

UNIVERSIDADE DE SAO PAULO
INSTITUTO DE FISICA

ELETRODESINTEGRACAO DO ^{232}Th POR EMISSAO DE UM NEUTRON

LUIS ANTONIO ALBIAC TERREMOTO

DISSERTACAO DE MESTRADO APRESEN-
TADA NO INSTITUTO DE FISICA DA
UNIVERSIDADE DE SAO PAULO.

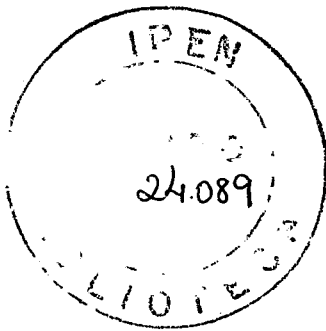
ORIENTADOR: PROF. DR. MARCOS NOGUEIRA MARTINS

SAO PAULO
1986

UNIVERSIDADE DE SAO PAULO
INSTITUTO DE FISICA



ELETRODESINTEGRACAO DO ^{232}Tl POR EMISSAO DE UM NEUTRON



LUIS ANTONIO ALBIAC TERREMOTO

DISSERTACAO DE Mestrado APRESEN-
TADA NO INSTITUTO DE FISICA DA
UNIVERSIDADE DE SAO PAULO.

ORIENTADOR: PROF. DR. MARCOS NOGUEIRA MARTINS

SBI-IFUSP



305M810T0895

SAO PAULO

1986

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Terremoto, Luís Antônio Albiac
Eletrodesintegração do ^{232}Th por emissão de um
nêutron. São Paulo, 1986.

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

Área de Concentração: Física Nuclear
Orientador: Prof. Dr. Marcos Nogueira Martins

Unitermos: 1. Eletro e fotodesintegração do
 ^{232}Th ; 2. Ressonâncias gigantes no ^{232}Th .

USP/IF/SBI - 31/86

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. Marcos Nogueira Martins, pela orientação e apoio.

À Profa. Dra. Elisa Wolyneç, pelo apoio e incentivo.

Ao Prof. Dr. João D.T. Arruda Neto, pelo início da orientação deste trabalho.

À toda equipe técnica do Laboratório do Acelerador Linear do IFUSP, pelos relevantes serviços prestados.

À Maria de Lourdes Moraes, pela dedicação na datilografia deste trabalho.

À FAPESP, pelo apoio financeiro.

R E S U M O

Neste trabalho o canal de decaimento por emissão de um nêutron da ressonância gigante de quadrupolo elétrico do ^{232}Th foi estudado por meio de reações de eletrodesintegração e fotodesintegração. Foi também obtida a separação das componentes multipolares da seção de choque fotonuclear para este núcleo.

As seções de choque de eletrodesintegração, $\sigma_{e,n}(E_0)$, e as taxas de produção, $\sigma_{B,n}(E_0)$, foram medidas como função da energia cinética E_0 dos elétrons incidentes nas faixas entre 8,0 e 60,0 MeV e entre 25,0 e 60,0 MeV respectivamente. Para tanto, utilizamos o feixe de elétrons do Acelerador Linear do IFUSP analisado em energia e a técnica de análise por ativação.

A componente de dipolo elétrico obtida possui um valor que esgota $(60 \pm 7)\%$ da regra de soma de E1, resultado este compatível com o obtido através de medidas realizadas com fótons monoenergéticos.

No que se refere à componente de quadrupolo elétrico, obtivemos um valor que esgota $(32 \pm 6)\%$ da regra de soma de E2, considerando-se que $\sigma_{\gamma,n}^{E2}$ tem a forma de uma lorentziana com o pico localizado em 10,25 MeV e com uma largura a meia altura de 2,50 MeV.

A razão de ramificação ("branching ratio") foi calculada para a componente de dipolo elétrico no canal de emissão de um nêutron. Considerando-a como sendo igual à razão de ramificação para a componente de quadrupolo elétrico no mesmo canal, obtemos um valor para $\sigma_{abs}^{E2}(E)$ que esgota $(39 \pm 7)\%$ da regra de soma de E2, valor este que é discrepante se comparado à sistemática observada para núcleos pesados. Esta discrepância observa-

da é uma provável indicação do favorecimento do canal de fissão no decaimento de ressonância gigante de quadrupolo elétrico do ^{232}Th .

A B S T R A C T

In this work, the one neutron decay of the giant electric quadrupole resonance was studied by means of electrodisintegration and photodisintegration reactions. The separation of the multipole components of the photonuclear cross section $\sigma_{\gamma,n}(E)$ in $^{232}_{90}\text{Th}$ was also performed.

The $^{232}\text{Th}(e,n)^{231}\text{Th}$ cross section and the $^{232}\text{Th}(B,n)^{231}\text{Th}$ bremsstrahlung yield were measured in the incident electron energy range 8-60 MeV and 25-60 MeV, respectively. These measurements have been performed using the electron beam of the Linear Accelerator of the IFUSP and the experimental technique of activation analysis.

We used the virtual photon spectra corrected for nuclear finite size in the analysis of the experimental data obtained in order to separate the multipole components of the photonuclear cross section.

We find an electric dipole component $\sigma_{\gamma,n}^{E1}(E)$ that exhausts $(60 \pm 7)\%$ of the E1 sum rule (integrated up to 16,5 MeV). This result is in agreement with the one obtained in experiments where monoenergetic photons were used.

We also obtained an electric quadrupole component $\sigma_{\gamma,n}^{E2}(E)$ whose value corresponds to $(32 \pm 6)\%$ of the E2 sum rule.

