5%.

b) O comprimento l da fonte introduz um efeito de atenuação da anisotropia. Os fatores correspondentes foram calculados por Feingold & Frankel (7) e White (8). Para as geometrias normalmente usadas, $d_1 = d_2 = 5\text{cm}$, $h = 5\text{cm}$, $l = 1\text{cm}$, o fator de atenuação é da ordem de 1%.

c) O fato de a fonte ter dimensões finitas no plano dos detectores, leva a várias consequências:

- i) Há uma atenuação da anisotropia por efeito de geometria.
- ii) Ocorre uma absorção das radiações, que será função da natureza da fonte e da energia das radiações.
- iii) Se a fonte é assimétrica, ocorre uma absorção anisotrópica.
- iv) Mesmo com a fonte simétrica, é introduzida uma falsa anisotropia pela diferente absorção dos pares de radiações (coincidências) a diferentes ângulos. Esse efeito é tal que as coincidências a 180° sofrem mais absorção. É pois introduzida uma falsa anisotropia negativa.
- v) Ocorre um espalhamento da radiação pelo material da fonte, o que leva a uma atenuação da correlação observada.

Para as fontes normalmente empregadas (dimensões pequenas, em forma líquida) apenas o efeito iv) merece atenção. White (8) desenvolveu o cálculo da falsa anisotropia introduzida. Obteve como resultado:

$$C(\theta)_{\text{CORR.}} = \frac{C(\theta)_{\text{EXP.}}}{1 + CP^2(1 + \cos \theta)}$$

com

$$C = \frac{0,216}{\lambda_1 \lambda_2} + \frac{\frac{1}{2h^2} + \frac{1}{2h} \left(\frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2} \right)}{1 - \frac{8P}{3\pi} \left(\frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2} \right) + \left(\frac{1}{\lambda_1^2} + \frac{1}{\lambda_1 \lambda_2} + \frac{1}{\lambda_2^2} \right)}$$

O quadro abaixo mostra os valores de anisotropia para alguns valores de ρ , λ_1 , λ_2 .

$\rho(\text{cm})$	$\lambda_1(\text{cm})$	$\lambda_2(\text{cm})$	ANISOTR.
0.2	0.05	10.0	0.031
0.2	0.5	10.0	0.0137
0.2	5.0	100.0	0.0017
0.2	0.5	100.0	0.012
0.01	0.01	0.2	0.012
0.02	0.01	0.2	0.045

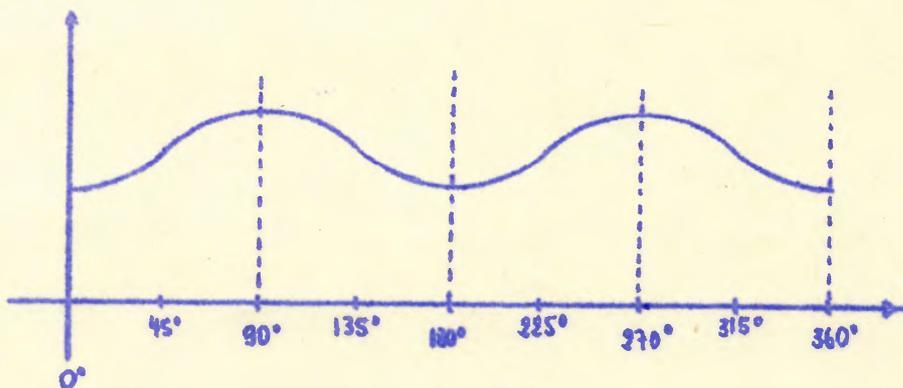
5. A medição de fatores g nucleares pelo método de reversão de Campo

5.1 Obtenção do fator g

Seja uma correlação entre dois gamas, γ_1 e γ_2 descrita por $W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \theta) + A_4 P_4(\cos \theta)$ ou sob a forma

$$W(\theta) = 1 + b_2 \cos 2\theta + b_4 \cos 4\theta$$

Esta função em gráfico, fazendo $A_2 \neq 0$, $A_4 = 0$ toma a forma:



Caso haja contribuição de A_4 , a curva torna-se de forma mais complicada.

A aplicação de um campo magnético perpendicularmente ao plano dos detectores, se não houver nenhuma outra perturbação sobre a fonte, vai causar uma rotação da correlação angular,

$$W_1(\theta, B, t) = 1 + \sum_{N=2}^{K_{\max.}} b_N \cos N(\theta - \omega_B t)$$

onde ω_B é a frequência de precessão de Larmor.

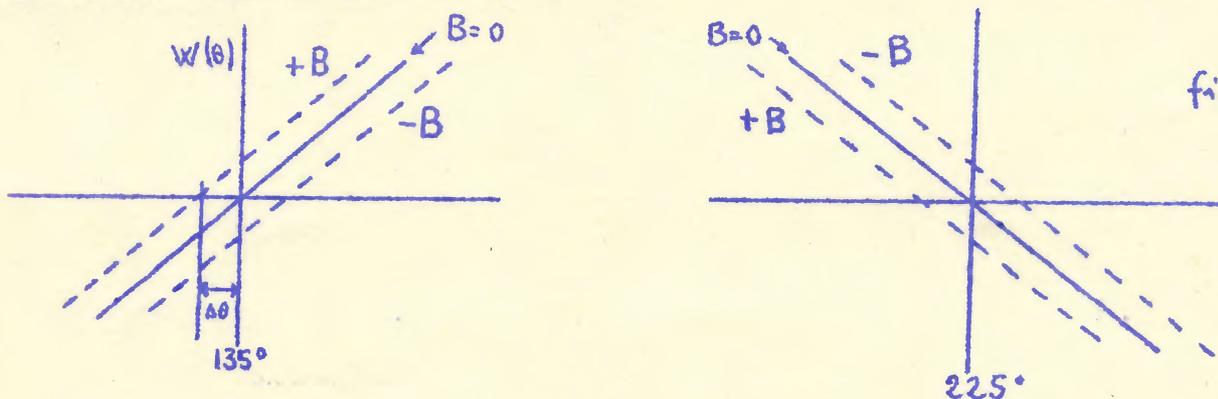
$$\omega_B = \frac{-\mu B}{I \hbar} = -g \mu_N \frac{B}{\hbar} = 4,79 \times 10^3 g \cdot B \text{ (gauss)} \cong 5 \times 10^3 g \cdot B$$

Uma determinação de ω_B permite pois encontrar o valor de g .

Existem vários métodos de determinar experimentalmente ω_B . Vamos nos ater ao chamado método da razão (I R F, Integral Reversed Field). Por este método, a determinação de ω_B faz-se observando a função correlação a um dado ângulo, sob a ação de campo aplicado em sentido direto e invertido. Da variação observada é inferida a rotação.

Dependendo dos valores de A_2 e A_4 , haverá ângulos para os quais a tangente $\frac{\partial W(\theta)}{\partial \theta}$ será máxima. Para o caso de $A_2 \neq 0$ e $A_4 = 0$, isso vai ocorrer para os ângulos 45° , 135° , 225° e 315° .

Neste caso aproximando a $W(\theta)$ por uma reta, teremos no entorno dos ângulos 135° e 225° :



Por conveniência o efeito do campo é dado por um parâmetro $\overline{\pi(B, \theta, \infty)}$ definido por

$$\overline{\pi(B, \theta, \infty)} = \frac{\overline{W_{\perp}(\theta, \infty, B)} - \overline{W_{\perp}(\theta, \infty, -B)}}{\overline{W_{\perp}(\theta, \infty, B)} + \overline{W_{\perp}(\theta, \infty, -B)}}$$

Seja

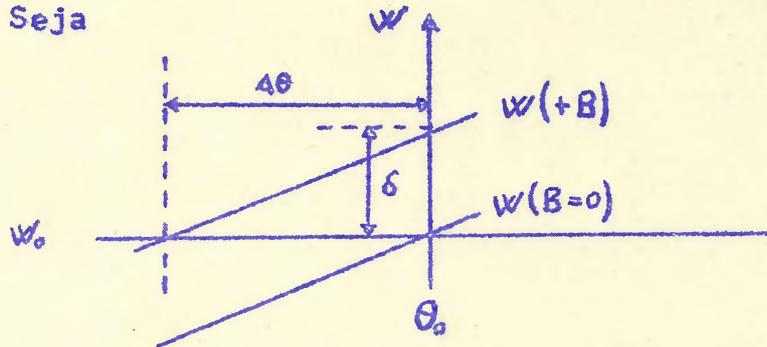


fig. 5-c

Pela definição de $\overline{\pi(\theta, \omega, B)}$, sendo $|B| = |-B|$, tem-se que na aproximação feita

$$\overline{\pi(\theta, \omega, B)} = \frac{\delta}{W_0} = \frac{\Delta\theta}{W_0} \cdot \left. \frac{\partial W}{\partial \theta} \right|_{\theta_0}$$

A função correlação angular integral $\overline{W_{\perp}(\theta, \infty, B)}$ é dada por:

$$\overline{W(\theta, \infty, B)} = 1 + \sum_{N=2}^{K_{\text{máx}}} \frac{b_N}{[1 + (N\omega_B \tau)^2]^{1/2}} \cos N(\theta - \Delta\theta)$$

onde $\text{tg } N\Delta\theta = N\omega_B \tau$. Para pequenos ângulos $\Delta\theta \cong \omega_B \tau$.

Vê-se que a influência do campo estático é girar e atenuar a correlação angular.

No caso de existir também uma perturbação elétrica dependente do tempo, a função correlação angular $W(\theta, B, t)$ é dada por

$$W(\theta, B, t) = 1 + \sum_{K=2}^{K_{\text{máx.}}} A_{KK} e^{-\lambda_K t} P_K(\cos(\theta - \omega_B t))$$

desde que satisfeita a condição $\omega_B \tau_c \ll 1$.

A expressão correspondente para a função correlação inte-

gral para $K_{\text{máx}} = 4$ é:

$$\overline{W_{\perp}(\theta, B, \infty)} = 1 + \frac{1}{4} A_{22} \overline{G_{22}(\infty)} \left\{ 1 + \frac{3 \cos 2(\Delta\theta_{22})}{[1 + (2W_B \tau \overline{G_{22}(\infty)})^2]^{1/2}} \right\} +$$

$$\frac{1}{64} A_{44} \overline{G_{44}(\infty)} \left\{ g + \frac{20 \cos 2(\theta - \Delta\theta_{24})}{[1 + (2W_B \tau \overline{G_{44}(\infty)})^2]^{1/2}} + \frac{35 \cos 4(\theta - \Delta\theta_{44})}{[1 + (4W_B \tau \overline{G_{44}(\infty)})^2]^{1/2}} \right\}$$

onde $\text{tg } m \Delta\theta_{mK} = m W_B \tau \overline{G_{KK}(\infty)}$, $0 < \Delta\theta_{mK} < \pi/2m$ (5.1a)

O efeito de uma interação dependente do tempo é pois o de reduzir o ângulo de precessão $W_B \tau$ por um fator $\overline{G_{KK}(\infty)}$.

