

Manoel A. N. de Abreu

**CONTRIBUIÇÃO AO ESTUDO
DA CAPTURA RADIOATIVA
DE NÊUTRONS NO Al, Ni
Ti E Fe**

TESE DE DOUTORAMENTO

apresentada à

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

São Paulo - BRASIL

1970

c

MANOEL A. N. DE ABREU

CONTRIBUIÇÃO AO ESTUDO DA CAPTURA RADIOATIVA
DE NÊUTRONS NO Al, Ni, Ti e Fe

Tese de Doutorado apresenta
da à Universidade Estadual de
Campinas.

1970

A

Ana Cláudia,
Ana Marta e
Luis Guilherme

"A observação das reações nucleares levaram à descoberta de inúmeros fenômenos, muitos dos quais ainda não foram entendidos. Este mundo de núcleos excitados e instáveis criado pelo homem, através de condições especiais, à primeira vista é bem diferente do nosso mundo composto por átomos no estado fundamental, quase todos estáveis, mas somente à primeira vista, já que estas condições especiais parecem existir no centro de algumas estrelas, como também porque a composição da matéria que forma o nosso mundo é o resultado de reações nucleares que se deram no passado, seguindo as leis da dinâmica nuclear, que agora procuramos entender".

(Resumo de Weiskopf - 61)

AGRADECIMENTOS

A elaboração de um trabalho de pesquisa , principalmente experimental, exige que uma série de recursos materiais e humanos sejam organizados e canalizados .

A realização desta tese foi possível graças às disponibilidades existentes e à colaboração de vários pesquisadores e técnicos do Instituto de Energia Atômica. Queremos aqui agradecer a todos que, direta ou indiretamente, nos auxiliaram e em particular:

Ao Professor Doutor Marcello Damy de Souza Santos, nosso mestre, orientador e amigo.

Ao pesquisador Fernando Giovanni Bianchini pelas críticas, sugestões e inestimável ajuda durante todo o decorrer deste trabalho.

Aos pesquisadores Olga V. Mafra Guidicini e Achilles A. Suarez, pelas proveitosas discussões e sugestões.

Ao bacharel Fulvio M. Frossati pela ajuda incansável e criativa.

Ao Dr. J. Nickles da Universidade de Wisconsin que no Laboratório do Acelerador Eletrostático nos iniciou na construção de detectores de Ge(Li).

Aos componentes da Divisão de Operação e Manutenção do Reator.

Aos técnicos do Serviço de Oficina Mecânica, que realizaram todo o equipamento mecânico utilizado neste trabalho.

Aos técnicos Danilo Mariconi e Vicente del Bianco que nos auxiliaram no reparo das falhas do equipamento eletrônico.

Às Senhoritas Nancy Riskowsky e Ilona V. Gross pelos trabalhos de datilografia.

Ao Diretor do Instituto de Energia Atômica, Professor Rômulo Ribeiro Pieroni e à Comissão Nacional de Energia Nuclear que tornaram possível nosso trabalho no I.E.A.

ÍNDICE

INTRODUÇÃO	i
CAPÍTULO I - CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS	1
I-A- MODELOS NUCLEARES	1
I-B- MODELO DE CAMADAS E MODELO UNIFICADO	5
B-1. Evidências Experimentais	5
B-2. Modelo de Camadas	7
B-3. Modelo Unificado	9
I-C- CAPTURA DIRETA	10
I-D- CONCLUSÃO	12
CAPÍTULO II - ARRANJO EXPERIMENTAL	14
II-A- DISPOSITIVO DE IRRADIAÇÃO	14
A-1. Alvo Interno	15
A-2. Alvo Externo	15
A-3. Características	16
3-a. Radiação Gama Emergente	16
3-b. Comparação	17
II-B- DETETOR	18
B-1. Escolha	18
B-2. Espectrômetro de Absorção Total com Cristal de NaI	18
B-3. Diodos de Ge(Li)	19
3-a. Obtenção	19
3-b. Características	20
3-c. Equipamento Eletrônico	22
3-d. Criostato	22
CAPÍTULO III- APRESENTAÇÃO E DISCUSSÃO DOS DADOS EXPERIMENTAIS	34
III-A- INTRODUÇÃO	34
III-B- ANÁLISE DA FUNÇÃO DE RESPOSTA	34
B-1. Determinação da Posição e Intensidade das Linhas	34
B-2. Calibração em Energia	36
III-B- RESULTADOS OBTIDOS	36
B-1. ^{27}Al (n, γ) ^{28}Al	37
B-2. $^{\text{A}}\text{Ni}$ (n, γ) $^{\text{A}+1}\text{Ni}$	39
B-3. $^{\text{A}}\text{Ti}$ (n, γ) $^{\text{A}+1}\text{Ti}$	39
B-4. $^{\text{A}}\text{Fe}$ (n, γ) $^{\text{A}+1}\text{Fe}$	40
CAPÍTULO IV - CONCLUSÃO	42

APÊNDICE A - FEIXES DE NEUTRONS TÉRMICOS	62
APÊNDICE B - CÁLCULO DO FLUXO DE NÊUTRONS	75
APÊNDICE C - ESPECTRÔMETROS PARA RADIAÇÃO GAMA	77
APÊNDICE D - DIODOS DE GERMÂNIO ATIVADOS COM Li e Ga	94
APÊNDICE E - OBTENÇÃO DE DIODOS DE GERMÂNIO ATIVADOS COM Li e Ga	108
APÊNDICE F - ESTABILIZAÇÃO DE ESPECTRÔMETROS GAMA	122
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	125

O presente trabalho teve por motivação a importância do estudo da captura radioativa de neutrons no entendimento da estrutura nuclear, principalmente em núcleos não esféricos como o Al e em núcleos onde pode ser admitida a existência de estruturas intermediárias como ocorre com o Al, Fe, Ni e Ti. A alta resolução necessária para esse tipo de estudo e a dificuldade de aquisição de bons espectrômetros nos levaram à construção de um detetor Ge(Li).

As técnicas que tivemos que estudar e desenvolver para atingir esse objetivo são apresentadas nos apêndices, e nos quatro capítulos principais são apresentadas algumas considerações teóricas sobre os modelos nucleares, a descrição do arranjo experimental e os resultados experimentais que indicam a existência de novas linhas nos espectros estudados.

O entendimento da estrutura e dinâmica nucleares é bastante dificultado pelo fato de se ter de resolver um problema de muitos corpos sem o conhecimento das forças nucleares que agem entre dois corpos. O procedimento mais comum para contornar este obstáculo consiste em descrever os fenômenos nucleares segundo modelos que servirão de base para previsões teóricas. Estas são comparadas com os resultados experimentais, o que constitui um teste para o modelo e um guia para as correções a serem feitas (Weisskopf-61, Groshev-66, Mau-66). Como consequência, o estudo das reações nucleares, e em particular o da espectroscopia nuclear, adquiriu grande importância na física nuclear das últimas décadas, pois fornece dados sobre as propriedades dos níveis nucleares, tais como, energia, "spin", paridade, "branching ratio" e meias vidas.

As reações nucleares resultantes da captura de um neutron por um núcleo estão entre as mais estudadas, devido à facilidade de obtenção de fontes intensas e à grande probabilidade de captura de neutrons pelos núcleos. O objetivo mais importante destas experiências é o estudo da desexcitação do núcleo formado. Esta desexcitação se dá principalmente pela emissão de um eletrão de conversão interna, ou, de um fóton, quando a energia for suficientemente baixa para que não haja emissão de partículas carregadas.

A transição direta do estado excitado para o estado fundamental é pouco provável para a maioria dos núcleos. Este fato experimental pode ser entendido se admitirmos a existência de certas regras de seleção que dão a probabilidade para transições eletromagnéticas entre dois estados em função de suas energias, paridades e "spins".

Normalmente a desexcitação dos núcleos se dá através de uma série de transições intermediárias entre os estados inicial e fundamental, fornecendo informações sobre o esquema de níveis de energia do núcleo em estudo.

Os trabalhos feitos, utilizando a radiação de captura de neutrons, podem ser divididos em dois tipos:

- 1 - Captura de neutrons de ressonância; permitem a medida das larguras parciais das ressonâncias e o estudo dos estados que não são povoados na captura de neutrons térmicos.
- 2 - Captura de neutrons térmicos: é um método que fornece muita informação, pois as altas intensidades das fontes disponíveis (KCi) permitem a utilização de detectores de alta resolução, medidas de coincidência e correlação angular, principalmente na região em torno de 3 MeV onde podemos testar os modelos com maior precisão.

Apesar da radiação gama de captura neutrônica ter sido detetada pela primeira vez em 1934 (Lea-34), somente após 1950, quando espectrômetros magnéticos de alta resolução (2%) puderam ser construídos e utilizados junto a reatores de alto fluxo de neutrons, é que uma grande quantidade de dados sobre os estados de alta energia dos núcleos pôde ser colhida.

Atualmente, o aperfeiçoamento dos espectrômetros mag

néticos e o aparecimento dos detetores de germânio ativados com lítio e gálio, permitiram que este campo da pesquisa adquirisse novo interesse, tornando possível o estudo de transições cujas energias sejam muito próximas entre si ($\Delta E \approx 1 \text{ Kev}$), principalmente abaixo de 5 Mev, onde o espectro é bastante complexo.

- CAPÍTULO I -

CONSIDERAÇÕES TEÓRICASI -A MODELOS NUCLEARES

O objetivo da física nuclear é a investigação e o entendimento das propriedades do núcleo atômico. Estas propriedades têm sido descritas como o resultado do comportamento de um sistema de prótons e neutrons interagindo entre si.

Yukawa mostrou que as forças nucleares podem ser entendidas se admitirmos que o núcleo é um sistema de partículas, núcleons, em interação com um campo mesônico. Um mar de mesons virtuais conteria os núcleons que não são identificados como prótons ou neutrons.

A origem das forças nucleares parece não ter grande influência no comportamento nuclear à baixa energia. Assim, na teoria da estrutura e dinâmica nucleares podemos admitir que as forças nucleares existem e possuem certas propriedades, aceitas como um fato experimental, sem que nos preocupemos com a sua origem.

As forças nucleares, como as conhecemos atualmente, podem ser representadas por uma energia potencial que depende da distância entre os núcleons, de seus "spins" relativos e de suas propriedades de simetria. Estas forças entre núcleons parecem agir apenas entre pares de partículas, o que nos permite descrever o potencial nuclear como resultante da soma da interação entre pares de núcleons. Esta hipótese resulta em uma simplificação considerável nos cálculos teóricos e não há evidência experimental que a contrarie frontalmente.

O potencial nuclear pode ser descrito como a soma de três componentes:

$$V = V_c (R) + S_{12} V_s (R) + (1 \cdot S) V_{1s} (R) \quad (\text{fórmula I.1})$$

../.

A primeira resulta de uma força central, repulsiva, de curto alcance ($0,4 f$), que depende fortemente da simetria.

A segunda se origina na força tensorial, resultante da interação entre os spins dos núcleons; é atrativa, de maior alcance ($2 f$) e também é função da simetria. Age somente sobre estado de tripleto.

$$S_{12} = 3 (R \times s_1) (R \times s_2) / R^2 - (s_1 \times s_2)$$

onde: $s_{1,2}$ são os spins das partículas 1 e 2
 R é a distância entre as partículas

A terceira componente tem origem na interação spin-órbita, é de alcance muito curto ($< 0,4 f$) sendo por isso desprezada na maior parte das vezes. Também age sobre estados de tripleto.

onde l é o momento angular relativo
 $S = s_1 + s_2$

A maneira pela qual foi exposta a teoria nuclear até aqui, leva-nos a crer que a solução dos problemas nucleares é em princípio a solução da equação de Schrödinger para as partículas. Esta equação não tem uma solução geral, o que nos leva a recorrer a aproximações, modelos e outros artifícios afim de descrever as forças nucleares e suas propriedades (Weisskopf-61).

O uso de modelos reduz a interação de muitos corpos, de um problema exato e insolúvel, a um problema aproximado e solúvel. As suas soluções, devem descrever os fatos experimentais o mais exatamente possível.

As reações nucleares podem ser entendidas através de vários modelos. Felizmente, os mais eficazes podem ser analisados a partir do modelo de partícula independente, introduzindo-se modificações sugeridas pelos resultados experimentais.

A captura radioativa de nêutrons é a reação que nos propusemos a estudar. Nessa, um núcleo de número de massa A, absorve um nêutron e produz um isótopo de massa A + 1 num estado excitado. O princípio de conservação da energia nos permite escrever

$$(M_A + M_n + E_n) = (M_{A+1} + E_0)$$

onde, M_A , M_n e M_{A+1} são as massas: do núcleo alvo, do nêutron, do isótopo formado, em unidades de energia

E_n é a energia cinética do nêutron

E_0 é a energia de excitação do núcleo composto

Na captura de nêutrons térmicos $E_n (\approx 1 \text{ ev})$ pode ser desprezado frente a $E_0 (\approx 10 \text{ MeV})$, assim $(M_A + M_n - M_{A+1}) = Q = E_0$.

A desexcitação se dá pela emissão de vários raios gama, que formam uma "cascata", a qual leva o núcleo do estado excitado para o estado fundamental. Podemos escrever:

$$E_0 = \sum_t (E_{tg} + \frac{E_{tg}^2}{M_{A+1}})$$

onde

E_{tg} é a energia da radiação gama emitida numa dada transição t, somada sobre todas as transições que compõem uma cascata.

O segundo termo de somatória representa a energia de recuo do núcleo na emissão do raio gama considerado.

E_0 é chamada energia de ligação do último nucleon no núcleo A + 1.

O processo da captura de nêutrons de baixa energia, é feito quase totalmente através de ondas s, pois a barreira centrífuga repele os nêutrons de momentos angulares altos.

A relação entre as penetrabilidades no núcleo das

../.

ondas s e p é

$$\frac{P_s}{P_p} = 1 + 1/(kR)^2$$

onde k é o número de onda do neutron
 R é o raio de interação do núcleo (Lane-54)

Para neutrons térmicos e núcleos de massa atômica mē dia, a relação assume o valor aproximado de 10^7 , conseqüentemente, a absorção de neutrons no estado p é desprezível.

A descrição de um núcleo que capturou um neutron térmico se reduz assim ao estudo de um núcleo com "spin" $J' = (J + 1/2)$

onde J é o spin do núcleo alvo

O novo núcleo tem a mesma paridade, sendo constituído pelo núcleo alvo e pelo neutron capturado, no estado s, do qual decai para estados menos energéticos (Bartholomew - 60).

Niels Bohr em 1936 (Bohr-36) propôs uma descrição qualitativa dos resultados experimentais das interações partícula-núcleo, conhecidas até então (Pose-29, Chadwick-31, Fermi-35, Tillman-33).

Esta descrição se baseava na hipótese de que um núcleo é um sistema de partículas sujeitas a forças intensas de curto alcance. Quando uma partícula penetra no núcleo, há uma série de choques entre ela e os núcleons, de maneira que a sua energia inicial é distribuída entre todos os núcleons. Forma-se assim, um novo núcleo num estado excitado. A desexcitação deste núcleo composto se daria, segundo Bohr, independentemente da maneira pela qual êle foi formado, mas dependeria da energia, "spin" e paridade do estado excitado.

A descrição do processo no qual uma partícula projetil penetra em um núcleo pode ser feita através de vários modelos. Aquêles que obteve maior sucesso foi o chamado "modelo ótico", no qual

substituímos o núcleo por um poço de potencial com uma componente imaginária. Podemos assim, descrever as reações de espalhamento elástico, inelástico e de absorção. Embora dê bons resultados em alguns cálculos da secção de choque das reações nucleares, este modelo não nos ajuda a entender o que acontece após a absorção do projétil.

O modelo de camadas e o modelo coletivo descrevem razoavelmente os esquemas de níveis nucleares, para estados pouco excitados, de núcleos leves. Segundo a hipótese de Bohr, os espectros gama devidos às reações (n, gama) e (d,p) devem ser idênticos, quanto à intensidade e à energia das transições, previsão teórica que é verdadeira para um grande número de núcleos mas existem determinados núcleos para os quais ela não se verifica (Groshev-66), como podemos notar na figura (I-1).

Estas discrepâncias podem ser entendidas se admitirmos a possibilidade de captura do neutron sem formação do núcleo composto (Feshbach-63). Tal hipótese surgiu do estudo da variação da secção de choque de espalhamento elástico de núcleons com a energia, e foi estendida a outras reações, inclusive à captura radioativa de neutrons (Feshbach-67). Uma visualização destas estruturas intermediárias pode ser feita usando-se o formalismo de Lane e Lynn (Lynn-60), da captura direta do neutron, que nos permite entender a existência de estados que não são previstos pelos modelos citados e que têm relação com a forma pela qual o núcleo foi formado, reação (d,p) ou (n, gama).

Faremos uma breve exposição do modelo que melhor descreve os esquemas de níveis dos núcleos compostos pela captura de neutrons térmicos, o modelo unificado, e do formalismo da captura direta.

I - B - MODELO DE CAMADAS E MODELO UNIFICADO

I - B - 1 - EVIDÊNCIAS EXPERIMENTAIS

O modelo de camadas surgiu da observação do fato experimental de que núcleos com números de protons ou neutrons iguais a certos "números mágicos" (2, 8, 20, 28, 50, 82 e 126) possuem propriedades

../.

especiais e são muito estáveis. Estas propriedades são:

a- Agrupando os elementos, conforme o número de prótons e nêutrons seja par ou ímpar, temos:

nº de prótons	nº de nêutrons	nº de isótopos estáveis conhecidos.
par	par	167
par	ímpar	55
ímpar	par	53
ímpar	ímpar	9

b- Sendo $A = N + Z$ ímpar, dados obtidos por espectrometria de massa, indicam que somente um dos átomos de cada par é estável.

$^{87}_{37}\text{Rb}$	$^{87}_{49}\text{Sn}$	$^{123}_{52}\text{Te}$	$^{123}_{51}\text{Sb}$
$^{113}_{48}\text{Cd}$	$^{113}_{51}\text{In}$	$^{187}_{85}\text{Re}$	$^{187}_{76}\text{Os}$
$^{115}_{49}\text{In}$	$^{115}_{50}\text{Sn}$		

Devemos ressaltar que, para N e Z pares, o número de isóbaros estáveis é frequentemente 2 ou 3.

c - Observando o número de isótopos estáveis notamos que ele aumenta consideravelmente nas proximidades dos números mágicos.

../.

Para: Z = 20 (Ca) temos 5 isótopos estáveis e
Z = 50 (Sn) temos 11 isótopos estáveis

O mesmo se dá com os isótonos, para

N = 50 existem 6 isótonos estáveis e para
N = 82 existem 7 isótonos estáveis

d - A variação, com o número de prótons ou nêutrons, da energia de ligação do último núcleon, apresenta máximos nos números mágicos.

e - A absorção de nêutrons por núcleos, medida através da variação da secção de choque, com o número de prótons ou nêutrons, apresenta mínimos também nos números mágicos.

Os fatos experimentais enumerados acima nos sugerem que existe uma certa analogia entre as propriedades dos números mágicos de núcleons no núcleo e as dos elétrons no modelo atômico de Bohr e que os núcleons têm a tendência de se agrupar aos pares, (a) e (b) (Mau-66).

I - B - 2 - MODELO DE CAMADAS

As hipóteses básicas do modelo de camadas são:

a - Cada núcleon move-se independentemente dos outros. A presença de outros núcleons só é evidenciada pela validade do princípio de Pauli.

b - O potencial comum ao qual fica sujeito cada núcleon é o efeito médio resultante: das interações de todos núcleons com um núcleon; da interação de spin-órbita, originado nas forças spin-órbita entre núcleons e da interação total proveniente da força tensorial, (fórmula I-1).

../.

A equação de Schrödinger de um sistema de núcleons, pode ser separada em equações individuais que descrevem o movimento de cada núcleo. A hamiltoniana do sistema poderá ser escrita da seguinte maneira:

$$H_0 = T + V(R)$$

onde T é a energia cinética do neutron incidente.
 $V(R)$ é o potencial nuclear.

A solução é obtida considerando-se primeiramente o potencial $V(R)$ com formas simples, tais como: poço quadrado, oscilador harmônico, poço parabólico, etc., de maneira que as soluções obtidas reproduzem os resultados experimentais. A adição do termo de interação spin-órbita (Haxel, Jensen, Suess e Maria Mayer) foi feita considerando-se que a hamiltoniana do sistema era a soma da hamiltoniana do caso anterior com uma função que é dependente da distância ao núcleo, do momento cinético e do spin. Assim a equação anterior pode ser descrita:

$$H \Psi(R) = H_0 \Psi(R) + 1/2 \xi(R) [j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)] \Psi(R)$$

onde $j = l + s$
 l é o momento cinético
 s é o spin

$$l \cdot s = 1/2 (j^2 - l^2 - s^2)$$

$$[H, \vec{l}] \neq 0$$

$$[H, \vec{s}] \neq 0$$

$$[H, \vec{l}^2] = [H, \vec{s}^2] = [H, \vec{j}^2] = [H, \vec{l}_z] = 0$$

Por simplicidade fazemos $\xi(R) = -a$

Este modelo de partículas independentes permite descrever a existência dos números mágicos e definir a paridade de um dado estado, mas não é capaz de dar o momento angular do núcleo.

As medidas de momentos angulares dos núcleos sugeriu a adoção de uma hipótese que é conhecida como "modelo do núcleo solitário". Admitimos que o momento angular resultante de um par de prótons ou nêutrons de uma mesma sub camada é nulo no estado fundamental. Assim para um núcleo de A ímpar e N ou Z pares o momento angular resultante será igual ao do último núcleo.

As hipóteses enumeradas até aqui permitem descrever as propriedades dos núcleos de camada fechada e aqueles que possuem uma camada fechada mais ou menos um núcleo.

I - B - 3 - MODELO UNIFICADO

O próximo passo é tentar descrever núcleons com N e Z diferentes dos números mágicos. Isto é feito adotando-se uma nova hipótese. O núcleo (N,Z) pode ser descrito por um caroço rígido e uma nuvem de nucleons. O caroço é constituído pelas camadas fechadas ou conjuntos de nêutrons ou prótons em número igual a um dos valores mágicos M_i . A nuvem será constituída pelos $N' = N - M_n$ nêutrons e $Z' = Z - M_p$ prótons. N' e Z' podem ser positivos ou negativos. No segundo caso consideramos a existência de uma camada fechada mais alguns buracos, ou lacunas de núcleo. Esta hipótese, da Escola de Copenhague, leva à introdução de um novo parâmetro: o de forma da superfície do núcleo.

As interações dos núcleons da nuvem podem ser separadas em dois tipos: forças de curto alcance, ou de pareamento (pairing) e forças de longo alcance ou de quadrupolo.

Predominando às forças de pareamento que agrupam os núcleons em pares de momento angular zero, a superfície será esférica. A predominância das forças de quadrupolo leva a uma boa concordância entre as funções de onda de todas as partículas, mas favorece a sua disposição segundo direções preferenciais, deformando a nuvem. Já vimos que as forças de pareamento produzem pares saturados; a energia de ligação será então função de $n/2$ ($n=Z'$ ou N'). No caso das forças de quadrupolo há uma deformação coletiva e a energia de

ligação crescerá com n^2 . Evidentemente as forças de quadrupolo serão predominantes para grandes valores de n . Os núcleos de superfície esférica, com n pequeno, apresentam possibilidade de vibração em torno da forma de equilíbrio, dando origem a estados 0^+ , 2^+ e 4^+ frequentemente encontrados nos espectros experimentais. Quando n é grande a nuvem será deformada e induzirá pequenas deformações no caroço, tornando-o não esférico e criando momentos de quadrupolo grandes. Este núcleo deformado poderá apresentar movimentos de precessão, com energias menores que as de vibração. A excitação da nuvem é a de menor energia, assim deve ser a primeira a aparecer, o que é verificado experimentalmente para vários núcleos (Crut-61). A excitação do caroço, que exige energias muito maiores, não é atingida na captura de neutrons térmicos.

A limitação principal deste modelo é a impossibilidade de descrever a correlação entre posição e spins dos núcleons, o que acontece por exemplo no Be^8 , onde duas partículas alfa são formadas e se repelem.

Por outro lado, mesmo em núcleos estáveis nós esperamos que haja uma tendência à formação de agrupamentos, partículas que se atraem ficarão próximas, partículas que se repelem ficarão distantes, o que absolutamente não pode ser descrito por este modelo.

I - C - CAPTURA DIRETA

A variação, com a energia, da secção de choque de espalhamento de núcleons, por núcleos não é descrita totalmente, nem pelo modelo do núcleo composto, nem pelo modelo ótico. Este fato, levou à proposição de um novo modelo no qual o núcleon incidente e o núcleo alvo formam uma estrutura intermediária entre as estruturas propostas nos modelos anteriores. Assim os vários fenômenos ocorridos na colisão neutron-núcleo podem ser descritos da seguinte maneira.

- 1 - O neutron cede parte de sua energia a um núcleon, que passa para um estado excitado e se afasta do núcleo. Temos o espalhamento inelástico.

../.

- 2 - O neutron cede parte de sua energia ao núcleo, que adquire um movimento coletivo. Após o choque o neutron se afasta. Temos um espalhamento inelástico com interação direta neutron-núcleo.
- 3 - O neutron transfere a um núcleon parte de sua energia, o suficiente para que este escape do núcleo. A energia restante não basta para o neutron escapar e ele é absorvido. Temos uma reação de troca.
- 4 - O neutron perde sua energia em colisões sucessivas com os núcleons, de maneira que estes permanecem em estados pouco excitados sem possibilidade de escapar do núcleo. A desexcitação se dá pela emissão de radiação gama. Temos a captura radioativa.
- 5 - O neutron transfere energia a um núcleon, permanecendo ambos em estados excitados, que decaem por emissão de radiação, sem que o neutron tenha interagido com o núcleo e havido a formação do núcleo composto. Dá-se a formação de uma estrutura intermediária, com a excitação de um estado onde temos duas partículas, o neutron e o núcleon, e uma lacuna na nuvem. Este estado é chamado "door-way state". Evidentemente podemos ter estruturas intermediárias mais complexas, com maior número de núcleons e lacunas excitados. Temos a formação de estados que só são possíveis na captura direta de um neutron e não nas reações de "Stripping", (d,p).

A existência destas estruturas intermediárias pode ser compreendida utilizando-se o formalismo de Lane e Lynn. Consideremos a captura de um neutron por um núcleo.

../.

A função de onda do canal de entrada, Ψ_0 , descreverá o movimento do neutron incidente no campo do núcleo. A hamiltoniana, relativa ao núcleo e a energia envolvida na reação darão a interação entre o neutron e o campo nuclear.

A função de onda total pode ser decomposta em duas funções ortogonais: seja Ψ_1 a componente na qual o núcleo está no estado fundamental. A hamiltoniana total operando sobre Ψ_0 , dará origem a outras funções ortogonais a Ψ_1 , pois esta não é auto função da hamiltoniana nuclear. A soma de Ψ_1 , com as funções ortogonais a Ψ_1 dará a função de onda total. As outras componentes de Ψ_0 são geradas pela interação residual, que pode ser entendida como a soma das interações a dois corpos neutron-núcleon, ou como a diferença entre a hamiltoniana real e a hamiltoniana do modelo adotado.

I - D-CONCLUSÃO

A captura de neutrons térmicos por núcleos como ^{25}Mg , ^{26}Mg , ^{27}Al , ^{29}Si , ^{32}P , ^{33}S , ^{40}K , ^{54}Fe , ^{56}Fe , Ni e Ti mostra para algumas transições, uma forte anticorrelação entre a probabilidade de transição de dipolo, nas reações (n, gama) e o fator espectroscópico de partícula independente, calculado nas reações (d, p). Esta anticorrelação sugere que algumas transições não são resultantes da captura de neutrons nos estados de partícula independente, que são povoados pelas reações (d, p), mas sim, da desexcitação de "door way states". Desta maneira o "door way state", não sendo um estado de partícula independente, dará origem a transições que serão caracterizadas pela estrutura intermediária formada (duas partículas- uma lacuna). (Feshback-67).

A importância da determinação dos esquemas de níveis de energias desses núcleos, para o entendimento da dinâmica nuclear, nos levou à execução do presente trabalho.

fig I - 1

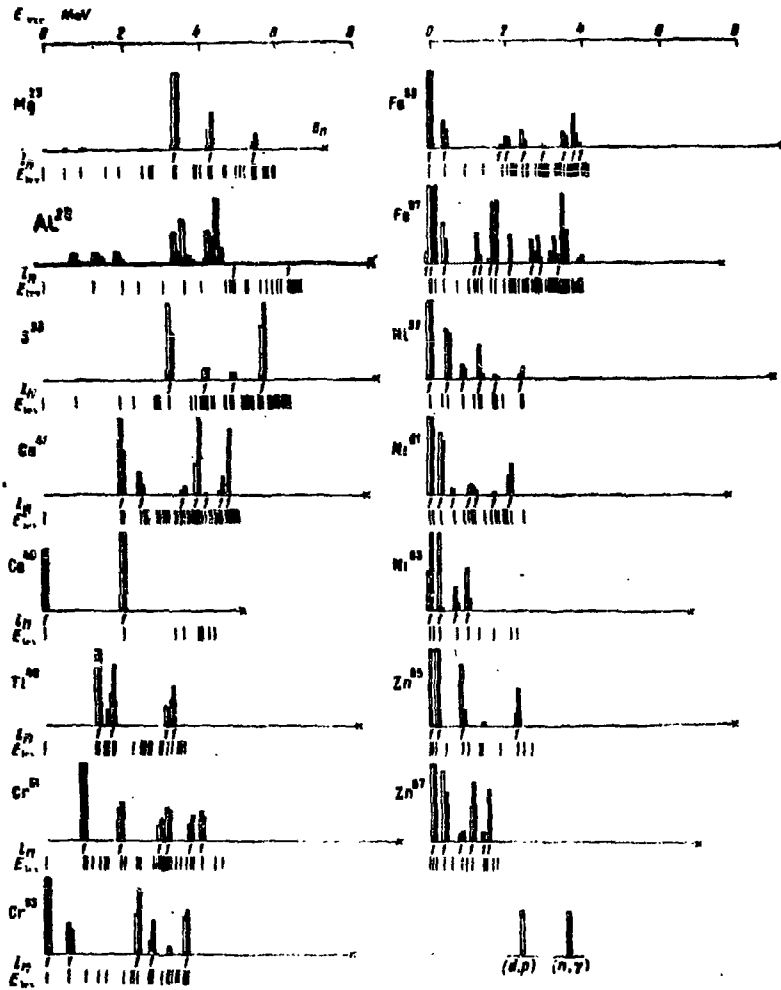


Diagrama comparativo entre as larguras reduzidas para neutrons, dos níveis determinados na reação (d,p) e os elementos de matriz das transições do estado produzido por captura de neutrons térmicos, para estes níveis. O diagrama mostra núcleos com A de 25 a 67. (Groshev-56, Bartholomew-60)

II -
 reat:
 Atôm:
 capt:
 agru:
 tor:
 (Rus
 colo:
 capt:
 por:
 pal:
 tron:
 feix:
 gama:
 Sua:
 cidé:
 prio:
 te:
 par:
 esco:
 car:
 rea:

- CAPÍTULO II -

ARRANJO EXPERIMENTAL

II - A - DISPOSITIVOS DE IRRADIAÇÃO

A fonte de nêutrons utilizada neste trabalho foi o reator de pesquisas tipo piscina do I.E.A. - Instituto de Energia Atômica, operando a uma potência de 2 MW.

Vários arranjos têm sido propostos para o estudo da captura radioativa de nêutrons em reatores, podendo todos eles serem agrupados em dois tipos principais: arranjo com alvo interno ao reator (Donahue-63, Ben David-64) e arranjo com alvo externo ao reator (Rustad-62, Ben David-69).

No arranjo com alvo interno, o elemento em estudo é colocado próximo ao carôço do reator. A radiação gama resultante da captura de nêutrons no alvo é colimada de maneira a ser detectada por um espectrômetro colocado fora do reator. Sua vantagem principal é permitir a colocação do alvo na região de maior fluxo de nêutrons.

No dispositivo de irradiação externa, colimamos um feixe de nêutrons sobre o alvo colocado fora do reator. A radiação gama resultante poderá ser detectada por um ou mais espectrômetros. Sua principal vantagem é possibilitar medidas com detectores em coincidência.

Fizemos um estudo comparativo dos arranjos mais apropriados, tendo em vista as disponibilidades do nosso laboratório. Este estudo (apêndice A) e a nossa experiência anterior, com arranjos para irradiação com nêutrons (Abreu-62-64-65-a-67), nos levaram à escolha de dois dispositivos de irradiação que se completam por suas características: um com alvo interno e outro com alvo externo ao reator.

../.

A- 1 - ALVO INTERNO

O alvo foi colocado próximo ao carôço em um tubo tangencial (fig. II-1). A posição de maior fluxo térmico $(3,63 \pm 0,01) 10^{11}$ n/cm²/sg foi escolhida após a determinação da distribuição do fluxo de nêutrons ao longo do canal. Os valores foram calculados a partir da atividade induzida por nêutrons, em fôlhas de Au (5mg), determinada pelo método de coincidência beta-gama (Moura-66) no Laboratório de Metrologia Nuclear do Instituto de Energia Atômica.

A radiação gama emerge do reator através de um colimador constituído por secções de chumbo, alternadas com filtros para nêutrons de parafina ou plástico, misturados com boro. O comprimento total do colimador é de 400 cm, e seu diâmetro interno é de 5 cm. Uma descrição detalhada do projeto e construção do sistema de colimação é dada na publicação IEA nº 133 (Mafra-66).

A medida do fluxo de nêutrons, que contamina o feixe de raios gama e atinge o detetor, foi feita por dois métodos: ativação de fôlhas de In e integração do fluxo com uma solução aquosa de sulfato de manganês (Axton-62). Os resultados indicaram uma intensidade nula dentro da sensibilidade dos métodos (10 n/cm²/sg). Este valor mostra que a radiação de fundo tem uma contribuição desprezível por parte dos neutrons que saem do colimador, resultado que mostra a eficiência dos filtros no sistema de colimação.

A - 2 - ALVO EXTERNO

O alvo a ser estudado foi colocado fora do reator, fazendo-se incidir sobre ele um feixe de nêutrons colimados (fig. II-2), por um tubo radial.