Í N D I C E

	Página
CAPÍTULO I - Introdução Teórica.....	1
A - Ressonâncias Gigantes.....	1
A.1 - Características Principais das Ressonâncias Gigantes.....	1
A.2 - Regras de Soma.....	10
B - Método dos Fótons Virtuais.....	14
B.1 - Introdução.....	14
B.2 - Relação entre Fotodesintegra- ção e Eletrodesintegração.....	15
B.3 - Espectros de Fótons Virtuais - Ex- pressões Analíticas.....	16
B.4 - Estudo das Ressonâncias Gigan- tes com o $^{232}_{90}\text{Th}$	22
B.5 - Estudo da RGE2 Através de Ele- trodesintegração.....	24
CAPÍTULO II - Técnicas Experimentais.....	28
CAPÍTULO III - Resultados.....	44
CAPÍTULO IV - Análise dos Resultados Experimentais.....	51
CAPÍTULO V - Conclusão.....	66
APÊNDICE A - Determinação do Número de Núcleos de $^{232}_{90}\text{Th}$ por Unidade de Área nos Alvos Utilizados...	68
APÊNDICE B - Determinação da Eficiência do Sistema de Detecção na Energia de 25,64 KeV.....	72
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	75

C A P Í T U L O II N T R O D U Ç Ã O T E Ó R I C AA - Ressonâncias GigantesA.1 - Características Principais das Ressonâncias Gigantes

Ao tentarmos, em Física Nuclear, relacionar uma evidência física com a teoria, dois grandes obstáculos surgem. O primeiro provém do fato das forças nucleares fortes, que possibilitam a coesão do núcleo atômico por meio da interação entre os nucleons, não serem completamente conhecidas. O segundo é resultado da impossibilidade matemática de se resolver de maneira completa e exata um problema de muitos corpos, como no caso do núcleo atômico.

O modelo nuclear unificado de Bohr-Mottelson, resultado da fusão do modelo de camadas com o modelo coletivo, foi um expressivo avanço na direção de se procurar solucionar estas dificuldades. Não obstante, para que um modelo se assemelhe ao máximo com a realidade física, é necessário que o mesmo explique fenômenos que sejam comuns a todos os núcleos, desde os com menor até os com maior número de massa. As denominadas Ressonâncias Gigantes das reações fotonucleares (reações induzidas através da interação da radiação eletromagnética com o núcleo atômico) são efetivamente um fenômeno geral, que ocorre para todos os núcleos, sendo portanto um ótimo teste da proximidade entre um modelo nuclear e a realidade física que o mesmo pretende representar. Assim pois, faremos um apanhado geral

das características das ressonâncias gigantes, com destaque para as de dipolo e quadrupolo elétricos.

As evidências experimentais acumuladas para a fotoabsorção nuclear mostram que os núcleos apresentam um comportamento característico, que pode ser definido como função da energia de excitação da seguinte maneira^(1,2):

- a) para energias abaixo de ~ 9 MeV, a excitação atinge apenas níveis nucleares discretos, ligados ou não. Tais ressonâncias são descritas pela estrutura de camadas do núcleo e são, portanto, diferentes para cada núcleo, podendo em alguns casos apresentar alguns aspectos comuns. Estes níveis são os mesmos cuja existência é revelada em experiências de espalhamento elástico e espalhamento inelástico de partículas.
- b) para energias entre 10 MeV e 25 MeV, a excitação é de estados coletivos; devido ao fato da ocorrência da superposição de níveis nessa região, a excitação aparece como uma faixa de absorção larga.
- c) para energias entre 20 MeV e 140 MeV, o efeito dominante na absorção é o efeito de quasideuteron.
- d) para energias acima de 140 MeV, a absorção é dominada pela fotoprodução de píons e efeitos de ressonância de nucleons.

Este comportamento característico é ilustrado pela figura 1.

A região b) é denominada ressonância gigante, sendo explicada pela absorção dominante da componente de dipolo elétrico da radiação eletromagnética incidente, tendo sido por