Quando o ângulo de precessão $W_B \tau$ for pequeno, $W_B \tau \ll 1$,

$$\overline{W_{\perp}(\theta, B, \infty)} = 1 + \sum_{K=2}^{K_{\text{máx}}} \overline{G_{KK}(\infty)} A_{KK} P_K [\cos(\theta - \overline{G_{KK}(\infty)} W_B \tau)]$$

Se tivermos $K_{\text{máx}}=2$, $W_B \tau \ll 1$ (5.1-b) e a medida for efetuada a um ângulo de 135° ou 225° , a razão definida anteriormente é dada por:

$$r(B, \infty) = 2 b_2 \overline{G_{22}(\infty)} W_B \tau.$$

De onde $g = \frac{r(B, \infty)}{4,79 \times 10^3 \cdot B \cdot \tau \cdot 2 b_2 \cdot \overline{G_{22}(\infty)}} = \frac{1,043 \times 10^{-4} \times r(B, \infty)}{B \cdot \tau \cdot b_2 \cdot \overline{G_{22}(\infty)}}$.

O sinal do g , pode ser obtido conhecendo a polaridade do campo ou comparando com o sinal de um g conhecido (por exemplo o H_f^{181}). A correlação gira no mesmo sentido em que giraria um dipolo magnético, desde que o γ_1 seja detectado no detector fixo.

Quando as condições (5.1-b) não ficam satisfeitas, a maneira mais prática de relacionar $r(B, \infty)_{\text{Exp.}}$ com W_B é construir um gráfico como na figura abaixo.

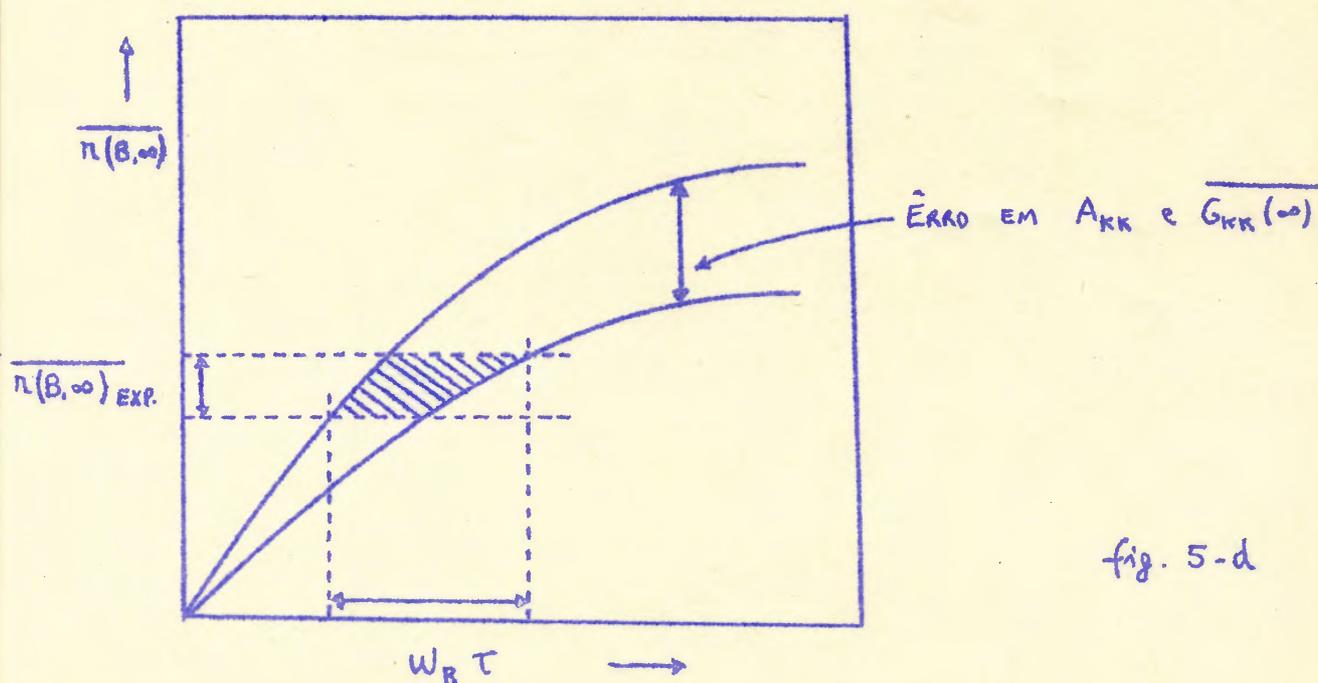


fig. 5-d

5.2 Avaliação do erro em g

$$\text{Temos que } g = \frac{1,043 \times 10^{-4} \cdot \overline{\eta(B, \infty)}}{B \cdot \tau \cdot h_2 \cdot \overline{G_{22}(\infty)}}$$

Como cada um dos fatores está afetado de erros que são independentes entre si, teremos:

$$\Delta g = \sqrt{(\Delta \eta)^2 + (\Delta h_2)^2 + (\Delta \tau)^2 + (\Delta \overline{G_{22}(\infty)})^2 + (\Delta B)^2}$$

onde os Δ são os erros relativos.

Avaliação de $\Delta \eta$

Nas condições normais de medida, com $N_c/N_{AC} > 10$, podemos dizer que

$$\eta = \frac{N(+B) - N(-B) \pm \sqrt{2N}}{N(+B) + N(-B) \pm \sqrt{2N}}$$

com $n \ll 1$

$$N = \frac{N(+B) + N(-B)}{2} \cong N(+B) \cong N(-B)$$

Então,
$$\Delta n = \pm \frac{\sqrt{2N}}{2N} = \pm \frac{1}{\sqrt{2N}}$$

O erro relativo,
$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{1}{n\sqrt{2N}}$$

Tem-se então que o número de coincidências necessárias para a determinação de uma dada razão é

$$n_c = 2N = \left[\left(\frac{\Delta n}{n} \right)^2 \cdot n^2 \right]^{-1}$$

6. Medidas em W^{182}

6.1 Introdução

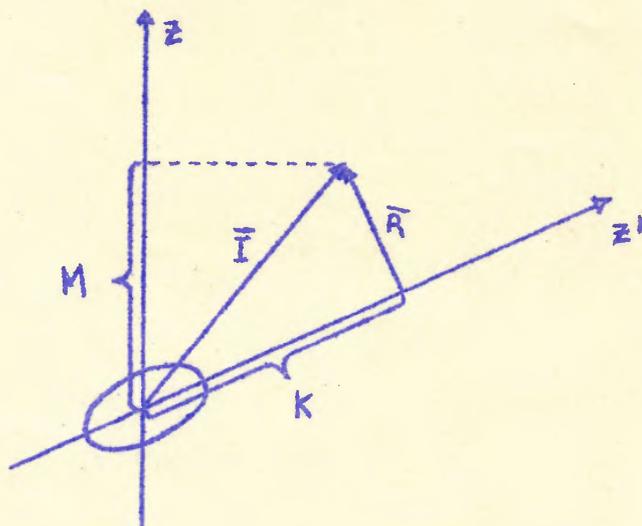
O nuclídeo W^{182} é um núcleo par-par deformado típico. Na figura 6-a temos o esquema de decaimento dos níveis que são excitados durante o decaimento $Ta^{182} \rightarrow W^{182}$. Nas figuras 6-b e 6-c vemos as estruturas de banda propostas (11) e os estados com vida conhecida até o momento.

Nosso primeiro interesse no W^{182} foi a medida do momento magnético do nível 2^- a 1289 keV, para o qual é sugerida uma estrutura intrínseca de duas quasi-partículas $p_{9/2^-}$ [514]- $p_{5/2^+}$ [402](11). Uma determinação direta do momento magnético seria um elemento valioso para a interpretação da estrutura e acoplamentos neste nível.

Segundo a aproximação adiabática, as funções de onda dos estados rotacionais de núcleos deformados podem ser escritas como

$$|IMK\rangle \sim \chi_K D_{MK}^{(I)}$$

onde χ_K é a parte intrínseca e $D_{MK}^{(I)}$ a parte rotacional. A figura abaixo mostra o significado de I, M, K.



A projeção K de \bar{I} no eixo z' é o valor esperado do momento angular intrínseco Jz' e é uma constante do movimento.

Como \bar{I} depende da estrutura intrínseca e do movimento coletivo de rotação, o momento magnético terá contribuições de ambos. O operador momento magnético toma a forma

$$\bar{\mu} = (g_K \bar{J} + g_R \bar{R}) \mu_N$$

O cálculo de $\mu = \langle IMK | \mu_z | IMK \rangle$ na aproximação adiabática leva a

$$\mu = g_K \frac{K^2}{I+1} + g_R \frac{I(I+1) - K^2}{I+1} = \frac{K^2}{I+1} (g_K - g_R) + I g_R.$$

Para a banda $K = 2^-$ do W^{182} , o valor de $(g_K - g_R)$ foi determinado por Grigoriev (14), empregando os valores de $B(M1)$ para transições dentro da banda. O valor determinado foi de $(g_K - g_R) = 0,5$. Com esse valor e supondo $g_R = 0,35$, prevê-se um valor de $\mu = 1,36$ para o nível em questão. Previsões teóricas feitas empregando funções de Nilsson (14,17) chegaram a $\mu = 1,46$.

O nível de 1289 keV tem uma vida média $\tau = (1,44 \pm 0,07)$ ns. (9). Com um campo magnético de 20 KG e $g \approx 1$, teremos uma rota-

ção $\Delta\theta \approx 1,4 \times 10^{-1}$ rad. Esse é um caso a que se aplica bem o método da razão.

Existem várias cascatas que passam pelo nível 1289 keV, conforme se pode verificar no esquema de decaimento do $Ta^{182} \rightarrow W^{182}$ (fig. 6-a). A escolha da mais adequada à medida, é um compromisso entre intensidade e facilidade de observação.

A seguir estão relacionadas as intensidades das radiações envolvidas.

Transição	% em relação ao 264 keV	γ /desintegração
264 keV	100	0,06
198		0,04
84		0,065
42		0,01
960	1	
67	70	
1189	26	
1289	2	
1222	39	
1122	32	

Os espectros de energia, como ~~se~~ vistos nos detectores disponíveis, são mostrados nas figuras 6-d e 6-f.