Foi escolhido um tubo de irradiação radial pois, nestes, pode-se conseguir um feixe colimado de nêutrons com fluxo maior do que nos tubos tangenciais. Este fato compensa parcialmente a redução infligida ao fluxo pela colimação do feixe de nêutrons.

O colimador para neutrons é de concreto de barita

../.

medindo 150 cm de comprimento e 5 cm de diâmetro interno. Entre o ca-
roço e o alvo foi colocado um cilindro de bismuto metálico com 10
cm de altura, como filtro para a radiação gama que contamina o feixe
de nêutrons.

O filtro, que é um policristal, assegura a remoção
de 90% dos raios gama do feixe e somente de 20% dos neutrons (fig.
A-2) (Abreu-66), diminuindo apreciavelmente o espalhamento gama no
alvo, o que se constitui na maior contribuição para a radiação de
fundo do meio.

A medida do fluxo de nêutrons incidente no alvo foi
feita também pelo método da ativação de fôlhas de Au. Obtivemos para
o fluxo de nêutrons um valor de $(4,2 \pm 0,1) 10^3$ n/cm²/sg.

Todos os cálculos de fluxo de nêutrons a partir des-
tas atividades induzidas em fôlhas de Au, In e na solução de sulfato
de manganês, foram feitos no computador IBM 1620 do IEA com um pro-
grama por nós elaborado (apêndice B).

Os raios gama provenientes da captura no alvo foram
detetados por um espectrômetro colocado na região de menor radiação
de fundo disponível.

- A - 3 CARACTERÍSTICAS
3 - a - RADIAÇÃO GAMA

No arranjo com alvo interno, a radiação que emerge
do colimador é constituída por fótons resultantes da captura radiati-
va de nêutrons no alvo e por uma intensa radiação de fundo de energia
menor que 2 MeV, resultante do espalhamento de gamas, da captura de
nêutrons no colimador, no tubo de irradiação e da ativação in-
duzida no alvo. Esta radiação de fundo dificulta o estudo de transi-
ções com energia inferior a 2 MeV. O uso de um tubo de irradiação
tangencial permitiu evitar que os raios gama da fissão, dos produtos
de fissão e da captura de nêutrons na estrutura do reator contribuis-
sem para a radiação de fundo.

../.

No arranjo com alvo externo a radiação gama é emitida em todas as direções. A radiação de fundo é constituída de raios cósmicos e radiação ambiente, que também estão presentes no primeiro arranjo, mas cuja contribuição é desprezível frente às outras.

3 - b - COMPARAÇÃO

O alvo colocado internamente ao reator apresenta, como principal vantagem: a alta intensidade de fluxos de neutrons.

Isto permite o estudo de elementos de baixa secção de choque de captura para neutrons e de linhas espectrais de pouca intensidade relativa. Como desvantagens apresenta:

- uma baixa relação sinal ruído ($I \ll 1$) em baixa energia ;
- dificuldade do estudo de transições abaixo de 2 MeV;
- dificuldade na determinação das intensidades relativas dos raios gama que atravessam vários filtros;
- alargamento das linhas (Donahue-63) devido ao espalhamento de radiação no colimador.

O dispositivo com radiação com alvo externo apresenta como vantagens:

- uma alta relação sinal ruído ($I \geq 1$);
- a possibilidade de determinação da intensidade relativa das várias linhas;
- e a possibilidade de detetar a radiação em várias direções.

Esta última propriedade, permite analisar a radiação com vários detetores em coincidência (Abreu-65-a).

../.

A principal desvantagem do arranjo anterior é: a menor intensidade do fluxo de neutrons incidente no alvo (fator 10^5).

II - B - DETETOR

II - B - 1 - ESCOLHA

A determinação da energia dos raios gama nas experiências de captura radioativa de neutrons, tem sido feita principalmente através de detetores de cintilação de grande volume ($h > 7$ cm, $\phi > 7$ cm). A complexidade da curva de resposta e a resolução destes cristais, limitam o seu emprego ao estudo de linhas intensas de alta energia e bem separadas ($\Delta E > 500$ KeV).

A interação de raios gama de energia maior do que 2 MeV com a matéria se dá principalmente pela formação de pares elétron-pósitron. A aniquilação do pósitron dá origem a dois raios gama de 511 KeV. O escape de um ou de dois destes fotons do detetor faz com que a curva de resposta apresente dois picos a mais para cada linha do espectro além do pico de absorção total. Isto mostra a impossibilidade de separar linhas muito próximas com energia maior do que 2 MeV, com detetores de cintilação ($\Delta E = 511$ KeV).

II - B - 2 - ESPECTRÔMETRO DE ABSORÇÃO TOTAL - NaI (Tl)

Um estudo dos espectrômetros existentes para raios gama (apêndice C) (Siegbahn-65, Korff-52, Price-65, Blanc-66, Venverloo-68, TID-75-94, Cork-53, Demidov-63) guiou-nos na tentativa de contornar estas dificuldades, melhorando as características do detetor de cintilação. A solução por nós adotada (Abreu-65c, 66) foi de observar somente raios gama que sofrem absorção total em um detetor de cintilação de grandes dimensões ($\phi = 13$ cm, $h = 10$ cm), utilizando técnicas de coincidência. O método permite obter, com um só cristal, um espectro de absorção total, com uma redução drástica do "degrau Compton" e dos picos resultantes do escape simples e duplo da radiação de aniquilação, fig.II-3. O espectro de uma linha monocromática se reduz praticamente ao pico de absorção total com uma resolução igual à resolução intrínseca do cristal de NaI. A fig.II-3.

../.

mostra, o aspecto de uma linha de 4,45 MeV do PuBe e das linhas de 1,33 MeV e 1,17 MeV do ^{60}Co , obtidas com o espectrômetro em questão. Podemos observar na fig. II-4, que a resolução do cristal tende ao limite de 5% em 4 MeV. A largura na meia altura das linhas detetadas mostrou obedecer aproximadamente à equação:

$$\Delta E = 0,04 \sqrt{E} + 0,03 E$$

onde E é a energia da linha.

Esta largura determina a menor separação em energia entre as raias observadas.

A resolução de 5 e 4% obtida por este espectrômetro ainda não era competitiva com a dos espectrômetros magnéticos no estudo da captura radioativa de nêutrons. (fig. C-1).

Em 1963 surgiu um novo detetor utilizando um cristal de Ge(Li), mas dificuldades técnicas na sua obtenção fizeram com que o seu uso só fosse mais difundido em 1966.

A alta resolução dos espectrômetros que utilizam estes detetores, 10 a 30 vezes melhor que a dos espectrômetros de cintilação, e o largo intervalo de energia em que podem ser utilizados (10 KeV - 10 MeV) fizeram com que nos dedicássemos à sua fabricação. Suas características acima de 1 MeV são iguais, ou melhores, que as de espectrômetros magnéticos e de difração, altamente elaborados (Fig. C-1 e 2).

B - 3 - DIODOS DE Ge(Li)

3 - a - OBTENÇÃO

A obtenção de diodos de Ge(Li) com as características necessárias a um detetor exige o domínio de uma série de técnicas altamente sofisticadas tais como, alto vácuo, evaporação de metais no vácuo, operação a baixas temperaturas e processos de limpeza e preparação de superfícies. Do corte do cristal de germânio à sua utilização, o número de variáveis envolvidas é tal que somente a experiência continuada e a constante adaptação das técnicas permi

../.

te a obtenção de um bom detetor. A experiência nos mostrou que nenhuma "receita" é boa se o executor não dominar perfeitamente as técnicas e os detalhes de cada operação. A proporção de sucessos por nós obtidos na montagem de detetores foi de 1 cada 15 tentativas, depois de completamente resolvidos todos os problemas técnicos. Isto explica o alto custo destes detetores. A técnica por nós utilizada é o resultado de uma experiência de um ano e meio na construção de detetores de Ge(Li).

3 - b - CARACTERÍSTICAS

O primeiro detetor que obtivemos tinha 3 mm de camada compensada, 4 cm³ de volume e resolução própria de 3 KeV na energia de 1,33 MeV. Apesar de ter boa resolução (0,2%), a sua baixa eficiência, resultante do seu pequeno volume, limitou seu emprego à detecção de ftons de no máximo 4 MeV. Este fato, levou-nos à construção de um segundo detetor com 8 mm de camada compensada e 9 cm³ de volume, que no entanto, apresentou uma resolução de 8 KeV na energia de 1,33 MeV, baixa eficiência e comportamento irregular quanto ao ruído eletrônico.

Os resultados obtidos com os dois detetores anteriores nos deram dados valiosos na construção do diodo que foi usado no presente trabalho. Este detetor apresenta um volume de 15 cm³, uma camada compensada de 13 mm e 6 KeV de resolução na energia de 1,33 MeV.

VARIAÇÃO DA EFICIÊNCIA COM A ENERGIA

A eficiência do detetor foi determinada em várias energias, sendo os resultados apresentados na fig. II-5. A determinação foi feita de duas maneiras: primeiro pelo cálculo da relação entre a área sob o pico da função de resposta e a atividade de fonte calibradas, fornecidas pelo laboratório de Metrologia Nuclear do I.E.A., e segundo, pela eficiência relativa, tomando-

se como referência a eficiência de um detetor de cintilações com um cristal de NaI(Tl) ($h = 7,5$ cm, $\phi = 7,5$ cm).

VARIAÇÃO DA RESOLUÇÃO COM A ENERGIA

A fig. II-6 e a tabela II-1, apresentam a variação com a energia da resolução e da largura na meia altura das linhas espectrais. Esta variação mostrou bom acôrdo com a curva representada pela equação.

$$\Delta E = 0,914 \times 10^{-2} E + 14,2$$

onde

ΔE é a largura na meia altura medida em KeV

E é a energia da linha espectral considerada, medida em MeV.

A recente aquisição de um sistema de amplificação ORTEC 108A-440, permitiu-nos o aumento da resolução do espectrômetro por um fator maior do que dois, Tabela II-1.

VARIAÇÃO DA CORRENTE COM A TENSÃO APLICADA

A curva característica do diodo usado como detetor no presente trabalho, foi determinada à temperatura ambiente logo após a sua montagem no criostato (fig. E-5). Esta determinação é feita toda vez que se termina a montagem de um diodo, pois nos dá uma primeira informação sobre a qualidade do detetor. A fig. II-7 é a fotografia da curva característica feita no traçador de curvas de transistores Tecktronix, tipo 575. A linha dupla é resultado do efeito capacitivo do diodo.

CURVA DE RESPOSTA DO DETETOR

A figura II-8 mostra a curva de resposta do detetor na detecção dos raios gama de 1,17 e 1,33 MeV do ^{60}Co , usando-se o sistema de pré-amplificador e amplificador ORTEC 101-201. O uso do sistema ORTEC 108-A,404 melhorou a resolução, como pode ser visto na fig. II-9.

3 - c -

EQUIPAMENTO ELETRÔNICODESCRIÇÃO

Os pulsos do diodo de Ge (Li) resultantes da detecção de ftons são enviados a um sistema pré-amplificador ORTEC-101-201 e analisados por um sistema TMC de 1024 canais, fig. II-2.

A fonte de tensão é um conjunto de dez pilhas de 90 volts (Hitachi). Este tipo de fonte de tensão garante a estabilidade da voltagem aplicada ao detetor, não apresenta problemas de pulsos espúrios, introduzidos pela fonte de alta tensão, e torna inexistente o perigo das quedas bruscas de tensão que podem danificar totalmente o detetor.

ESTABILIDADE

A grande resolução dos detetores de estado sólido, exige o uso de circuito de amplificação de grande estabilidade. Apesar do grande desenvolvimento do equipamento eletrônico, este problema continua existindo e mereceu de nossa parte um estudo que é apresentado no apêndice F.

A inexistência de circuitos de controle automático de ganho e de zero em nosso laboratório, obrigou-nos a controlar a estabilidade do ganho do sistema de detecção com um pulsador de precisão. O controle era feito cada hora após o registro dos dados acumulados. Utilizamos somente dados que apresentaram variação inferior a 0,1%, na posição dos picos. Dentro deste critério, o maior tempo de contagem em um espectro foi de 3 horas, o que não permitiu a obtenção de um menor erro estatístico.

3 - d -

CRIOSTATO

Os detetores de Ge(Li) devem ser acondicionados em um criostato para apresentarem as características necessárias a um

espectrômetro de raios gama, requisito este ditado por algumas propriedades do diodo, as quais exigem que sua operação se dê à temperatura do nitrogênio líquido, no vácuo e na ausência de luz. Estas exigências serão facilmente entendidas se lembrarmos que o diodo é um semiconductor, no qual pretendemos determinar a variação da densidade de portadores de carga resultante da interação de uma radiação ionizante com o cristal.

A aplicação de um campo elétrico ao diodo gera um movimento de portadores de carga que dá uma corrente de fundo. Esta corrente cai exponencialmente com a temperatura, tendendo a um mínimo ($\approx 10^{-9}$ A) fig. D-1, que é a corrente resultante do movimento dos portadores de cargas introduzidos pelos ativadores, ou impurezas do cristal.

A interação de um fóton com o semiconductor ocasiona a formação de alguns milhares de pares de elétron-lacuna. O pulso de corrente criado por estes pares é da ordem de 10^{-7} A, consequentemente, quanto menor for a corrente de fundo melhor será a resolução do detector. Estando o diodo à temperatura do nitrogênio líquido a sua corrente de fundo será da ordem de 10^{-9} A. A permanência do vácuo é exigida para evitar a condensação de umidade e outros gases na superfície do diodo, que atuariam como condutores em paralelo e aumentariam corrente de fundo total. A ausência de luz é necessária por ser o diodo fotosensível.

Os criostatos empregados foram, por nós projetados, e executados nas oficinas do I.E.A. (fig. II-10). O seu princípio de funcionamento se baseia na manutenção do equilíbrio térmico entre o cristal e o nitrogênio líquido, através de uma barra de cobre. Uma camisa de aço inoxidável e uma tampa de alumínio acopladas com uma junta de neopreno (O ring) mantém a vedação do sistema. O vácuo no interior do criostato é mantido através de uma bomba criogênica de carvão ativo. A tampa de alumínio possui uma "janela" para raios gama de 0,4 mm de espessura, a fim de reduzir a absorção.

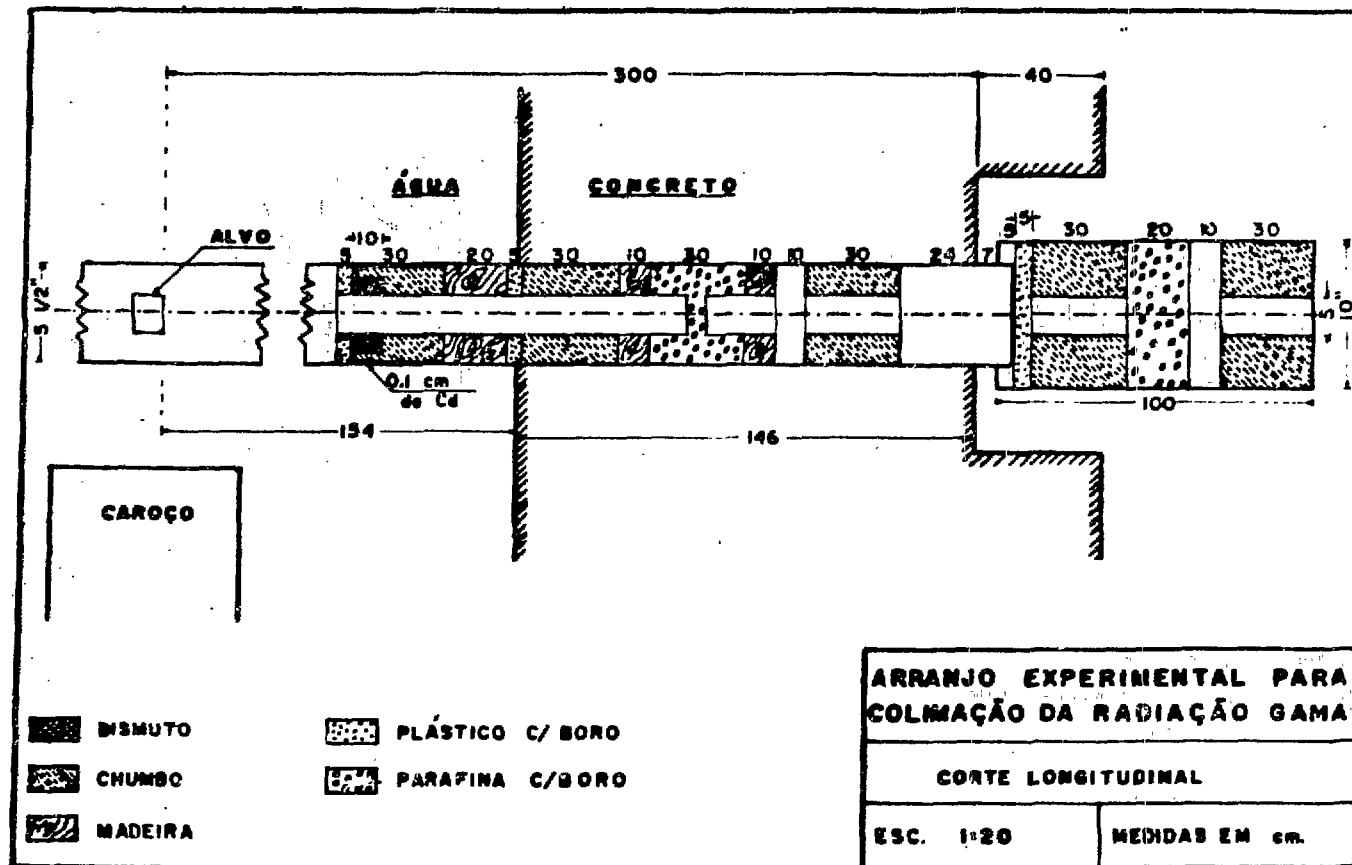
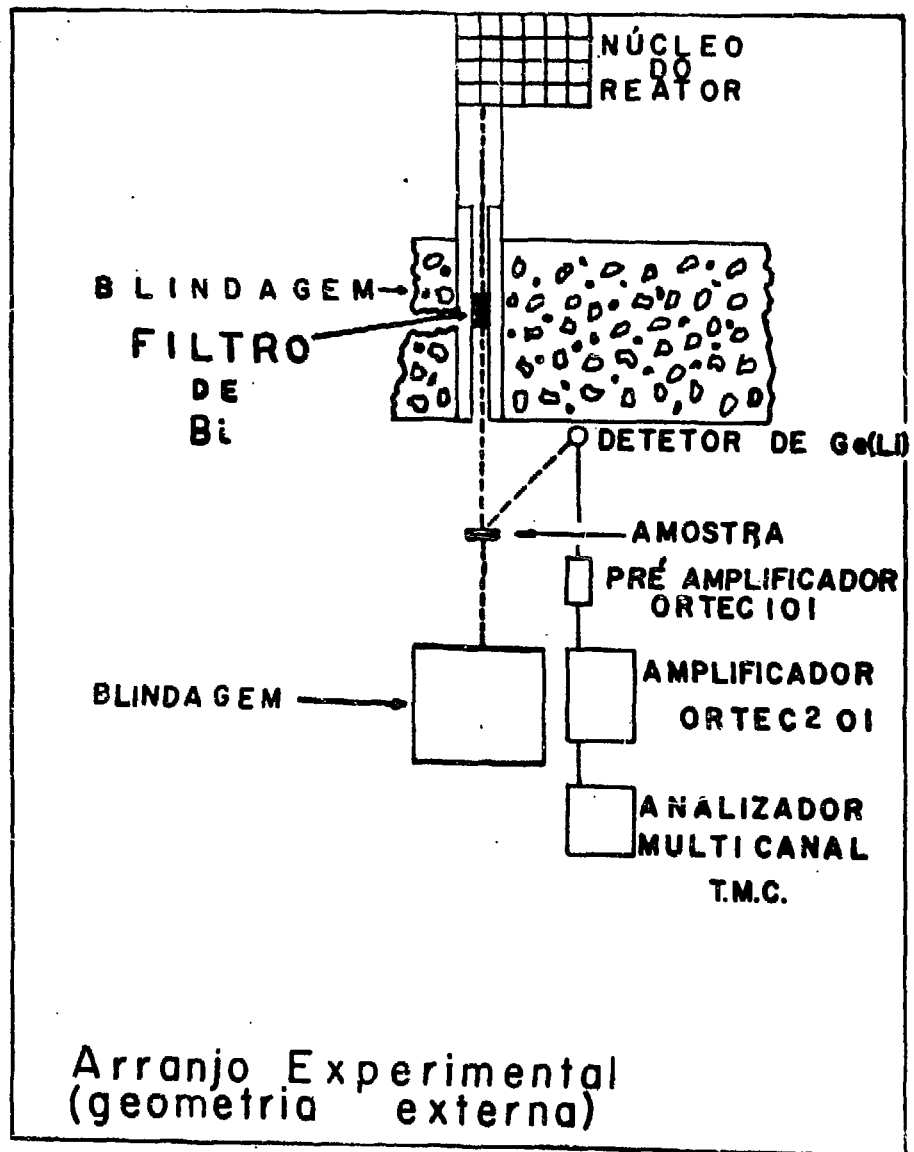


Figura II-1

fig II-2



Unid

arbi

Sem
Coin

6000

800

4000

2000

1000

500

200

100

50

20

10

5

2

1

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

Fig

Figura II-3

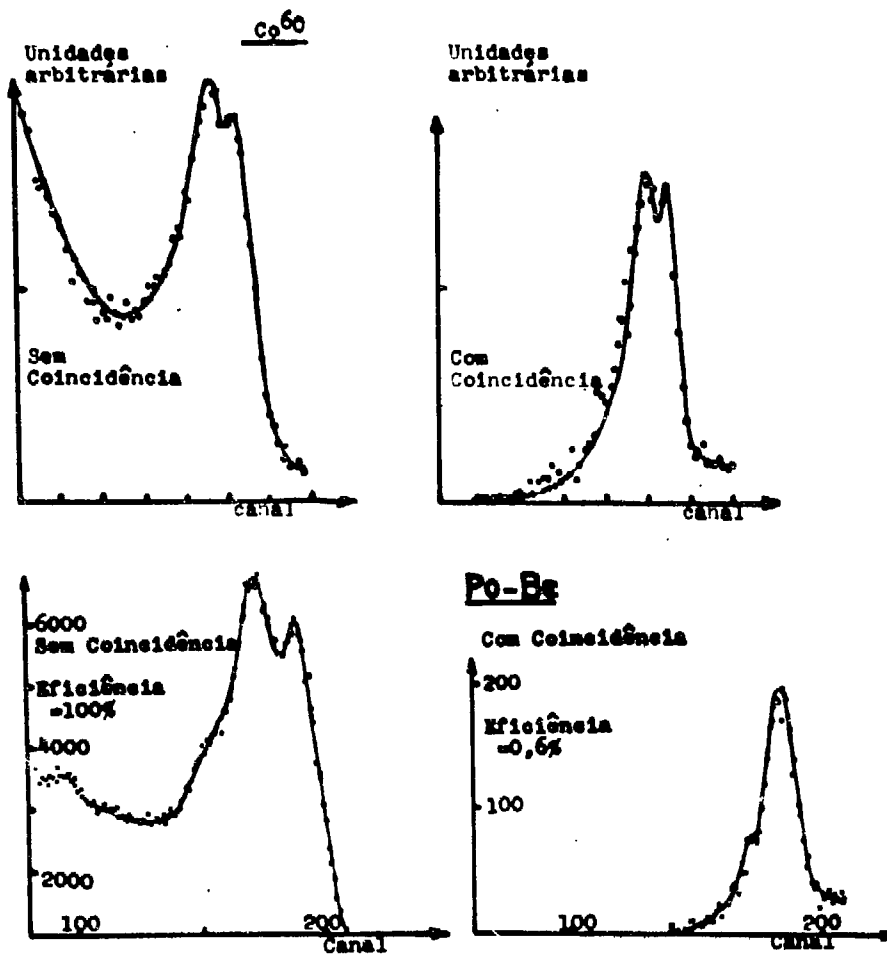


Fig. II-3 : Espectro da radiação gama emitida pelas fontes de ^{60}Co e Po-Be, feito com um espectrômetro de absorção total com tres fotomultiplicadoras e um cristal de NaI.

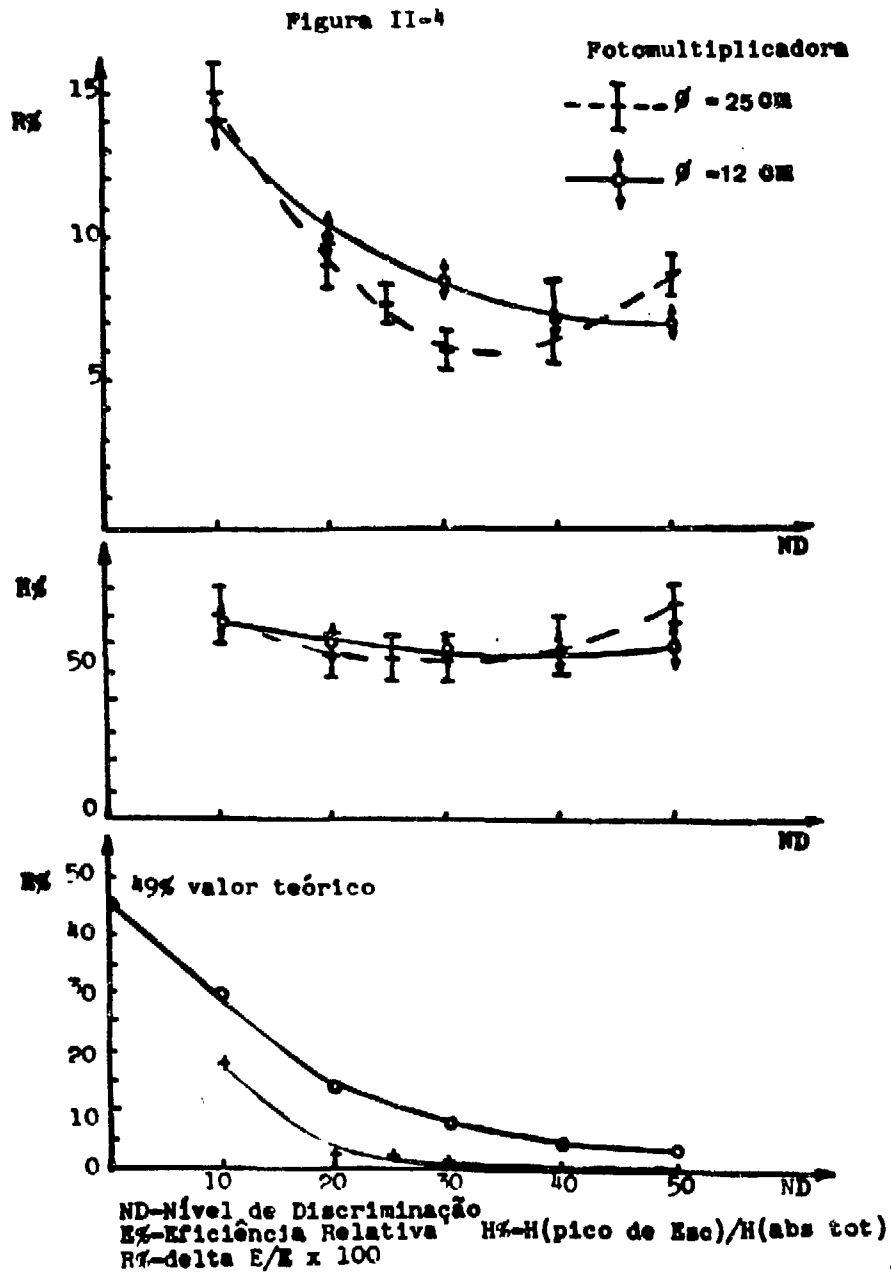


Figura II-5

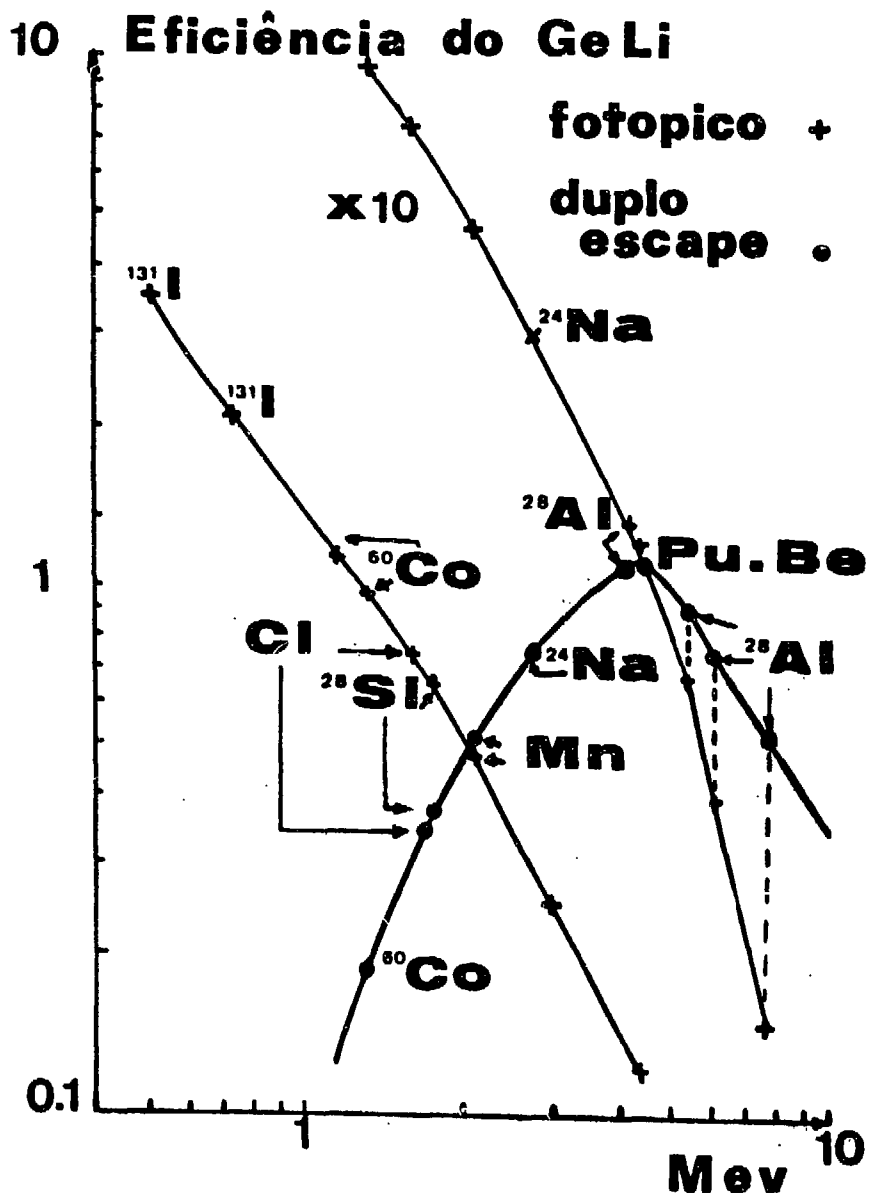


Fig.II-5 : Eficiência do detector de Ge(Li) em relação à eficiência de um detector de NaI(Tl) de $h=7,5$ cm., em função da energia.

Figura II-6

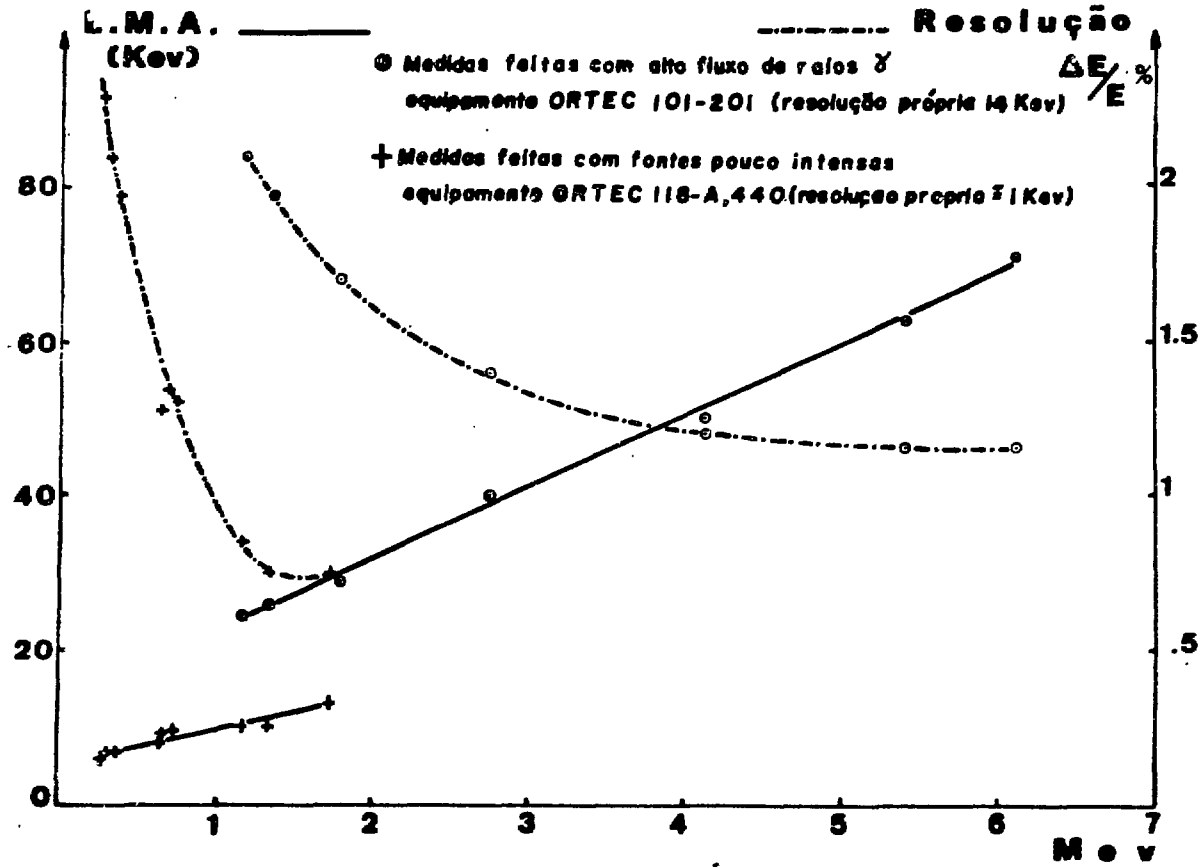


fig II-7

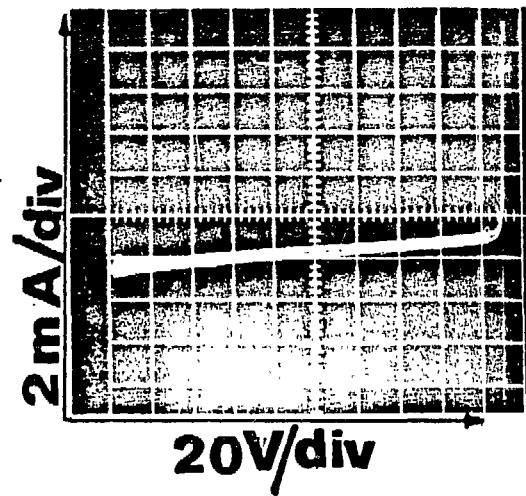
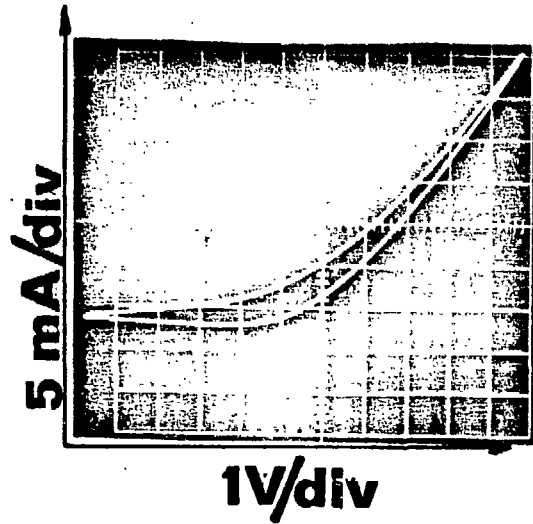


Fig. II-7 : Curva da variação da corrente no diodo de Ge(Li) com a tensão aplicada.