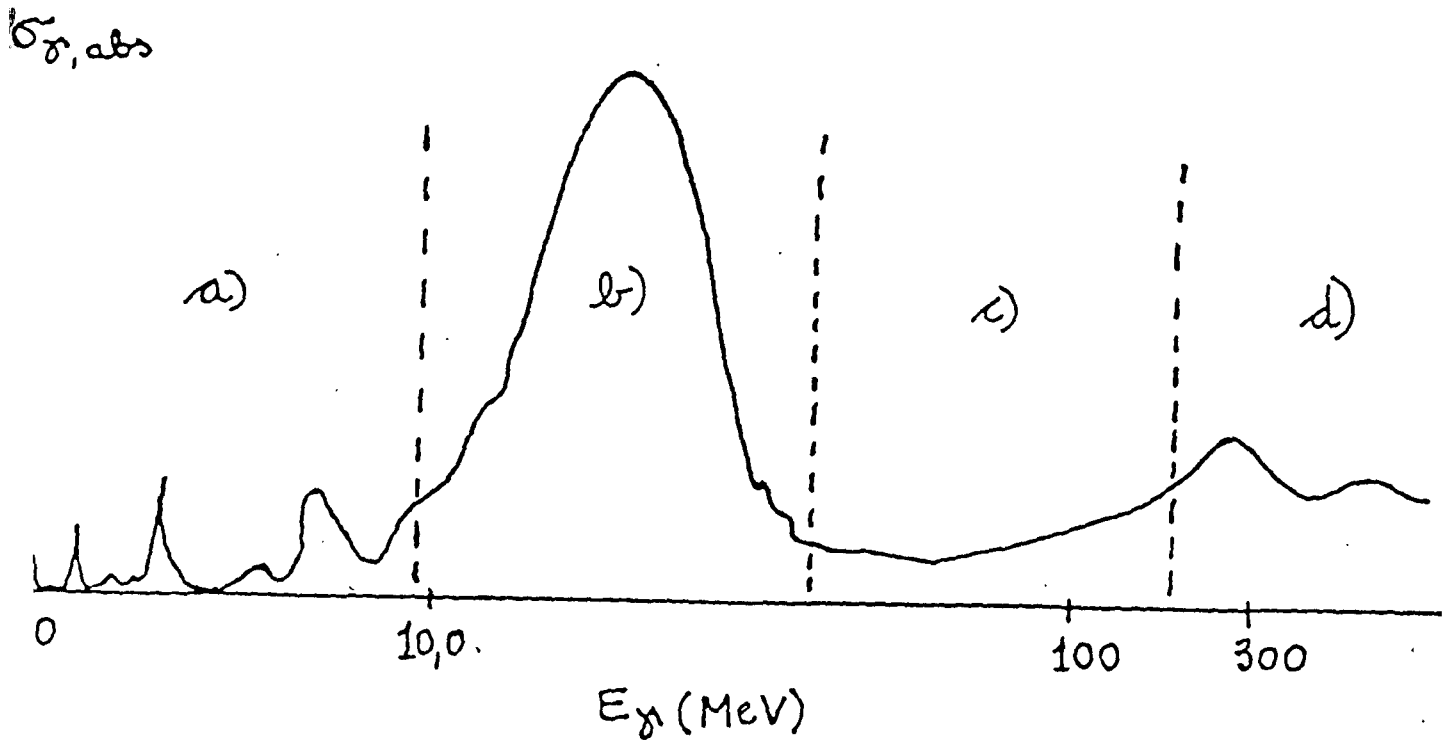


Figura 1 - Seção de choque de fotoabsorção nuclear em função da energia dos fótons incidentes, mostrando as diversas regiões de ressonância: a) ressonâncias descritas pela estrutura de camadas do núcleo; b) ressonância relacionada com a excitação de estados coletivos; c) absorção dominada por efeitos de quasidêuteron; d) absorção dominada pela fotoprodução de píons e efeitos de ressonância de nucleons.

este motivo denominada ressonância gigante de dipolo elétrico, ou seja, RGE1. A absorção dominante da componente de dipolo elétrico da radiação eletromagnética incidente se deve ao fato de que quando o comprimento de onda da radiação incidente é grande comparado com as dimensões do sistema excitado, a excitação de dipolo elétrico é favorecida. Um exemplo simples deste fato é verificado para raios γ com comprimentos de onda maiores que os diâmetros nucleares; para $E_\gamma = 20$ MeV, temos que $\lambda_\gamma = \frac{\hbar c}{E_\gamma} = \frac{2 \cdot 10^{-5} \text{ eV} \cdot \text{cm}}{2 \cdot 10^7 \text{ eV}} = 10^{-12} \text{ cm} = 10 \text{ fermis}$, que é da mesma ordem de grandeza dos diâmetros de núcleos com números de massa intermediários. Nestas condições, o núcleo ficaria "imerso" no campo eletromagnético incidente sendo que, em particular, a componente elétrica \vec{E} atuando nos prótons desloca-os em relação aos nêutrons; para manter o centro de massa inalterado (pois a velocidade de recuo do núcleo, inicialmente em repouso, após a fotoabsorção, é muito pequena) os nêutrons deslocam-se no sentido oposto ao dos prótons, conforme pode ser visto na figura 2A) (3).

Quando o campo de radiação tiver uma frequência $\omega = \frac{E_\gamma}{\hbar}$, da ordem da frequência própria do sistema dos nucleons, ω_R , teremos ressonância da seção de choque de fotoabsorção, conforme vemos na figura 2B) (3).

A RGE1 possui as seguintes características principais:

- a) está situada em uma faixa de energia acima do limiar de emissão de partículas pelo núcleo;
- b) ocorre em todos os núcleos atômicos;
- c) a largura total da ressonância varia de 3 a 8 MeV, de acordo com a deformação nuclear, ou seja, a largura é pe