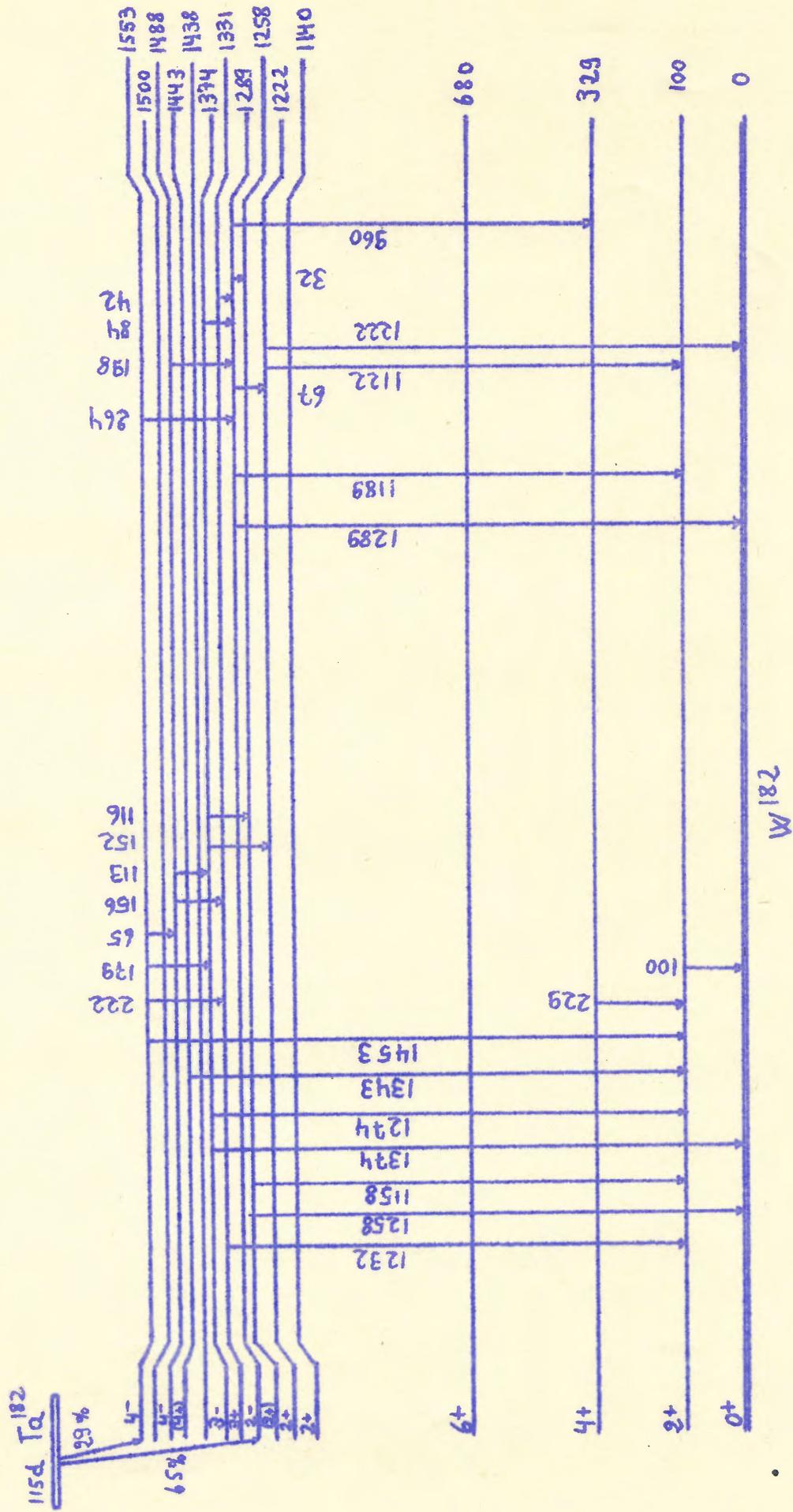


Fig. 6-a - Esquema de níveis do W182

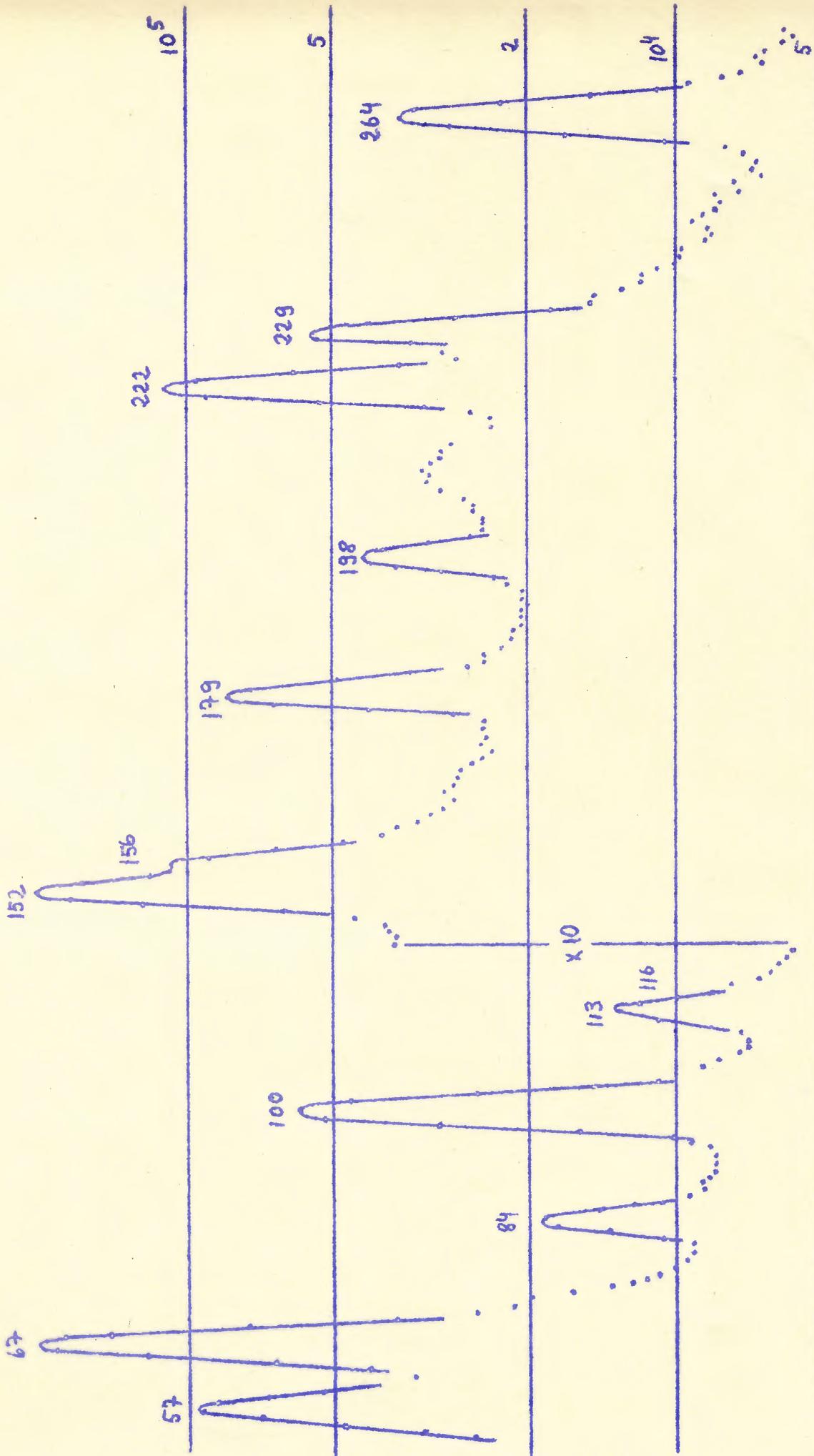


Fig. 6-d -- Espectro em coincidência obtido com detector de Ge(Li).

A cascata mais conveniente, como melhor compromisso entre os fatores citados, é a 264 - (1289 + 1189). O gama de 264 keV somente pode ser separado com um detector de estado sólido. Por outro lado, os gamas da região de 1,2 Mev necessariamente devem ser detectados com NaI(Tl) por questão de eficiência. Pode-se observar na figura 6-e a impossibilidade de separação das linhas de alta energia com um detector de cintilação. Na realidade tivemos resolução pior ainda devido à necessidade de empregar guia de luz para operar a fotomultiplicadora no campo magnético.

Nesta situação, ao ajustar a janela de seleção de energia para o pico na região de 1,2 Mev, estão sendo detectados simultaneamente todos os picos que aparecem na figura 6-e. Então, a correlação medida será:

$$264 - [(1289 + 1189) + (67 - (1222 + 1122))] .$$

A cascata triplíce 264 - 67 - (1222 + 1122) vai influir na anisotropia, mas a rotação observada será apenas a correspondente ao nível 1289, dada a pequena vida do nível 1222 keV (< 1 ps).

Uma medida preliminar de anisotropia deu-nos:

	A_2	A_4
264 keV	$0,022 \pm 0,007$	$0,007 \pm 0,010$
100 keV	$-0,008 \pm 0,002$	$0,070 \pm 0,003$

sem correção para ângulo sólido.

Com esse valor de anisotropia, $\Delta \theta = 0,14$ rad, empregando fontes com intensidade de $20 \mu\text{C}$, campo magnético de 20 KG e supondo para os detectores de NaI e Ge(Li) eficiências de 0,3 e 5×10^{-3} respectivamente, seriam necessários da ordem de 10 dias de medida contínua para determinar $r(B, \infty)$ com 50% de precisão. Note-se que a eficiência para foto-pico de um detector de NaI $1 \frac{3}{4}'' \times 2''$ é de 10% nas energias em questão. A eficiência de 0,3 adotada acima, ape