Fig II-8

^{60}Co

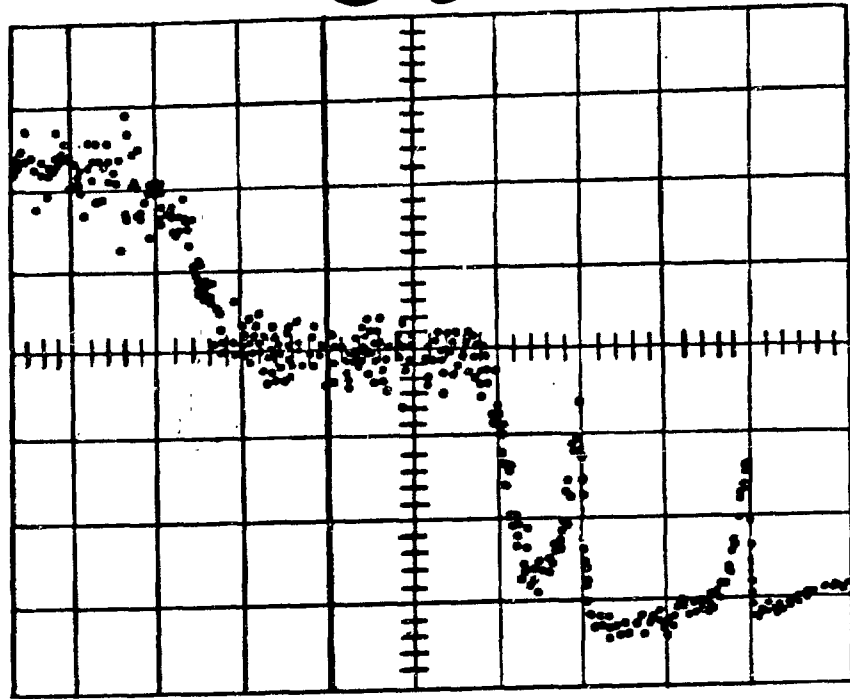


Fig. II-8 :Espectro da radiação gama emitida por
uma fonte de ^{60}Co .

fig II-9

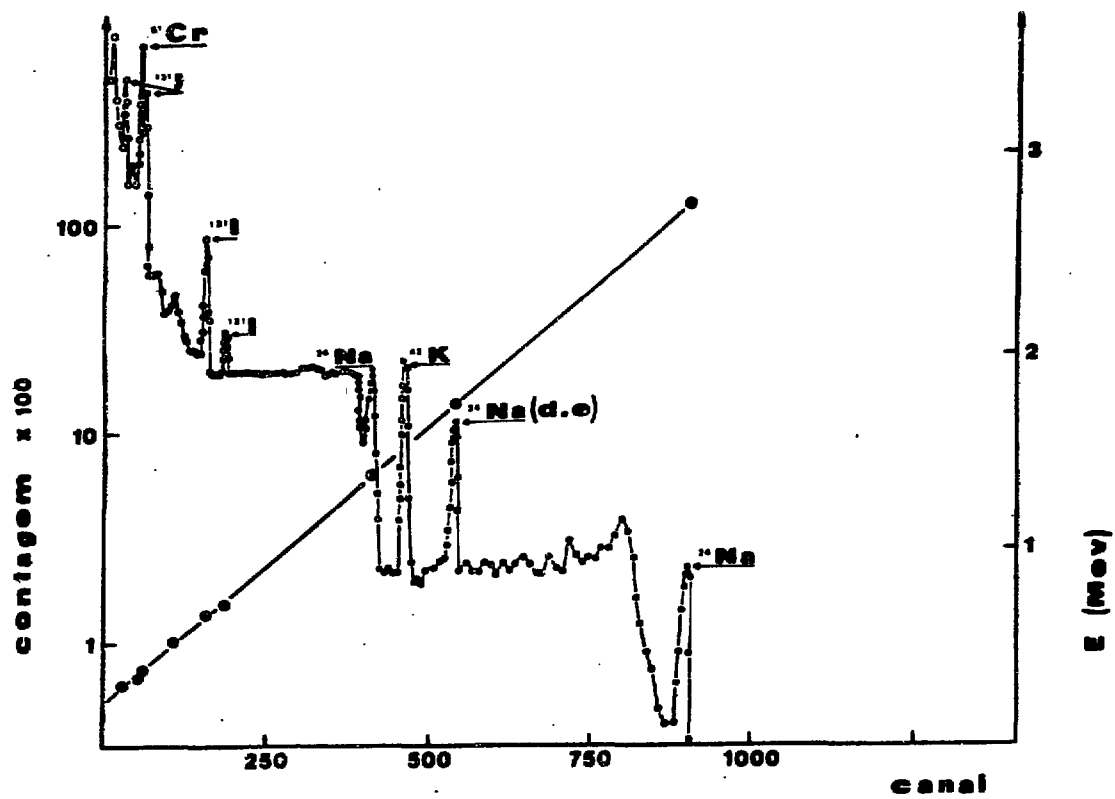
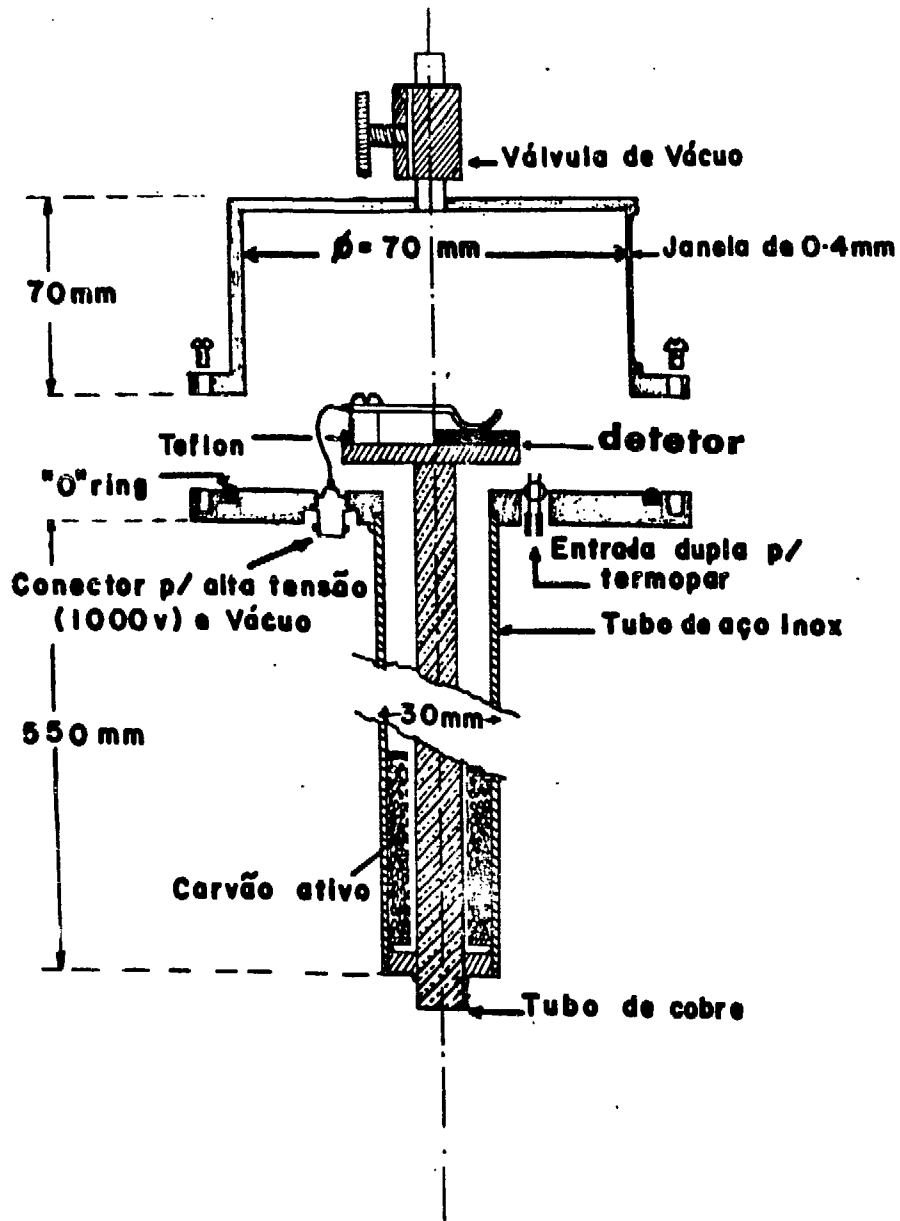


Fig. II-9 : Espectro da radiação gama emitida pelas fontes de ^{51}Cr , ^{131}I , ^{24}Na e ^{42}K .

Figura II-10
Criostato p/ detetor de Ge Li



APRESENTAÇÃO E DISCUSSÃO DOS DADOS EXPERIMENTAIS

III -A - INTRODUÇÃO

Os dados experimentais se apresentam como o registro do número de fótons detetados, em função da variável proporcional à energia dos fótons. O diagrama obtido dá a forma da função de resposta do detetor ao espectro da radiação gama. Este diagrama nos permite determinar algumas propriedades dos espectros estudados.

III - B - ANÁLISE DA FUNÇÃO DE RESPOSTA

O objetivo principal desta análise é determinar a energia e a intensidade das linhas do espectro que deram origem ao diagrama obtido. Para isto devemos saber qual a função de resposta do detetor a uma radiação gama monocromática de energia e intensidade conhecidas.

III - B - 1 - DETERMINAÇÃO DA POSIÇÃO E INTENSIDADE DAS LINHAS

As figs. II- 8 e 9, apresentam as funções de resposta típicas do detetor usado. Podemos notar que ela se divide em duas partes principais: o "degrau Compton" e uma curva de forma triangular, comumente chamada pico.

A determinação da posição do vértice, oposto à base, nos permite calcular a energia da linha espectral correspondente. Para isto, basta que conheçamos a relação entre a posição e a energia, ou a curva de calibração. A curva de eficiência, fig.II-5, permite o cálculo das intensidades das linhas.

A multiplicidade das linhas existentes nos espectros analisados dificulta a determinação da posição e da área desses picos. Este problema foi resolvido pela utilização de duas técnicas : amplificação das regiões mais complexas e análise geométrica da função de resposta.

..!.

A amplificação da região do espectro em estudo, consistiu de um aumento da relação entre a distância geométrica entre as linhas e a resolução, isto é, da dispersão do espectro (Apêndice C). Isto foi conseguido usando-se a possibilidade que o equipamento eletrônico oferece de só amplificar e analisar pulsos cujas alturas estejam entre dois níveis prèdeterminados.

As linhas que não puderam ser separadas pelo aumento da dispersão do espectro, foram analisadas geomètricamente da seguinte forma. Procuramos uma expressão analítica que se ajustasse bem à forma do pico. O melhor acòrdo foi obtido quando usamos uma curva do tipo gaussiana (Heath-66).

$$C = C_0 \exp. - \left| \frac{E - E_0}{a \Delta E} \right|^2$$

onde

C é o número de contagens na posição correspondente à energia E.

C₀ é o número máximo de contagens

E é a energia considerada

E₀ é a energia da linha, correspondente à posição do máximo

$$a = \begin{cases} b & \text{para } E > E_0 \\ 1,1b & \text{para } E < E_0 \end{cases}$$

b é uma característica do detetor e do ganho do equipamento eletrônico.

Fazendo-se o diagrama das linhas estudadas, num gráfico em que as ordenadas são proporcionais ao quadrado do valor da energia e as abcissas proporcionais ao logarítmo da contagem, transformamos êste trecho da curva de resposta, na soma de alguns triângulos, de forma conhecida, com um "degrau Compton". A soma destas formas geométricas é feita por reinterações sucessivas até que seja conseguido um acòrdo entre a curva proposta e a curva de resposta, dentro do êrro experimental.

../.

III - B - 2 - CALIBRAÇÃO EM ENERGIA

A relação entre a posição do pico e a energia da linha espectral correspondente, foi obtida usando-se como referência as funções de resposta do detetor para radiações gama de energias conhecidas. Um padrão secundário de calibração é a distância entre o pico de absorção total e o pico resultante do escape dos dois fótons gerados na aniquilação de um pósitron. Esta distância corresponde a uma diferença em energia de 1,022 MeV que permite testar a curva de calibração e sua linearidade.

A precisão na determinação das energias é limitada pela precisão dos padrões adotados, em geral da ordem de $1/10^4$ (Bartholomew 58,66, Jackson-65, Draper-63).

III - C - RESULTADOS OBTIDOS

A captura radioativa de neutrons foi estudada nos elementos Al, Ni, Ti e Fe. Os três primeiros (Al, Ni e Ti), foram irradiados no arranjo com alvo interno e o Fe no arranjo com alvo externo.

Os alvos colocados no interior do reator, ficaram expostos a um fluxo de neutrons que apresentava um espectro de energias com intensidade não nula na região de ressonância, isto é, na energia da ordem de centenas de KeV. A captura radioativa destes neutrons deu origem a estados excitados com energia superior a energia de ligação do neutron, fenômeno que é bem claro no espectro da radiação gama emitida pelo ^{28}Al , fig. III-1.

Os elementos estudados neste trabalho foram irradiados na forma metálica e em sua mistura isotópica natural, fato que impediu a identificação do nuclídeo emissor das novas linhas por nós encontradas. A existência de um só isótopo do alumínio na natureza, permitiu um estudo mais completo da captura radioativa do ^{27}Al , tendo sido usado um alvo de pureza 99,99%.

III - C - 1 - $^{27}\text{Al} (n,\gamma) ^{28}\text{Al}$

A curva de resposta do detetor obtida na detecção da radiação gama emitida pelo ^{28}Al , após a captura de neutrons é apresentado na fig. III-1. O tempo de contagem foi de 2,5 h., As intensidades e energias das linhas do espectro são apresentadas na tabela III-2, juntamente com os resultados de dois outros autores, o primeiro dos quais, também usou um detetor de Ge(Li) (Hardell-69), e o segundo, um espectrômetro de pares (Bartholomew-66). Podemos notar que a maior resolução e eficiência do nosso detetor, permitiu a identificação de maior número de linhas, principalmente na região de energias mais altas.

A energia de ligação do último neutron, no ^{28}Al tem seu valor determinado com grande precisão, através de diferentes métodos (Jackson-65, Bartholomew-66), o mesmo acontecendo para linhas intensas do espectro. Estas linhas foram identificadas no espectro pelo método descrito no item III-E-1, permitindo a identificação de novas linhas, principalmente linhas múltiplas. As linhas A, B, C e de número 2, 3, 4, 5, 6, 8, 9 e 10 são resultantes da desexcitação de níveis de ressonância, principalmente os de energia 8,003 ; 8,060 e 8,530 MeV, tabela III-6 e fig. III-5. Estes níveis já haviam sido determinados anteriormente pela medida da secção de choque de neutrons de ressonância (Seagondolar-57). A sua determinação através da medida da energia da radiação de desexcitação do nível não foi encontrada na literatura e vale como uma confirmação dos resultados anteriores.

A grande complexidade do espectro do ^{28}Al , é uma característica dos núcleos não esféricos e o seu estudo tem grande interesse no teste do modelo unificado. Este fato tem levado um grande número de pesquisadores ao estudo do esquema de níveis de energia dos núcleos com $A=25$.

A possibilidade de níveis próximos ao estado fundamental, já tinha sido aventada anteriormente (Sheline-56, MacFarlane-60). Cálculos teóricos da energia de bandas rotacionais

../.

(Nem
obtido
bastarmodêl
dament
feren
de siEstes
modêl

onde

ximos
sent
figu
ve t
sent
prót
o 28
ção
veis
tos

(Nemirovskii -63, Picard-66), concordaram com os dados experimentais obtidos por Bartholomew e Hardell, indicando a existência de níveis bastante próximos do estado fundamental, fig. III-7a.

Os níveis por nós propostos podem ser entendidos no modelo de acoplamento forte, se lembrarmos que o "spin" do estado fundamental dos núcleos ímpar-ímpar, pode ser calculado pela soma ou diferença das projeções dos "spins" dos últimos núcleons sobre o eixo de simetria nuclear.

$$J_{\text{ímpar-ímpar}} = \left| J_{\text{último próton}} \pm J_{\text{último nêutron}} \right|$$

Teremos dois estados cujos "spins" diferirão de

$$\Delta J = \left| J_p + J_n \right| - \left| J_p - J_n \right|$$

Estes dois estados terão uma energia rotacional associada, segundo o modelo de Bohr-Mottelson-Nilson, que diferirá de

$$\Delta E = \frac{\hbar^2}{2I} \Delta J \quad (\text{Gallagher-64})$$

onde,

I é o momento de inércia do núcleo.

Usando este modelo, a energia dos níveis do ^{28}Al próximos ao fundamental, podem ser avaliadas a partir de núcleos que apresentam configurações semelhantes. Assim, o $^{27}\text{Al}_{14}$ que apresenta configuração de prótons igual ao $^{28}\text{Al}_{15}$ e um número par de nêutrons, deve ter $J(^{27}\text{Al}) = J(\text{último próton})$. Da mesma maneira o $^{29}\text{Si}_{15}$ apresenta configuração de nêutrons semelhante ao ^{28}Al e um número par de prótons, portanto, $J(^{29}\text{Si}) = J(\text{último nêutron})$. Devemos esperar que o ^{28}Al tenha os mesmos níveis do ^{27}Al e do ^{29}Si acrescidos da duplicação devida à composição dos "spins". A fig. III-7b, mostra que os níveis por nós propostos (790 ± 20 e 830 ± 15 KeV) podem ser descritos pelo modelo adotado.

../.

III - C - 2 - $\frac{A}{Ni} (n, \gamma) \frac{A+1}{Ni}$

As linhas do espectro de radiação gama do níquel, após a captura de nêutrons são apresentadas na tabela III-3 e a função da resposta com amplificação de duas regiões na fig. III-2.

As linhas já determinadas anteriormente com um espectrômetro Compton (Groshev-66), foram identificadas, com exceção das linhas de número 11, 12 e 18.

A maior eficiência do nosso detetor, em altas energias, permitiu a determinação de duas novas linhas nº 6 b (7.676 KeV) e nº 8 b (7.080 KeV). Tanto a região ampliada A como a B apresentam possíveis linhas novas que não foram assinaladas em virtude da baixa contagem.

O alvo de níquel foi irradiado na forma metálica em emisura isotópica natural, com pureza de 99,99 %.

Número de massa	Porcentagem isotópica natural	Seção de Choque de Captura Radioativa (barn)
58	67,88	4,4
60	26,23	2,6
61	1,19	2,0
62	3,66	15,0
64	1,08	1,5

III - C - 3 - $\frac{A}{Ti} (n, \gamma) \frac{A+1}{Ti}$

Os resultados obtidos da análise da curva de resposta do detetor à radiação gama de captura do titânio são apresentados na fig. III-3, e tabela III-4. Foi feita a ampliação de uma região de alta energia ($9,5 \leq E \leq 7,6$).

../.

As linhas encontradas por Knowles (Knowles-66) com um espectrômetro de pares foram quase tôdas identificadas. Pôde ser assinalada a existência de duas novas linhas (nº5 e 19) bem como a possibilidade da existência de novas linhas (nº4, 17, 18, 20 e 21).

O alvo de titânio metálico usado apresenta as seguintes características, com pureza de 99,99%.

Numero de massa	Po. centagem Iso- tópica natural	Secção de Choque de captura radioativa (barn)
46	7,93	0,6
47	7,23	1,7
48	73,94	8,0
49	5,51	1,9
50	5,34	0,14



O espectro obtido pela irradiação do ferro fora do reator é apresentado na fig. III-4 e as suas principais linhas na tabela III-5. A existência de um possível doublet na linha de nº2 (8,40 e 8,28 MeV) é assinalada. Sômente as linhas mais destacadas foram tabeladas em virtude da baixa estatística das contagens.

O doublet do ${}^{57}_{\text{Fe}}$ (6.018 e 5.920 KeV) resultante da captura direta de um neutron, foi detetado como duas linhas de igual intensidade, o que não acontece no espectro da radiação da captura de nêutrons de ressonância (Alves-69). Este fato vem reforçar a evidência de que um estudo mais aprofundado dos estados de captura direta exige a variação da energia do nêutron incidente.

As características da amostra de ferro metálico estudada são:

Número de massa	Porcentagem Isotópica natural	Secção de Choque de Captura Radioativa (barn)
54	5,82	2,9
56	91,66	2,5
57	2,19	2,5
58	0,33	1,2

- CAPÍTULO IV -

CONCLUSÃO

O presente trabalho permitiu que apresentássemos três contribuições ao estudo da radiação gama de captura e da estrutura nuclear.

- A - O desenvolvimento de um espectrômetro de absorção total para raios gama de alta energia com um único cristal de NaI (Tl), de resolução e eficiência iguais aos mais sofisticados. Esse instrumento continua a ser por nós aperfeiçoada dentro das condições materiais disponíveis.
- B - O desenvolvimento da técnica de fabricação de detectores de germânio ativados com lítio, que nos permitiu a construção do primeiro detector desse tipo feito no Brasil.
- C - A determinação de uma nova linha no espectro do titânio, três novas linhas no espectro do níquel e doze, na radiação gama de captura no alumínio o que nos levou à identificação de dois novos níveis no esquema de níveis de energia do ^{28}Al e à confirmação dos valores das energias dos níveis de ressonância no ^{27}Al por método diferente do anteriormente usado.

Font

28

28

28

28

24

28

24

60

60

131

137

131

131

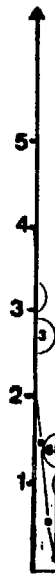
51

131

Fonte	Energia (Mev)	Largura na Meia		Resolução	
		Altura (Kev)		$\Delta E/EZ$	
		<u>1</u>	<u>2</u>	<u>1</u>	<u>2</u>
28 Al	7,725 (2)	86	-	1,11	-
28 Al	6,102 (2)	71	-	1,15	-
28 Al	5,410 (1)	63	-	1,15	-
28 Al	4,135 (2)	50	-	1,2	-
24 Na	2,822 (2)	40	-	1,4	-
28 Si	1,778 (1)	30,5	-	1,7	-
24 Na	1,749 (1)	-	13	-	0,75
60 Co	1,3326(15)	26	10	-	0,75
60 Co	1,1728(15)	25	10	-	0,85
131 I	0,724 (1)	-	9,5	-	1,31
137 Cs	0,667 (1)	-	9	-	1,35
131 I	0,638 (1)	-	8	-	1,28
131 I	0,364 (1)	-	7,2	-	1,97
51 Cr	0,320 (1)	-	6,7	-	2,1
131 I	0,284 (1)	-	6,6	-	2,3

1 Medidas feitas com alto fluxo de raios γ e sistema eletrônico ORTEC - 101-201 com resolução própria 14 Kev

2 Medidas feitas com fontes pouco intensas e sistema eletrônico ORTEC - 118-A,440 com resolução própria =1 Kev.



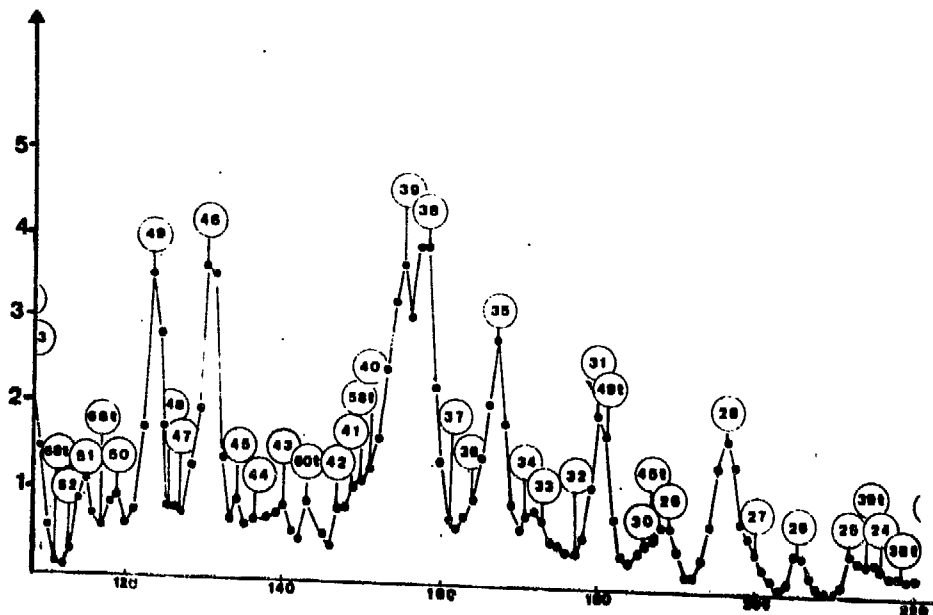
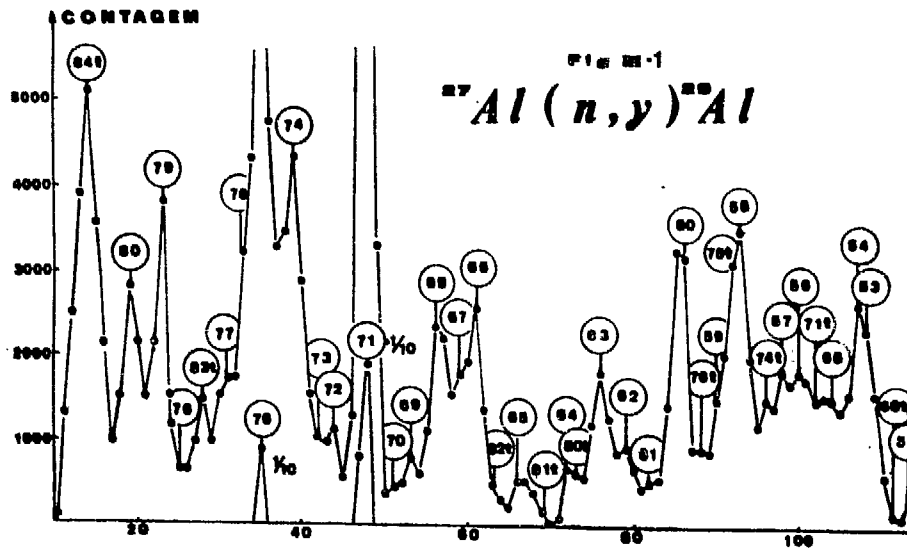


Fig. III-1 : Espectro da radiação gama emitida pelo Al após a captura de um neutrón.

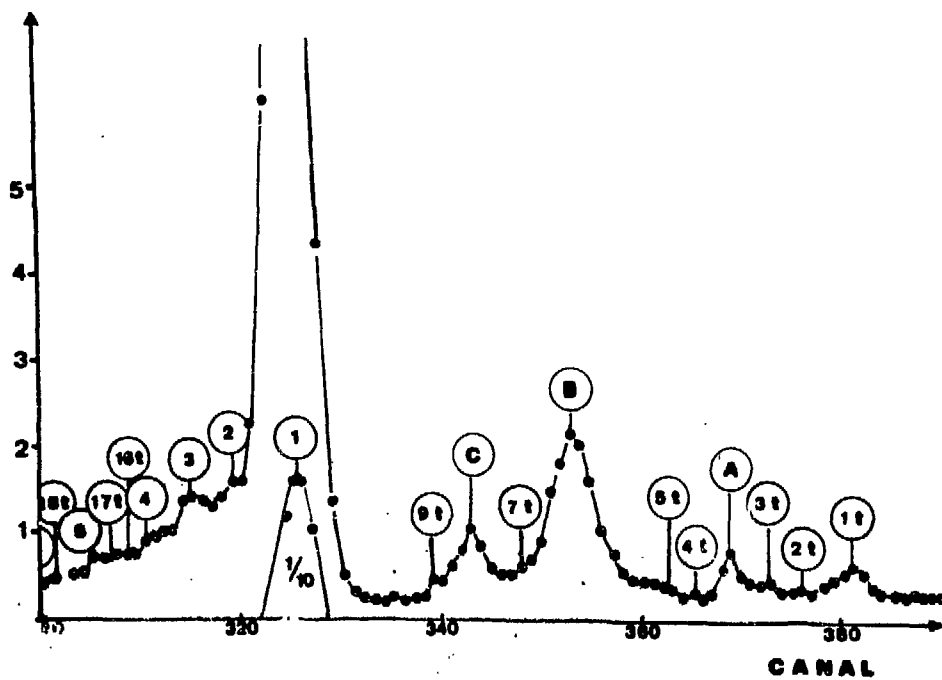
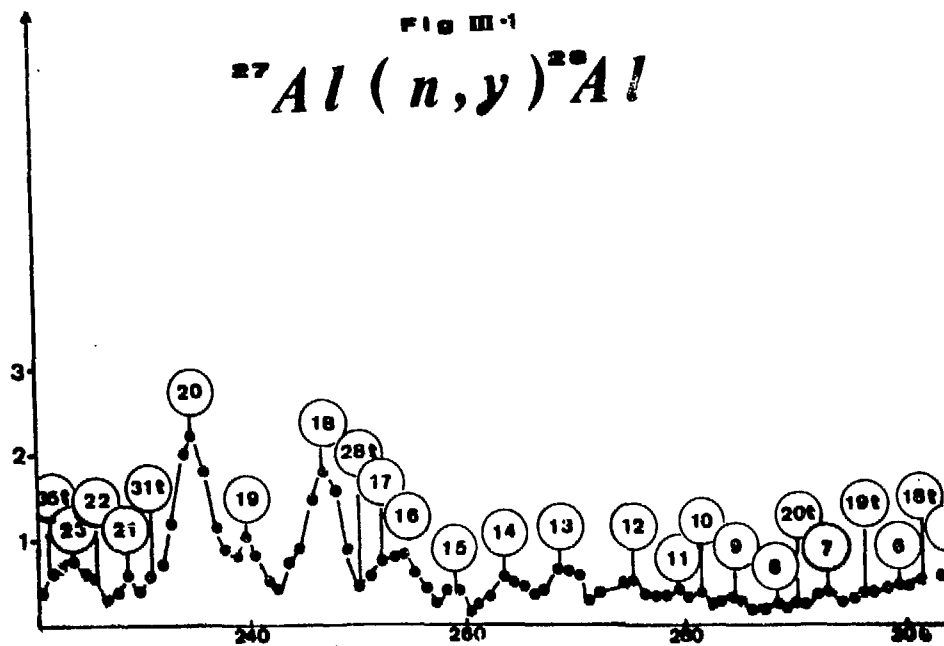


Fig. III-1 : Espectro da radiação gama emitida pelo Al após a captura de um neutron.

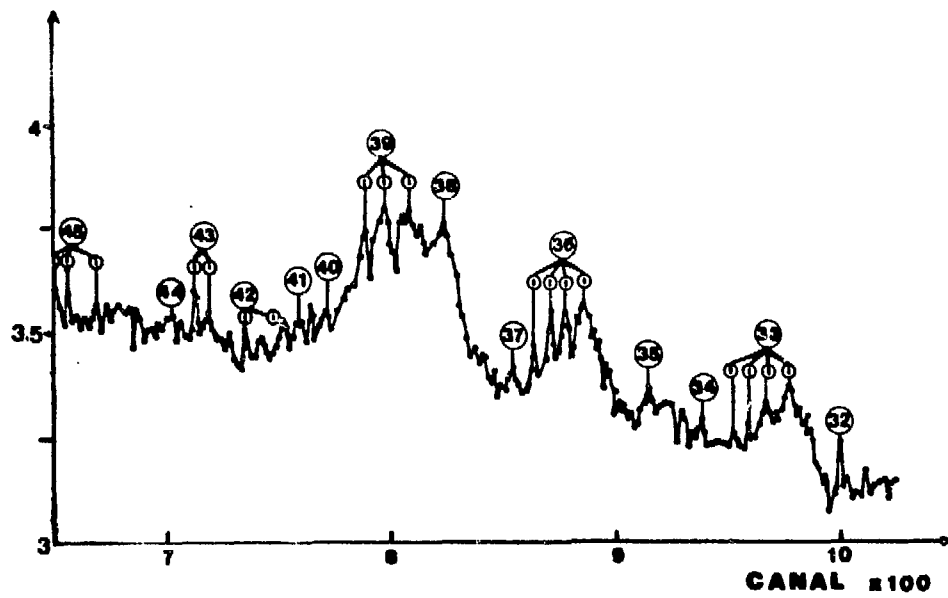


FIG III-1

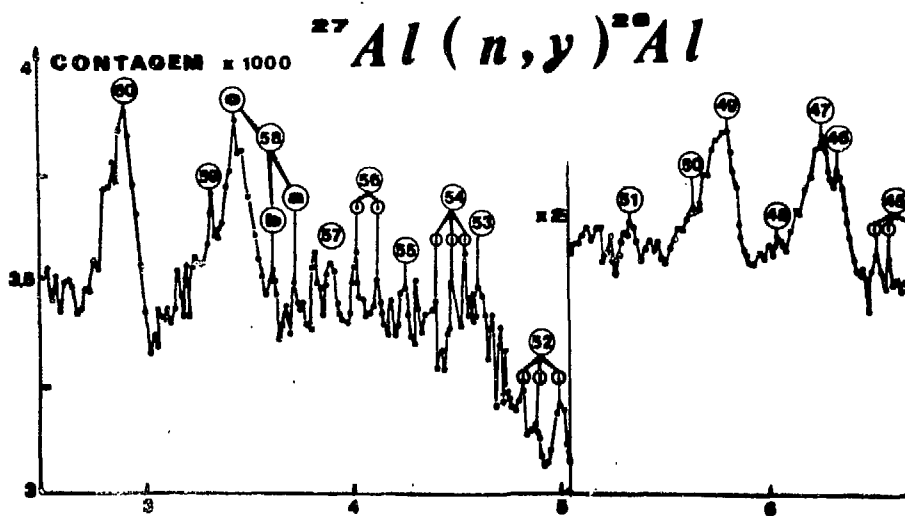


FIG: III-1 : Espectro da radiação gama emitida pelo Al após a captura de um neutrón, expandido.