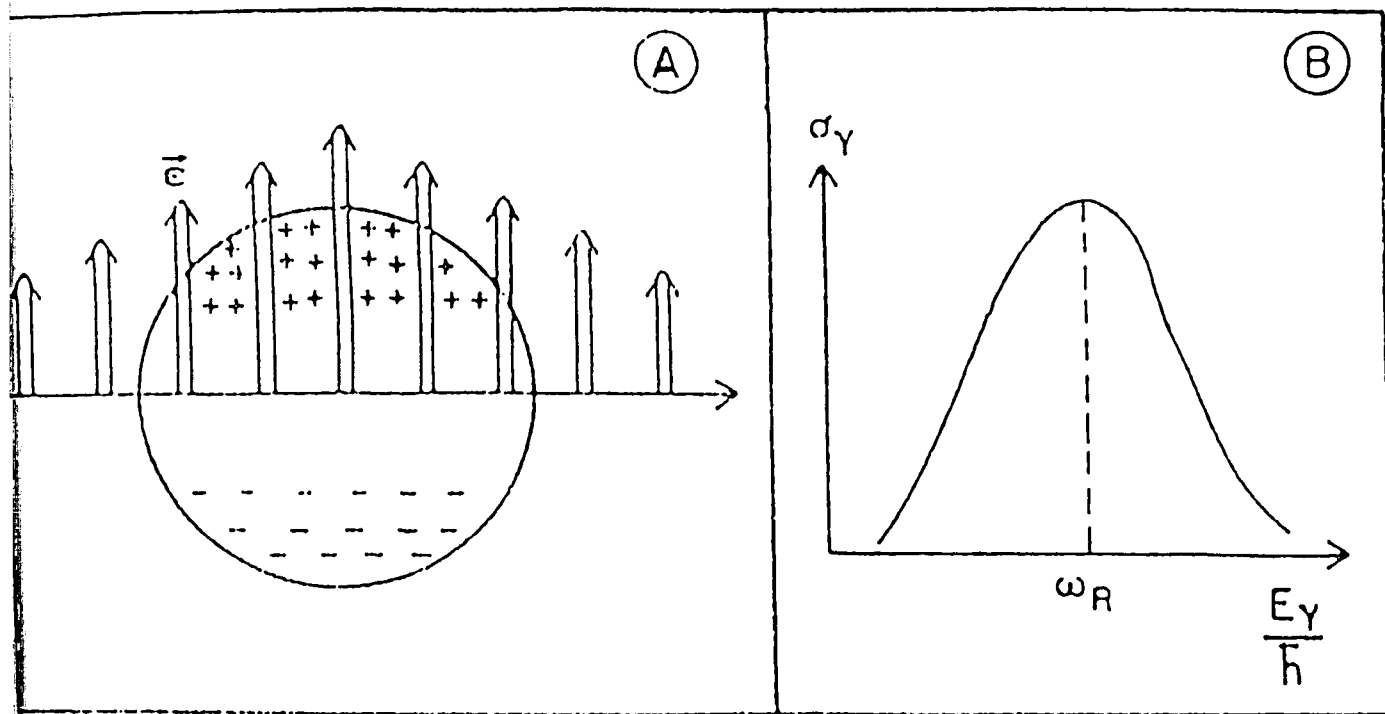


Figura 2 - Esquema ilustrativo da ocorrência da ressonância gigante de dipolo elétrico (RGE1). A) deslocamento dos prótons (sinal +) em relação aos nêutrons (sinal - , por convenção), originado pela componente elétrica \vec{e} do campo eletromagnético incidente, B) ressonância da seção de choque de fotoabsorção para frequências da radiação eletromagnética incidente ω da ordem da frequência de oscilação própria do sistema prótons-nêutrons, ω_R , ou seja, $\omega \approx \omega_R$.

quena para núcleos de camadas fechadas e maior para núcleos deformados⁽⁴⁾;

d) a posição média da RGE1 em energia (energia de excitação da ressonância) é função do número de massa do núcleo (A), de tal forma que $\hbar\omega_R \propto A^{-1/3}$ MeV; para núcleos intermediários e pesados ($A > 50$), temos que $\hbar\omega_R \cong 79A^{-1/3}$ MeV (ver figura 3).

Estas características mostram que a RGE1 de fato é o resultado de uma excitação coletiva dos nucleons. A RGE1 foi extensivamente estudada utilizando-se vários processos de excitação e canais de reação: reações induzidas por fótons reais, captura radioativa, espalhamento inelástico de elétrons e hádrons, captura de píons e muons, etc. O modo dominante de decaimento da RGE1 para núcleos intermediários e pesados é o canal de emissão de um ou mais nêutrons⁽⁶⁾, o que faz com que as reações (γ, xn) sejam as mais intensamente medidas para o estudo da RGE1.

A. Bohr e B. Mottelson previram ainda a ocorrência de outros modos de oscilação nuclear, em particular uma ressonância isoescalar de quadrupolo elétrico (RGE2), também característica de todos os núcleos, localizada em $59A^{-1/3}$ MeV, abaixo, portanto, da RGE1. As ressonâncias em que o movimento de prótons e nêutrons está em fase são chamadas isoescalares e quando este movimento está fora de fase, as ressonâncias são denominadas isovetoriais⁽⁷⁾. Existem atualmente evidências experimentais que indicam a presença de ressonâncias isoescalares de monopolo elétrico (E0), de octupolo elétrico (E3) e isovetorial de quadrupolo elétrico (E2)⁽⁸⁾.

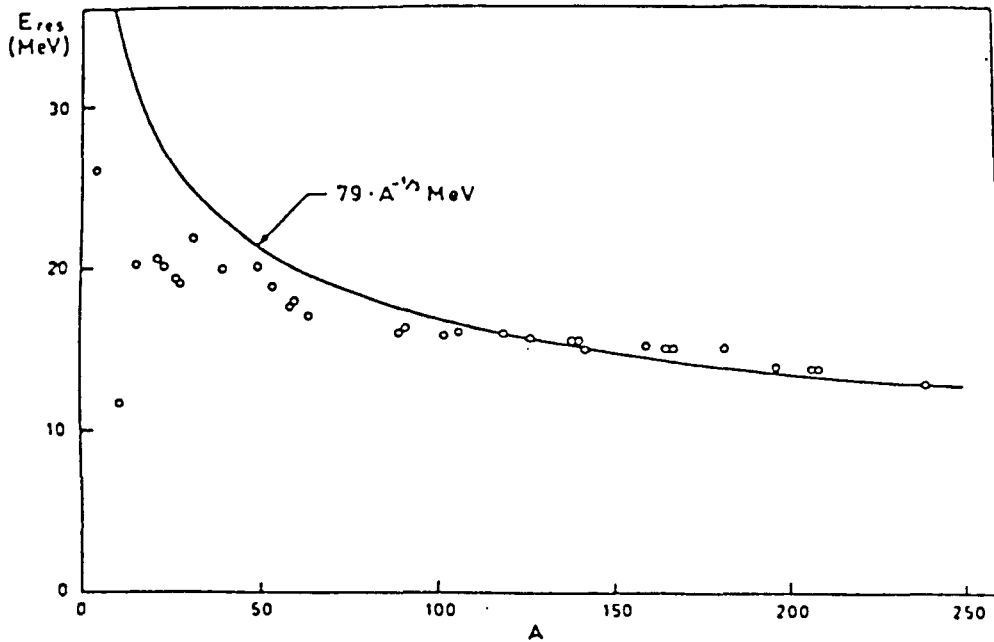


Figura 3 - A sistemática da posição do pico da RGE1 em função do número de massa do núcleo. Para o caso de núcleos deformados, a seção de choque de fotoabsorção é desdobrada em dois picos, e a posição é representada pela média ponderada das duas energias de ressonância (5).

No estudo das excitações de quadrupolo elétrico, o canal de reação estudado é o espalhamento inelástico de elétrons e/ou hádrons, medindo-se a absorção da componente de quadrupolo elétrico pelo núcleo. As primeiras experiências que identificaram a RGE2 foram medidas de espalhamento inelástico de elétrons (9) e prótons (10).