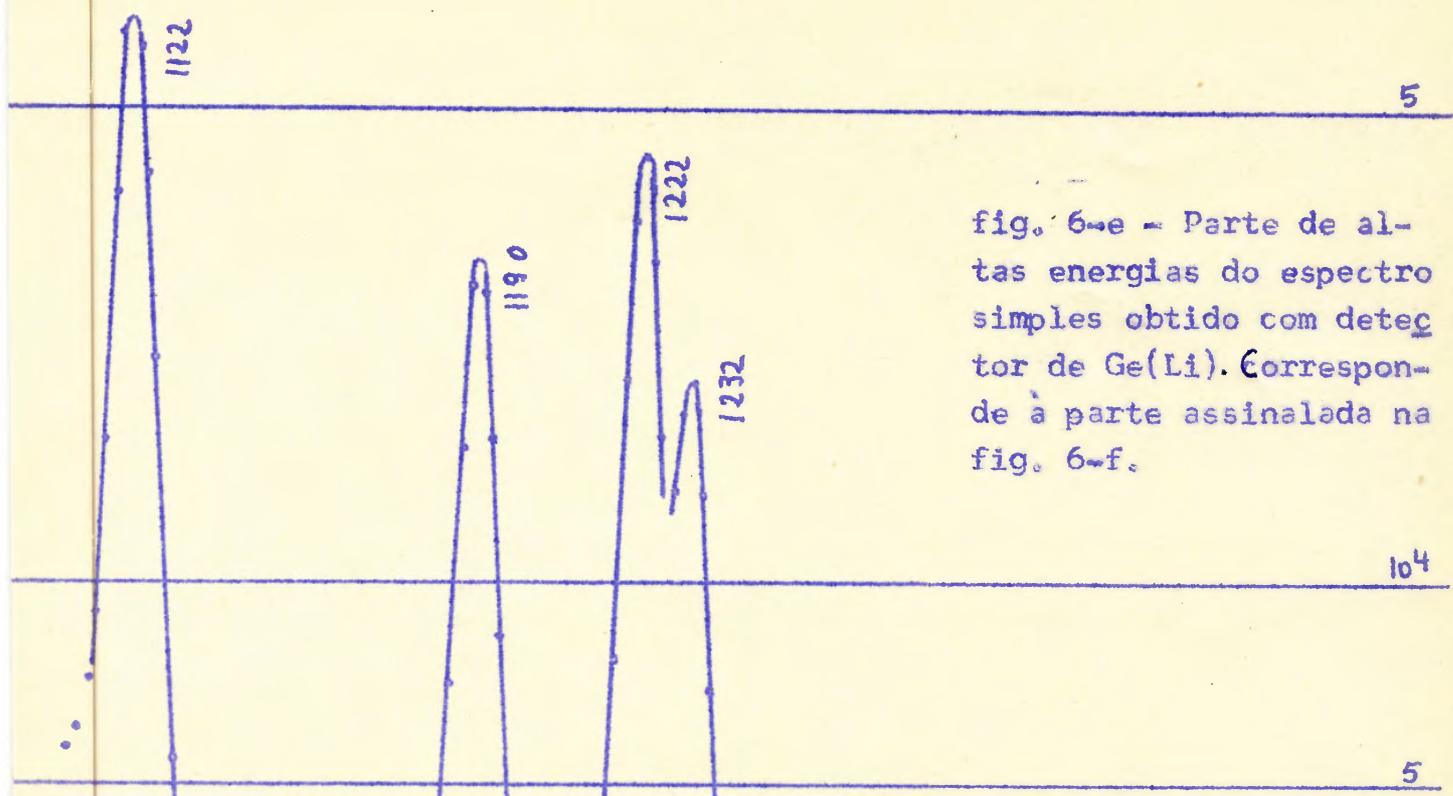


fig. 6-e - Parte de altas energias do espectro simples obtido com detector de Ge(Li). Corresponde à parte assinalada na fig. 6-f.

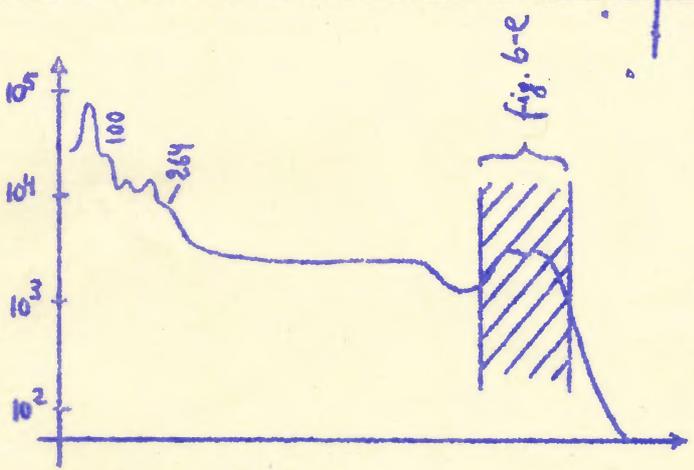
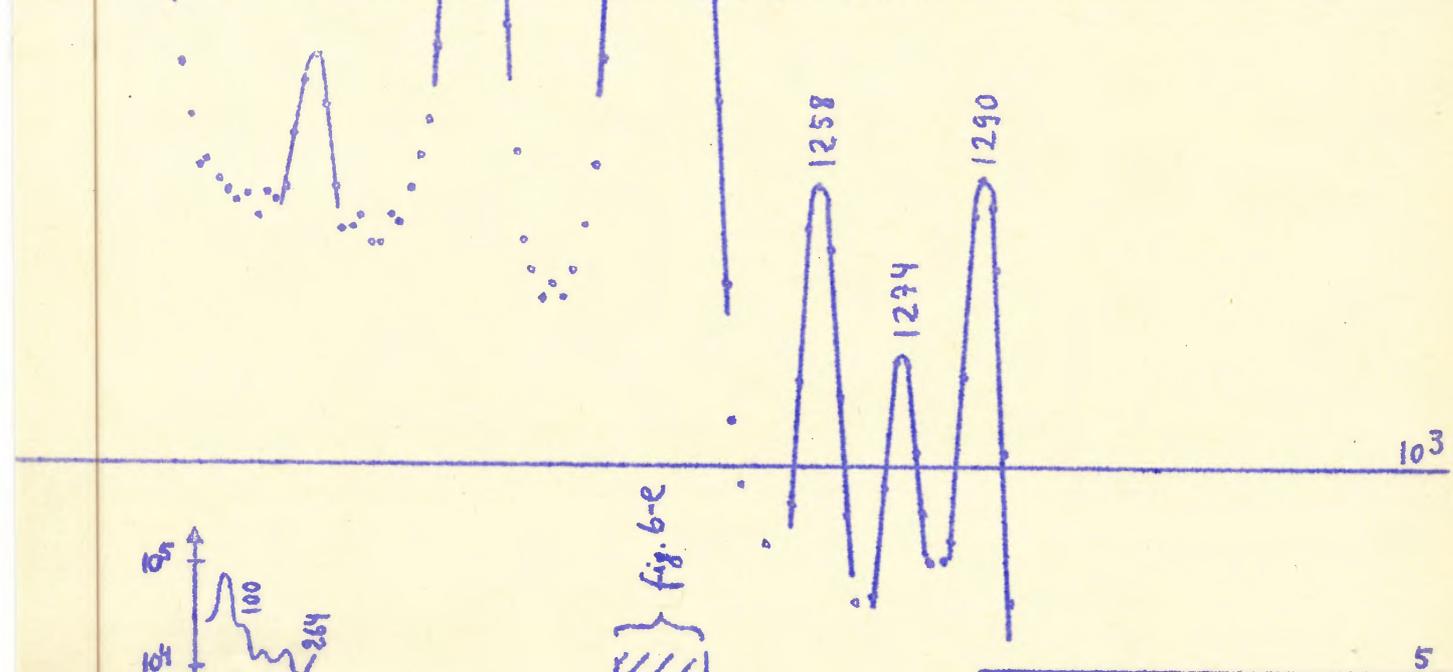
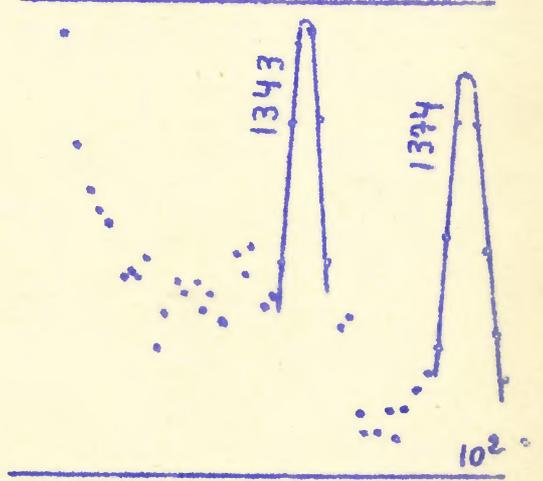


fig. 6-f - Espectro simples obtido com detector de NaI(Tl).



nas é possível aproveitando-se o patamar de Compton. As consequências de trabalhar nestas condições são discutidas na seção 4.1.2. No caso de se optar por selecionar apenas o fotopico, a estimativa de tempo ficará aumentada por um fator de 3.

6.2 Medidas

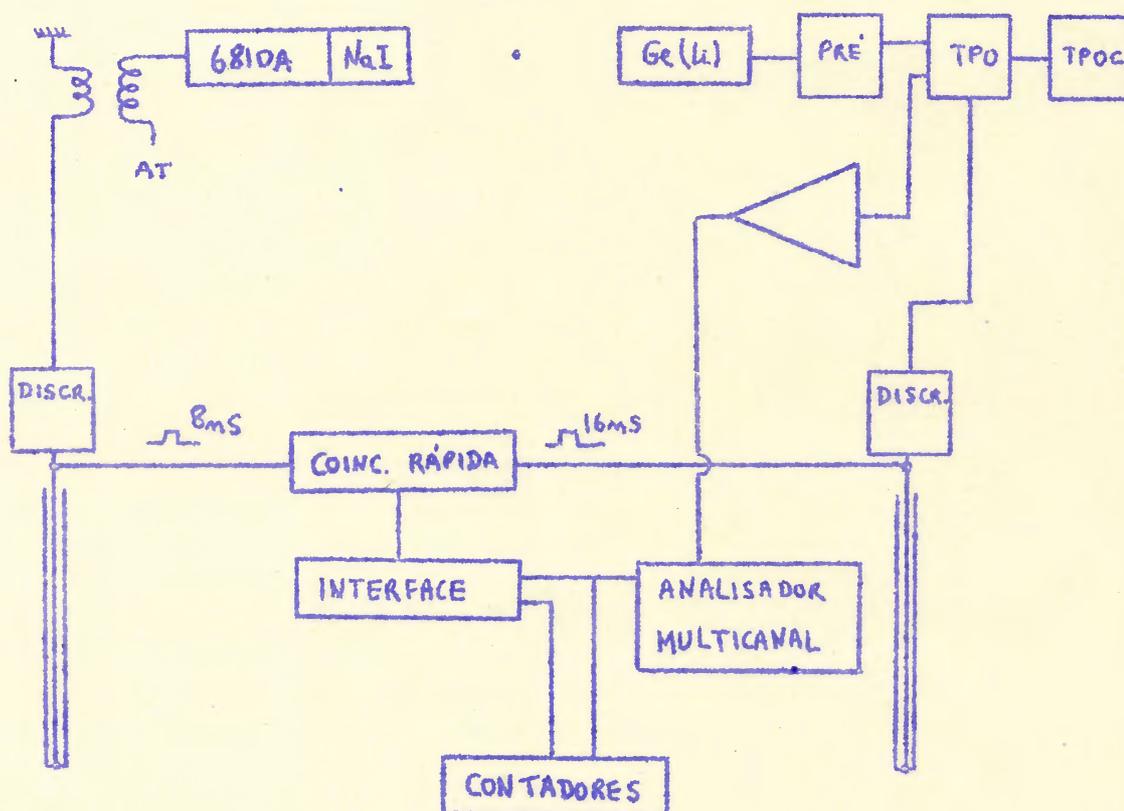
As medidas foram feitas empregando fontes sob a forma de tantalato em solução de KOH. O material radioativo foi obtido do ORNL, onde foi produzido pela reação $Ta^{181}(n, \gamma)Ta^{182}$. A alta atividade específica (> 500 mC/g de Ta) proporcionou fontes de baixa concentração. Dentro da precisão dos resultados, a anisotropia mostrou-se igual à das fontes de fluoreto de tântalo. Como para essas últimas $\overline{G_{22}(\infty)} > 0,95$, tomamos $\overline{G_{22}(\infty)} = 1$ para o cálculo de g tendo em vista a precisão pretendida. Os efeitos de geometria e absorção são completamente negligenciáveis.