Fig III-7A

^{28}Al		
13 15		
		<u>2272</u> $\leq 5^+$
<u>2110</u> 4^+		<u>2139</u> 23^+
<u>1970</u> 3^+		
		<u>1623</u> 23^+
	<u>1320</u> 3^+	<u>1372</u> 1^+
	<u>1280</u> 2^+	
	<u>1014</u> 2^+	<u>1014</u> 23^+
	<u>974</u> 1^+	<u>973</u> $0^+ 1^-$
	<u>830</u> 1^+	<u>830</u> -----
	<u>790</u> 0^+	<u>790</u> -----
<u>30</u> 2^+	<u>30</u> 2^+	<u>31</u> 2^+
<u>0</u> 3^+	<u>0</u> 3^+	<u>0</u> 3^+
Calculado (Picard 66)	Proposto	Observado

Fig. III-7A: Esquema de níveis de energia do ^{28}Al : calculado (Picard-66), proposto no modelo de acoplamento forte e observado no presente trabalho.

Fig III-7B

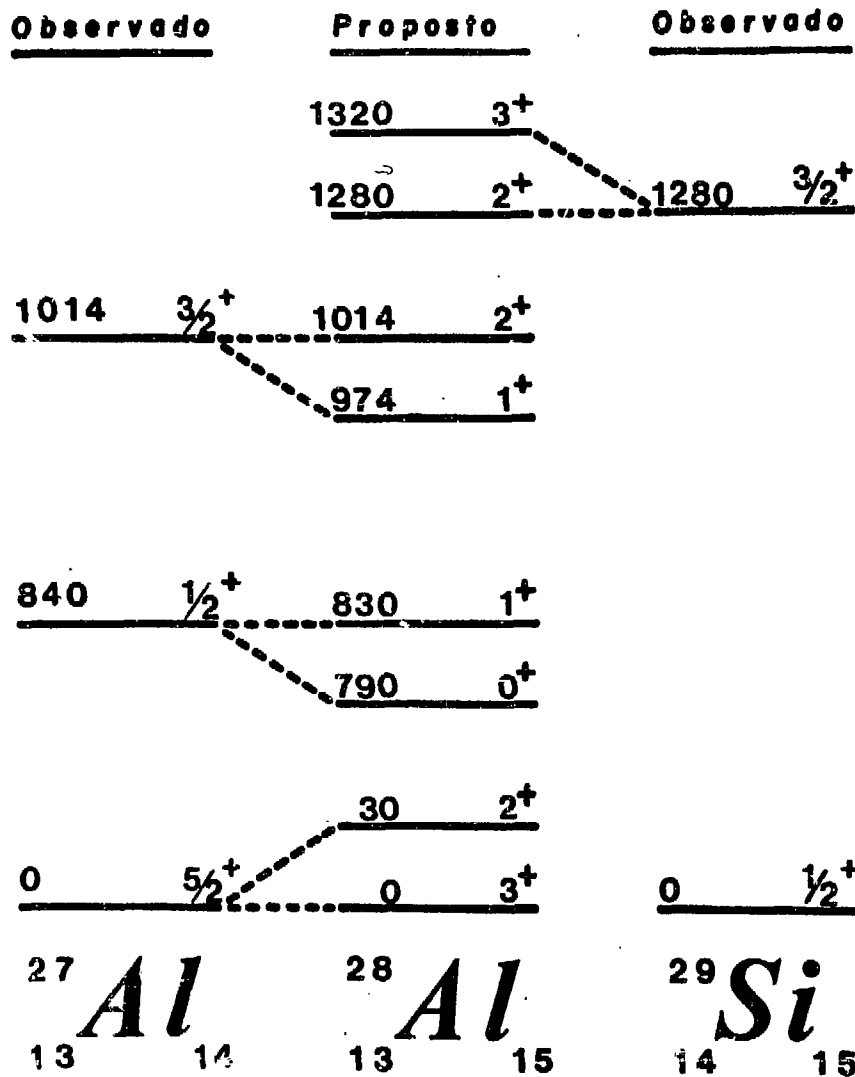


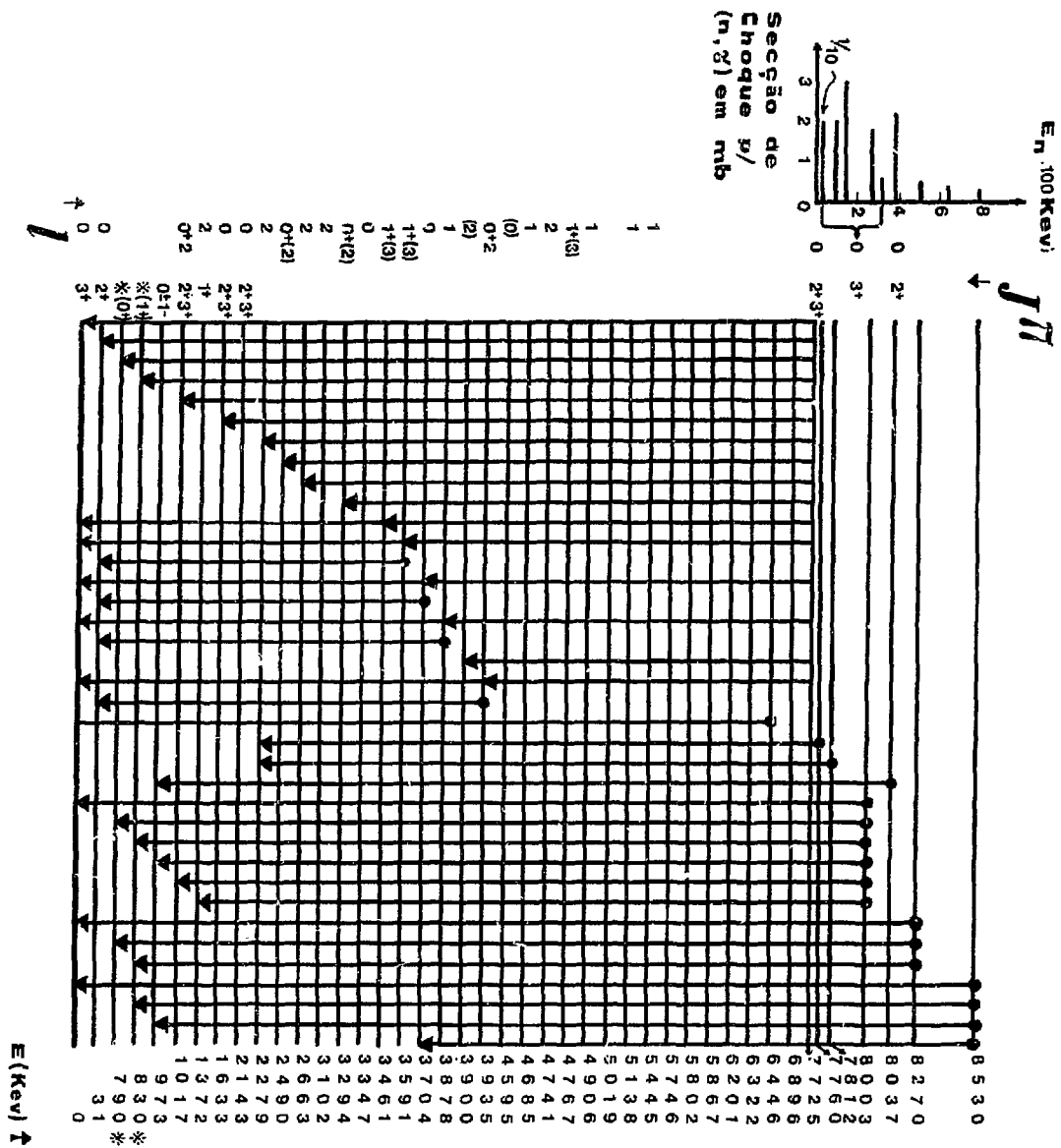
Fig. III-7B : Esquemas de níveis de energia observados no ^{27}Al e ^{29}Si e proposto para o ^{28}Al , no modelo de acoplamento forte.

Esque

En

Seção de Choque p/ (n, γ) em m

Fig III-8

Esquema de Desexcitação do ^{28}Al 

- TABELA III-2 -

Energias do Espectro da Radiação Gama na Reação $^{27}\text{Al}(n,\gamma)^{28}\text{Al}$

- TABELA III-2 -

Energias do Espectro da Radiação Gama na Reaçãc $^{27}\text{Al}(n,\gamma)^{28}\text{Al}$

<u>Nºda Linha</u>	<u>Presente Trabalho</u>		<u>Hardell-64</u>		<u>Bartholomew-66</u>		<u>Observação</u>	
	<u>Ge(Li)</u> <u>E(Mev)</u>	<u>Intens.Rel.</u>	<u>Ge(Li)</u> <u>E(Mev)</u>	<u>Intens.Rel.</u>	<u>Espectro de Pares</u> <u>E(Mev)</u>	<u>Intens.Rel.</u>	<u>Transição ou</u> <u>Núcleo Ativado</u>	
A	8,520 (5)	-	-	--	-	-	C _A	- 0
B	8,260 (10)	-	-	-	-	-	C _B	- 0
C	8,003 (10)	-	-	-	-	-	C _C	- 0
1	7,725 (5)	24,5	7,726 (2)	28,4	7,725 (2)	-	C	- 0
-	-	-	7,696 (2)	4,6	-	-	C	- 0,031
2	7,655 (15)	2,6	-	-	-	-	C _A	- 0,855
3	7,545 (15)	1,7	-	-	-	-	C _A	- 0,975
4	7,47 (2)	1	-	-	-	-	C _B	- 0,790
5	7,415 (10)	1,1	-	-	7,34 (4)	0,45	C _B	- 0,845
6	7,220 (10)	0,6	-	-	-	-	C _C	- 0,783
7	7,175 (5)	0,3	7,176 (4)	0,1	-	-	C _C	- 0,828
8	7,050 (10)	0,4	-	-	-	-	8,037	- 972
9	7,020 (10)	0,2	-	-	-	-	C _e	- 972
10	6,975 (10)	0,5	-	-	6,98 (4)	0,5	C	- 0,750
11	6,925 (10)	0,6	6,931 (4)	0,1	-	-	C	- 0,800
12	a) 6,825 (15)	0,6	6,864 (3)	0,1	-	-	7,812	- 0,972
	b) 6,76 (2)	0,1	-	-	-	-	²⁹ ₁₄ Si ¹⁵	
13	a) 6,715 (15)	0,27	6,712 (2)	0,8	6,77 (2)	0,8	C	- 1,014
	b) 6,63 (2)	-	-	-	-	-	C _c	- 1,372
14	6,625 (15)	0,24	6,622 (2)	0,4	6,61 (3)	0,23	6,626	- 0
15	6,575 (15)	0,2	6,5941(3)	0,1	-	-	6,626	- 0,031

49

- TABELA III-2 -

- TABELA III-2 -

Nº da Linha	Presente Trabalho		Hardell-64		Bartholomew-66		Observação	
	E(Mev)	Intens.Rel.	E(Mev)	Intens.Rel.	E(Mev)	Intens.Rel	Transição ou	Núcleo Ativado
16	6,440 (15)	0,2	6,441 (2)	0,6	6,50 (3)	0,3	6,442 -	0
17	6,365 (10)	0,15	-	-	-	-	²⁹ Si ¹⁵ -	-
18	6,315 (10)	0,56	6,318 (2)	2,2	6,33 (2)	0,9	6,317 -	0
19	6,195 (10)	0,24	6,199 (2)	0,7	6,22 (3)	0,3	6,200 -	0
20	6,095 (10)	0,86	6,102 (2)	2,7	6,13 (2)	1,5	C -	1,623
21	6,005 (15)	0,2	6,019 (3)	0,2	6,01 (5)	0,44	6,012 -	0
22	5,870 (15)	0,18	5,862 (3)	0,1	5,89 (4)	0,5	5,867 -	0
23	5,795 (15)	0,11	5,798 (3)	0,1	5,78 (3)	0,8	5,802 -	0
24	5,70 (1)	0,6	5,711 (2)	0,5	-	-	5,746 -	0,031
25	5,585 (15)	0,23	5,586 (2)	1,2	5,60 (2)	1,2	²⁷ Al -	-
26	5,470 (15)	0,24	-	-	-	-	7,760 -	2,272
27	5,440 (15)	0,26	5,454 (3)	0,2	5,41 (3)	1,2	5,445 -	0
28	5,405 (8)	1,9	5,412 (2)	1,9	-	-	5,445 -	1,031
	-	-	5,310 (3)	0,1	5,32 (3)	0,55	5,346 -	0,031
29	5,295 (15)	0,7	5,303 (2)	0,4	-	-	5,346 -	0,031
30	5,235 (15)	0,4	5,239 (2)	0,2	5,21 (2)	1,5	C -	2,483
31	5,135 (5)	2,7	5,135 (2)	3,2	-	-	5,138 -	0
32	5,107 (15)	0,1	5,104 (2)	0,4	-	-	5,138 -	0,031
33	a) 5,067 (5)	0,05	5,068 (3)	0,1	-	-	C -	2,663
	b) 5,042 (5)	0,05	-	-	-	-	5,862 -	0,825
	c) 5,021 (5)	0,05	-	-	-	-	5,021 -	0
	d) 5,012 (5)	0,1	-	-	-	-	5,019 -	0,031

- TABELA III-2 -

Presente Trabalho

Hardell-64

Bartholomew-66

Observação

- TABELA III-2 -

-3-

<u>N^oda Linha</u>	<u>Presente Trabalho</u>		<u>Hardell-64</u>		<u>Bartholomew-66</u>		<u>Observação</u>	
	<u>E(Mev)</u>	<u>Intens. Rel.</u>	<u>E(Mev)</u>	<u>Intens.Rel.</u>	<u>E(Mev)</u>	<u>Intens. Rel.</u>	<u>Transição ou</u>	<u>Núcleo Ativado</u>
34	a) 4,929 (5)	0,1	4,984 (3)	0,1	4,94 (5)	0,8	5,019 -	0,031
-	b) 4,935 (5)	-	-	-	-	-	-	²⁹ Si ₁₅
35	4,903 (5)	2,9	4,904 (2)	3,1	-	-	4,905 -	0
36	a) 4,875 (5)	0,15	-	-	-	-	4,905 -	0,031
	b) 4,859 (8)	0,05	-	-	-	-	5,876 -	1,107
	c) 4,846 (8)	0,06	-	-	-	-	8,550 -	3,704
	d) 4,825 (10)	0,04	-	-	-	-	5,802 -	0,973
37	4,800 (8)	0,5	-	-	4,79 (2)	4,3	-	-
-	-	-	4,766 (2)	0,9	-	-	-	-
-	-	-	4,756 (2)	0,4	-	-	-	-
38	4,735 (3)	4,2	4,755 (2)	6,1	-	-	4,732 -	0
39	a) 4,701 (5)	2,6	-	-	-	-	4,732 -	0,031
	b) 4,691 (5)	1,1	4,691(2)	4,7	-	-	4,691 -	0
	c) 4,662 (8)	0,4	4,661 (2)	2,7	4,66 (5)	2,5	4,691 -	0,031
40	4,635 (5)	1,3	-	-	-	-	5,465 -	0,870
41	4,600 (5)	1,1	4,598 (3)	0,1	-	-	4,595 -	0
42	a) 4,574 (8)	0,2	4,577 (2)	0,4	-	-	4,595 -	0,031
	b) 4,462 (8)	0,2	-	-	4,45 (2)	1,4	5,435 -	0,973
43	a) 4,423 (10)	-	4,428 (2)	0,4	-	-	C -	3,297
	b) 4,419 (10)	-	-	-	-	-	5,435 -	1,017
44	4,350 (10)	-	4,378 (2)	0,4	-	-	5,14 -	0,790

- TABELA III-2 -

-4-

Presente Trabalho

Hardell-64

Bartholomew-66

Observação

- TABELA III-2 -

-4-

<u>Nº da Linha</u>	<u>Presente Trabalho</u>		<u>Hardell-64</u>		<u>Bartholomew-66</u>		<u>Observação</u>	
	<u>Ge(Li)</u>		<u>Ge(Li)</u>		<u>Espectro de Pares</u>		<u>Transição ou</u>	<u>Núcleo Ativado</u>
	<u>E(Mev)</u>	<u>Intens.Rel.</u>	<u>E(Mev)</u>	<u>Intens.Rel.</u>	<u>E(Mev)</u>	<u>Intens.Rel.</u>		
45	a) 4,322 (10)	-	-	-	-	-	5,138 -	0,816
	b) 4,293 (15)	-	-	-	-	-	6,436 -	2,143
	c) 4,279 (15)	-	4,283 (3)	0,1	-	-	4,315 -	0,031
46	4,260 (8)	4,5	4,260 (2)	6,6	4,29 (2)	4,3	C -	3,465
47	4,252 (10)	0,3	-	-	-	-	- -	-
48	4,239 (10)	0,3	-	-	-	-	5,019 -	0,780
49	4,134 (8)	4,9	4,134 (2)	7,2	4,16 (2)	3	C -	3,591
50	4,096 (10)	0,1	-	-	-	-	4,906 -	0,810
51	4,021 (10)	0,6	4,017 (2)	0,7	4,06	2	C -	3,704
	-	-	4,003 (2)	0,1	-	-	- -	-
52	a) 3,872 (10)	0,07	-	-	-	-	4,767 -	0,795
	b) 3,925 (15)	0,04	3,937 (2)	0,2	-	-	3,925 -	0
	c) 3,901 (17)	0,03	3,904 (2)	0,3	-	-	3,936 -	0,031
-	-	-	3,891 (3)	0,1	-	-	- -	-
53	3,873 (8)	1,4	3,911 (2)	2,6	-	-	3,873 -	0
54	a) 3,850 (8)	1,5	3,850 (2)	3,0	-	-	C -	3,875
	b) 3,840 (10)	1,2	-	-	-	-	3,875 -	0,035
	c) 3,825 (12)	0,8	3,825 (2)	0,6	-	-	C -	3,900
55	3,790 (10)	0,9	3,790 (2)	0,8	-	-	C -	3,936
56	a) 3,765 (10)	1,0	-	-	-	-	4,595 -	0,830
	b) 3,732 (15)	1,0	-	-	-	-	4,765 -	0,973
57	3,709 (10)	1,1	3,709 (2)	0,4	-	-	3,709 -	0

52

- TABELA III-2 -

-5-

<u>Nº da Linha</u>	<u>Presente Trabalho</u>		<u>Hardell-64</u>		<u>Bartholomew-66</u>		<u>Observação</u>	
	<u>Ge(Li)</u>	<u>Ge(Li)</u>	<u>Ge(Li)</u>	<u>Ge(Li)</u>	<u>Espectro de Pares</u>	<u>Espectro de Pares</u>	<u>Transição ou</u>	<u>Núcleo Ativado</u>
	<u>E(Mev)</u>	<u>Intens. Rel.</u>	<u>E(Mev)</u>	<u>Intens.Rel.</u>	<u>E(Mev)</u>	<u>Intens.Rel.</u>		
58	a) 3,668 (12)	-	3,678 (2)	0,2	-	-	3,709	0,031
	b) 3,647 (15)	0,3	-	-	-	-	5,019 -	1,633
	c) 3,596 (15)	5,1	3,592 (2)	4,6	3,62 (2)	2,5	3,596 -	0
59	3,566 (12)	1,2	3,561 (2)	0,8	-	-	3,569 -	0,035
60	3,466 (10)	5,0	3,465 (2)	6,8	3,46 (2)	1,5	3,46f -	0

C - Nível da Captura de Neutrons Térmicos

C_I - Nível de Captura de Neutrons na ressonância I = A, B ou C.

53

E(Kev) (a)
 35,04 (9)
 86,6
 89 (1)
 91,5
 143 (1)
 278 (3)
 312 (4)
 386 (4)
 535
 655
 795

- TABELA III-6 -

ENERGIA DOS NÍVEIS DE CAPTURA DOS NEÚTRONS DE RESSONÂNCIAno ^{27}Al

<u>E(Kev)</u> (a)	<u>J</u> (a)	<u>l_1</u> (a)	<u>Γ(Kev)</u> (a)	<u>E_l+E_r(Mev)</u> Nível	<u>E(Mev)</u> Experimental	<u>σ</u> (mbarn)
35,04 (9)	3	0	1,5	7,760	7,760 (20)	16
86,6	3	0	2,4	7,812	-	2
89 (1)	{3}	{0}	8	7,814	-	2
91,5	2	0	4	7,817	7,812 (20)	2
143 (1)	3	0	3,5	7,868	-	3
278 (3)	3	0	5	8,003	8,000(C) (15)	1,8
312 (4)	3	0	4	8,037	8,035 (20)	0,6
386 (4)	2	0	4	8,111	-	2,2
535	-	-	-	8,260	8,270(B) (15)	0,5
655	-	-	-	8,370	-	0,4
795	-	-	-	8,520	8,530(A) (15)	0,28

(a) B.N.L. 64

(M) Média dos valores encontrados na literatura

 E_l Energia de ligação do último neutron no ^{28}Al E_r Energia de Ressonância

A, B e C Níveis de captura ressonante

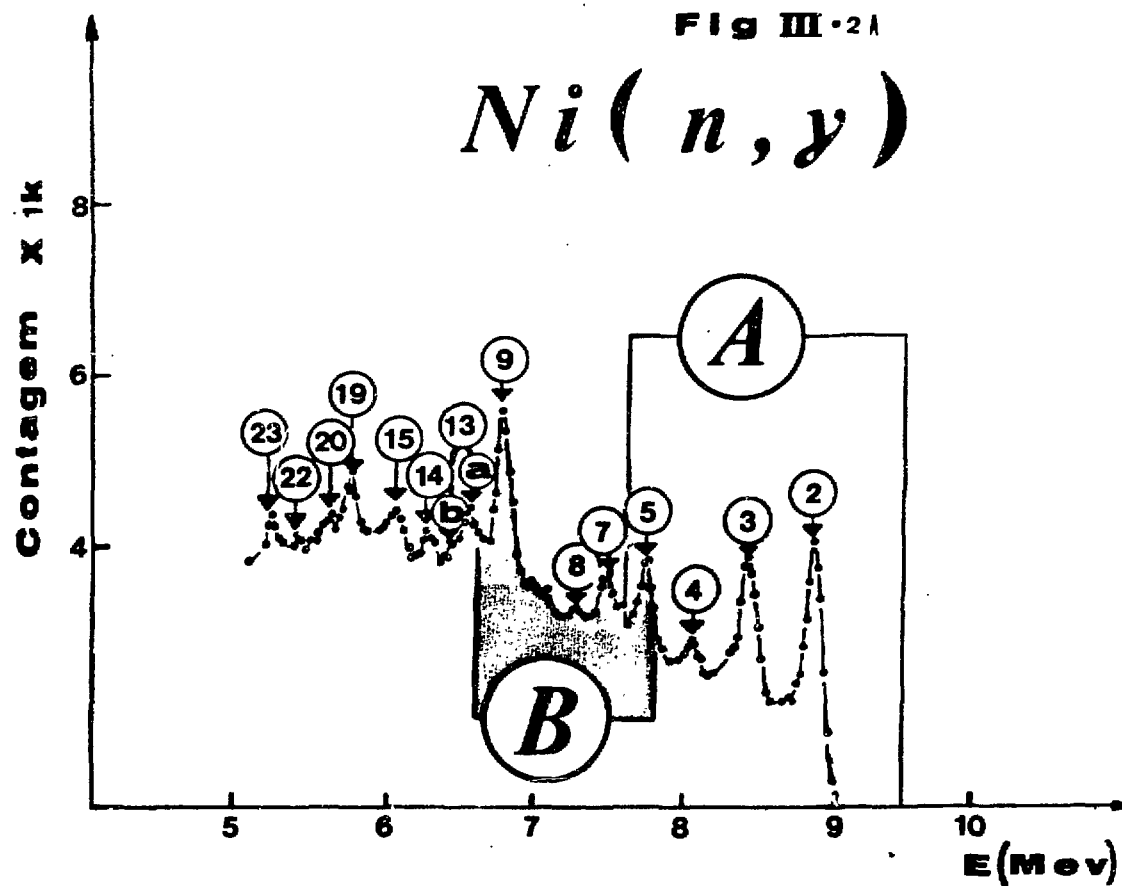


Fig. III-2A : Espectro da radiação gama de captura de neutrons no Ni natural.

Fig III-2 B

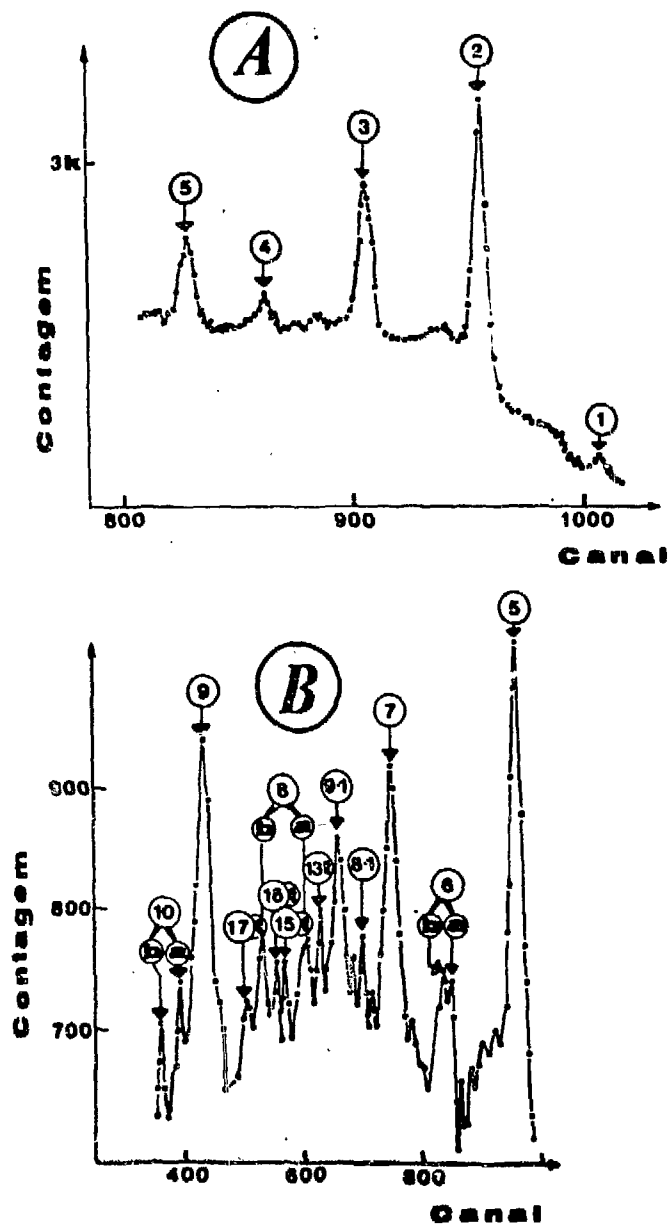
 $Ni(n, \gamma)$ 

Fig. III-2B : Espectro da radiação gama de captura de neutros no Ni natural, expandido.

- TABELA III-3 -

ENERGIAS MEDIDAS NO ESPECTRO DO NIQUEL NATURAL

<u>Nº da Linha</u>	<u>Presente Trabalho</u>	<u>(Groshev 66)</u>
	<u>Ge(Li)</u>	<u>Espectrômetro Compton</u>
<u>E(MeV)</u>	<u>E(MeV)</u>	<u>E(MeV)</u>
1	9,415 (10)	9,417 (8)
2	8,995 (5)	8,996 (5)
3	8,530 (5)	8,525 (5)
4	8,120 (5)	8,114 (5)
5	7,820 (10)	7,814 (5)
6	a) 7,700 (15)	7,693 (5)
-	b) 7,675 (15)	-
7	7,530 (10)	7,535 (5)
8	a) 7,255 (10)	7,258 (6)
-	b) 7,080 (10)	-
9	6,835 (5)	6,835 (5)
10	a) 6,725 (15)	6,716 (5)
-	b) 6,680 (15)	6,676 (6)
11	-	6,629 (m)
12	-	6,579 (5)
13	a) 6,30 (1)	6,320 (5)
-	b) 6,23 (1)	-
14	6,10 (1)	6,103 (5)
15	6,035 (10)	6,033 (6)
16	5,970 (10)	5,971 (m)
17	-	5,832 (7)
18	5,815 (10)	5,814 (6)
19	5,690 (15)	5,692 (5)
20	5,51 (2)	5,510 (6)
21	5,44 (2)	5,434 (5)
22	5,31 (1)	5,311 (5)
23	5,27 (2)	5,268 (7)

m - Linha múltipla (multiplet)

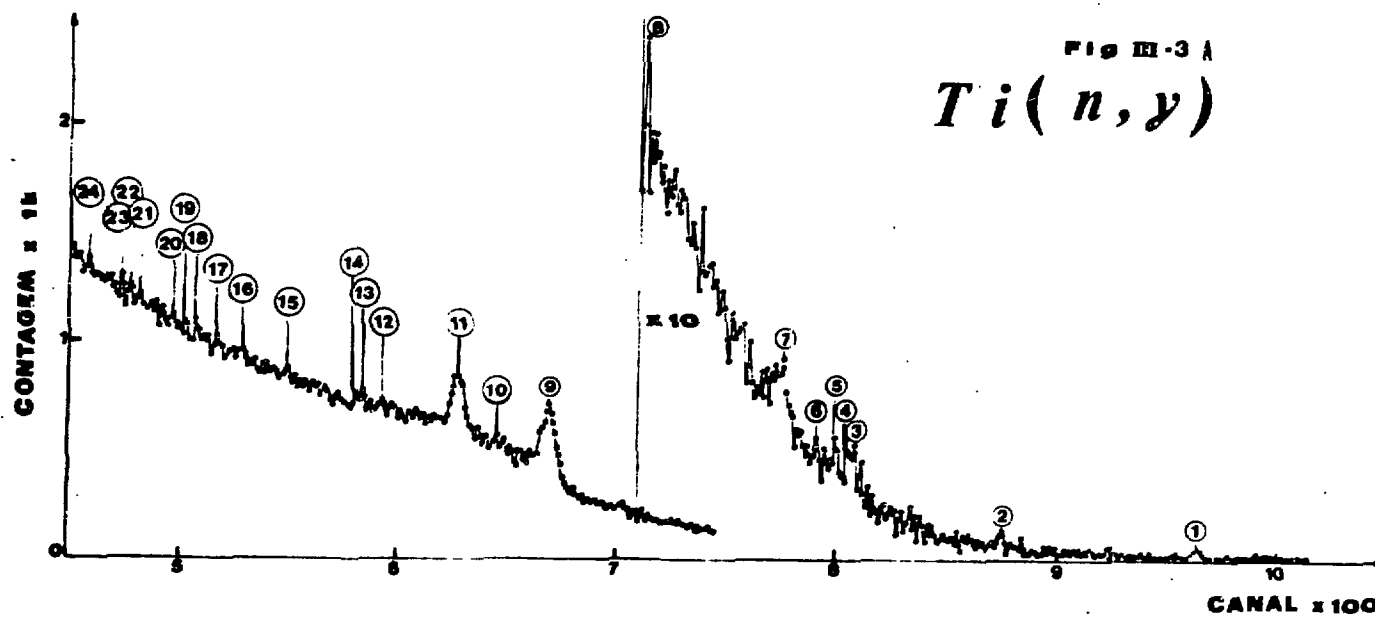


Fig. III-3A : Espectro da radiação gama emitida pelo Ti natural após a captura de um nêutron.