As características principais da RGE2, obtidas a partir da análise de várias medidas já efetuadas, são as seguintes:

- a) a posição do pico da RGE2 varia com o número de massa

do núcleo, como $\hbar\omega_R \cong 63A^{-1/3}$ MeV (ver figura 4).

- b) a largura da RGE2 varia com a deformação nuclear, sendo mais estreita para núcleos de camadas fechadas e geralmente decrescendo com o aumento do número de massa (ver figura 5).
- c) a intensidade da regra da soma esgotada pela RGE2 (RSE2, conforme veremos no próximo item) é tal que para núcleos pesados a porcentagem da RSE2 esgotada é da ordem de 80%. E para núcleos médios e leves, em média de 30 a 60%.

Ao contrário da RGE1, que foi extensivamente estudada através de seu modo predominante de decaimento, por emissão de um ou mais nêutrons, existem poucas medidas sobre os modos de decaimento da RGE2. Isto se deve ao fato da RGE2 se superpor à RGE1, além do que a intensidade da RGE2 é apenas uma pequena fração da RGE1.

A separação dos modos de decaimento dessas duas ressonâncias pode ser feita com a realização de medidas de coincidência entre a partícula incidente espalhada (elêtron ou hádrons) e o produto x da desexcitação, ou seja, experiências do tipo (e, e', x) ou então (h, h', x) . O fato de a maioria dos aceleradores de elétrons atualmente existentes terem feixes pulsados, o que implica que o fluxo de elétrons não é contínuo, torna as medidas do tipo (e, e', x) não factíveis. Mais recentemente, porém, o início do funcionamento de aceleradores nos quais o fluxo de elétrons é contínuo (denominados aceleradores CW), possibilitou que medidas (e, e', x) fossem feitas. As medidas do tipo (h, h', x) são possíveis com os aceleradores existentes e algumas tentativas foram feitas nesse sentido. Porém, o espectro resultante das medidas com hádrons fornece a ressonância su-

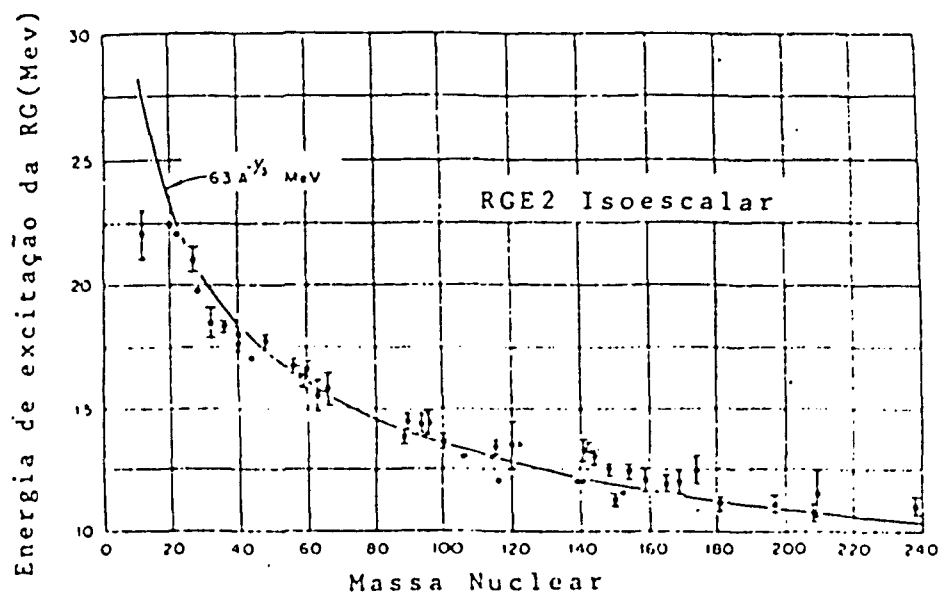


Figura 4 - Energia de excitação da RGE2 em função do número de massa nuclear. A curva sôlida representa a energia de excitação $63A^{-1/3}$ MeV⁽⁸⁾.

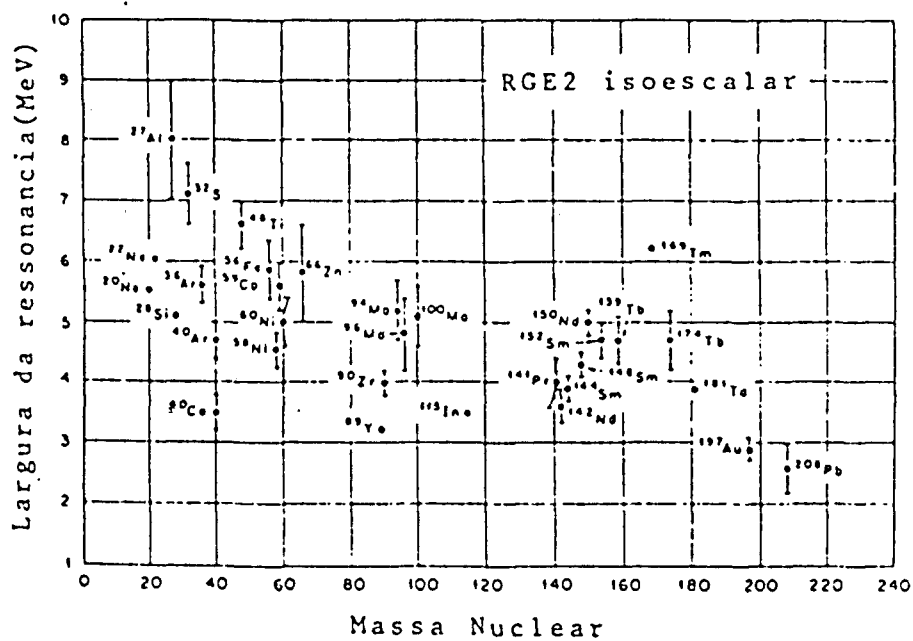


Figura 5 - Largura da RGE2 isoescalar em função do número de massa nuclear⁽⁸⁾

perposta a um fundo proveniente de reações nucleares não ressonantes. O fundo assim produzido é grande comparado com o pico da ressonância e no espectro das medidas de correlação angular ocorre interferência das diferentes excitações com a RGE2.