Fêz-se uma primeira série de medidas (janeiro de 1968) com equipamento convencional a válvula. Devido aos cortes de energia ocasionados por racionamento, apresentaram-se efeitos de instabilidade que tornaram as medidas inaproveitáveis. Além disso, não foi possível empregar fontes com a intensidade prevista.

Decidimos, então, montar um sistema adequado utilizando módulos de lógica rápida. Visando os problemas de acoplamento de fotomultiplicadoras a baixo nível de impedância, foi realizado um estudo sobre acoplamento a transformador. (Apêndice I).

Com o tipo de solução dada, conseguimos uma aparelhagem extremamente estável e capaz de operar sem sobrecarga com as fontes necessárias (20 - 30 μ Curie). A resolução em tempo obtida foi de 25 ns. A resolução intrínseca no lado do detector de cintilação mostrou-se menor que 5 ns, sendo o restante contribuição do Ge(Li). No lado do NaI foi usado o sistema LLT (lower level timing), servindo

o discriminador superior como condição de energia. No lado do Ge(Li) foi empregado um T P O (time pick-off) engatilhando logo acima do ruído. Foi verificado ser o tempo de coleção das cargas o fator limitante da resolução em tempo no Ge(Li). O fato de o detector não ser um coaxial verdadeiro e sim construído com um cristal trapezoidal, leva a esse limite relativamente elevado. A figura 6-g mostra o diagrama de blocos do sistema.



6.3 Resultados

Obtivemos:

a) $A_2 = 0,027 \pm 0,004$ ou $b_2 = 0,02 \pm 0,003$

b) $r(B, \infty) = (0,46 \pm 0,17) \times 10^{-2}$,

que corresponde com $B = 24.000$ gauss e:

$g = 0,69 \pm 0,25$ ou

$\mu = (1,38 \pm 0,5) \text{ nm.}$

6.4 Comentários

Em medição simultânea, Bhattacharjee et al (17) obtiveram $\mu = 1,04 \pm 0,24$ nm, valor que é significativamente mais baixo que o previsto.

Nosso resultado, apesar da magnitude do erro, sugere um valor mais elevado para μ , valor este mais próximo do esperado.

Estudamos a possibilidade de prosseguir na medida. Decidimos não fazê-lo; não tínhamos no momento condições técnicas de obter resultados confiáveis de maior precisão.

É porém nossa intenção prosseguir com o estudo do W^{182} . Para isso já dispomos ou vamos dispôr em curto prazo:

- automatização completa do sistema de coleta de dados. (Apêndice II).
- eletro-ímã coaxial de baixo campo disperso.
- programas para tratamento de dados.
- detectores de NaI(Tl) e Ge(Li) de maior eficiência, os quais reduzirão por um fator da ordem de dez o tempo de medida.
- dispositivo para medição de correlações elétron-gama.
- aplicação de campos internos.

Além da remedição do μ 1289 keV, pretendemos determinar os momentos magnéticos dos níveis 2^+ a 100 keV, 4^+ a 329 keV, 3^- a 1374 keV, e possivelmente 4^- a 1553 keV.

Esse conjunto de medidas abre grandes possibilidades para o estudo das propriedades magnéticas do W^{182} .

A aplicação de campos internos permitirá superar as limitações impostas pelos eletroímãs (baixo campo, problemas de geometria, impossibilidade de observar correlações elétron-gama). Para

dar uma idéia das possibilidades do método, damos a seguir os valores de campo hiperfino para átomos de tungstênio em matrizes ferromagnéticas:

matriz:	Fe	Co	Ni
campo hiperfino (Kgauss)	640	388	78

Com um campo de 600.000 gauss, para $g = 1$, $b_2 = 0,05$ e $\tau = 50$ ps teremos uma rotação e um valor de $r(B, \infty)$ respectivamente de 0,15 rad. e 0,015, valores que são bastante favoráveis.

A existência do nível Mössbauer de 100 keV possibilita uma verificação independente dos campos hiperfinos nas amostras.

No estudo do W^{182} com correlações elétron-gama, além das possibilidades inerentes à técnica, teremos a vantagem de uma maior eficiência na separação das linhas de alta energia. Note-se que, embora os coeficientes de conversão sejam da ordem de 10^{-3} , a eficiência dos detectores de estado sólido para aquelas energias é da ordem de 10^{-4} para gamas e ≈ 1 para elétrons.

Tendo em vista as discrepâncias notadas, as novas técnicas disponíveis e mais a situação geral dos resultados na região do tungstênio (16), julgamos que o prosseguimento do estudo do W^{182} é altamente interessante e oportuno.

APÊNDICE I

Acoplamento a transformador em detectores de cintilação

Um dos problemas encontrados para o emprêgo de lógica rápida foi o acoplamento de fotomultiplicadoras a impedâncias de 50Ω . Nosso problema específico consistiu em acoplar a fotomultiplicadora à entrada de um analisador diferencial EGG mod. TD101/N operando no modo LLT. O discriminador superior desempenhava as funções de discriminador de energia. Necessitávamos pois de um sinal de subida rápida e que fôsse linear com respeito à energia. Os níveis mínimo e máximo dos discriminadores são respectivamente 100 mv e 1000 mv. Para obter um funcionamento adequado é portanto necessário operar com sinais da ordem de 1 volt, ou seja, com correntes da ordem de 20 mA. A obtenção de sinais lineares desta magnitude com a razão de contagem prevista é impraticável.

Observando as características de saída de fotomultiplicadoras, vê-se que tipicamente elas se comportam como fontes de corrente ao longo de uma excursão em tensão da ordem de 100 volts. Então, é em princípio possível obter sinais de 1 volt com correntes cem vezes menores, por meio de uma adaptação adequada de impedâncias.

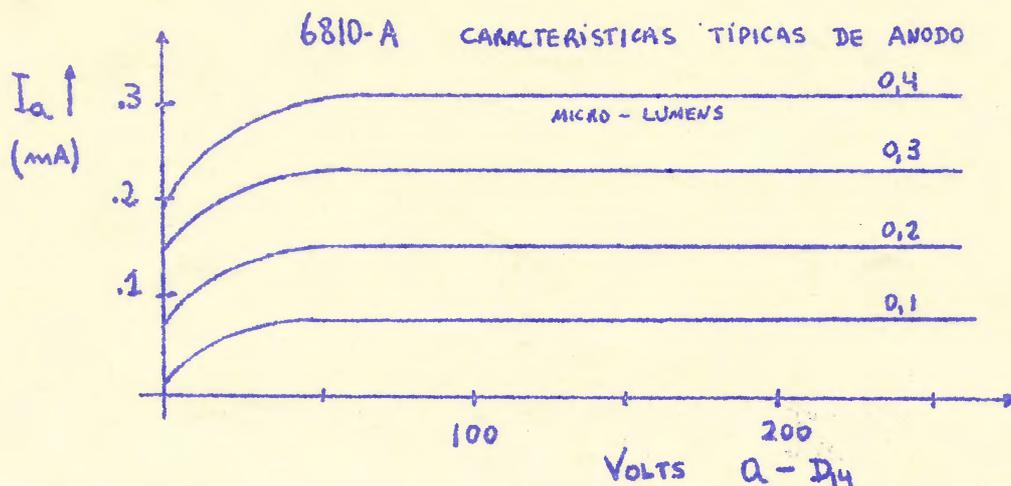


fig. I-a

Optamos por resolver o problema com um transformador de núcleo de ar. O primeiro modelo experimentado foi do tipo autotransformador, por permitir um acoplamento cerrado entre os enrolamentos.

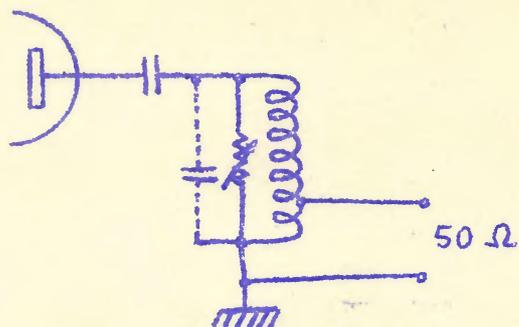


fig. I-b

A seguir passamos a utilizar um transformador de enrolamentos separados, o que traz a vantagem de eliminar o capacitor de acoplamento.

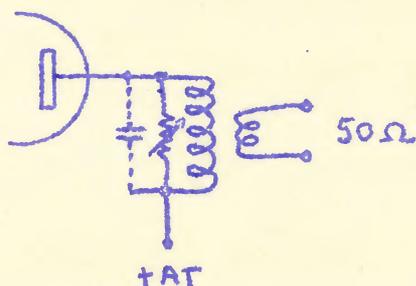


fig. I-c

A figura a seguir mostra em corte a disposição adotada para os enrolamentos, com a qual se obteve coeficiente de acoplamento $k = 0,7$ e isolação testada até 3 Kv.

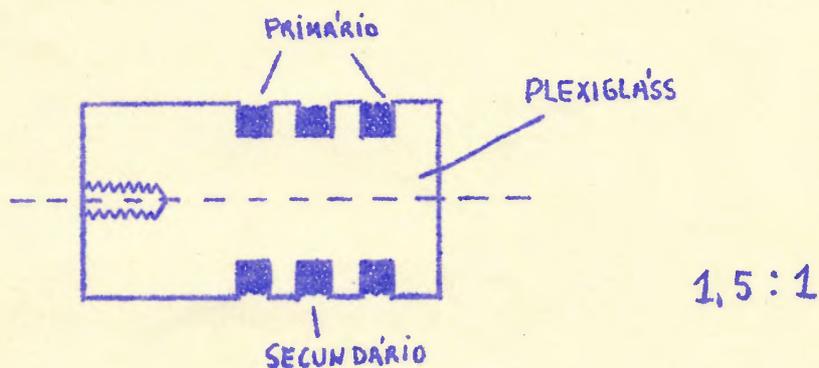


fig. I-d

Realizamos um estudo experimental da resolução obtinível como função da frequência própria do circuito. Os resultados obtidos estão a seguir sob forma de gráfico.