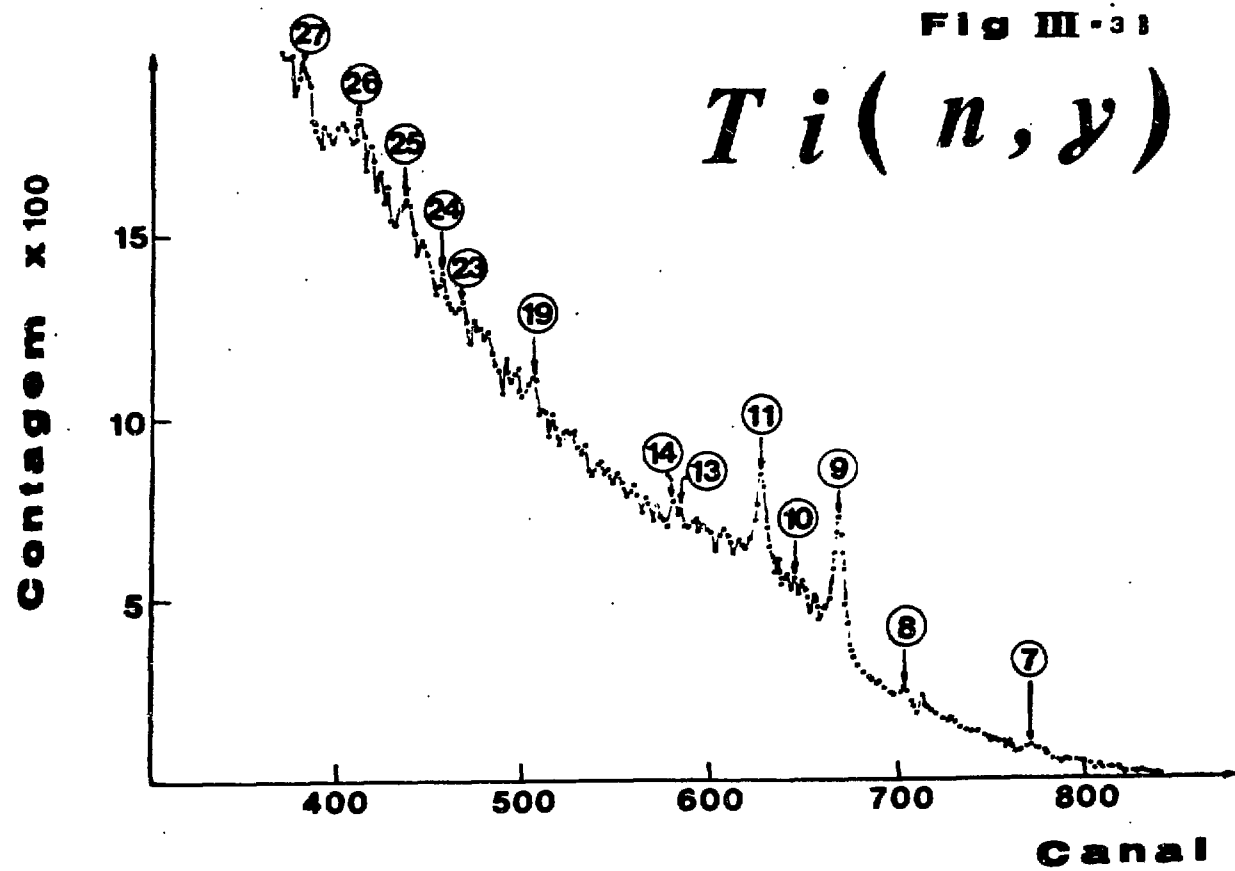


Fig. III-3B : Espectro da radiação gama emitida pelo Ti natural após a captura de um neutron.

- TABELA III-4 -

ENERGIAS MEDIDAS NO ESPECTRO DO TITÂNIO NATURAL

<u>Nº da Linha</u>	<u>Presente Trabalho</u>	<u>Knowless</u>
	<u>Ge(Li)</u> <u>E(MeV)</u>	<u>Espectrômetro de Pares</u> <u>E(MeV)</u>
1	9,40 (70)	10,621 (14)
-	-	9,376 (12)
2	8,62 (20)	9,189 (10)
-	-	8,342 (10)
3	8,00 (20)	8,252 (10)
4*	7,96 (50)	7,996 (12)
5	7,90 (50)	-
6	7,84 (20)	-
-	-	7,844 (15)
7	7,64 (20)	7,736 (13)
-	-	7,628 (11)
-	-	7,55 (20)
-	-	7,386 (10)
-	-	7,319 (10)
8	7,12 (20)	7,149 (10)
-	-	6,996 (10)
-	-	6,947 (14)
9	6,75 (20)	6,753 (5)
10	6,52 (30)	6,550 (8)
11	6,42 (20)	6,413 (5)
12	6,04 (50)	6,070 (20)
13	5,96 (50)	5,980 (20)
14	5,90 (40)	5,890 (20)
15	5,62 (30)	5,644 (12)
16	5,44 (30)	5,460 (14)
17*	5,32 (30)	-
18*	5,24 (30)	-
19	5,16 (30)	-
20*	5,10 (30)	-
21*	5,00 (30)	-
22	4,96 (30)	4,957 (6)
23	4,88 (20)	4,871 (6)
24	4,72 (20)	4,706 (14)
25	4,26 (20)	4,220 (20)
26	3,96 (20)	3,916 (10)

* - Linhas novas não confirmadas.

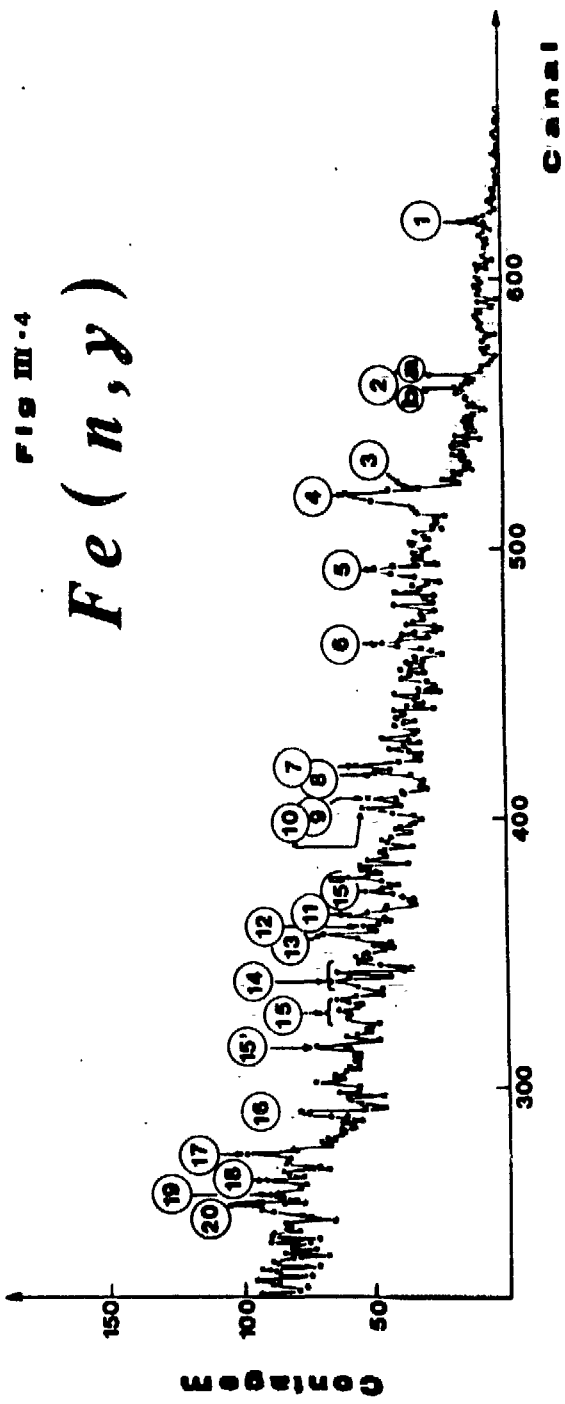


Fig. III-4 : Espectro da radiação gama emitida pelo Fe natural após a captura de um neutron.

- TABELA III-5 -

ENERGIAS MEDIDAS NO ESPECTRO DO FERRO NATURAL

<u>Nº da Linha</u>	<u>Presente Trabalho</u>	<u>Groshev-64</u>	<u>I</u>
	<u>Ge(Li)</u> <u>E(Mev)</u>	<u>Espectrômetro Compton</u> <u>E(Mev)</u>	
		10,030 (8)	
1	9,28 (2)	9,298 (5)	3,3
-	-	8,882 (6)	-
2	a) 8,40 (3)	8,368 (6)	0,3
-	b) 8,28 (3)	-	-
3	c) 7,64 (2)	7,643 (4)	21,5
4	7,62 (2)	7,629 (4)	21,5
5	7,20 (3)	7,277 (6)	5,3
-	-	6,831 (8)	-
6	6,52 (5)	6,504 (8)	0,1
-	-	6,379 (7)	-
-	-	6,295 (8)	-
-	-	6,269 (8)	-
7	6,04 (3)	6,018 (5)	8,5
8	5,90 (3)	5,920 (5)	8,3
9	5,80 (5)	5,787 (6)	0,2
10	5,74 (5)	5,750 (6)	0,2
-	-	5,499 (6)	-
11	5,08 (5)	5,046 (8)	0,2
12	5,00 (5)	5,013 (8)	0,2
13	4,94 (5)	4,950 (5)	0,8
-	-	4,885 (7)	-
14	4,80d(8)	4,810 (5)	1,9
-	-	4,680 (7)	-
-	-	4,662 (7)	-
-	-	4,462 (6)	-
-	4,4d(5)	4,405 (6)	1,4
-	-	4,274 (6)	-
15	4,22 (5)	4,217 (6)	3,3
-	-	4,014 (6)	-
16	3,84 (6)	3,855 (m)	1,2
-	-	3,792 (6)	-
-	-	3,778 (6)	-
17	3,66 (8)	3,665 (6)	0,3
-	-	3,504 (7)	-
-	-	3,440 (7)	-
18	3,40 (5)	3,416 (5)	2,5
19	-	3,360 (6)	0,5
-	3,30 (8)	3,325 (m)	-
-	-	3,329 (6)	-
20	3,28 (9)	3,272 (6)	1,7

m - linha múltipla (multiplet)

-APÊNDICE A-A-FEIXES DE NEUTRONS TÉRMICOS

Os estudos de reações nucleares com neutrons térmicos apresentam sempre como dificuldade a obtenção de feixes de neutrons térmicos suficientemente isentos de raios gama decorrentes da fissão, da desintegração radioativa de produtos de fissão e da captura radioativa de neutrons pelos elementos estruturais do reator e do arranjo experimental. Este problema tem sido resolvido essencialmente de duas maneiras : usando feixes de neutrons difratados por cristais, ou usando feixes transmitidos por filtros.

A-1-INTERAÇÃO DE NEUTRONS TÉRMICOS COM A MATÉRIA

As várias interações possíveis dos neutrons com a matéria podem ser descritas quantitativamente pela secção de choque. Vejamos rapidamente o comportamento da secção de choque dos elementos para neutrons térmicos.

A secção de choque total de um elemento pode ser considerada como a soma das secções de choque devidas a :

- absorção
- espalhamento de Laue Bragg
- espalhamento incoerente
- espalhamento térmico
- espalhamento paramagnético
(Hughes-53, Bacon-55)

a-ABSORÇÃO

A probabilidade de um neutron ser capturado por um núcleo, é dada pela secção de choque de absorção do elemento considerado.

Na obtenção de feixes de neutrons térmicos por trans

missão ou reflexão, são de maior intrêsse as substâncias que, na região térmica, têm secção de choque de absorção baixa, pois nesta região ela é diretamente proporcional ao comprimento de onda associado ao neutron.

$$\sigma_a \propto \lambda$$

onde: σ_a = secção de choque de absorção
 λ = comprimento de onda associado ao neutron.

b - ESPALHAMENTO DE LAUE BRAGG OU COERENTE

Quando um feixe de neutrons é espalhado por vários núcleos, podem ocorrer fenômenos de interferência entre as ondas associadas aos feixes, incidente e emergente, dando origem a uma forte anisotropia no feixe refletido. No caso de um monocristal, onde há uma periodicidade espacial na distribuição dos átomos, este fenômeno é bem caracterizado pelo aparecimento de um feixe refletido de intensidade máxima com comprimento de onda associado

$$\lambda_0 = \frac{2}{n} d \sin \theta$$

onde: λ_0 - comprimento de onda associado aos neutrons refletidos
 d - distância interplanar correspondente aos planos de reflexão
 θ - ângulo entre a direção do feixe incidente e o plano de reflexão
 $n = 1, 2, 3, \dots$ - ordem da reflexão

Nêste caso a secção de choque do monocristal, para neutrons será:

$$\sigma_{\text{coer}} = \begin{cases} 0 & \text{para } \lambda \neq \lambda_0 \\ \frac{\lambda_0^2}{2} (|F|^2 M \frac{d}{n})_{h,k,l} & \text{para } \lambda = \lambda_0 \end{cases}$$

.../.

onde,

64

σ_{coer} - Secção de choque de espalhamento coerente ou de Laue Bragg.

λ - comprimento de onda associado ao nêutron incidente.

N - número de células unitárias por centímetros cúbicos do cristal.

h, k, l - Índices de Miller que definem o plano de reflexão.

M - número de orientações possíveis da célula unitária para uma dada reflexão no plano h, k, l .

F - fator de forma.

$$F = \sum_j a_j \exp \{2\pi i (hx_j + ky_j + lz_j)\}$$

Esta somatória é feita sobre todos os átomos da célula unitária.

a_j - amplitude de espalhamento coerente do átomo considerado.

x, y, z - coordenadas que definem a posição do átomo considerado.

Até aqui, consideramos um monocristal perfeito, com todos os planos de reflexão paralelos entre si. Na realidade, isto não acontece. Os planos formam, com a direção considerada, ângulos cuja distribuição pode ser adotada como gaussiana, o que é conhecido como estrutura de mosaico do cristal. Este fenômeno introduz uma variação $\Delta\theta$ no ângulo θ e, conseqüentemente, uma variação $\Delta\lambda$ no comprimento de onda λ_0 . Assim teremos λ como comprimento de onda associado aos nêutrons que são refletidos pelo cristal, tal que $|\lambda - \lambda_0| \leq \Delta\lambda$, que obedece a uma distribuição que podemos tomar como gaussiana.

No caso de um policristal, isto é, um cristal constituído por vários monocristais, a secção de choque de Laue Bragg será:

../.

$$\sigma_{\text{coer.}} = 0 \quad \text{para } \lambda \geq \lambda_M$$

$$\sigma_{\text{coer.}} = \sum_{h,k,l} \sigma_{\text{coer.}}(h,k,l) \quad \lambda < \lambda_M$$

$$\text{onde } \lambda_M = 2 d_M, \text{ e}$$

d_M é a maior distância interplanar do cristal

Este comportamento explica o aparecimento do degrau de Bragg na transmissão de neutrons por filtros policristalinos, quando somente neutrons de comprimento de onda $\lambda \geq \lambda_M$ são transmitidos.

c-ESPALHAMENTO INCOERENTE

O espalhamento incoerente é devido a vários processos que originam ondas refletidas que não podem interferir com a incidente. Geralmente, está ligado a variações das propriedades dos núcleos com a posição considerada. Os principais são:

ESPALHAMENTO INCOERENTE DEVIDO AO SPIN

Se um núcleo de spin $I \neq 0$ espalha um neutron, o sistema terá spin $I+1/2$ ou $I-1/2$ e a amplitude será diferente nos dois casos. Pode se mostrar que

$$\sigma_{\text{coer.}} = C 4 \pi (W_+ W_-) (b_+ b_-)^2$$

e que

$$\sigma_{\text{incoer.}} = D 4 \pi (W_+ b_+ + W_- b_-)^2$$

onde

$$\sigma_{\text{incoer.}} = \text{secção de choque de espalhamento incoerente}$$

$b_{+,-}$ amplitude de espalhamento devido a spins paralelos ou antiparalelos

$$W_+ = \frac{I+1}{2I+1}$$

$$W_- = \frac{I}{2I + 1}$$

C e D constantes de proporcionalidade.

A influência do spin pode ser facilmente notada quando consideramos as relações

$$\frac{\sigma_{\text{coer}}}{\sigma_{\text{total}}} \quad e \quad \frac{\sigma_{\text{incoer}}}{\sigma_{\text{total}}}$$

Para núcleos com spin zero e diferente de zero, há casos nos quais uma das relações é praticamente nula.

ESPALHAMENTO INCOERENTE DEVIDO AO MOMENTO MAGNÉTICO

Tendo o nêutron um momento magnético, durante o espalhamento, este irá interagir com o momento magnético do átomo, dando origem a um espalhamento incoerente do tipo verificado com o spin.

ESPALHAMENTO INCOERENTE DEVIDO A EXISTÊNCIA DE ISÓTOPOS

Quando existe mais de uma espécie isotópica, entre os núcleos componentes do cristal e a amplitude de espalhamento é diferente para cada isótopo, o valor do fator de forma é alterado e deve ser tomado um valor médio sobre todas as posições possíveis.

$$F_{h,k,l} = \sum_{\mathbf{r}} W_{\mathbf{r}} b_{\mathbf{r}}^2 - \left(\sum_{\mathbf{r}} W_{\mathbf{r}} b_{\mathbf{r}} \right)^2 + 1/N_0 \left(\sum_{\mathbf{r}} W_{\mathbf{r}} b_{\mathbf{r}} \right)^2 \cdot \left| \sum_{\mathbf{r}} \exp\{2\pi i(hX_{\mathbf{r}} + Ky + lz)\} \right|^2$$

onde $W_{\mathbf{r}}$ - abundância isotópica

Se além disso, os spins dos isótopos forem diferentes no cálculo da média, devemos levar em conta para cada isótopo as amplitudes de espalhamento ponderadas $W_{+} b_{+}$ e $W_{-} b_{-}$, teremos um fator de forma médio

$$\overline{F_{h,k,l}} = \{b_{\mathbf{r}}^2 - (b_{\mathbf{r}})^2\} + \frac{1}{N_0} (b_{\mathbf{r}})^2 \left| \sum_{\mathbf{r}} \exp 2 i (hX_{\mathbf{r}} + by_{\mathbf{r}} + lz) \right| \quad \dots$$

onde o primeiro termo dá a contribuição do espalhamento incoerente e o segundo a contribuição do espalhamento coerente.

ESPALHAMENTO INCOERENTE DEVIDO À MASSA FINITA DO NÚCLEO

Quando estudamos o espalhamento de um feixe de neutrons por um cristal e consideramos que os núcleos não têm massa infinita, a colisão deve ser tratada como inelástica, pois há uma troca de energia entre o neutron e o cristal. Neste caso, o espalhamento elástico é um caso particular do inelástico.

d - ESPALHAMENTO TÉRMICO

A temperatura de um cristal altera a amplitude de espalhamento de cada núcleo, pois a agitação térmica deste contribui para um aumento, da secção de choque de espalhamento incoerente e, conseqüentemente, para a diminuição da amplitude de espalhamento coerente efetiva. Esta redução pode ser calculada usando-se a aproximação de Debye (Weinstock-44). No caso de um monocristal de estrutura cúbica e monoatômico podemos escrever que o fator de redução é

$$F_r = \exp - \left(\frac{6 h^2}{m_A K \theta} \frac{\text{sen}^2}{\lambda^2} \left| \frac{\phi(x)}{x} + \frac{1}{4} \right| \right)$$

onde

h - constante de Planck

m_A - massa do núcleo

K - constante de Boltzman

θ - temperatura de Debye do cristal

λ - comprimento de cada onda associado ao neutron

$x = \theta/T$

T - temperatura absoluta do cristal

$$\phi(x) = \frac{1}{x} \int_0^x \frac{\xi d\xi}{\xi^2 - 1}$$

ξ - raio nuclear ($\xi = 1,5 \times 10^{-13} A^{1/3}$)

A - número de massa do núcleo

No caso de um cristal não cúbico o fator W deve ser

../.

calculado empiricamente.

e - REFLETIVIDADE DE UM MONOCRISTAL

Vimos que a amplitude de espalhamento coerente é reduzida por vários fatores. Assim a intensidade do feixe difratado deve ser calculada através da secção de choque de espalhamento coerente, usando-se a amplitude de espalhamento, como foi definida anteriormente, e levando-se em conta os vários isótopos, sua abundância relativa, o spin dos núcleos, sua massa, a temperatura do cristal e o momento magnético do átomo.

A-2-FILTROS

Os filtros mais usados para feixes de neutrons térmicos podem ser classificados em dois tipos: filtros de transmissão e filtros de difração. Os primeiros apresentam uma função de transmissão que deve ter um valor alto para neutrons térmicos e bastante baixo para neutrons rápidos e raios gama. Os do segundo tipo, devido às propriedades ópticas dos monocristais, permitem retirar do feixe incidente um feixe de neutrons térmicos, cuja intensidade aumenta com a estrutura de mosaico, e é completamente livre de neutrons rápidos e raios gama do feixe direto, que são quase que totalmente transmitidos.

Vejamos apenas os tipos de filtros que são mais comuns e que foram por nós usados.

a- FILTROS CRISTALINOS

O uso de cristais como filtros de neutrons baseia-se no fato de que algumas substâncias apresentam alta secção de choque para raios gama e baixa secção de choque total para neutrons térmicos. No caso destas substâncias estarem na forma de monocristais com estruturas de mosaico pequena, a influência do espalhamento de Laue Bragg é desprezível, na atenuação da intensidade do feixe de neutrons térmicos. No caso do filtro ser um policristal, também, serão retirados

../.

do fe-
dente

no sa

b - S

regul-
xo co-
super-
tes é-
també-
é sel-
triz

apre

e co

do feixe os neutrons com comprimento de onda maior que o correspondente ao do degrau de Bragg do cristal, (fig. A-2 a e b).

As propriedades que se requer de um filtro cristallino são:

- baixa secção de choque total para neutrons térmicos
- baixa secção de choque de espalhamento de Laue Bragg
- alta secção de choque para neutrons rápidos
- alta secção de choque para raios gama

b - SELETORES MECÂNICOS DE VELOCIDADE

Consistem em um certo número de discos, com fendas regularmente distribuídas sobre sua periferia, montados sobre um eixo comum, formando um cilindro sólido com canais helicoidais em sua superfície (fig. A-1). A seleção da velocidade dos neutrons emergentes é feita pela escolha da velocidade de rotação do cilindro, como também, a largura do intervalo de velocidade dos neutrons transmitidos é selecionada pela inclinação do canal helicoidal em relação à geratriz do cilindro (Abreu-64).

Sendo constituído por discos de ferro cadmiado ele apresenta:

- um feixe de neutrons monocromático de energia e resolução variáveis.
- eliminação quase total da radiação gama direta do reator.

e como desvantagens

- feixe emergente de neutrons de intensidade baixa
- sistemas motor, de controle de velocidade e de segurança, complexos que exigem manutenção constante.

../.

c - DIFRAÇÃO POR CRISTAIS PLANOS OU CURVADOS

No caso do espalhamento de neutrons por núcleos cuja distribuição espacial tem uma determinada simetria como nos monocristais, há interferência entre as ondas associadas aos feixes emergentes e incidentes dando origem a uma forte anisotropia no feixe refletido, cuja distribuição angular é relacionada com o comprimento de onda associado ao neutron refletido pela Lei de Laue-Bragg.

$$\lambda_0 = \frac{2}{n} d \sin \theta$$

onda

 λ_0 - comprimento de onda associado ao neutron

d - distância entre os planos do cristal que refletem a onda associada ao neutron

 θ - ângulo entre a direção do feixe incidente e o plano de reflexão

n = 1,2,3,... - ordem da reflexão

Assim uma parte dos neutrons do feixe, que satisfazem a lei de Laue-Bragg, são refletidos na direção que forma um ângulo 2θ com a direção do feixe incidente.

Como nos interessa a maior refletividade possível, vários cristais foram testados, em um espectrômetro de cristal para neutrons, através da medida da variação da intensidade do feixe de neutrons refletidos com o ângulo. Tendo sido escolhido um cristal de chumbo, cortado segundo o plano (1, 1, 1) na energia de 0,058 eV. (Abreu 65-b).

As vantagens deste método são:

- Possibilita a obtenção de um feixe monocromático de neutrons de energia variável.
- não apresenta raios gama do feixe que sai diretamente do reator.
- permite colocar o alvo na região de menor ruído de fundo disponível, inclusive blindado para raios

.../.

de do
sobre

A-3 -

do em
los s
por u
e irr
ma fi

- gama e neutrons do ambiente
- é um sistema estático que não exige manutenção

Porém:

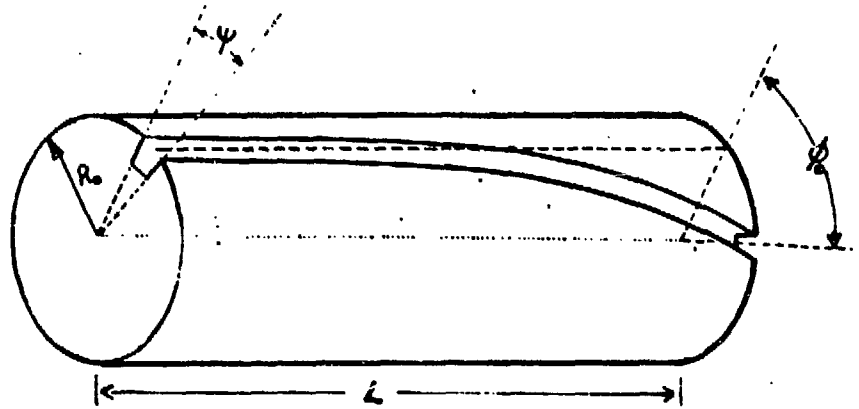
- apresenta um feixe de neutrons de intensidade muito baixa. (10^3 n/cm²/sg).

Quando são empregados cristais curvados a intensidade do feixe é aumentada bastante pela focalização do feixe refletido sobre o alvo.

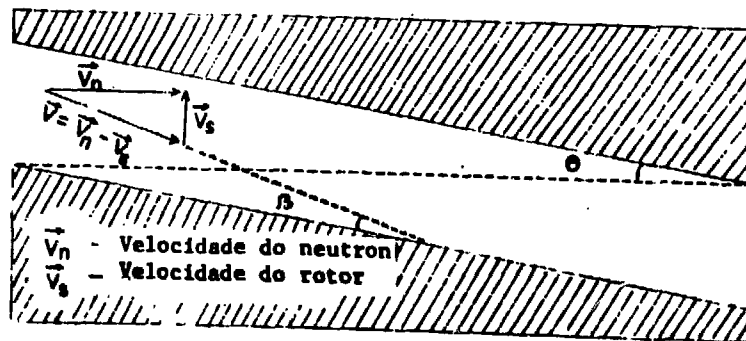
A-3 - COMPARAÇÃO

Comparando as propriedades dos vários arranjos e levando em conta os resultados por nós obtidos anteriormente, optamos pelos seguintes: obtenção de um feixe de neutrons térmicos filtrado por um policristal de bismuto, colimado sobre o alvo fora do reator; e irradiação do alvo dentro do reator, obtendo um feixe de raios gama filtrado através de parafina e boro.

Fig. A-1



Geometria do seletor



Composição vetorial da velocidade dentro do canal.

fig A-2 a

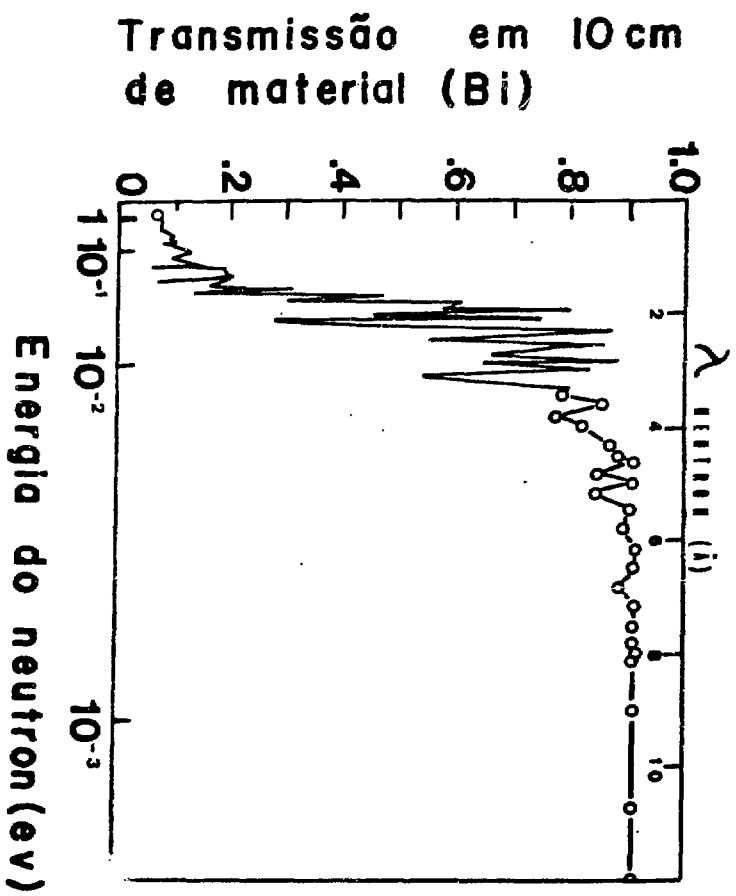
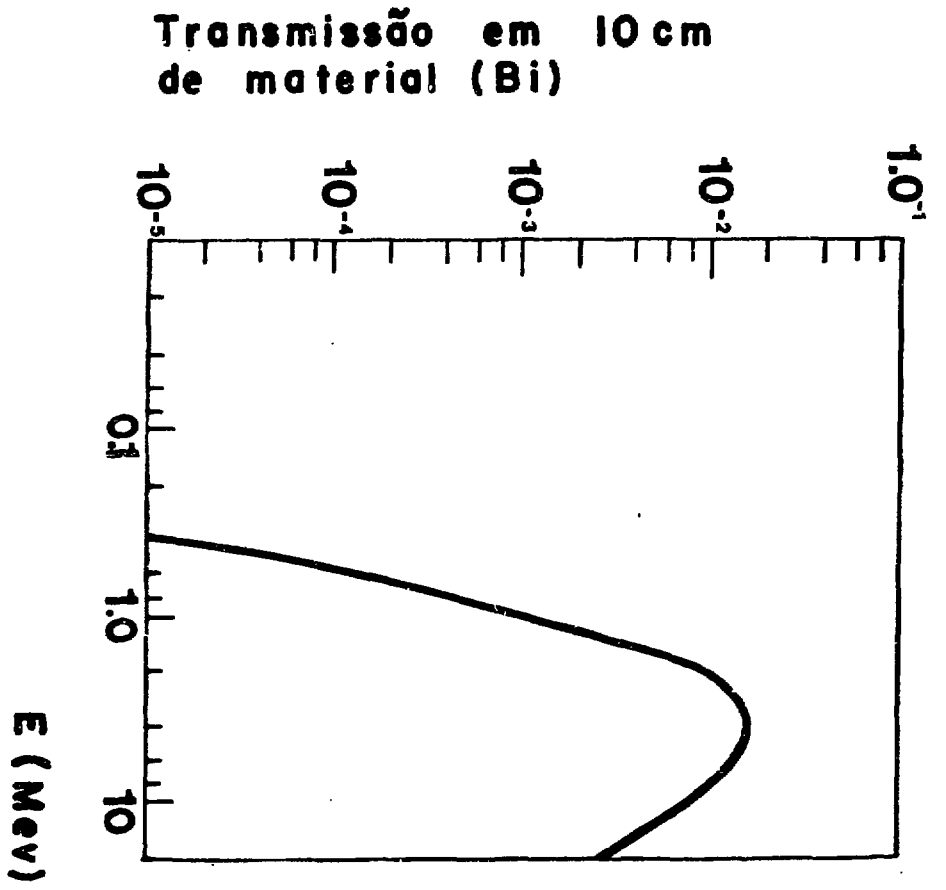


fig A-2 b



```

C   CALCULO DA ATIVIDADE E FLUXO ABSOLUTO
C   UNIDADE DA ATIVIDADE SATURADA E EM CONTAGENS/MIN
C   UNIDADE DO FLUXO CALCULADO E EM NEUTRONS/CM2*SEG
C   TODAS AS UNIDADES DE TEMPO SAO EM MIN
C   CONSTANTE DE DECAIMENTO EM MIN-1
COMMON GEOM,ABSC,AUTAB,TENTO,EFF,EMI,ETOT
READ 10,SIGDEC,SIGT,SIGTO,SIGT1,SIGT2
READ 10,SIGRF,SIGRP,SIGMP,SIGA,SIPORC
READ 10,SIGEN,SIGTAU,SJETOT,SIGRG
READ 10,SIGALT,SIGSCA
TYPE 1000
1   READ 10,EME1,A,DECAY,C,B
    READ 10, TO,T1,T2,SIGMA,PORC
7   READ 10,ALT,RGEO,RFONT,ENER,EWIND
    READ 10,EFONT,RP ,TAU,BACKS
1000 FORMAT(27H)CALCULO DA AT. SAT. E FLUXO)
    EME=(RFONT/RP)**2*EME1
    V=EME/7.3
    CONTR=C/T2
    ATOM=6.02472E+23*EME/(V*A)*PORC
    X=EXP(-DECAY*TO)
    Y=EXP(-DECAY*T1)
    Z=EXP(-DECAY*(T1+T2))
    CALL EFICIA(ALT,RGEO,RFONT,ENER,EWIND,EFONT,CONTR,TAU
      ,BACKS)
    PRINT 111,GEOM,ABSC,AUTAB,TENTO,EFF
8   ASAT=DECAY*(C-B)/((1.-X)*(Y-Z))
    FLUX=ASAT/(EFF*ATOM*SIGMA*V*60.)
C   CALCULO DOS ERROS NA AT. SAT. E NO FLUXO ABSOLUTO
    D=1.-X
    T=T2
    SIEFON=SJETOT
    Z1=(1.-EXP(-DECAY*T2))/DECAY
    W=(SIGDEC/DECAY)**2
    W2=(SIGTO/TO)**2*(DECAY*TO*(1./D-1.))**2+(SIGT1/T1)**
      2*(DECAY*T1)*
6*2+(SIGT2/T2)**2*(DECAY*T2*(1./(Z1*DECAY)-1.))**2
    ERROCT=(W*W1+W2)**.5
    ERROAS=((C+B)/(C*B)+ERROCT**2)**.5
    EREME=(4.*(SIGRF/RFONT)**2+4.*(SIGRP/1.817)**2+(SIG
      MP/EME1)**2)*
6*.5
    ERNV=(EREME **2+(SIGA/A)**2+(SIPORC/PORC)**2)**.5
    ERTENT=((1.-1./TENTO)**2*(1./C+(SIGTAU/TAU)**2+(SIGT
      /T)**2)**.5
    ERAUTB=((1.-1./AUTAB+EMI*EFONT)**2*((1.33*SIGEN/ENER)
      **2+(SIEFON/E
5FONT)**2)**.5
    ERFA=((ETOT*EMI)**2*((1.33*SIGEN/ENER)**2+(SJETOT/ETO
      T)**2)**.5
    ERGA=(4.*((SIGRG/1.817)**2+(SIGRF/RFONT)**2)**.5
    ERBETA=(4.*((SIGRG/1.817)**2+(SIGALT/ALT)**2)**.5
    ALFA=1./(1.-(RGEO/ALT)**2)**.5
    BETA=(RGEO/ALT)**2
    ERALFA=((ALFA**2*BETA)**2*((SIGALT/ALT)**2+(SIGRG/RGE
      O)**2)**.5
    GAMA=(RFONT/ALT)**2

```

12

10

11

```

P6=(1.+3./8.*4.*BETA*GAMA*ALFA**5-GAMA**2*(-5./16.*6.
*BETA*ALFA**7
5+35./64.*8.*ALFA**7*BETA**2)*1./(2.*GEOM)**2
P7=(1.+(-1.+ALFA+GAMA**2*35./64.*ALFA**9*BETA**2)*1./
(2.*GEOM)**2
P8=(1.+(-1.+ALFA+GAMA**2*(-5./16.*ALFA**7*BETA+35./64
.*ALFA**9*BET
5A**2))*1./(2.*GEOM)**2
ERGED=(ERALFA**2*P6+ERBETA**2*P7+ERGA**2*P8)**.5
EREPS=(ERGED**2+ERFA**2+ERAUTB**2+ERTENT**2)**.5
ERSCA=(SIGSCA/SIGMA)**.5
ERFLUX=(ERROAS**2+EREPS**2+ERNV**2+ERSCA**2)**.5
TYPE 120,ASAT,ERROAS,FLUX,ERFLUX,EME
GO TO 1
120 FORMAT(2X,5HASAT=E14.8,2X,7HERROAS=E14.8/2X,5HFLUX=E1
4.8,2X,7HERFL
6UX=E14.8/2X,6HMASSA=E14.8/)
10 FORMAT(5E14.8)
111 FORMAT(/5HGEDM=E14.8,2X,5HABSC=E14.8,2X,6HAUTAB=E14.8
,2X,/6HTENTO=
3E14.8,2X,4HEFF=E14.8/)
END

```

```

SUBROUTINE EFICIA(ALT,RGEO,RFONT,ENER,EWIND,EFONT,CON
TR,TAU,BACKS)
COMMON GEOM,ABSC,AUTAB,TENTO,EFF,EMI,ETOT
BETA=(RGEO*RGEO)/(ALT*ALT)
GAMA=(RFONT*RFONT)/(ALT*ALT)
X=(1.-1./(1.+BETA)**.5-(3./8.)*BETA*GAMA/(1.+BETA)**2
.5)
Y=(GAMA**2)*((-5./16.)*BETA/(1.+BETA)**4.5+(35./64.)*
(BETA**2)/(1.
2 +BETA)**4.5)
Z=(GAMA**3)*((35./128.)*BETA/(1.+BETA)**4.5- 315./256
.*(BETA**2)/(
11.+BETA)**5.5+(1155./1024.)*(BETA**3)/(1.+BETA)**6.5)
GEOM=.5*(X-Y-Z)
EMI=.022*(ENER)**(-1.33)
EAR=1.2074*(ALT+1.)
ETOT=EWIND+EAR
ABSC=EXP(-EMI*ETOT)
AUTAB=(1./(EMI*EFONT))*(1.-EXP(-EMI*EFONT))
TENTO=1.-CONTR*TAU
EFF=GEOM*ABSC*AUTAB*TENTO*BACKS
RETURN
END

```


APÊNDICE CC - ESPECTRÔMETROS PARA RADIAÇÃO GAMAC-1 - INTRODUÇÃO

A determinação da energia dos raios gama pode ser feita por vários processos. Veremos rapidamente os principais tipos de espectrômetros usados.