O conhecimento atual dos modos de decaimento da RGE2 ainda requer mais estudos, uma vez que as poucas medidas existentes contêm resultados inesperados e contraditórios entre si.

A.2 - Regras de Soma

Para classificar uma transição nuclear como excitação coletiva ou excitação de partícula única, é necessário comparar a intensidade dos elementos de matriz para a transição considerada com os elementos de matriz calculados para essa mesma transição supondo excitação de partícula única.

A probabilidade de transição $T_{fi}(\lambda L)$ para a absorção de um fóton de energia $E_f = \hbar\omega$ ($k = \frac{\omega}{c}$) e polarização μ , ligando o estado fundamental de um núcleo, caracterizado pelos números quânticos $J_o(M_o)$ e paridade π_o e um estado excitado de energia E_f , caracterizado por $J_f(M_f)$ e paridade π_f , é dada por:

$$T_{fo}(\lambda L) = \frac{8\pi(L+1)}{L|(2L+1)!!|^2} \frac{k^{2L+1}}{h} B(\lambda L, J_o \rightarrow J_f) \quad (1)$$

onde $B(\lambda L, J_o \rightarrow J_f)$ são os elementos de matriz de transição reduzida, dados por:

$$B(\lambda L, J_o \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_o + 1} \sum_{M_o M_f} |\langle f | \alpha_{L\mu} | 0 \rangle|^2 \quad (2)$$

e

$$|J_f - J_o| < L < J_o + J_f ; \quad \mu + M_o = M_f$$

Os operadores $\alpha_{L\mu}$ são operadores de multipolo elétrico ($E_{L\mu}$) ou magnético ($M_{L\mu}$) de multipolaridade L . A transição eletromagnética será considerada elétrica se $\pi_o = (-1)^L \pi_f$ ou magnética se $\pi_o = (-1)^{L+1} \pi_f$. Devido a este fato é que se costuma caracterizar as ressonâncias como elétricas ou magnéticas.

A probabilidade de transição reduzida, supondo partícula única, tem os seguintes elementos para o caso elétrico⁽¹¹⁾:

$$B^{P.u}(EL) = \frac{2L+1}{4} \frac{e^2}{\hbar c} \left(\frac{3R^L}{L+3} \right)^2 \quad (3)$$

onde $R = 1,2A^{1/3}$ fm é o raio nuclear.

Uma transição geralmente é considerada coletiva se a razão entre o $B(EL)$ medido e $B^{P.u}(EL)$ for maior do que 10.

A intensidade de uma transição nuclear pode, também, ser expressa em termos de um critério, denominado regra de soma (RS). As ressonâncias gigantes são assim chamadas, porque esgotam uma fração considerável da regra de soma⁽⁹⁾ e $B(E1) \gg B^{P.u}(EL)$.

A regra de soma ponderada em energia para o caso de transições elétricas (RSEL), somada sobre todas as excitações abaixo do limiar de fotoprodução de píons e desprezando-se efeitos de interações de troca é dada por:

$$S(EL) = \sum_f B(EL; J_i \rightarrow J_f) (E_f - E_i) \quad (4)$$

As regras de soma ponderadas em energia para transições elétricas ⁽¹²⁾ também podem ser escritas em termos da seção de choque de fotoabsorção nuclear, σ , de tal maneira que:

$$\int \frac{\sigma dE}{E^{2L-2}} = \pi^2 \frac{(e^2)}{\hbar c} \frac{(L+1)}{|(2L-1)!!|^2} \frac{\hbar^2}{M} Q \frac{\langle r^{2L-2} \rangle}{(\hbar c)^{2L-2}} \quad (5)$$

para $L \geq 1$, onde $Q = Z^2/A + NZ/A$ e M é a massa de um nucleon. Esta regra de soma é obtida a partir do termo de energia cinética da Hamiltoniana nuclear e inclui excitações isoescalares e isovetoriais. As somas isoescalares são obtidas substituindo Q por Z^2/A e as isovetoriais substituindo Q por NZ/A . A ressonância gigante de dipolo elétrico é uma excitação isovetorial e a regra de soma é:

$$\int \sigma dE = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar}{Mc} \frac{NZ}{A} = 60 \frac{NZ}{A} \text{ MeV mb.} \quad (6)$$

A regra de soma isoescalar $E2$ é:

$$\begin{aligned} \int \frac{\sigma dE}{E^2} &= \frac{\pi^2}{3Mc^2} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{Z^2}{A} \langle r^2 \rangle = \frac{\pi^2}{5Mc^2} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{Z^2}{A} R^2 = \\ &= 0,22 Z^2 A^{-1/3} \mu\text{b/MeV} \end{aligned} \quad (7)$$

A regra de soma isovetorial $E2$ é:

$$\begin{aligned} \int \frac{\sigma dE}{E^2} &= \frac{\pi^2}{3Mc^2} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{NZ}{A} \langle r^2 \rangle = \frac{\pi^2}{5Mc^2} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{NZ}{A} R^2 = \\ &= 0,22 NZ A^{-1/3} \mu\text{b/MeV} \end{aligned} \quad (8)$$

pois $\langle r^2 \rangle = \frac{3}{5} R^2$, com $R = 1,2A^{-1/3}$ fm sendo o raio nuclear.

A tabela 1 mostra os valores numéricos das regras de soma ponderada na energia obtidos para $L = 1$ e $L = 2$. Nessa mesma tabela apresentamos a localização do pico (E_p) das ressonâncias E1 e E2 em função do número de massa. Os valores de E_p , tabelados, reproduzem a sistemática dos valores observados experimentalmente.