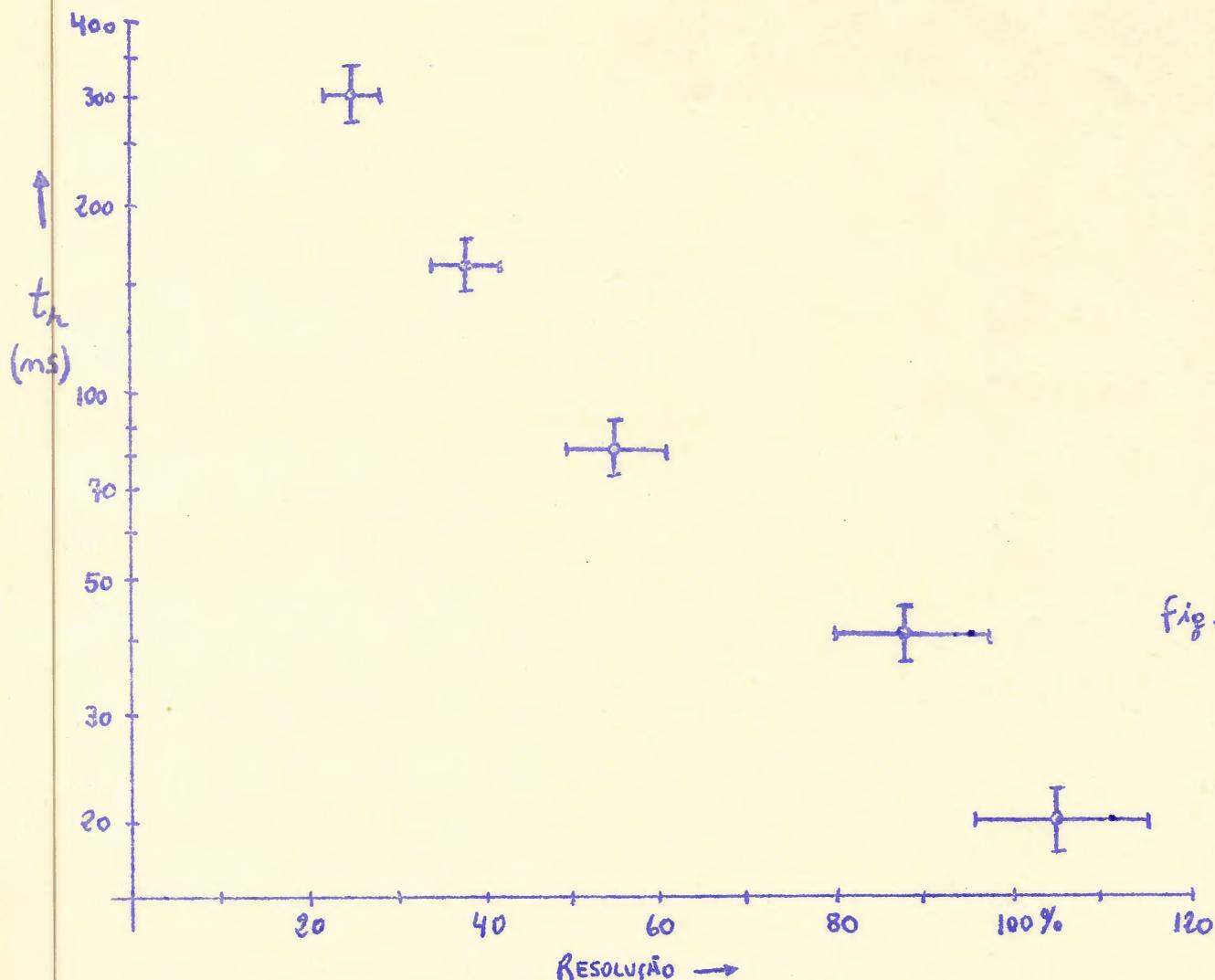


fig. I-e

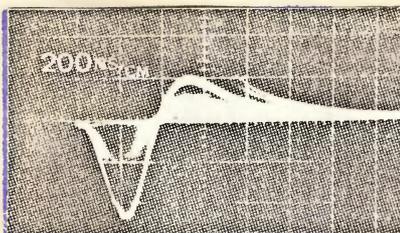
Êsses resultados foram obtidos nas seguintes condições:

- fonte radioativa de Na^{22} (511 keV).
- cristal de NaI(Tl) 2" x 2" acoplado com guia de luz a uma foto multiplicadora 6810 A.
- analisador TD 101.
- avaliação do tempo de subida diretamente no osciloscópio (Tektronix 454).

Tendo em vista as condições favoráveis do espectro do W^{182} , conseguimos trabalhar com $t_r = 100$ ns, o que possibilitou

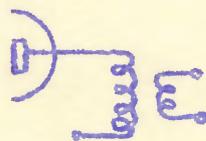
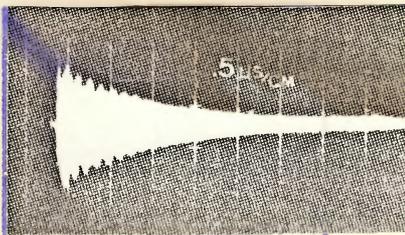
uma boa resolução em tempo mesmo com o 1º discriminador trabalhando a 0,1 da altura máxima do sinal.

Não sendo possível obter acoplamento suficientemente alto para amortecimento crítico somente com a carga de secundário, empregamos carga adicional no primário. As figuras a seguir mostram os resultados para várias condições (oscilogramas obtidos com um TEKTRONIX 585 sincronizado pelo cruzamento de zero).



fonte: Na²²
Cintilador: NaI(Tl)

Fig. I-f



fonte: Na²²
Cintilador: NE-102

Fig. I-g

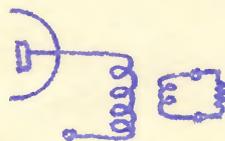
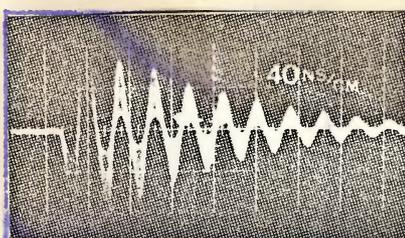


Fig. I-h

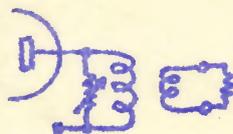
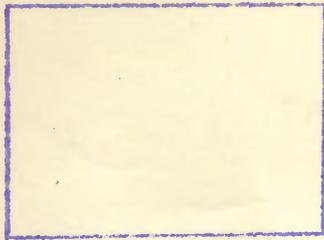
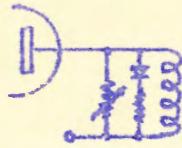


Fig. I-i

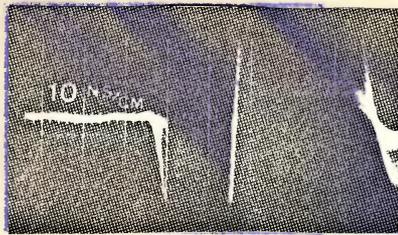


VERTICAL: 1v/cm.



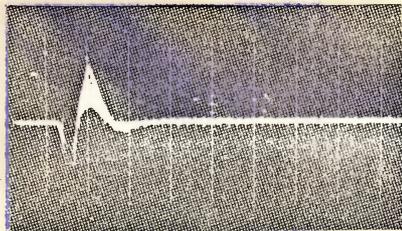
diodo 1N4148

Fig. I-j



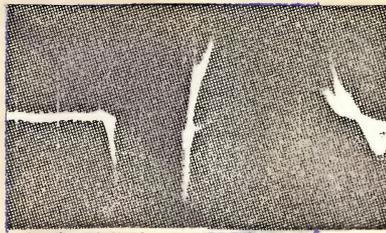
idem c/ 10 ns/cm
e .1 v/cm.

Fig. I-k



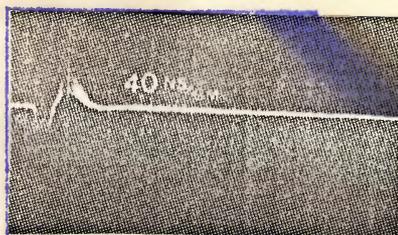
idem Fig. I-j
/ diodo 1N776

Fig. I-l



idem c/ 10 ns/cm
e .1 v/cm.

Fig. I-m



idem Fig. I-j
c/ diodo SG-555

Fig. I-n

Vê-se que o amortecimento seletivo do 2º semi-ciclo permite obter impulsos bipolares que sob alguns aspectos são mais convenientes que os obtidos por dupla linha de corte.

Com os impulsos mostrados, utilizando um detector de cruzamento de zero EGG mod. T 140 em conjunto com um conversor de tempo TH 200-A obteve-se a resolução em tempo mostrada abaixo.

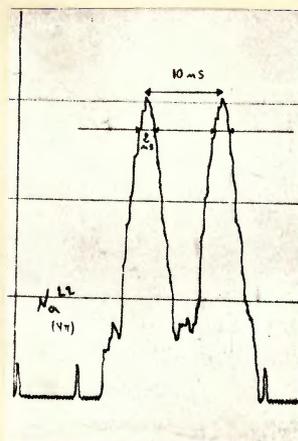


Fig. I-0

O emprêgo de núcleos de ferrite possibilitou acionar analisadores do tipo 0 - 10 Volts, diretamente de fotomultiplicadoras 6655-A a um nível de 10V/Mev, com um tempo de integração equivalente de $0,5 \mu s$.

APÊNDICE II

Automatização da aquisição de dados

A automatização da aquisição de dados mostrou-se indispensável para uma pesquisa experimental eficiente e competitiva com a dos demais centros de pesquisa. O sistema automático citado na seção 6.4 está em parte baseado em experiências anteriores que descreverei brevemente.

a) Por força de necessidade do momento, foi construído um sistema automático no qual a programação das posições sucessivas do detector móvel é completamente arbitrária. A solução adotada (28) levou a uma grande simplicidade do sistema mecânico e relativa complexidade do sistema eletrônico:

- Sistema mecânico: detector móvel apoiado em roletes sobre disco de aço. O sistema de tração tem sua montagem basculante, permitindo efetuar o desacoplamento e bloqueio do movimento.

- O sistema de referência de posição é elétrico, consistindo de um circuito ponte formado por um potenciômetro ajustável no painel de controle e outro acoplado ao carro móvel. O ajuste dos potenciômetros de referência é feito por método de nulo. Desacoplando a tração, leva-se o carro móvel à posição desejada; a referência pode então ser ajustada para sinal de erro nulo, o que pode ser verificado pelas lâmpadas indicadoras de acionamento do motor. A fig. 2-a ilustra o processo.