De uma maneira geral, na construção de um espectrômetro de raios gama, o problema principal se resume em coletar a maior quantidade possível de radiação gama e atingir a maior precisão possível na determinação da energia. Como todos os tipos de espectrômetros estão sujeitos a aberrações, não podemos escolher um aparelho ideal que satisfaça estes dois requisitos simultaneamente. O problema ganha em complexidade quando consideramos o tamanho da fonte emissora, a blindagem do detector de maneira a termos uma radiação de fundo baixa, as dificuldades práticas na medida da energia, o tipo de detector a ser usado, a flexibilidade do aparelho, o intervalo de energia da operação, problemas econômicos, disponibilidades técnicas, etc. Muitos destes problemas não podem mesmo ser equacionados, assim veremos rapidamente os diferentes tipos de espectrômetros usados e faremos uma comparação de seus parâmetros e figuras de mérito, o que é sempre um elemento importante na decisão sobre o tipo de espectrômetro a ser utilizado.

C-2 - FIGURAS DE MÉRITO E PARÂMETROS

Levando em conta a diversidade da nomenclatura destes parâmetros na literatura especializada, passaremos a enunciar as definições por nós adotadas assim como pela maioria dos autores.

a - PARÂMETROS RELATIVOS À ATIVIDADE DETETADA

78

a-1 - ATIVIDADE TOTAL - É o número total de partículas emitidas pela fonte na unidade de tempo.

a-2 - ATIVIDADE ESPECÍFICA - É a atividade da fonte, por unidade de área da fonte.

Alguns autores definem atividade específica como atividade por unidade de massa ou peso da fonte. No caso da determinação da energia com precisão é mais vantajoso usar fontes extremamente finas a fim de que não haja absorção de energia na fonte.

a-3 - ÂNGULO SÓLIDO DE COLEÇÃO (Ω) - É o ângulo sólido definido pelas direções iniciais de todas as partículas que deixam a fonte e atravessam os colimadores ou diafragmas, atingindo o detetor.

a-4 - EFICIÊNCIA DE COLEÇÃO - É a fração das partículas emitidas pela fonte, que atravessam os colimadores ou diafragmas.

Normalmente pode ser expressa em porcentagem por

$$\epsilon = \frac{\Omega}{4\pi} 100$$

Se assumirmos que a fonte é isotrópica, a eficiência de coleção pode ser interpretada como a probabilidade de que uma partícula emitida pela fonte consiga entrar no sistema de detecção.

a-5 - TRANSMISSÃO - (T) - É a relação entre o número total de partículas que atingem o detetor e a atividade total da fonte.

A transmissão nos dá a probabilidade de uma partícula emitida atingir o detetor, independentemente de sua eficiência. Devemos lembrar que a radiação espalhada contribui para o aumento da contagem, mas que não deve ser levada em conta no cálculo da transmissão.

./..

Os espectrômetros que apresentam maior transmissão são os que utilizam cristais de cintilação.

Obviamente $T < \Omega$, pois é a probabilidade de uma partícula atravessar o sistema de colimação, isto é, de entrar no sistema de colimadores. A relação entre T e Ω depende obviamente das condições de operação, sendo na maioria dos casos, $T = \Omega/2$ em condições ótimas.

a-6 - LUMINOSIDADE - É o produto da transmissão pela área da fonte.

No caso de fontes pontuais, a transmissão é suficiente para medir a possibilidade de uma partícula atravessar o sistema de colimação, mas, no caso de fontes não pontuais, a luminosidade descreve melhor esta possibilidade.

b - PARÂMETROS RELATIVOS À DETERMINAÇÃO DA ENERGIA

b-1 - ESPECTRO DE UMA LINHA - É o diagrama apresentado por um espectrômetro quando se utiliza uma fonte monocromática.

Experimentalmente ele se apresenta como: o registro das leituras feitas no detetor, em função das medidas do valor da variável proporcional à energia das partículas. Este diagrama na maioria dos espectrômetros, apresenta a forma aproximada de uma gaussiana, chamada pico, estando o seu máximo relacionado à energia dos fons emitidos pela fonte. Comumente, verificamos no espectro leituras não nulas correspondentes a energias inferiores ao pico, devidas aos fenômenos de interação do foton com o espectrômetro.

b-2 - MEIA ABERTURA DO PICO (AE) - É a abertura do pico do espectro na metade da ordenada do máximo, medida em unidades de energia.

b-3 - RESOLUÇÃO (AE/E = R) - É a meia abertura relativa do espectro.

A resolução dá uma medida da possibilidade que o espectrômetro tem de separar energias próximas.

b-4 - PODER RESOLUTIVO (R) - É o inverso da resolução.

Também dá a possibilidade do espectrômetro distinguir entre partículas provenientes de duas fontes monoenergéticas de energias muito próximas. Os espectrômetros que apresentam melhor poder resolutivo são os magnéticos e de Ge(Li).

b-5 - DISPERSÃO (γ) - É a relação entre a meia abertura do pico e a distância geométrica entre os máximos de dois picos, medida sobre o eixo das abcissas.

Obviamente, linhas espectrais muito próximas poderão ser resolvidas somente se a distância geométrica no espectro for maior que a largura das linhas adjacentes. Caso contrário, devemos empregar métodos de cálculo numérico de ajuste de curvas para distinguir as duas linhas, o que nem sempre é possível, ou então, processos eletrônicos de amplificação da região do espectro considerado.

b-6 - FOTO FRAÇÃO - É a relação entre o número de fotons totalmente absorvidos e o número de fotons detetados.

A intensidade da linha estudada é determinada através da foto fração e da transmissão do espectrômetro, disto advindo a importância deste parâmetro.

C-3 - RADIAÇÃO DE FUNDO

A obtenção da precisão necessária na determinação da energia das partículas emitidas e da intensidade de uma fonte monoenergética não depende exclusivamente do poder resolutivo e da eficiência do espectrômetro. Outras propriedades, como a sensibilidade à radiação de fundo existente, devem ser consideradas visto que os espectrômetros trabalham normalmente em locais de alto nível de radiação de fundo, o que afeta sensivelmente tanto o seu poder resolutivo quanto a eficiência. Este efeito pode ser reduzido de várias maneiras, como, por exemplo, usando medidas de coincidência ou blindagens apropriadas. Podemos definir como parâmetro que caracteriza a influência da ra

./..

- RELAÇÃO SINAL-RUÍDO - A relação entre a contagem devido à radiação de fundo e a contagem total do espectro

$$S = I_{bg}/I_o$$

C-4 - PARÂMETROS DIVERSOS

d-1 - ESTABILIDADE - É a variação relativa da posição geométrica do espectro por unidade de tempo. É um fator que cresce em importância quando consideramos que a precisão na determinação da energia pode ser igual a 1/300 da meia abertura do pico, se a estatística for suficientemente boa. Quando a luminosidade do aparelho é baixa, o tempo de contagem para obter a estatística necessária é grande, exigindo o sacrifício da resolução, devido à falta de estabilidade a longo prazo. Podemos também reduzir o tempo de contagem ocasionando uma diminuição da precisão da determinação da energia.

d-2 - CALIBRAÇÃO - O problema da precisão na determinação da energia tem que ser considerado quando levamos em conta os métodos de calibração utilizados. Podemos calibrar um espectrômetro através de espectros já conhecidos, o que limita a sua precisão à precisão do espectro escolhido. Quando a energia pode ser determinada através de outros métodos, esta dependência desaparece, razão esta que possibilita, aos espectrômetros magnéticos, uma grande precisão na determinação da energia.

d-3 - REPRODUTIBILIDADE - É a variação relativa da posição geométrica do espectro em medidas diferentes da mesma fonte. Como é fácil ver, influi diretamente

./..

e- FIGI

as prop
tores
tas pro
minosi
tada er

inverso
zar esp

C-5 -

vários
que ap
da e a
Siegba

a- COM
centes
rentes
são ex
curta

cintil
cident
crista
óxido
A cam
vão e
trada
e o c

sobre a precisão do aparelho.

e- FIGURAS DE MÉRITO

Embora uma figura de mérito, que leve em conta todas as propriedades do aparelho, seja praticamente impossível, muitos autores sugerem figuras de mérito que permitam a comparação teórica das propriedades. A mais usada é a representada pelo produto da luminosidade pelo poder de resolução ($L \times P$), que normalmente é apresentada em gráficos em função da energia.

Outra figura de mérito é a variação da resolução com o inverso do quadrado da energia, usada principalmente para caracterizar espectrômetros de cintilação.

C-5 - TIPOS MAIS COMUNS DE ESPECTRÔMETROS PARA RAIOS GAMA

Os detetores existentes usados para raios gama, são de vários tipos, mas como espectrômetros, são utilizados somente aqueles que apresentam proporcionalidade entre a amplitude do impulso de saída e a energia do foton detetado. (Kallmann 55, Blanc 59, Price 64, Siegbahn 65, Carloon 67).

Vejamos os tipos mais usados:

a- CONTADORES DE CINTILAÇÃO - São constituídos por materiais luminescentes, sensíveis à radiação, geralmente cristais ou líquidos transparentes, acoplados a fotomultiplicadoras por um sistema óptico. Quando são excitados pela radiação emitem pequenas cintilações luminosas de curta duração.

A figura C-4 mostra esquematicamente um detetor de cintilação com cristal de NaI. Para aumentar a quantidade de luz incidente sobre o fotocátodo, que está apoiado sobre uma das faces do cristal, as outras faces são envolvidas por uma camada refletora de óxido de alumínio anidro em pó, de no mínimo 0,25 mm de espessura. A camada refletora está coberta por uma camada de plástico com carvão e por um invólucro externo de alumínio metálico para evitar a entrada de luz no cristal e manter convenientemente secos o refletor e o cristal, que são altamente higroscópicos.

A face do cristal que deve ser acoplada à fotomultiplicadora é coberta por uma janela de vidro ou quartzo, sendo que este é feito através de um óleo de silicone de alta viscosidade colocado entre a janela e o fotocátodo.

A fotomultiplicadora possui um fotocátodo ($\text{SbCs}_3, \text{Ag-Bi-Cs}$) sobre o qual incide a luz emitida pelo cristal quando excitado pela radiação gama. Esta luz provoca a emissão de elétrons que são focalizados sobre os dinodos, nos quais há uma multiplicação do número de elétrons por um fator da ordem de 10^8 até 10^{10} .

O detector de cintilação, como é conhecido atualmente, tem sua origem nas experiências de Rutherford, em 1906, que detectava partículas alfa com um cintilador de ZnS . Curran e Baker usaram esse mesmo cintilador acoplado a uma fotomultiplicadora em 1944 simplificando o método de contagem de cintilações. Os cristais cintiladores de grande eficiência foram pela primeira vez usados por Kallmann em 1947 que acoplou um cristal de naftaleno a uma fotomultiplicadora e em 1948 Hofstadter usou um cristal de NaI .

O cristal de NaI ativado com tálio na proporção de 10^{-3} molecular revelou alta eficiência de conversão e resposta rápida, contribuindo para sua utilização a facilidade de construção e aquisição. Apresenta por outro lado, baixo poder resolutivo e curva de resposta complexa, principalmente para altas energias fig. II-3.

É um fato experimental conhecido que cristais de dimensões pequenas (2 cm. = ϕ) apresentam respostas mais complexas e resolução melhor que os de dimensões maiores (Heath-66). Os primeiros são muito usados na detecção de raios gama de baixa energia, pois neste caso a curva de resposta é menos complexa. Várias técnicas foram desenvolvidas para reduzir estas desvantagens, melhorando a resolução de cristais grandes ou diminuindo a complexidade da resposta de cristais pequenos. Citaremos apenas as mais comuns.

a-1-CRISTAIS DE POÇO

São cristais de $\text{NaI} (\text{Tl})$ que possuem uma cavidade cilin-

é tão
dos. A

a-2 -

um de
boa r
sofre
do pa

lindrica que permite colocar a fonte emissora de raios gama praticamente no centro do cristal. Fig.C-3.

No caso de utilizarmos cristais grandes, a eficiência é tão alta que praticamente todos os raios gama da fonte são absorvidos. As vantagens principais são:

- Eficiência alta
- O espectro devido ao espalhamento Compton, praticamente desaparece.
- A probabilidade de um raio gama emitido pela fonte, ser espalhado fora do cristal e depois interaja com este é desprezível.
- A probabilidade de dois raios gama da mesma cascata serem detetados em coincidência é alta, permitindo a determinação destas através dos picos de soma.

Como desvantagens podemos citar:

- A obtenção de um único cristal de grandes dimensões é difícil e, do acoplamento de vários cristais, nem sempre resulta um conjunto de boa resolução. Estas dificuldades encarecem bastante o cristal.
- O arranjo dá melhores resultados com fontes de pequenas dimensões e, no caso de feixes de raios gama, como o nosso, os resultados nem sempre são satisfatórios.

a-2 - ESPECTRÔMETRO COMPTON

São utilizados dois cristais em coincidência, (fig.C-3) um de grandes dimensões ($\phi = h \approx 10 \text{ cm}$) e um de pequenas dimensões e boa resolução. São seleccionados somente pulsos devidos a raios gama que sofreram o espalhamento Compton num ângulo grande ($140 - 170^\circ$) definido pelo cristal de cintilação pequeno, pelo cristal grande e a direção

./..

do feixe de raios gama. Este espectrômetro apresenta:

- Boa resolução, pouco pior que a do cristal pequeno
- Curva de resposta menos complexa
- Mas só opera bem entre 0,3 e 1,5 MeV, pois para energias mais altas a forma do espectro apresentado é muito complexa.
- Exige um circuito de coincidência que reduz bastante a eficiência.

a-3 - ESPECTRÔMETROS DE PARES COM TRÊS CRISTAIS

São utilizados três cristais (fig.C-3) com um circuito de coincidência tripla de maneira que, somente sejam detetados fotons que, interagindo com o cristal central, dêem origem a raios gama, resultantes da aniquilação de pósitrons que atingem os cristais laterais.

Tôdas as linhas do espectro serão detetadas com uma translação em energias de 1,022 MeV, podendo ser usado um cristal central de boa resolução, mas de preferência, longo, para aumentar a probabilidade de interação primária. Como vantagens temos:

- Curva de resposta praticamente isenta de "degraus Compton" e picos de escape.
- Resolução boa
- Redução na influência da radiação de fundo

Mas apresenta como inconvenientes:

- Só opera acima de 1,5 MeV
- Exige a utilização de um circuito eletrônico complexo
- A sua eficiência é bastante reduzida

../.

a-4 - ESPECTRÔMETRO COM BLINDAGEM EM COINCIDÊNCIA

Este espectrômetro apresenta um cristal constituído por 6(seis) cristais desacoplados óticamente, justapostos de maneira a formar um anel. No interior deste anel é colocado um cristal de pequenas dimensões e boa resolução (fig-C-3). Cada um dos sete cristais é acoplado a uma fotomultiplicadora, e os seus sinais são enviados a um circuito de coincidência. Este arranjo pode ser utilizado como espectrômetro Compton; espectrômetro de pares; e como espectrômetro de absorção total, bastando para isso fazer a coincidência, ou anticoincidência entre os cristais apropriados.

As vantagens deste arranjo são:

- Fornecer uma curva de resposta bastante simples
- Boa resolução
- Baixa eficiência para a radiação de fundo

Mas também apresenta as desvantagens:

- Alto preço,
- Necessidade de um equipamento eletrônico numeroso
- Exigência de altíssima estabilidade do ganho
- Baixa eficiência

a-5 - ESPECTRÔMETRO DE COINCIDÊNCIA COM UM CRISTAL E TRÊS FOTOMULTIPLICADORAS.

O princípio do método é observar somente raios gama que perderam parte de sua energia na região central do cristal, evitando assim, a detecção de raios gama que, interagindo na região próxima à superfície, têm grande probabilidade de escapar (Abreu 65,c).

A montagem utilizada (fig.C-3) é constituída por três fotomultiplicadoras que vêem simultaneamente as cintilações de um

./..

crystal grande ($\phi = 13$ cm, $h = 10$ cm). Uma das fotomultiplicadoras com um fotocátodo de 10 cm de diâmetro é acoplada ópticamente à base do cristal, através de uma janela de quartzo.

As outras fotomultiplicadoras com fotocátodos de 2 cm de diâmetro, são colocadas diante de janelas circulares feitas na superfície lateral do cristal. Estas janelas são dispostas de maneira que, as normais à superfície, que passam pelo seu centro, se cruzem em ângulo reto sobre a meia altura do cristal. Somente serão analisadas cintilações que sejam vistas simultaneamente pelas três fotomultiplicadoras e cujos impulsos, resultantes das fotos laterais, sejam maiores que um certo valor pré-determinado.

O estudo deste arranjo foi feito pela medida de três parâmetros.

- Resolução do "pico de absorção" total.
- Altura relativa do pico de escape.
- Eficiência.

Pudemos concluir que a resolução tende para um valor definido numa certa energia (fig. II-4) que pode ser tomado como o valor da resolução para aquele conjunto fotomultiplicadora-cristal, naquela energia.

A curva de resposta da fig. II-3 nos leva a concluir que a altura do pico de escape é bastante reduzida, até o limite ditado pelas dimensões do cristal, isto é, a probabilidade de escape. A medida experimental, no nosso caso, corresponde a uma espessura de 5,6 cm, que é aproximadamente o raio do cristal.

Eficiência deste arranjo é 10% da eficiência de um cristal de mesmas dimensões.

A eficiência do método na detecção de raios gama de baixa energia pode ser constatada pela fig. II-4, que mostra praticamente só o pico de absorção total nas curvas de resposta apresentadas.

b- DIODOS DE Ge (Li)

Os detetores de Ge (Li) serão tratados nos apêndices D, pois mereceram, de nossa parte, um estudo mais aprofundado.

c- ESPECTRÔMETROS MAGNÉTICOS PARA RADIAÇÃO GAMA

Este tipo de espectrômetro baseia-se no seguinte princípio: a radiação gama ao interagir com uma lâmina, chamada conversor, transfere sua energia a elétrons do material. Os elétrons ejetados são defletados por um campo magnético uniforme, seguindo uma trajetória circular. O raio da trajetória dá uma medida da energia dos elétrons, o que pode ser feito com grande precisão. O uso de campos magnéticos não uniformes permite uma focalização maior dos elétrons aumentando a eficiência.

Atualmente existe uma grande variedade de espectrômetros magnéticos. Os principais são:

c-1 - FOCALIZAÇÃO SIMPLES DE PRIMEIRA ORDEM

O campo magnético é uniforme. É de construção e operação simples. Apresenta baixa eficiência e sua resolução depende muito da abertura do diafragma, da dispersão angular do feixe de elétrons e das dimensões do conversor.

c-2 - FOCALIZAÇÃO SIMPLES DE TERCEIRA ORDEM

O campo magnético não é uniforme na direção axial, decrescendo quando o raio da trajetória aumenta.

A sua eficiência é bem maior que a do tipo precedente. A sua resolução também é maior.

c-3 - DUPLA FOCALIZAÇÃO DE PRIMEIRA ORDEM

O campo magnético utilizado não é uniforme, mas tem simetria esférica. A sua dupla focalização, tanto no plano médio como

./..

no eixo perpendicular a este, permite utilizar feixes de elétrons de grande divergência angular. A sua luminosidade e resolução são bastante boas (Siegbahn. 46).

c-4 - COMPARAÇÃO

Uma comparação entre os principais tipos é dada na fig. C-1 e 2.

d - ESPECTRÔMETROS GAMA DE DIFRAÇÃO

O princípio de funcionamento destes, baseia-se no fato de que um feixe de raios gama monoenergético incidindo sobre um monocristal sofre difração, tendo intensidade máxima quando o ângulo de incidência satisfizer a relação de Bragg. Um feixe de raios gama de energia 1 MeV incidindo sobre um monocristal de quartzo (1,178 Å) refletirá com intensidade máxima quando o ângulo de incidência for 18'.

Existem quatro tipos de arranjos que utilizam este princípio:

d-1 - CRISTAL CURVO - TIPO DUMOND

Utiliza um cristal curvo com a fonte e o detetor móveis. A resolução do espectrômetro depende, principalmente, da estrutura de mosaico do cristal a qual é aumentada quando o cristal é curvado. Para um mosaico de 10" a resolução é de 1% em 100 KeV e 10% a 1 MeV.

d-2 - TIPO CAUCHOIS

Utiliza um cristal curvo em cujo foco é colocado o detetor. Tem a vantagem de poder usar fontes largas, que têm sua radiação colimada em foco estreito. A eficiência é da ordem de 10^{-3} da eficiência do tipo Dumond, mas a possibilidade de usar fontes grandes pode compensar este efeito. Seu arranjo geométrico é bastante cómodo nos trabalhos de análise de raios gama devidos a reações (n-γ). A radiação de fundo neste tipo é bem menor.

d-3 - TIPO DE CRISTAL PLANO

Utiliza um ou dois cristais planos.

Existe uma grande variedade de espectrômetros deste tipo, em virtude de sua simplicidade. As únicas exigências são, quanto ao cristal, estrutura de mosaico pequena e alto poder de reflexão. A largura da linha é aproximadamente da ordem da estrutura de mosaico para 3 MeV e o dobro em 1 MeV.

Os cristais têm em geral 20 mm de espessura.

50

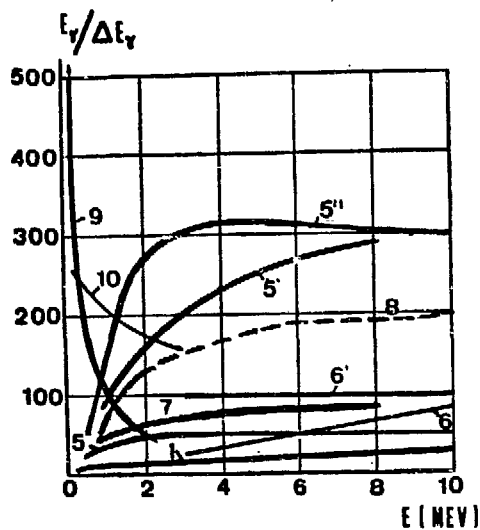
40

30

20

10

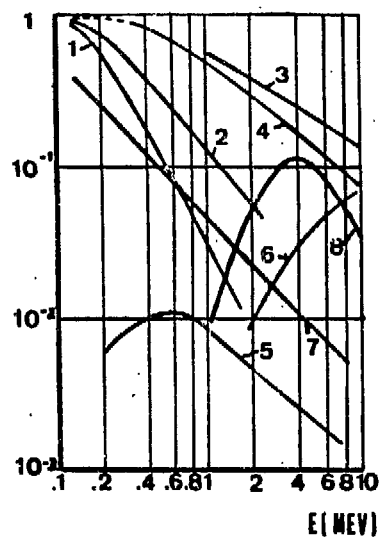
FIG C-1



PODER RESOLUTIVO EM FUNÇÃO DE ENERGIA

1) Cristal de NaI(Tl) $\phi = 0,9$ cm, h = 2,8 cm; 2) Cristal de NaI(Tl) $\phi = 4$ cm, h = 5 cm; 3) Cristal de NaI(Tl) $\phi = 12,5$ cm, h = 10 cm; 4) Cristal de NaI(Tl) com blindagem em coincidência; 5) Espectrômetro Magnético Compton com focalização simples; 5') Espectrômetro Magnético Compton com dupla focalização; 5'') Espectrômetro Magnético Compton com coincidência β - γ ; 6) Espectrômetro Magnético de Pares; 6') Espectrômetro Magnético de Pares com fenda estreita; 7) Nosso detector de Ge(Li) com equipamento ORTEC 101-201; 8) Nosso detector de Ge(Li) com equipamento ORTEC 118A-440.

FIG C-2

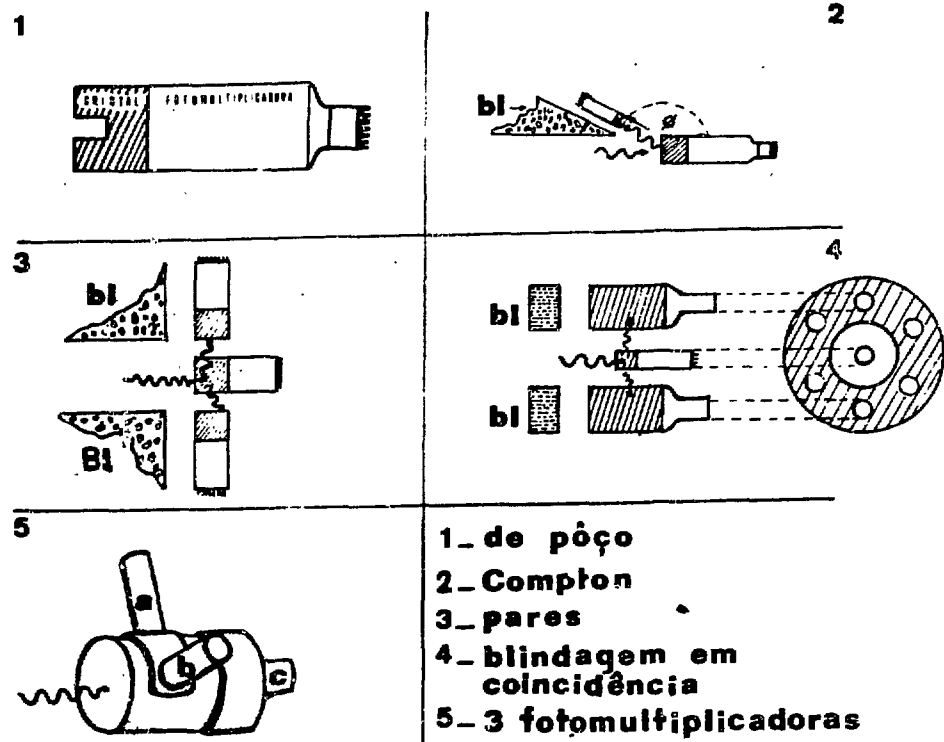


CURVAS DE EFICIÊNCIA EM FUNÇÃO DA ENERGIA

1) Cristal de NaI(Tl) $\phi = 0,9$ cm, h = 2,8 cm; 2) Cristal de NaI(Tl) $\phi = 4$ cm, h = 5 cm; 3) Cristal de NaI(Tl) $\phi = 12,5$ cm, h = 10 cm; 4) Cristal de NaI(Tl) com blindagem em coincidência; 5) Espectrômetro Magnético Compton com focalização simples; 5') Espectrômetro Magnético Compton com dupla focalização; 5'') Espectrômetro Magnético Compton com coincidência β - γ ; 6) Espectrômetro Magnético de Pares; 6') Espectrômetro Magnético de Pares com fenda estreita; 7) Nosso detector de ... Ge(Li) com equipamento ORTEC 101-201; 8) Nosso detector de Ge(Li) com equipamento ORTEC 118A-440.

Fig C-3

Espectrômetros de Cristal Na I (TL)



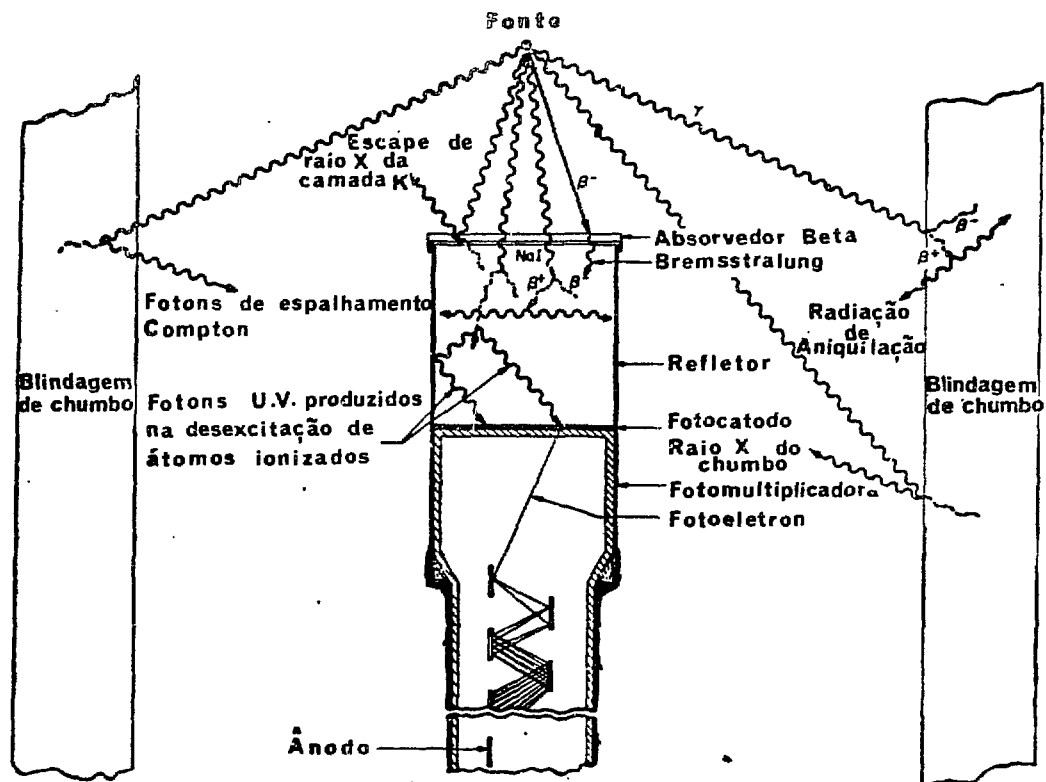


Fig. C-4. Detetor de cintilação de NaI(Tl) e alguns tipos de interações que contribuem para sua resposta a uma fonte de raios gama.

APÊNDICE DD - DIODOS DE GERMÂNIO ATIVADOS COM Li e GaINTRODUÇÃO

Os diodos de Germânio ativados com Li e Ga são detetores cujo funcionamento é baseado na coleção direta da ionização provocada pelas radiações em sólidos. Apresentam, como vantagem fundamental sobre os detetores de cintilação e gasosos, a propriedade de exigir uma energia muito baixa para a formação de um par electron-lacuna ($= 3 \text{ eV}$), valor este que é quase dez vezes maior para os detetores gasosos e cem vezes para os detetores de cintilação. Isto faz com que a flutuação estatística porcentual da carga gerada pela absorção da radiação no sólido seja até dez vezes menor, o que resulta numa excelente resolução em energia. Além dessa propriedade os detetores sólidos de radiação apresentam: linearidade de resposta, resposta rápida e exigem tensões de operação baixas em relação aos outros tipos de detetores.

Em contrapartida, temos problemas bastante complexos na preparação e conservação dos diodos e na coleção de cargas. Fazemos uma breve recapitulação do desenvolvimento da tecnologia e das propriedades dos sólidos semicondutores.

D-1 - BREVE HISTÓRICO DOS DETETORES SÓLIDOS DE RADIAÇÃO (Dearnaley - 66)

1945-V. Haerdem usou cristais de diamante e sulfureto de zinco ou cádmio na detecção de partículas de pequeno alcance.

1949 - McKay mediu pela primeira vez os sinais produzidos por partículas alfa em um diodo de germânio que mostrou uma eficiência muito baixa.