L	EX	E_p (MeV)	R.S. Ponderada na Energia (EWSR)	
1	IV	$79A^{-1/3}$	$60 NZA^{-1}$	MeV.mb
2	IE	$63A^{-1/3}$	$0,22 Z^2 A^{-1/3}$	$\mu\text{b/MeV}$
2	IV	$130A^{-1/3}$	$0,22 NZA^{-1/3}$	$\mu\text{b/MeV}$

IV - Excitação Isovetorial

IE - Excitação Isoescalar

Tabela 1 - Valores numéricos das regras de soma ponderada na energia obtidos para $L = 1$ e $L = 2$.

A fim de compararmos a absorção das componentes de quadrupolo elétrico (E2) com a componente de dipolo elétrico (E1), vamos fazer a seguinte aproximação:

$$\int \sigma_{\gamma}^{EL}(E) dE \cong E_p^{2L-2} \int \frac{\sigma_{\gamma}^{EL}(E) dE}{E^{2L-2}} \quad (9)$$

onde E_p é a energia do pico da seção de choque de fotoabsorção $\sigma_{\gamma}^{EL}(E)$ (vide tabela 1). A equação (9) nos fornece com razoável precisão a magnitude da seção de choque $\sigma_{\gamma}^{EL}(E)$ integrada em energia.

Utilizando a equação (9) e os dados provenientes

da tabela 1, para o caso do ${}_{90}\text{Th}^{232}$ obtemos que:

$$\int \sigma_{\gamma}^{E1}(E) dE = 3305,0 \text{ MeV.mb (isovetorial)}$$

$$\int \sigma_{\gamma}^{E2}(E) dE = \begin{array}{l} 30,5 \text{ MeV.mb (isoescalar)} \\ 204,8 \text{ MeV.mb (isovetorial)} \end{array}$$

Destes resultados, vemos que a seção de choque de fotoabsorção σ_{γ}^{E2} , integrada em energia, é cerca de 1% (isoescalar) e 6% (isovetorial) da seção de choque σ_{γ}^{E1} .

B - Método dos Fótons Virtuais

B.1 - Introdução

Nesta parte apresentaremos o método dos fótons virtuais, cujo formalismo relaciona a seção de choque de fotodesintegração com a correspondente eletrodesintegração.

Visando estudar as hipóteses do método, calcularemos os espectros de fótons virtuais na aproximação de Born, considerando as funções de onda dos elétrons incidente e emergente como ondas planas (PWBA). Embora os fatos experimentais demonstrem que o cálculo em PWBA é válido apenas para núcleos com baixo número atômico, a menos da distorção Coulombiana as hipóteses e aproximações utilizadas nos cálculos feitos em onda plana ou distorcida (DWBA) são as mesmas. Para tal finalidade, no entanto, o cálculo em PWBA tem como vantagem sua simplicidade e o fato de resultar em expressões analíticas, ao passo que o cálculo DWBA envolve a expansão em série da componente radial das funções de onda do elétron, sendo que a ob-

tenção dos espectros de fótons virtuais requer cálculos numéricos muito extensos.

Discutiremos também como estudar os modos de decaimento da ressonância gigante de quadrupolo elétrico (RGE2) a partir de medidas de eletrodesintegração, exemplificando para o caso específico do $^{232}_{90}\text{Th}$.

B.2 - Relação entre Fotodesintegração e Eletrodesintegração

A interação que ocorre entre o campo eletromagnético de um elétron e as cargas e correntes nucleares está relacionada com a interação de fótons reais com o núcleo.

Na interação entre um fóton real e o núcleo, para uma determinada energia transferida E , existe uma única possibilidade para o momento transferido, cujo valor é $q = \frac{E}{c}$. Isto ocorre devido ao fato da massa de repouso do fóton ser zero. No caso de elétrons, para uma dada energia transferida ao núcleo, existe toda uma faixa de valores possíveis para o momento transferido, desde um mínimo para ângulos frontais (igual ao do fóton) até o máximo para o retroespalhamento ($\theta = 180^\circ$).

Deste modo, fótons reais excitam apenas os multipolos mais baixos e utilizando-se fótons reais adquiriu-se extensivo conhecimento sobre a ressonância gigante de dipolo elétrico. Multipolos mais altos são excitados em espalhamento inelástico de elétrons, pois estes podem transferir momento, q , bem maior ao núcleo.

A suposição básica, inerente ao método dos fótons virtuais é de que a seção de choque de eletrodesintegração para emissão de uma partícula x , $\sigma_{e,x}(E_0)$, pode ser expressa em

termos da seção de choque fotonuclear, $\sigma_{\gamma,x}^{\lambda L}(E)$, associada com a absorção de fótons de multipolaridade λL , através do espectro de fótons virtuais $N^{\lambda L}(E_0, E, Z)$:

$$\sigma_{e,x}(E_0) = \int_{E_\ell}^{E_0} \sum_{\lambda L} \sigma_{\gamma,x}^{\lambda L}(E) N^{\lambda L}(E_0, E, Z) \frac{dE}{E} \quad (10)$$

onde λ indica transições elétricas ou magnéticas (E ou M) de ordem L , E_0 é a energia cinética do elétron incidente, E é a energia do fóton (real ou virtual) e E_ℓ é o limiar para a ocorrência da reação (γ, x) .

O espectro de fótons virtuais relaciona portanto a seção de choque para a eletrodesintegração nuclear com a correspondente fotodesintegração (fótons reais) de forma análoga ao cálculo da excitação produzida por bremsstrahlung. Além das diferenças com relação ao momento transferido, existe a diferença que consiste no fato da radiação virtual ser absorvida pelo próprio núcleo que interage com o elétron incidente e não ser detectada diretamente na prática, mas somente a transição nuclear produzida pela mesma, enquanto que a radiação real (bremsstrahlung) é a radiação produzida pela interação do elétron incidente com um determinado núcleo e que pode, ao contrário da radiação virtual, ser absorvida por um outro núcleo ou ser detectada a distâncias muito grandes do centro espalhador.