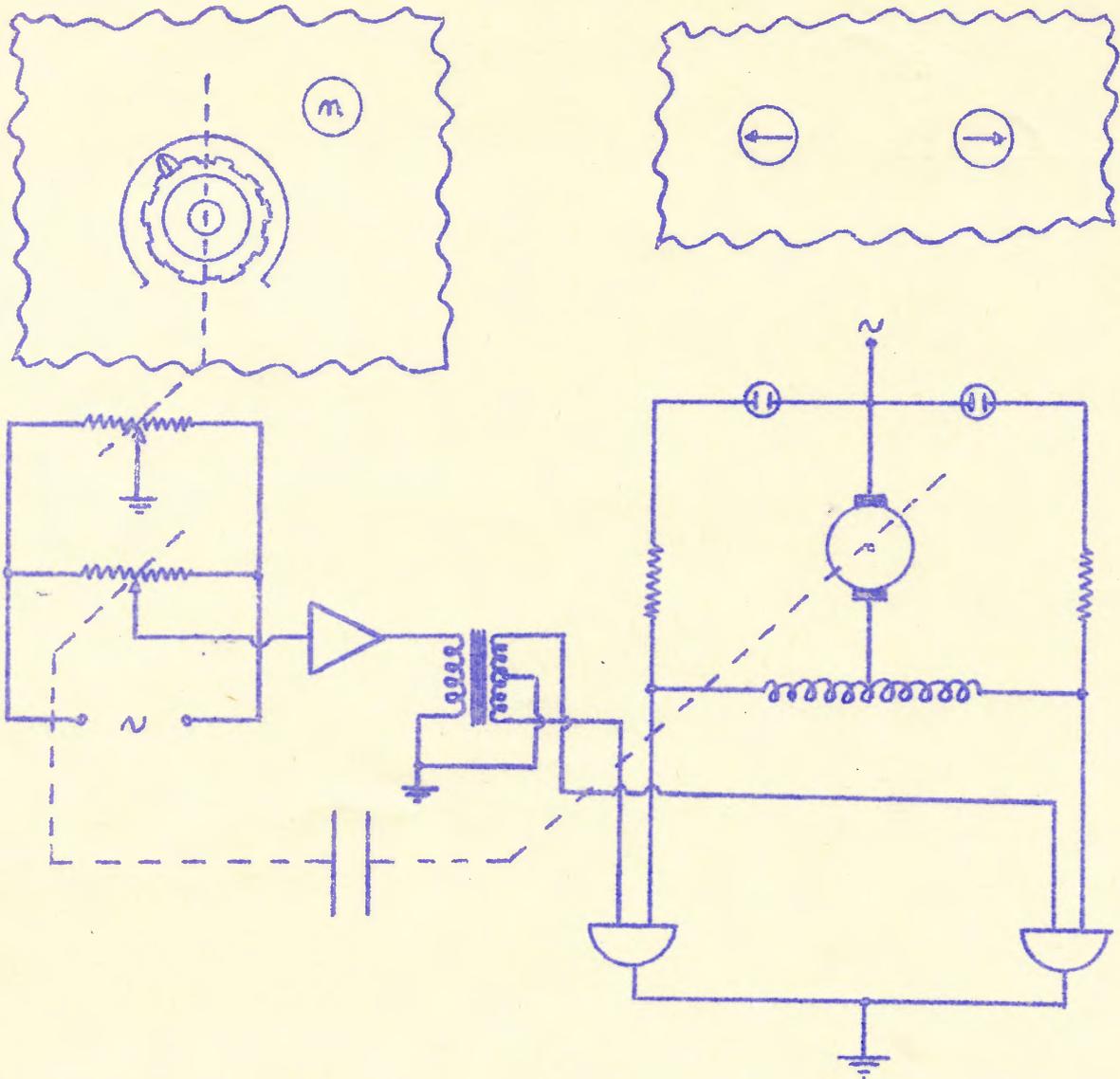


fig. II-a

Os potenciômetros de referência são selecionados sequencialmente, existindo possibilidade de rejeição. Sinais de comando auxiliares podem ser obtidos da chave seletora por programação com fio, o que é mostrado na fig. II-b.

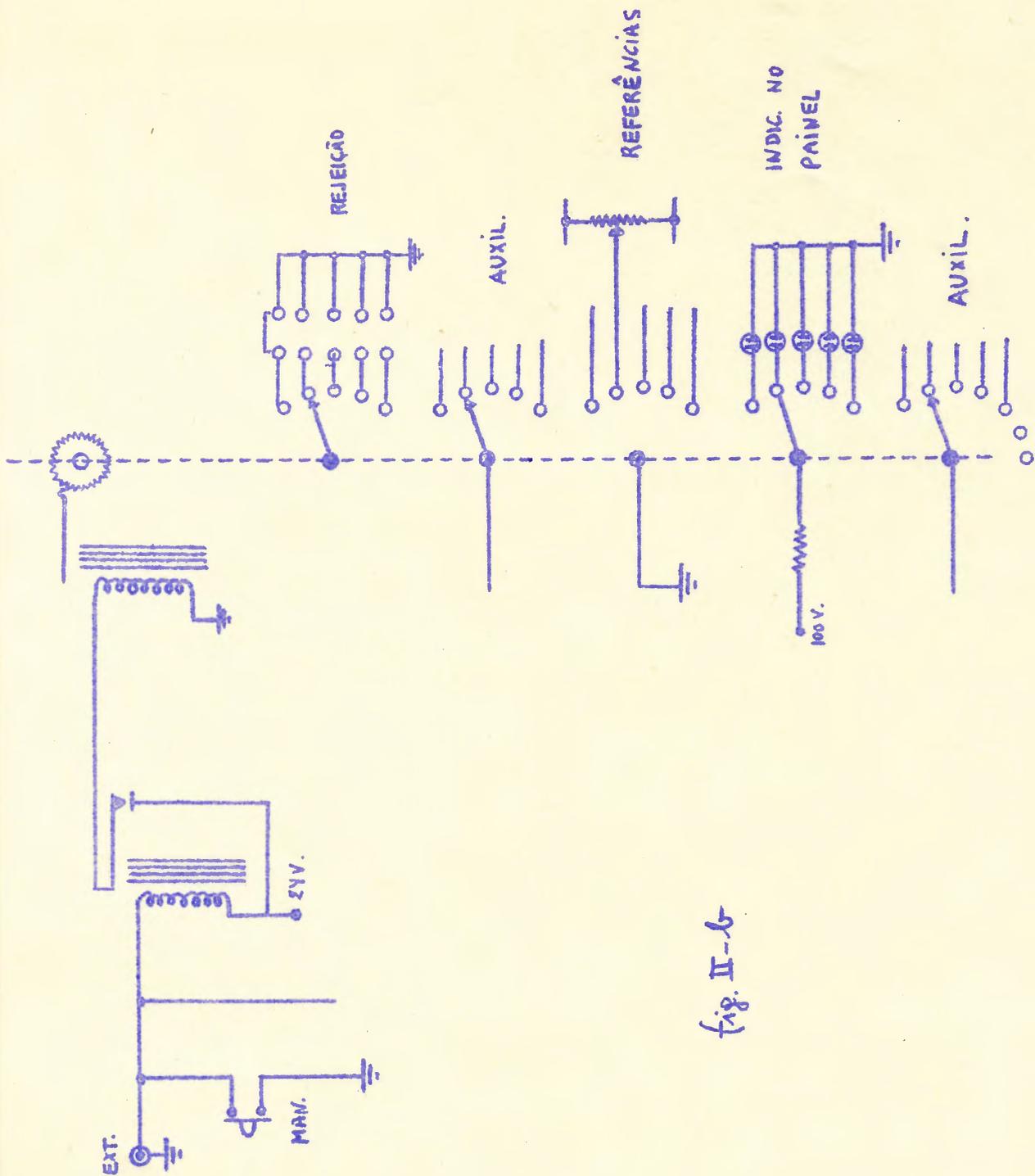


fig. II-6

A figura II-c mostra os ajustes que permitem obter amortecimento crítico no sistema de comando.

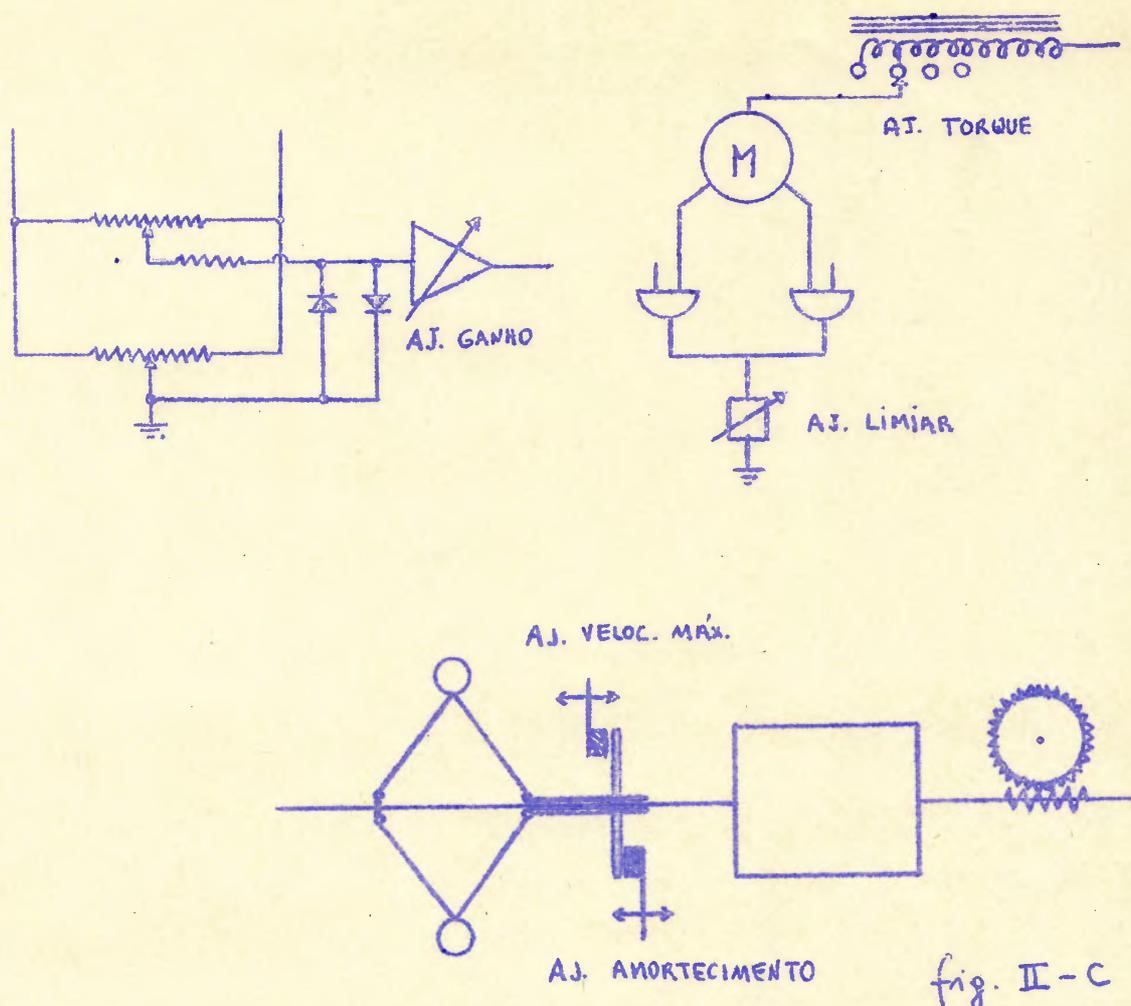


fig. II-C

b) Em medidas efetuadas em Tc^{99} (30) surgiu a necessidade de empregar técnicas de endereçamento. O sistema empregado está esquematizado na figura II-d a qual é auto-explanatória.