1956 - Mayer e Gossick conseguiram, com um diodo de

germânio, um detetor bastante sensível a partículas alfa, partindo de um cristal de Ge do tipo N, sobre o qual fabricaram uma camada de inversão numa das superfícies por oxidação, a qual foi reforçada e protegida por um depósito de ouro.

1957 - Ryvkin e Airapetyants conseguem melhorar as características do diodo de germânio, como detetor, abaixando a sua temperatura.

1958 - Walter utilizou um diodo de germânio refrigerado em experiências de espectrometria de partículas emitidas por núcleos orientados.

1959 - Vários grupos iniciam pesquisas utilizando junções de silício como detetores.

1960 - Pell introduziu o processo de "compensação por difusão de lítio" que permitia aumentar a profundidade da região compensada dos diodos de silício de 10^{-3} cm para alguns mm. Apesar de possível a obtenção de detetores com volumes sensíveis bem maiores, a sua utilização ainda se restringia à detecção de partículas alfa e beta, pois o pequeno volume e o baixo número atômico dos diodos de silício impossibilitam-no de absorver totalmente a energia de um raio gama de alguns KeV.

1962 - São utilizados os primeiros diodos de germânio, compensados com lítio, de grande volume, na detecção de raios gama possibilitando maior eficiência e resolução, quando usados a baixa temperatura. Estes detetores mostraram-se capazes de detetar raios gama de alta energia e partículas de longo alcance, protons até 100 MeV, por exemplo.

A partir de 1962 os detetores sólidos de radiação tiveram sua utilização largamente difundida e aperfeiçoada, levando ao aprimoramento dos preamplificadores de baixo ruído, das técnicas de fabricação de diodos e dos desenhos dos criostatos destinados a manter os diodos a baixa temperatura.

Vejamos agora sobre:

D-2 - CRISTAL DE GERMÂNIO

Dentre os materiais semi-condutores, o que mais se presta às nossas necessidades é o germânio, por isso passamos a descrever as suas propriedades mais importantes.

O átomo de germânio apresenta 32 eletrons distribuídos da seguinte maneira: 28 em camadas completas e 4 eletrons de valência. No cristal, os átomos se arranjam de maneira tal que cada átomo fica vinculado por ligação covalente a quatro outros átomos formando uma rede. No caso de um cristal perfeito os eletrons ficam ligados aos átomos ou às ligações covalentes e não podem se deslocar através do cristal mesmo sob a ação de um campo elétrico externo, o que lhe dá um caráter de isolante de constante dielétrica alta.

D-3 - SEMI-CONDUTORES

(LO-66, Goulding-65, Dearnaley-66, Marneux-67, Grove-67, Divoux-68).

Vejamos primeiramente as características do comportamento dos semicondutores que mais nos interessam.

Semicondutores são sólidos que à temperatura de 0°K são teoricamente isolantes perfeitos, mas que sob a influência de uma elevação de temperatura tornam-se maus condutores. Por exemplo, o germânio à temperatura ambiente tem uma resistência de aproximadamente 50Ω-cm. Este comportamento pode ser compreendido pela distribuição dos níveis de energia permitidos aos eletrons periféricos ou de valência, na descrição da teoria das Bandas de Energia.

D-4 - TEORIA DAS BANDAS

A teoria das bandas de energia é o resultado da aplicação da mecânica quântica à descrição do comportamento dos sólidos. Utilizaremos alguns de seus resultados para descrever as principais

./..

prop

trons
devid
são c
eletro
gia p
não p
das.
a neu
a pont
ser co
átomo
de val

esteja
do por
de con
nos qu
rio, e
se dá
de en
são de
banda
pulaç
cia d
térmi
trons
ra a
que c
ção à
creve

propriedades dos semi-condutores.

Os níveis energéticos nos quais se localizam os elétrons periféricos dos átomos componentes de um cristal se agrupam, devido à proximidade dos núcleos, em bandas de energia permitidas; são compostas por um grande número de lugares disponíveis para os elétrons, sem violação do princípio de exclusão. As bandas de energia permitidas são separadas por intervalos de energia que o elétron não pode ocupar no cristal, que chamaremos bandas de energia proibidas. As barreiras de potencial entre os átomos são pequenas, devido a neutralização parcial do campo coulombiano dos núcleos entre si, a ponto dos elétrons da camada mais externa ou de valência poderem ser considerados livres dentro do cristal e não pertencerem a nenhum átomo em particular. A banda de energia onde se localizam os elétrons de valência chamamos banda de valência.

Um elétron que pertença a uma destas bandas, que não esteja totalmente ocupada e na qual ele seja livre, pode ser acelerado por um campo elétrico exterior. A esta banda chamaremos de banda de condução. Se a banda de condução estiver praticamente vazia diremos que a condução resulta do movimento de elétrons; se, ao contrário, ela estiver praticamente completa, consideramos que a condução se dá pelo movimento das lacunas ou vacâncias de elétrons. O esquema de energia dos sólidos cristalinos será então descrito por uma sucessão de bandas permitidas, totalmente preenchidas por elétrons, e de bandas proibidas. A banda permitida de mais alta energia terá uma população variável com a temperatura e a natureza do cristal. A influência da temperatura pode ser entendida se admitirmos que a energia térmica se manifesta por choque fonons-elétrons, podendo alguns elétrons adquirir energia bastante para passar da banda de valência para a banda de condução, isto é, a energia ganha pelo elétron no choque com um fonon ser maior que a largura da banda proibida. Com relação à largura desta banda (ΔE) e a energia térmica (E_t) podemos descrever os sólidos cristalinos como:

isolantes $\Delta E \gg E_t$ mesmo a temperaturas altas a banda de condução permanece vazia e a banda de valência

completa . Campos elétricos externos não são capazes de dar energia aos elétrons para passar para a banda de condução.

condutores $\Delta E < 0$ As bandas de valência e condução se superpõem e mesmo campos elétricos fracos podem movimentar os elétrons, isto é, elétrons podem ganhar energia e passar para níveis de energia mais alta sem que seja necessário ultrapassar a banda proibida, inexistente no caso.

semi-condutores $\Delta E = E_g$ Na temperatura de 0°K a banda de valência está completa e a de condução vazia, não havendo condução sob ação de campos elétricos externos. A medida que a temperatura do sólido aumenta, a energia térmica adquirida por alguns elétrons é suficiente para que eles cheguem à banda de condução e sejam acelerados pelo campo elétrico externo.

Devemos ressaltar que, quando um elétron passa para a banda de condução, aparecem dois portadores de carga elétrica, o elétron que se desloca na banda de condução sob ação de campos externos e a lacuna, ou vacância de elétron, na banda de valência, com um movimento contrário ao do elétron. O movimento da lacuna pode ser descrito como deslocamento de um elétron da banda de valência, vizinho à lacuna, que sob ação do campo elétrico externo preenche a lacuna, deixando outra em seu lugar. Assim a excitação térmica de um elétron cria um par elétron livre-lacuna que dará origem a duas correntes elétricas responsáveis pela condução nos semicondutores. Na imagem da teoria das bandas o elétron livre ganhará energia cinética sob ação de um campo ocupando níveis de energia mais altos e a lacuna também ganhará energia cinética na banda de valência mas ocupará níveis de energia mais baixos.

D-5 - COMPORTEAMENTO DOS PORTADORES DE CARGA EM UM SEMI-CONDUTOR

Ao lado do processo de geração de pares eletrôn livre-lacuna, por excitação térmica dos eletrons de valência, existe o processo de recombinação destes pares.

Numa dada temperatura, estabelece-se um equilíbrio dinâmico entre os processos de geração e recombinação de pares, de tal maneira que o número de eletrons e lacunas permanece constante.

Em condições normais o número de portadores de carga ou lacunas é dado pela fórmula

$$n_i = AT^{3/2} \exp - (E_g / 2KT)$$

onde

- n_i = número de eletrons livres ou lacunas
- A = constante que depende do material
- T = temperatura absoluta do cristal
- E_g = largura da banda proibida
- K = constante de Boltzman

No caso de cristais semicondutores absolutamente puros os pares eletrons livre-lacunas são resultantes apenas da quebra de ligações covalentes, isto é, excitação térmica de eletrons da banda de valência, assim a concentração de eletrons livres e de lacunas é idêntica. Estes portadores de carga são chamados intrínsecos e sua variação com a temperatura é apresentada para os principais materiais semicondutores na figura D-1, podendo-se aí verificar o seu comportamento exponencial com a temperatura e a variação com a largura da banda proibida de energia mais alta, isto é, com a energia necessária para romper ligação covalente.

A criação de um par eletrôn-lacuna pode se dar não só devido à energia térmica, como também pela energia perdida por uma radiação ionizante no semicondutor.

Na prática não dispomos de semicondutores sufici-

.../.

entamente puros para serem considerados intrínsecos, particularmente a baixa temperatura, isto é, que a condução seja devida somente a pares excitados termicamente. No caso do germânio, o cristal pode ser considerado intrínseco, à temperatura ambiente, somente com uma pureza de $1/ (5 \times 10^8)$ em substâncias elétricas ativas.

Chamamos de substâncias eletricamente ativas nos semicondutores aos elementos de valência diferentes de 4, que, devido ao seu raio atômico, possam substituir átomos de cristal ou ficarem em posições intersticiais deste. Estas dão origem a lacunas ou a elétrons fracamente ligados ao átomo de origem (0,005ev), conforme tenham valência menor ou maior que 4. Assim, um átomo de lítio, que substitua no reticulado um átomo de germânio, fará aparecer um elétron livre e uma lacuna fixa que é o átomo de lítio ionizado; no caso do gálio teremos uma lacuna livre e uma carga negativa fixa. No primeiro caso diremos que a impureza é doadora e que o cristal é do tipo n, isto é, tem excesso de elétrons livres, no segundo, a impureza é dita receptora e o cristal do tipo p, isto é, existe excesso de lacunas. Estes pares são chamados portadores extrínsecos. Este fenômeno pode ser entendido, no modelo de bandas, pela criação de níveis permitidos na banda proibida pelas substâncias introduzidas, fazendo com que a energia de excitação de um elétron deste nível seja menor. Devemos nos lembrar, no entanto, que alguns elementos como o ouro introduzem ao mesmo tempo níveis doadores e níveis receptores no meio da banda proibida e que elementos de valência 2 ou 6 serão duplos receptores ou doadores de elétrons. Na prática os semicondutores possuem impurezas doadoras e receptoras podendo mesmo haver compensação total e o cristal comportar-se como se fosse intrínseco. A temperaturas baixas o efeito do espalhamento de elétrons pelos íons de impurezas se faz notar. Uma exceção é o lítio que, devido à sua grande mobilidade no germânio e silício, pode se aproximar do íon de impureza receptora a ponto de formar um dipolo de influência desprezível no reticulado.

Outra dificuldade é que os cristais possuem imperfeições geométricas no reticulado capazes de aprisionar portadores de carga, podendo apresentar caráter seletivo, aprisionando só elétrons livres ou só lacunas. Estas imperfeições introduzem níveis na

banda proibida, que também facilitarão, como no caso das impurezas, a geração e recombinação de pares eletrons-lacunas. No caso de serem seletivas, as imperfeições funcionarão como centro de armazenamento de uma espécie de portador, criando uma carga fixa que perturbará o campo elétrico no interior do sólido e reduzindo a corrente de portadores. Este fenômeno é particularmente importante a baixa temperatura, quando a energia térmica não é bastante para reexcitar o portador aprisionado, aparecendo, assim, vários centros de carga elétrica que polarizarão o sólido. Os portadores de carga extrínsecos podem ter uma densidade tal que a corrente gerada pela aplicação de um campo externo seja bastante alta para mascarar qualquer variação devida a formação de pares por radiações ionizantes. Fica assim ressaltada a necessidade de cristais praticamente sem imperfeições e impurezas na construção de detetores.

D-6 - COMPORTAMENTO DOS SEMICONDUTORES EXTRÍNSECOS

Vimos que o aparecimento de níveis na banda proibida altera a densidade de portadores. Quando isto é feito pela introdução de pequenas quantidades de substâncias eletricamente ativas podemos admitir que as velocidades de geração e recombinação de pares ficam inalteradas e proporcionais ao número de eletrons livres e lacunas. Num semiconductor intrínseco estes números são iguais a $v n_i^2$ onde n_i é o número de eletrons livres ou lacunas num semiconductor intrínseco

v velocidade de geração = velocidade de recombinação de pares.

Sendo a temperatura constante $v = C$, onde C é constante

$$C = n_i^2$$

Seja n o número de eletrons livres e p o número de lacunas após a introdução de uma quantidade pequena de substâncias eletricamente ativas no semiconductor doadoras ou receptoras.

$$n_i^2 = C = n \times p$$

Se a impureza for doadora aumentará o número de elétrons n e consequentemente diminuirá o de lacunas p e ficaremos com um excesso de elétrons. O contrário se dará se a impureza for receptora,

Em temperaturas altas (400°K) a densidade de portadores extrínsecos é desprezível e o semiconductor se comportará como se fosse intrínseco. Baixando a temperatura, a densidade de portadores intrínsecos cai exponencialmente. No caso de portadores extrínsecos ela se mantém praticamente constante até a temperatura de 50°K quando se reduz até se anular. Assim a contribuição dos portadores extrínsecos à condução, passa a ser mais importante nas temperaturas em que os átomos dos doadores ou receptores estão todos ionizados e o os de germânio não, fig. -D-1.

A mobilidade dos portadores, como já foi visto, é determinada pelo espalhamento dos elétrons pela agitação térmica da rede, quando esta é pequena, a baixas temperaturas, a influência do campo coulombiano dos ions de impurezas torna-se importante, o que origina o aparecimento de um coeficiente de temperatura positivo na resistência do semiconductor, num dado intervalo de temperatura (fig. D-1.)

Finalmente devemos introduzir o conceito de meia vida de portador minoritário num semiconductor extrínseco. Tomamos um semiconductor do tipo p , onde os elétrons livres são minoritários. Se introduzirmos na banda de condução um número n_e de elétrons, o equilíbrio entre as velocidades de geração e recombinação de pares será rompido, mas estes elétrons desaparecerão com o tempo.

$$n_t = n_e \exp - (t/\tau_r) \text{ onde } \tau_r \text{ é a meia vida de recombinação dos portadores minoritários.}$$

A existência de níveis permitidos na banda proibida

../.

aumenta a probabilidade de recombinação de pares, o que reduz a meia vida dos portadores minoritários. Como exemplo temos que num cristal quase perfeito de Si a meia vida é de $\tau = 10$ mseg e, após tratamentos térmicos destinados a introduzir imperfeições no cristal, esse valor varia de 20 a 200 mseg.

D-7 - DESLOCAMENTO DOS PORTADORES DE CARGA

A difusão de portadores de carga tem como resultado uma corrente elétrica que pode ser representada pela equação

$$i_d = q D dp/dx$$

onde i_d é a corrente devida a difusão

q é a carga elétrica do portador

dp/dx é o gradiente de densidade de portadores

D é constante de difusão do portador no cristal

O deslocamento de portadores de carga devido a um campo elétrico externo será um movimento resultante da composição do movimento caótico de difusão e o movimento devido ao campo elétrico. Sendo a velocidade média do fonon bem maior que a velocidade do portador, devida ao campo elétrico, podemos supor que a velocidade do eletrôn é

$$\overline{v}(t) = \overline{v}(0) + at$$

onde $v(t)$ velocidade do portador no instante t após a última colisão eletrôn-fonon

$v(0)$ velocidade do portador após a última colisão

a aceleração adquirida pelo portador devido ao campo elétrico externo

Podemos supor que em média $\overline{v}(0) = 0$, isto é, movimento do portador provocado pela difusão é totalmente caótico e a velocidade após um choque em média é nula. Por outro lado temos que

$$a = qE/m^* \quad \text{onde } m^* \text{ é a massa efetiva do portador,}$$

../. .

que é a sua massa afetada de um fator que dá conta da presença da rede cristalina perturbando o movimento na direção do campo.

A velocidade de deslocamento do portador entre duas colisões será em média $\bar{v}(t) = \frac{qE}{2m^*} t_{col.}$

onde $t_{col.}$ tempo entre duas colisões, logo a velocidade média de deslocamento num cristal sob ação de um campo elétrico externo é

$$\bar{v} = ME \text{ onde } M = \frac{qt_{col.}}{2m^*}$$

M é a mobilidade do portador no cristal

O tratamento feito acima baseia-se na hipótese de que o tempo entre duas colisões seja independente do campo elétrico aplicado. Esta hipótese é verificada quando a velocidade de deslocamento é bem menor que a velocidade devida à agitação térmica (10 cm/sg na temperatura ambiente). Quando esta hipótese não é válida a velocidade média tende a um valor constante.

A equação de Einstein relaciona a constante de difusão e a mobilidade dos portadores. Aplicando-a ao caso de um cristal teremos

$$D/M = kT/q \text{ onde}$$

k é a constante de Boltzman

T é a temperatura absoluta do cristal

A corrente elétrica resultante do deslocamento de portadores de carga no cristal, sob ação de um campo externo E será:

$$i = NqME \text{ onde}$$

N é o número total de portadores por unidade de comprimento na direção do campo.

../.

Na temperatura ambiente, para o germânio temos:

para os eletrons $M = 3.600 \text{ cm/sg}$

$D = 93 \text{ cm}^2/\text{sg}$

para as lacunas $M = 1.700 \text{ cm/sg}$

$D = 43 \text{ cm}^2/\text{sg}$

D-8 - JUNÇÕES NUM SEMI-CONDUTOR

a - INTRODUÇÃO:

Os detetores de estado sólido são, na sua maioria, cristais semicondutores que possuem duas regiões com propriedades diferentes. Entre estas duas regiões existe uma descontinuidade que chamaremos junção. A mais importante das junções é a que une uma região n com uma região p do mesmo cristal. Os detetores de Ge(Li) são cristais que possuem uma junção p-n onde a região n é muito mais ativada do que a região p.

b- MOVIMENTO DE PORTADORES

O movimento de portadores é composto apenas pelo movimento de eletrons e lacunas livres, pois os centros doadores e receptores podem ser supostos como fixos no cristal. Havendo uma diferença de densidade de portadores teremos uma difusão destes, através da junção, o que dará origem a um dipolo elétrico e uma consequente distribuição de potencial em forma de degrau. O potencial será de forma a impedir a difusão através da junção. A altura do degrau depende da temperatura e da concentração de substâncias ativadoras. A região n conterá lacunas livres e a região p eletrons livres, excitados termicamente da banda de valência para a banda de condução. Como estamos considerando um semicondutor com a região n mais fortemente ativada que a região p, a densidade de portadores minoritários na região p, eletrons, será maior que a densidade de portadores minoritários na região n, lacuna. No equilíbrio deveremos ter compensação no número de portadores que atravessam a junção em ambos os sentidos, tanto para eletrons como para lacunas. Evidentemente no nosso caso a

.../.

corrente de eletrons será mais intensa do que a de lacunas.

O equilíbrio será bastante modificado se aplicarmos à junção uma tensão externa. Apliquemos um tensão negativa à região n, isto é, tensão direta e a corrente de eletrons através da junção da região n para a região p aumentará. Da mesma maneira aumentará a corrente de lacunas da região p para n embora esta última seja menor que a primeira, pois a região n é mais fortemente ativada.

c - APLICAÇÃO DE UMA TENSÃO INVERSA

Se aplicarmos uma tensão positiva à região n os portadores de carga da banda de condução serão retirados da junção e esta conterá apenas átomos doadores e receptores ionizados. Se a densidade de carga for constante em cada região, mas não a mesma, nas diferentes regiões, o campo elétrico será uma função linear da distância, o que resulta em uma distribuição parabólica do potencial. Sendo a região n fortemente ativada em relação à região p, praticamente toda queda de potencial se dará na região p. A junção será uma região empobrecida quanto a eletrons e lacunas livres. A largura aproximada desta região pode ser calculada pela fórmula

$$W = \frac{K (V-V_0)^{1/2}}{2qNa}$$

K é a constante dielétrica do cristal

V é o potencial aplicado ao cristal

V₀ é o potencial de equilíbrio da junção

Na é a densidade volumétrica de substâncias ativadas

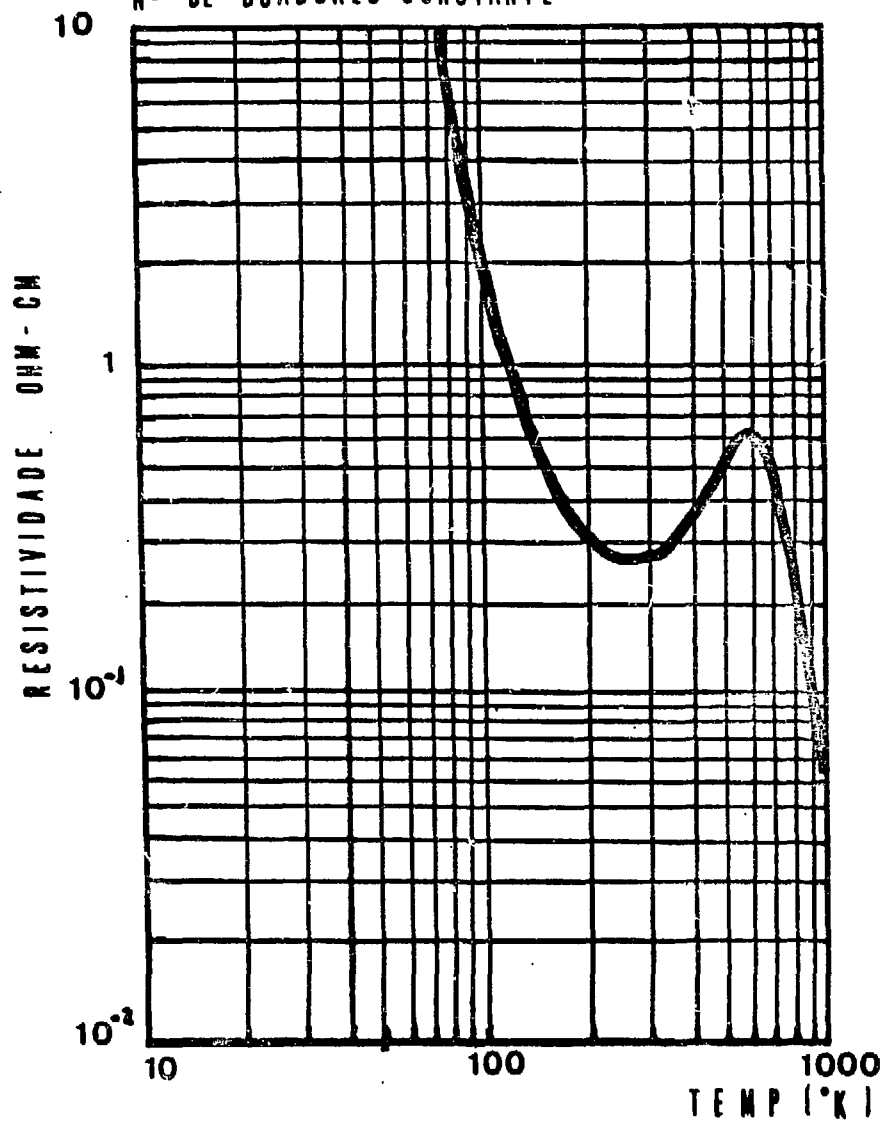
A principal característica de uma junção p-n é que ela tem uma resistência ou muito alta ou muito baixa, conforme é polarizada inversa ou diretamente.

Esta resistência pode ser entendida pela descrição feita através da teoria das bandas. Vários cálculos teóricos têm sido feitos que reproduzem satisfatoriamente as características experimentais destas junções que são apresentadas na fig.II-7.

../.

FIG D-1

SEMICONDUCTOR EXTRINSECO
Nº DE DOADORES CONSTANTE



- APÊNDICE E -- OBTENÇÃO DE DIODOS DE GERMÂNIOATIVADOS COM LÍTIU E GÁLIO -E - 1 - INTRODUÇÃO

Os diodos de germânio são geralmente preparados a partir de monocristais ativados com gálio, que possuem características -p. Estes cristais se apresentam na forma de troncos de pirâmide com secção reta aproximadamente trapedoizal, fig. E-1.

Os diodos utilizados como detetores podem ser divididos em dois tipos quanto à forma: planares e coaxiais. Os planares são aqueles nos quais as regiões p, i e n são camadas paralelas à secção reta do tronco da pirâmide, fig. E-2. Os coaxiais têm a região n constituída por 5 faces do cristal e as regiões i e p internas ao detetor sendo tôdas aproximadamente coaxiais, fig. E-2 (Tavendale-66, Malm-66, Fiedler-66, Nickles-68).

O tempo necessário para conseguir o crescimento da camada compensada em um detetor coaxial é aproximadamente 4 vezes menor que o tempo necessário para obter a mesma espessura de camada compensada nos detetores planares. Por outro lado, no detetor planar temos que preparar a superfície das 4 faces laterais do cristal e no coaxial só existe uma face a ser tratada. Estes fatos e outros de ordem técnica são responsáveis pela grande quantidade de detetores coaxiais de grande volume: comercialmente (80 cc) e em laboratório (100 cc). O volume dos detetores planares é da ordem de 10 cc, não tendo sido por nós encontrada, na literatura, referência à detetores de volume igual ou maior que o nosso (15 cc).

Os detetores planares apresentam como vantagens, melhor resolução e menor variação do tempo de subida dos pulsos, do que os coaxiais.

Este apêndice descreve as técnicas por nós empregadas

../.

das na fabricação de detetores planares com um volume de até 15 cm^3 , usando-se o equipamento disponível no I.E.A.

E - 2 - TÉCNICAS DE OBTENÇÃO

Podem ser resumidas nas seguintes operações:

- a- preparação do cristal
- b- deposição e difusão de lítio no cristal
- c- crescimento da região n por deslocamento do lítio no cristal
- d- limpeza das superfícies
- e- encapsulamento

A literatura existente (Goulding-65, Muggleton-66 , Tavendale-66, Laet-67) descreve as várias maneiras encontradas pelos autores para processar, cada uma destas fases.

A preocupação de não contaminar o cristal com elementos eletricamente ativos, deve ser uma constante de todas estas operações, assim como proteger o cristal contra choques térmicos e mecânicos que podem inutilizá-lo. Passamos agora a descrever a técnica usada no presente trabalho.

a- PREPARAÇÃO DO CRISTAL

Os nossos diodos foram preparados a partir de um cristal de germânio crescido horizontalmente pelo processo Czochraloki (Laet-67), com diâmetro aproximado de 10 cm^2 , cortado no plano (1,1,1) do tipo -p ativado com Ga, resistividade entre 13,4 e $10,0 \Omega \text{-cm}$, meia vida dos portadores 100 μseg , fabricado pela Sylvania Electric Inc.

O cristal foi cortado em fatias de 5,10 e 15 mm, com um disco de cobre impregnado com diamante a 3.500 R.P.M. As fatias foram limpas com tricloroetileno, metanol, água desionizada e secas com papel de filtro. Uma mistura, de ácido fluorídrico e ácido nítri -

../.

co, foi usada para dar um polimento químico ao cristal, após o que, foi lavado abundantemente com água desionizada e seco novamente em papel de filtro.

b - DEPOSIÇÃO E DIFUSÃO DO LÍTIO

Os métodos mais empregados para se obter uma primeira deposição de lítio na superfície do cristal são: deposição de lítio metálico por evaporação e aplicação de uma suspensão de lítio em óleo mineral. Escolhemos o primeiro método em razão das disponibilidades do nosso laboratório. Montamos um arranjo para evaporação de metais no vácuo que permite manter o cristal à temperatura de 500°C durante a operação, fig.E-3. O cristal era colocado sobre uma fôlha de mica com a finalidade de protegê-lo contra choques térmicos e aquecimento diferencial. Os lados do cristal eram pintados com uma suspensão de grafita "Água-dag" (Tavendale-66), a fim de que somente a face superior do cristal ficasse exposta. O cristal e a fôlha de mica eram colocados sobre uma placa de aço, à qual foi soldado um fio de forno (Thermocoax) de 100 cm de comprimento. O suporte desta placa é um tubo de aço inoxidável pelo qual pode circular ar sob pressão ou água, para refrigerar o conjunto.

O lítio na forma metálica, é colocado em um cilindro ôco de aço inoxidável, o qual pode ser aquecido pela passagem de uma corrente de até 100 A. O cilindro possui um pequeno orifício por onde escapa o lítio evaporado.

O detetor e o cilindro com lítio são colocados dentro de uma campânula de vidro onde se faz vácuo, até atingir a pressão de 10^{-6} mm Hg.

Dois transformadores variáveis de tensão (Variac), permitem o lento aquecimento do cristal e do lítio. A temperatura do cristal é controlada através das leituras da corrente em um termo par que tem uma de suas pontas entre o cristal e a fôlha de mica. Quando o cristal atinge 400°C, aceleramos o aquecimento do lítio até conseguir sua evaporação total, após o que mantemos

o cristal à temperatura de 450°C durante 15 minutos. Este procedimento permite que o lítio se difunda no cristal até a profundidade de alguns microns. O resfriamento do cristal é feito, primeiramente pela passagem do ar, sob pressão, através do tubo de aço inoxidável e depois pela passagem de água; o que reduz a velocidade de difusão do lítio e impede a sua precipitação nas superfícies.

A evaporação do lítio apresentou-nos o seguinte problema: sendo a nossa bomba de difusão de velocidade baixa (200 l/s), durante a fusão do lítio a pressão no interior da campânula aumentava pela libertação de gases dissolvidos. O aumento da pressão exigia uma maior temperatura para a ebulição do lítio, o que não era desejado, pois o lítio, sendo altamente reativo, atacava o aço inoxidável. Este problema foi resolvido colocando-se uma bomba criogênica de carvão ativo, à temperatura do nitrogênio líquido, antes da bomba de difusão fig. E-3. A solução é simples, pois basta modificar a forma do reservatório de nitrogênio líquido, do condensador de gases, da bomba de difusão (Cold trap).

Terminado o resfriamento do cristal inundamos o sistema com nitrogênio seco e limpamos as superfícies recobertas com grafita, operação que é descrita no item d.

c - CRESCIMENTO DA CAMADA COMPENSADA POR DESLOCAMENTO DO LÍTIO

O cristal de Ge, após ter sido lavado e seco, é preparado para o crescimento da região -n, com a aplicação de contactos elétricos na face onde foi depositado lítio e na face oposta. O contacto elétrico pode ser feito pela deposição de metais, como ouro ou níquel, ou pela aplicação de um eutético de baixo ponto de fusão. Preferimos o uso de um eutético (75% Ga - 25% In), que tem ponto de fusão 15°C, pela facilidade de aplicação e remoção permitindo abreviar bastante o tempo de exposição ao ar, que pode alterar muito as características do diodo, por ação da umidade. Feitos os contactos elétricos colocamos o detetor entre dois eletrodos de "bronze fosforoso", aos quais aplicamos uma tensão contínua de 500 v durante aproximadamente 800 h, à temperatura entre 5 e 30°C, numa atmosfera

../.

ra de nitrogênio seco.

O tempo , durante o qual devemos aplicar esta tensão , varia com : a espessura do cristal , a profundidade da camada compensada que se deseja e as características do cristal. A mobilidade do lítio no cristal de germânio pode ser descrita como no caso dos portadores de carga (apêndice D),

$$M = \frac{v}{E} = \frac{q D}{K T}$$

mas
$$\bar{v} = \frac{dx}{dt} = \frac{q D}{K T} \frac{V}{X}$$

$$\int_0^W x dx = \int_0^t \frac{q D V}{K T} dt$$

$$W = \frac{2 q V D t}{K T}$$

onde

- W é a profundidade da camada compensada
- q é a carga do ion de lítio
- V é o potencial elétrico aplicado
- D é a constante de difusão do lítio no germânio
- K é a constante de Boltzman
- t é o tempo durante o qual o potencial foi aplicado
- T é a temperatura do cristal durante a difusão em °K

O crescimento exponencial da constante de difusão com a temperatura , limita o intervalo de temperatura de operação entre 10 e 80°C (Tabacs-65, Nickles-67, Laet-67). Nas figs. E-4 e 3 , poderos ver o esquema do equipamento usado , onde o cristal é apoiado em uma placa de cobre refrigerado com água . Entre o cristal e a placa de cobre colocamos uma folha de aço inoxidável para evitar a difusão de cobre no cristal que é muito rápida nesta temperatura.

A quantidade de lítio depositada em uma operação é suficiente para formar uma camada compensada de vários milímetros porém a precipitação de lítio , na forma de óxido nas superfícies do cristal , reduz a quantidade de lítio disponível . O contrôle

desta quantidade pode ser feito através da medida da relação entre a resistividade antes e depois do crescimento. A variação desta relação em função da temperatura e do tempo de difusão, mostra que uma temperatura de 400°C e um tempo de 20-40 minutos são as melhores condições (Goulding-65, Nickles-67, Laet-67). A precipitação do lítio acarreta uma queda na resistividade. Se mantivermos constante o potencial aplicado, teremos um aquecimento do cristal, que diminuirá mais ainda sua resistividade e assim, após uma ou duas semanas, ou baixamos o potencial aplicado, aumentando o tempo necessário para atingir uma dada espessura, ou fazemos uma nova difusão de lítio. Nós adotamos esta segunda solução.

O tempo gasto para alcançar a profundidade desejada na camada compensada foi de:

3	semanas	para	o	diodo	com	3	mm	de	camada	compensada
10	"	"	"	"	"	8	mm	"	"	"
12	"	"	"	"	"	13	mm	"	"	"

A medida da profundidade da camada compensada foi feita, uma vez por semana, pela deposição de cobre sobre as superfícies laterais do diodo. O diodo era colocado em uma solução de sulfato de cobre com um eletrodo negativo aplicado à região n e à região p protegida por uma fita ácido resistente (Marca 3M tipo 420). O eletrodo positivo era um tubo de cobre mergulhado na solução. Aplicávamos uma tensão contínua aos eletrodos até que o cobre depositado nos lados do cristal fosse visível. A deposição do cobre se dá somente sobre a região compensada, onde há a queda de potencial, pois as regiões n e p são equipotenciais. Este processo permite medir a largura da camada compensada e a sua uniformidade. Após a medida mergulhamos o diodo numa solução de ácido para remover o cobre e usamos o procedimento do item d.

A técnica empregada no crescimento da camada compensada é a mesma empregada na formação da região n. Após termos atingido a espessura desejada, na camada compensada, fazemos nova deposição de lítio, limpamos o detetor e aplicamos um potencial elétrico de 600 a 800 v, numa temperatura entre 0 e 4°C, conseguida atra-

../.

vés da
gelade
uma cam
de lítio

d - TRA

O hms)
fície,
ginar u
sa do d
mento d

reflete
limpas
de oper

vés da circulação de água gelada e com o dispositivo dentro de uma geladeira, durante 1 dia. Este procedimento permite a formação de uma camada com caráter fortemente n, em razão da grande quantidade de lítio.

d - TRATAMENTO DAS SUPERFÍCIES

A alta resistência inversa dos diodos de Ge ($\approx 10^{-11}$ O hms) faz com que, qualquer impureza depositada sobre a sua superfície, se comporte como uma resistência em paralelo. Esta pode originar uma corrente de fuga de tal ordem que torne a corrente inversa do diodo desprezível. Neste fato reside a importância do tratamento das superfícies laterais do diodo.

A variedade de "receitas" existentes na literatura reflete a experiência dos vários autores na obtenção de superfícies limpas e cobertas por uma camada de óxido fina e uniforme. A série de operações que utilizamos foi a seguinte:

i- Polimento mecânico. O cristal era polido por atrito com lidas de água, colocadas sobre discos que podiam girar com velocidades de 170 R.P.M. ou 250 R.P.M. Foram usadas lidas de 280, 320, 400 e 600 mesh. Cada lida era usada primeiro com a rotação mais baixa, depois com a rotação mais alta, o cristal, durante o polimento, era mantido constantemente molhado com água destilada e simplesmente apoiado sobre o disco. Isto evita o superaquecimento da superfície do cristal, o qual é extremamente friável. Tôdavez que eram mudadas, ou a velocidade de rotação, ou a lida, mudava-se a posição do cristal de maneira a que os riscos produzidos pelo polimento fôsem perpendiculares ao do polimento anterior. A experiência mostrou que, se após a operação descrita anteriormente, usarmos uma lida 600 e que rosene, a superfície terá um polimento final melhor. Devemos ressaltar que o cristal deve ../.

ser lavado com água destilada e álcool e depois sêco com papel absorvente, após cada fase do polimento, para que possamos controlar melhor o seu andamento:

- ii- Remoção de gorduras. Antes do polimento químico, devemos remover a gordura que normalmente cobre a superfície do cristal, após o que ele só deve ser manipulado com pinças. A primeira fase desta operação é uma abundante lavagem com água e sabão. Na segunda fase tomamos o cristal com uma pinça e o colocamos numa solução de hipoclorito de sódio com água destilada a 0,6% em volume. A solução é aquecida lentamente até a ebulição, após o que o cristal é transferido para um recipiente com água desionizada em ebulição. Aguardamos o resfriamento lento do cristal neste último recipiente e o lavamos com água desionizada.

- iii- Polimento químico. As faces n e p do cristal, são protegidas por uma fita colante ácido resistente (3M tipo 420). O cristal é colocado numa mistura de ácidos (50% HF e 50% HNO₃) por intermédio de uma pinça de Teflon (Nickles-67). O polimento químico dura de 3 a 5 minutos, após o que a reação é neutralizada por uma solução de cloreto de bário em água desionizada. O cristal é lavado abundantemente com água desionizada (0,6 MΩ cm). A remoção das fitas de proteção é feita com o cristal mergulhado na água, com ajuda de pinças de aço inoxidável.

- iv- Passivação da superfície. Retirado do recipiente com água desionizada, o cristal é colocado numa solução de peróxido de hidrogênio (80 volumes) durante 10 a 20 minutos, enquanto houver a reação evidenciada pelo desprendimento de bolhas. A luz

.. / .

solar é um ótimo ativador desta reação, principalmente quando seus raios são concentrados sobre as superfícies do cristal por intermédio de uma lente convergente. Isto ocasiona a formação de uma camada de óxido regular e eletricamente passiva.

v - Secagem do cristal. Sempre com a ajuda da pinça de Teflon retiramos o cristal da solução de peróxido de hidrogênio e o lavamos em álcool metílico, etílico e tetracloreto de carbono ou éter de petróleo. Qualquer filme de água que tenha aderido à superfície, será visto quando o cristal é mergulhado no tetracloreto de carbono e deve ser removido pela repetição das lavagens em álcool metílico e etílico. A água é facilmente removida pela ação do álcool metílico, este por sua vez é removido pelo álcool etílico, que sofre a mesma ação por parte do tetracloreto que é muito volátil e não deixa resíduo.

vi- Encapsulamento. O cristal é montado no criostato onde fazemos os contatos elétricos com o uso do eutético In-Ga. É feito vácuo com o auxílio de um sistema convencional, após o que o criostato é colocado no nitrogênio líquido. O tempo que o cristal fica exposto ao ar é muito importante, pois a umidade origina a formação de uma camada de inversão do tipo n na superfície, que diminui a espessura aparente da região intrínseca, baixando a tensão de ruptura do diodo.



Fig.E-1-a: Cristal de germânio e as fatias de 5 a 10 mm.

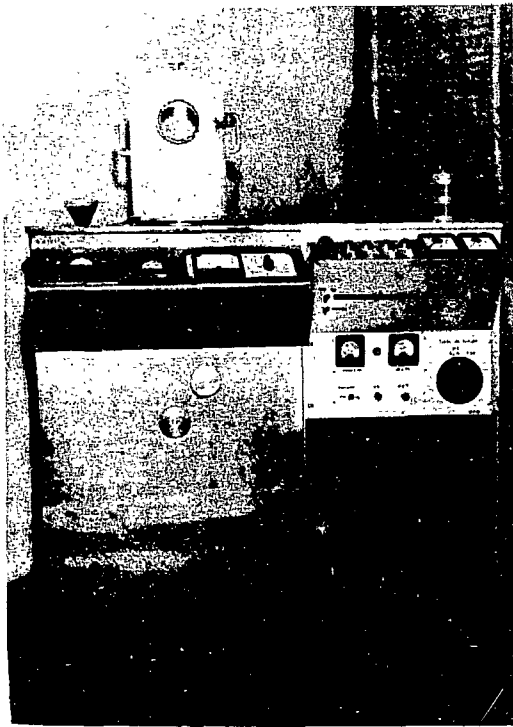


Fig.E-1-b: Dispositivo para evaporação de metais no vácuo.

fig E-2

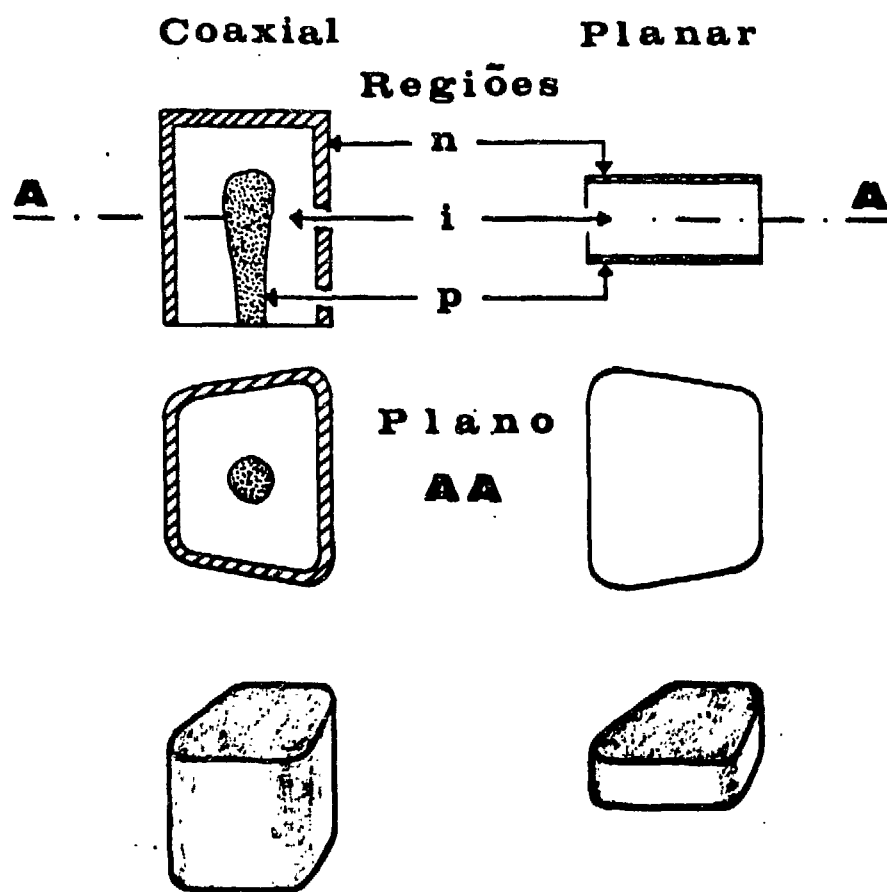
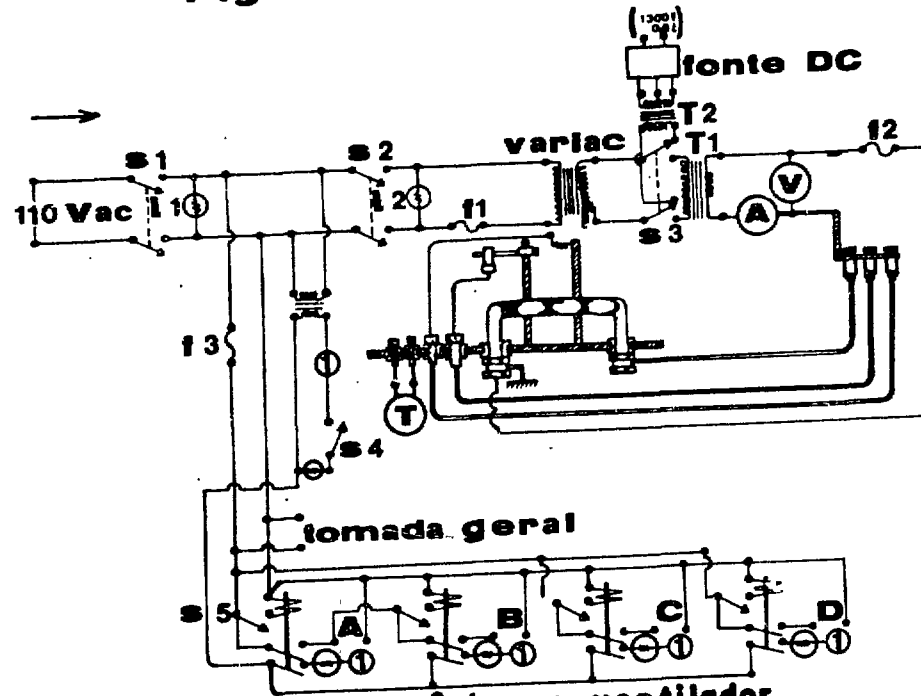


Fig. E -2 : Tipos de detectores de Ge(Li)

FIG E-3a



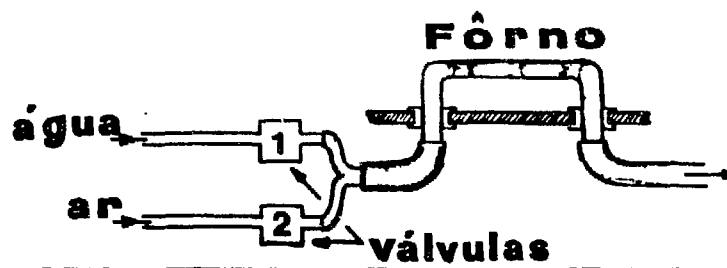
- A — bomba mecânica e ventilador
- B — bomba de difusão e medidor de vácuo
- C — válvula eletromagnética p/ água
- D — " " " " p/ N₂ (gás)

Fig. E-3a : Esquema elétrico do evaporador.

81
24a.
DB
Linha
Item
onde se lê
do a energia pode
lefa-se
do a energia pode

Fig E-3

(b)



(c)

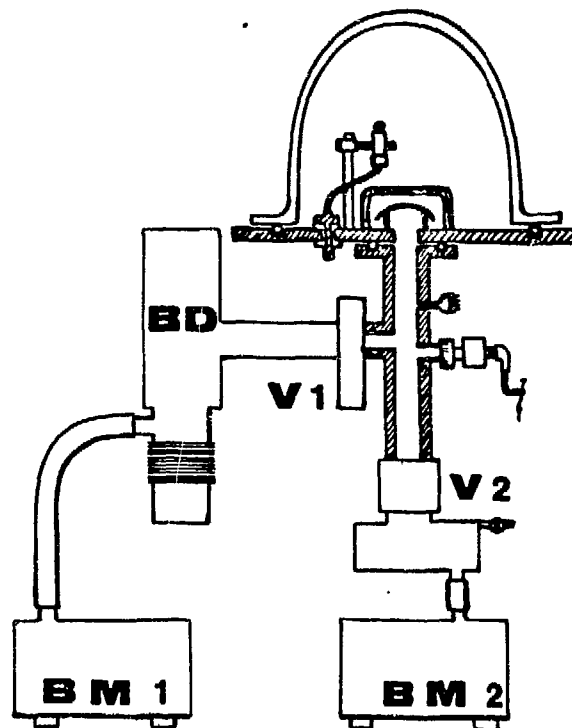


Fig. E-3b : Esquema do sistema de aquecimento e resfriamento do evaporador.

Fig. E-3c : Esquema do sistema de vácuo do evaporador.

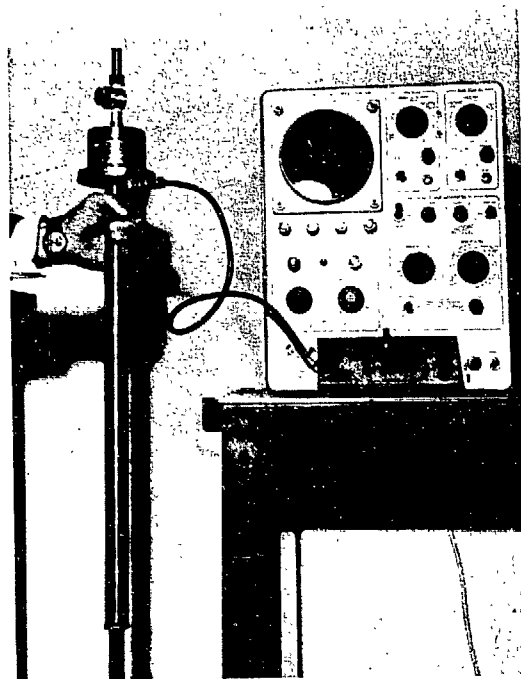


Fig.E-4: Acoplamento do diodo de Ge(Li), montado no criostato, ao traçador de curvas de transistores Tecktronix, tipo 575.

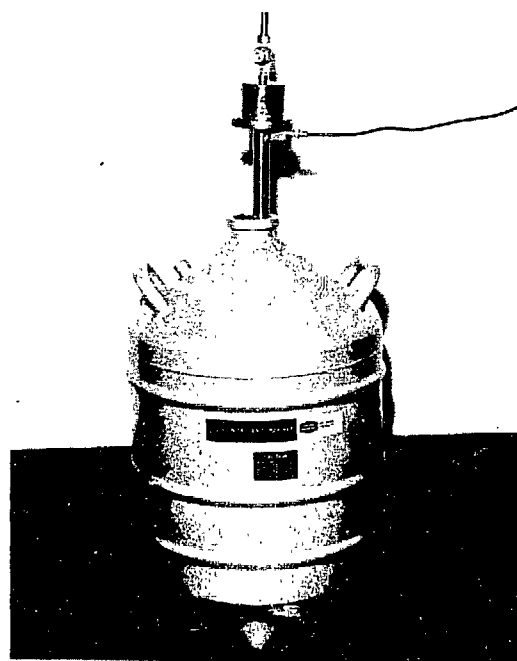


Fig.E-5: Criostato, com o detector já montado, na garrafa de nitrogênio líquido.

- APÊNDICE F -

F- ESTABILIZAÇÃO DE ESPECTRÔMETROS GAMA

A estabilidade do ganho do circuito eletrônico associado a um detector de raios gama é um problema de grande importância na sua utilização. Como um número bastante grande de soluções tem sido proposto na literatura (Haun, 60, Righs, 61) faremos uma ligeira análise das principais soluções.

F-1 - PRINCÍPIO DE FUNCIONAMENTO

Todos os métodos propostos na literatura são artifícios destinados a manter constante a posição de uma linha do espectro estudado, cuja intensidade não deve variar durante a medida. As variações na posição da linha de referência determinam as correções a serem feitas no ganho, a fim de compensá-las, o que geralmente é feito através de servo mecanismo. A linha de referência pode, ou pertencer ao espectro em estudo ou ser nele introduzida artificialmente.

a - LINHA DE REFERÊNCIA PERTENCENTE AO ESPECTRO

Esta solução é a mais simples, mas nem sempre as linhas do espectro estudado são suficientemente intensas, bem destacadas e de intensidade constante. Principalmente no caso em que analisarmos espectros devidos a desexcitação de núcleos compostos, que devem ser analisados por intervalos de energia, nem sempre podemos escolher um que possua uma raia com as propriedades desejadas.

b - LINHA DE REFERÊNCIA NÃO PERTENCENTE AO ESPECTRO

O uso de uma fonte auxiliar que origine uma linha de referência com as características desejadas é bastante difundido e é feito de duas maneiras:

- i- Colocando-se uma fonte de raios gama próxima ao detector. Apresenta a vantagem de podermos intro-

../.

duzir no espectro uma linha que sirva de referência também na calibração de energia, mas normalmente incorpora ao espectro uma radiação de fundo indesejável. Além disto, as fontes disponíveis cobrem o intervalo de energia de 0 a 4,5Mev que é apenas metade do intervalo estudado.

ii-Usando-se um pulsador de precisão, cujos impulsos são jogados na entrada do pré-amplificador e cuja curva de calibração altura de pulso-energia foi feita com auxílio de fontes de raios gama de energia conhecida.

Este método é largamente usado pela simplicidade de operação, pois podemos ter uma raia de referência na posição mais conveniente do espectro, qualquer que seja o intervalo de energia estudado, porém, a posição da raia é insensível a variações do ganho que ocorrem antes do pré-amplificador, por exemplo, no caso dos detetores de cintilação, não são notadas variações no ganho da fotomultiplicadora, ou no rendimento luminoso dos cristais.

Quando utilizarmos detetores de cintilação existe um terceiro artifício possível:

iii-Usando-se uma fonte de luz pulsada com intensidade variada acoplada à janela do cristal ou a fotomultiplicadora. Podemos fazer variar facilmente a posição da raia no espectro variando apenas a abertura de um diafragma comum de máquina fotográfica, a largura da linha é bastante pequena e a sua altura é controlada pela frequência do oscilador acoplado ao circuito da fonte. Como vantagens podemos apontar: uma pequena radiação de fundo gerada pela corrente residual da lâmpada e um tempo de desexcitação bastante longo, o que pode ser melhorado utilizando-se fontes luminosas mais apropriadas (Abreu 65-b).

F-2 - CIRCUITO DE CONTRÔLE

Os circuitos de controle utilizados baseiam-se na comparação de uma contagem com um padrão, o que pode ser feito da seguinte maneira: a contagem na raia de referência é registrada por um discriminador monocanal com janela centrada pouco antes do máximo da raia e os impulsos assim selecionados têm sua frequência comparada com uma frequência padrão. Qualquer variação na posição da raia, que faça aumentar a frequência medida ocasionará uma diminuição no ganho e vice-versa, de maneira a manter constante a posição da raia.

F-3 - CONCLUSÃO

A nossa experiência com os circuitos de controle automáticos de ganho disponíveis, mostrou que estes nem sempre satisfaziam as condições exigidas. No nosso trabalho tomamos como referência, durante a medida, as linhas mais intensas de cada espectro e antes e após a medida as linhas do ^{60}Co e de um pulsador de precisão ORTEC calibrado, como no item ii.

- REFERÊNCIAS -

- Abreu 62 Proc. of the 4th Interamerican Symposium on the Peaceful Applications of Nuclear Energy IEA-51
- Abreu 64 Study Group Meeting on the Utilization of Research Reactors IEA-78
- Abreu 65a Publ. IEA nº 96 (1965)
- Abreu 65b Publ. IEA-122
- Abreu 65c Nuclear Instruments and Methods 32 (1965) nº 2 -204
- Abreu 66 Publ. IEA nº 122 (1966)
- Abreu 67 Nuclear Data for Reactors Vol. 1 IAEA(1967) -N.Phys. A 95 (1967) 683 (INDU -8 Jan(12)
- Alves 69 N.Phys. V.A135 (1969) nº 2 -241
- Axton 62 Nuclenonics 19 nº 3, 90, 92, 94
- Bacon 55 Neutron Diffraction - Oxford - Clarenton Press 1955
- Bartholomew 58 AECL-716-43 (1958) - Nuclear Data V3 (1967) 415
- Bartholomew 60 Neutrons Capture Gammas Rays - Nuclear Spectroscopy Academic Press - 1960
- Bartholomew 66 Con. J. Phys. 44, 2111 (1966)
- Ben David 64 Phys. Rev. Vol 133B, 684 (1964)
- Ben David 69 Phys.Rev. Vol. 187, N4-1403 (1969)
- Vlanc 59 Detecteurs Particules - Paris, Masson, 1969
- Blanc 66 Les Radioéléments, Paris, Masson, 1966
- BNL 325 66 Neutron Cross Sections
- Bohr 36 Nature 137 (1936) 344
- Carlson 67 Scintillation Spectroscopy of Gamma Radiation- Stephen Shaproth editor - Gorelon and Breach Science Publishers
- Chadwick 31 Proc. Roy. Sco. A130 (1931) 403
- Cork 53 Radioactivity and Nuclear Physics - Van Nostrand

Crut

Dearr

Demid

Divou

Donah

Drape

Fermi

Feshb

Feshb

Fiedl

Galla

Gould

Grosn

Grosn

Grove

Harde

Haun

Heath

Hughe

Jacks

Kalma

Knowl

Kopff

Laet

Lane

Lea

- Crut 61 Physics Today V14, nº 7 1961 (Comunicação pessoal à Weisskopf)
- Dearnaley 66 Journal of Scientific Instruments, Vol.43 (1966) 869
- Demidov 63 Instruments and Experimental Technique, 1963 1 pg.1
- Divoux 68 CEA-R-3304
- Donahue 63 Phys.Rev. 132 (1963) 1724
- Draper 63 Nuclear Phys. 77 108(1963)- Nuclear Data Vol. 3(1967)
- Fermi 35 Ric.Sci. A6 (1935) 544 - CEA-R-3776
- Feshback 63 Annals of Physics -23-47 (1963)
- Feshback 67 Annals of Physics: 41, 230, 1967
- Fiedler 66 Nucl. Instrum. and Meth. 40, 229 (1966)
- Gallagher 64 Selected Topics in Nuclear Spectroscopy - North Holland Publishing Company - Armsterdam 1964
- Goulding 65 UCRL-26231
- Groshev 66 Soviet J.Nucl. Phys. 3,319 (1966)
- Groshev 67 Soviet J.Nucl. Phys. Vol.4, nº 4 558 (1967)
- Grove 67 Physics and Technology of Semiconductors Devices - New York- Wiley- 1967
- Hardell 69 Nuclear Physics- V-A 126 (1969) N.2 -392
- Haun 60 Nuclear Instruments and Methods 8(1969) 331
- Heath 66 Nuclear Instruments and Methods 45-209 (1966)
- Hughes 53 Pile Neutrons Research-Addison- Wesley Publishing Inc.
- Jackson 65 Phys. Letters 17,324 (1965)
- Kalman 55 Phys. Rev. 583 (1955)
- Knowless 59 Phys. Rev. 114, 1065 (1959)
- Kopff 52 Electron and Nuclear Theory and Use - Van Nostrand
- Laet 67 BL9 425/68 (1968)
- Lane 54 AERET/R1289 (1954)
- Lea 34 Nature V133-24 (1934)

- Lo 55 Transistor Eletronics - Prentice-Hall- 1955
- Synn 60 Nuclear Physics 17 (1960) 586
- McFarlane 60 Rev. of Modern Physc. 32, 567 (1960)
- Mafra 66 Publicação IEA-133-1966
- Malm 66 AECL 2504 ou CRGP 1224
- Marneux 67 C.E.A.
- Mau 66 Modeles Nucleaires- Facultédes Sciences de L'Universi-
té de Bordeaux- Mme Nicole Vihn Mau - 1966
- Moura 66 IEA-113 - 1966
- Muggleton 66 AWRE-NR 3/66
- Nemirovskii 63 Nuclear Models- E & F.N. Spon Limited- Compton Print-
ing Works _London)
- Nickles 67 Tese de Mestrado em Física na Universidade de S.Paulo
- Nickles 68 Comunicação pessoal
- Picard 66 Rotational Levels of Odd-Odd Light Deformed Nucl. -
Il Nuovo Cimento Serie X V.41-239 (1966)
- Pose 29 Phys.Zeit 30 (1929) 780
- Price 64 Nuclear Radiation Detection - Mac Graw-Hill (1964)
- Rustad 62 Bull. of the American Phys. Soc. 8,7 (63) 512
- Seagondolar 47 Phys. Rev. 72, 439 (1947)
- Sheline 54 Phys.Rev. 94 (1954) 1642
- Siegbahn 46 Nature 157 (1946) 872
- Siegbahn 46 Nature 157 (1946) 872
- Siegbahn 62 Alpha, Beta and Gamma Ray Spectroscopy V. 1 (1962)
- Siegbahn 65 Alpha, Beta and Gamma Ray Spectroscopy Vol. 1 (1965)
North-Holland Publishing Company
- Tabacks 65 Nucl. Instr. and Meth. 33 (1965) 171
- Tavendale 66 AECL 2044 (34)
- Tillman 33 Nature 135 (1935) 404
- TID 7594 Proceeding of the Total Absorption Gamma Ray Spectro-
metry Symposiuns

Venverloo	65	Spectrometrie Gamma en Pratique- 1965- Dunod
Weinstock	44	Phys. Rev. 65, 1 (1944)
Weisskopf	61	Problems of Nuclear Structure - Physics Today, Vol.14 nº 7 (1961)

-

1

1

11

11

111

1

1

1

1

1

3

3

3

4

4

5

5

7

8

8

8

8

8

8

8

8

8

8

8

8

9

9

9

9

9

10

10

11

14 e

25 e

E R R A T A

<u>pg</u>	<u>linha</u>	<u>item</u>	<u>onde se lê</u>	<u>leia-se</u>	<u>pg</u>
-		-	neutron	nêutron	13
i	9a.	-	...obetivo...	...objetivo...	16
i	14a.	-	da estrutura e dinâ mica nucleares	da estrutura e da dinâmi ca nuclear	16
ii	13a.	1	ressonância;	ressonância:	17
ii	30a.	1	ene-	ener-	17
iii	4a.	-	sejam muito	são muito	17
1	11a.	I-A	nuclear à baixa	nuclear a baixa	18
1	17a.	I-A	propri	proprie	18
1	18a.	I-A	edades de simetria	dades de simetria	18
1	19a.	I-A	afim	a fim	18
1	27a.	I-A	dos a parti do ...	dos a partir dos...	21
3	2a.	-	Nessa	Nesta	21
3	7a.	-	neutron, do isótopo	nêutron e do isótopo	22
3	16a.	-	$E_0 = \sum_t (E_{tg} + \frac{E_{tg}^2}{M_{A+1}})$	$E_0 = \sum_t (E_{tg} + \frac{E_{tg}^2}{2M_{A+1}})$	23
4	27a.	I-A	"modelo ótico"	"modelo óptico"	23
4	21a.	I-A	...todos os núcleos	...Todos os núcleons	23
5	10a.	I-A	teórica que	teórica esta que,	35
5	26a.	I-A	...e do formalismo de captura direta	e do modelo de captura direta	35
7	25a.	I-B-2-b	de spin ôbita, ori- ginado nas forças	spin ôrbita, origi- nada nas forças	39
8	1a.	I-B2	A equação de Schrödin- ger de um sistema de pode...	A equação de Schödinger de um sistema de núcleons, neste caso, pode...	48
8	3a.	-	de cada núcelo.	de cada núcleon.	48-b
8	6a.	-	T é a energia cinéti- ca do neutron inciden- te	T é energia cinética do núcleon	49,50,5 52 e 53
8	8a.	-	a solução é obtida	a solução é tentada	
8	14 e 18a.	-	momento cinético	momento angular	60
8	15a.	-	pode ser descrita	pode ser escrita	60
8	17a.	-	$j = l + s$	$\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$	6
8	27a.	-	o momento angular do núcleo	o momento angular medi- do do núcleo	64
9	2a.	-	riu a adoção ...	riram a adoção ...	65
9	3a.	-	solitário".	celibatário".	65
9	10a.	I-B-3	nucleons	núcleos	65
9	16a.	-	mágicos M_1 .	mágicos M_1 .	66
9	25a.	-	Predominando às forças	Predominando as forças	67
10	24a.	-	ótica	óptica	67
10	30a.	I-C	excitado e se	excitado, e se	81
11	25 e 26a.	I-C-5	... com ma- ior número com maior número	

pg	linha	item	onde se lê	leia-se	pg
13	2 e 3a.	Fig.I-1	...das transições...	...das transições...	81
16	7a.	-	A-2)	A-2a e 2b)	82
16	13a.	-	... a partir de	... a partir	82
16	14a.	-	tas atividades	das atividades	83
17	1a.	-	...a radiação gama é emitida-	a radiação gama pode ser detectada	84
17	5a.	-	O alvo colocado internamente ao ...	O alvo colocado no interior do ...	85
17	17a.	-	com radiação	de irradiação	86
18	2a.	-	... (fator 10^5).	...(fator 10^3).	87
18	4a.	-	nêutrons, tem	nêutrons tem	95
18	29a.	-	cristal	cristal	96
21	3 e 13a..	-	Tabela II-1	tabela III-1	96
21	15a.	-	determinada à temperatura	determinada na temperatura	97
22	11a.	-	circuito	circuitos	99
23	19a.	-	A permanência do	A permanência no	101
23	22a.	-	aumentariam corrente	aumentariam a corrente	104
23	23a.	-	sãia por ...	sãria por ...	109
35	2a.	-	sistiu de um	sistiu em um	111
35	13a.	-	posição	posição	111
35	17a.	-	osição	posição	114
39	13a.	-	pureza	pureza	117
48	2a.	figura	1320 3 ⁺	1320 2 ⁺	122
48	3a.	figura	1280 2 ⁺	1280 1 ⁺	123
48	3a.	legenda	acoplamento	acoplamento	123
48-b	1a.	fig.III-8	Desexcitação	Desexcitação	125
49,50,51 52 e 53	1a.	tab.III-2	Hardell 67	Hardell 69	125
	3a.	tab.III-2	Espectro de Pares	Espectrômetro de Pares	125
60	2a.	tab.III-4	Knowless	Knowless 59	125
60	6a. em diante	tab.III-4	9,40 (70)	9,40 MeV ± 70 KeV	125
64	23a.	-	adotada	considerada	126
64	27a.	-	que obedece	onde λ obedece	126
65	1a.	-	$\lambda \geq \lambda_M$	$\lambda < \lambda_M$	126
65	2a.	-	$\lambda < \lambda_M$	$\lambda \geq \lambda_M$	127
65	14a.	-	Pode se	Pode-se	127
66	20a.	-	teremos um fator	e teremos um fator	127
67	20a.	-	comprimento de cada onda	comprimento de onda	127
81	2a.	-	<u>Relação Sinal Ruído</u> -	<u>Relação Sinal Ruído-</u>	127
			A relação entre a contagem devido à radiação de fundo e a contagem total do espectro $S = I_{bg}/I_0$	A relação entre a contagem total do espectro e a contagem devido à radiação de fundo do $S = I_0/I_{bg}$	

<u>pg</u>	<u>linha</u>	<u>item</u>	<u>onde se lê</u>	<u>leia-se</u>
81	24a.	-	do a nergia pode	do a energia pode
82	11a.	C-5	gama, são de	gama são de
82	12a.	C-5	vários tipos, mas como	Vários tipos, mas, como
82	14a.	C-5	Blanc 59	Blanc 69
83	6 e 7a.	-	lus	luz
84	1a.	-	.. cilin lindrica	... cilin drica
84	12a.	-	depois interaja	depois interagia
85	5a.	-	- Mas só opera ...	- Mas, só opera ...
86	2a.	-	óticamente	ópticamente
87	29a.	-	fig. II-4	fig.II-3
95	12a.	-	sílicio	silício
96	13a.	D-3	L0-66	L0-55
96	21a.	D-3	compreendido	compreendido
97	22a.	-	sueces	suces
99	16a.	D-5	eletrons livre-lacunas	elétrons livres-lacunas
101	20a.	D-6	iguais a	iguais.
104	1a.	-	massa afetada de um	massa afetada por um
109	8a.	E-2	limpesa	limpeza
111	8a.	F-2-b	(200 l/s)	(90 l/s)
111	33a.	E-2-C	a temepratura entre	à uma temepratura entre
114	16,18,19 27 e 31a.	E-2-d-i	licha	lixa
117	1a.	fig.E-1-a	fatias de 5 a 10 mm	fatias de 5 e 10 mm
122	16a.	F-a	samos	samos
123	16a.	-	, por exemplo	. Por exemplo
123	19a.	-	utilizarnos	utilizamos
123	26a.	iii	a largura da linha	a largura dessa raia
125	10a.	Referências	(INDU-8	(CINDU-8
125	12a.	-	Nuclenonics	Nucleonics
125	17a.	-	Con. J. Phys	Can. J. Phys.
125	20a.	-	Vlanc 59 Detecteurs a	Blanc 69 Detecteurs de
125	24a.	-	Carlson	Carlcon
125	27a.	-	Proc. Roy. Sco.	Proc. Roy. Soc.
126	14a.	-		Groshev 64-Nuclear Data Sheets
126	23a.	-		Knowless 66-Nucl.Data Sheets
126	24a.	-	Kopff	Korff
127	2a.	-	Synn	Lynn
127	6a.	-	C.E.A.	C.E.A. R 326
127	7a.	-	Facultédes	Faculté des
127	19a.	-		Righs 61 N.I.and M.14 (61)76
127	21a.	-	Seagondolar 47...(1947)	Seagondolar 57 ...(1957)