Observe-se que o endereçamento em função do campo é comandado pela posição real do campo e não por um programador. Um interruptor exerce função análoga nas medidas de anisotropia. Além de oferecer maior segurança, êsse tipo de vinculação simplifica o sistema de programação.

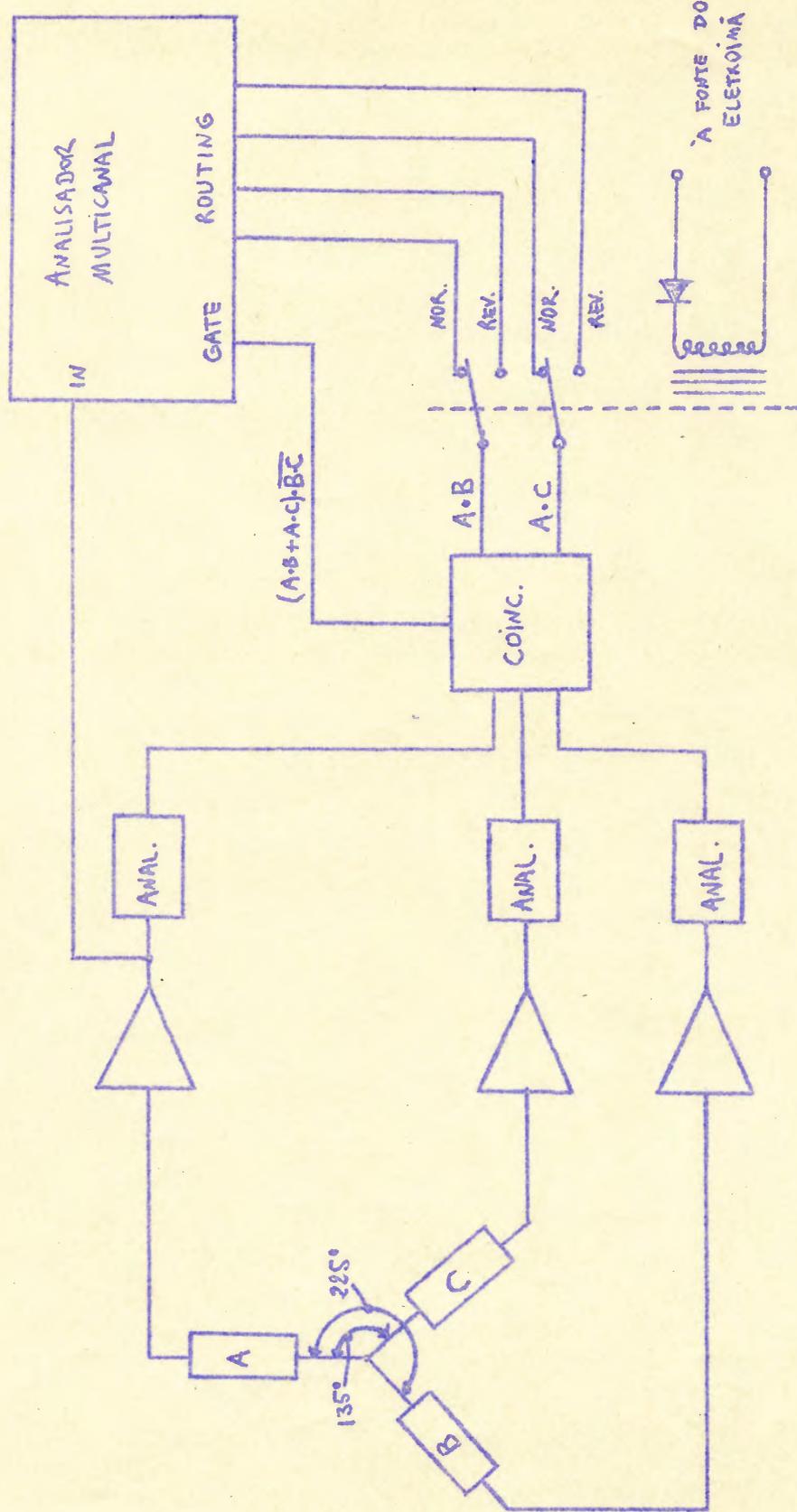


fig. II-d

A experiência mostrou a conveniência de várias das soluções adotadas. Por outro lado, o posicionamento seqüencial mostrou-se plenamente satisfatório. Um compromisso entre as características desejáveis levou a um sistema que em síntese pode ser descrito como:

- a) Sistema mecânico: tração por fricção, similar ao descrito.
- b) Sistema de referências de posição: mecânico, com micro interruptores acionados por batentes ajustáveis. Nos extremos do curso estão dispostos batentes inversores.
- c) Programação: posicionamento seqüencial. Ciclo de medição comandado pelo analisador multicanal e ciclo de posicionamento e tomada de dados por um programa externo eletrônico.
- d) Endereçamentos: por relé no caso de campo aplicado e por micro-interruptores acionados mecânicamente no caso de posicionamento angular.

O circuito de controle do motor assume uma forma extremamente simples, mostrada pela figura II-e.

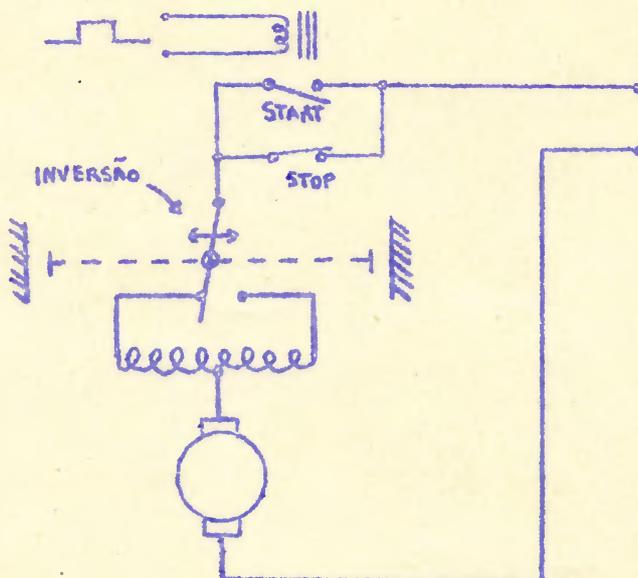


fig. II-e

Bibliografia

1. H.Frauenfelder e R.M.Steffen, em "Alpha, Beta and Gamma-ray Spectroscopy" (North-Holland, 1965).
2. Wapstra et al., Nuclear Spectroscopy Tables (North-Holland).
3. R.M.Steffen e H.Frauenfelder, em "Perturbed Angular Correlations" (North-Holland, 1964).
4. R.L.Heath - Scintillation Spectrometry (ed. USAEC).
5. M.J.L.Yates, em "Alpha, Beta and Gamma-Ray Spectroscopy" (North-Holland, 1965).
6. E.Bodenstedt e J.D.Rogers, em "Perturbed Angular Correlation" (North-Holland, 1964).
7. Feingold e Frankel, Physical Review 97, n.4 (1955) 1025.
8. D.H.White, Nucl.Instr.and Meth. 21 (1963) 209.
9. W.Meilling e F.Stary, Nucl.Phys. 84 (1966) 534.
10. Lederer et al. Table of Isotopes, 2^a ed.
11. Nuclear Data B-1-1-6.
12. H.J.Körner et al., Z.für Physik 172 (1963) 279.
13. C.Günther et al. Nucl.Phys. 61 (1965) 65.
14. E.P.Grigor'ev et al. Soviet Jour. of Nucl. Phys. 4, 1(1967)5.
15. O.Nathan and S.G.Nilsson, em "Alpha, Beta and Gamma-Ray Spectroscopy" (North-Holland, 1965).
16. Ref. 6, pags. 178, 119.
17. S.K.Bhattacharjee et al., Phys. Lett. 26B, 9 (1968) 583.
18. B.I.Deutsch, "Some Nuclear Applications of PAC with hf interactions" (preprint).
19. E.Bodenstedt et al., Z.für Physik 165 (1961) 57.
20. R.M.Steffen, Advances in Physics 4 (1955) 293.
21. A.B.Gillespie, "Signal, Noise and Resolution in Nuclear Counter Amplifiers", Pergamon Press.
22. W.T.Milner et al., Bull.Am.Phys.Soc. 14 (1969) 1204.

23. R.C.Williams and K.I.Roulston, Can.Jour.of Phys., 34(1956) 1087.
24. G.D.Hickman and M.Wiedenbeck, Phys.Rev. 118 (1960) 1049.
25. V.A.Klyucharev et al., Sov.Phys.J.ETP 17 (1963) 766.
26. M.S.El-Nesr et al., Arkiv für Fysik 23 (1963) 283.
27. C.S.Müller, F.P.Livi e J.D.Rogers: "Avaliação das características operacionais e econômicas de circuitos de lógica rápida utilizados em espectroscopia nuclear", Ci. e Cultura 20(2) 113, 1968.
28. F.P.Livi, Dispositivo para posicionamento automático de detectores em medidas de correlação angular", Ci. e Cultura 21 (1969).
29. F.P.Livi e C.S.Müller, "Arranjos Instrumentais para Espectroscopia Nuclear Utilizando Lógica Modular Rápida", Ci. e Cultura 20 (2) 113, 1968.
30. F.P.Livi, D.E.Brandão, R.P.Livi e H.Saitovitch "Estudos espectroscópicos em ^{99}Mo ", Ci. e Cultura, 21 (1969).
31. F.P.Livi, E.A.Menêses e R.P.Livi, "O momento magnético do nível 2^- a 1289 keV no W^{182} , (a ser apresentado na XXII Reunião Anual da SBPC).