B.3 - Espectros de Fótons Virtuais - Expressões Analíticas

Na aproximação de Born de onda plana (PWBA) a seção de choque^(13,14) para espalhamento de um elétron de ener-

gia cinética inicial E_0 e energia cinética final E_f , em um ângulo sólido $d\Omega$ transferindo momento $q = \hbar K$ ao núcleo e produzindo uma excitação nuclear de energia E e multipolaridade λL é dada por:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{4\pi e^2}{(\hbar c k_0)^2} \sum_L \frac{(L+1) K^{2L}}{L! (2L+1)!!} \frac{L}{L+1} B(CL, K) V_C(\theta) +$$

$$+ \left[B(EL, K) + B(ML, K) \right] V_T(\theta) \quad (11)$$

onde os $B(\lambda L, K)$ são as probabilidades de transição reduzidas para as excitações nucleares e os fatores angulares adimensionais são:

$$V_C(\theta) = k_0 k_f \frac{2k_0^2 + 2k_f^2 + 4m^2 c^4 / \hbar^2 - \epsilon^2 - K^2}{k^4} \quad (12)$$

$$V_T(\theta) = k_0 k_f \frac{(k_0^2 + k_f^2 - \epsilon^2) K^2 - 2(\vec{k}_0 \cdot \vec{K})(\vec{k}_f \cdot \vec{K})}{K^2 (K^2 - \epsilon^2)^2} \quad (13)$$

sendo k_0 e k_f os números de onda associados às energias E_0 e E_f , $\vec{K} = \vec{k}_0 - \vec{k}_f$, $k = E/\hbar c = (E_0 - E_f)/\hbar c$ e, $\epsilon = k$ (estamos desprezando a energia de recuo do núcleo).

Os argumentos CL , EL e ML das probabilidades de transição reduzidas da equação (11) indicam respectivamente as contribuições da interação Coulombiana instantânea, da parte transversal dos multipolos elétricos e da parte transversal dos multipolos magnéticos para a seção de choque de espalhamento inelástico de elétrons.

A somatória da equação (11) inicia-se em $L = 0$ pa

ra os termos coulombianos e em $L = 1$ para os transversais.

A equação (11) pode ser reescrita como:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{L=0}^{\infty} \lambda \frac{d\sigma^{CL}}{d\Omega} + \sum_{L=1}^{\infty} \left(\frac{d\sigma^{EL}}{d\Omega} + \frac{d\sigma^{ML}}{d\Omega} \right) \quad (14)$$

O espectro de fótons virtuais, $N^{\lambda L}$, essencial à interpretação de experiências de eletrodesintegração, é obtido comparando-se a seção de choque de espalhamento inelástico de elétrons da equação (14) com a seção de choque fotonuclear $\sigma^{\lambda L}(E)$:

$$\frac{dN^{\lambda L}}{d\Omega} = k \frac{d\sigma^{\lambda L}}{d\Omega} \int \sigma^{\lambda L}(k) dk \quad (15)$$

A seção de choque fotonuclear relaciona-se com os $B(\lambda L, k)$ da seguinte maneira:

$$\int \sigma^{\lambda L}(k) dk = \frac{8\pi^3}{\hbar c} \frac{(L+1)k^{2L-1}}{L|(2L+1)!!|^2} B(\lambda L, k) \quad (16)$$

Temos:

$$\left. \frac{dN^{CL}}{d\Omega} \right|_L = \left. \frac{dN^{EL}}{d\Omega} \right|_L = \frac{e^2 K^{2L}}{2\pi^2 \hbar c k_0^2 k^{2L-2}} \frac{L}{L+1} \frac{B(CL, K)}{B(EL, k)} v_C(\theta) \quad (17)$$

$$\left. \frac{dN^{EL}}{d\Omega} \right|_T = \frac{e^2 K^{2L}}{2\pi^2 \hbar c k_0^2 k^{2L-2}} \frac{B(EL, K)}{B(EL, k)} v_T(\theta) \quad (18)$$

$$\left. \frac{dN^{ML}}{d\Omega} \right|_T = \frac{e^2 K^{2L}}{2\pi^2 \hbar c k_0^2 k^{2L-2}} \frac{B(ML, K)}{B(ML, k)} v_T(\theta) \quad (19)$$

Os índices L e T se referem às direções longitudinal e transversal em relação à direção do momento transferido.

No limite de $kr \ll 1$ e se $K \rightarrow k$, temos $B(EL, k) = B(CL, k)$ e os elementos de matriz das equações (17), (18) e (19) se cancelam.

Após esse cancelamento, o espectro de fótons virtuais, na aproximação de onda plana e núcleo pontual, é obtido integrando-se as equações (17-19) sobre todos os ângulos do elétron espalhado ou sobre toda a faixa de transferência de momento. O espectro de fótons virtuais resultante para múltiplos elétricos e magnéticos de ordem L até 3, é:

$$N_T^{E1} = \frac{\alpha}{\pi} \left| \frac{E_0^2 + E_f^2}{P_0^2} \ln \frac{E_0 E_f + P_0 P_f - m^2 c^4}{m(E_0 - E_f) c^2} - \frac{(E_0 + E_f)^2}{2P_0^2} \ln \frac{P_0 + P_f}{P_0 - P_f} - \frac{P_f}{P_0} \right| \quad (20)$$

$$N_T^{E2} = \frac{\alpha}{\pi} \frac{E_0^2 + E_f^2}{P_0^2} \ln \frac{E_0 E_f + P_0 P_f - m^2 c^4}{m(E_0 - E_f) c^2} \quad (21)$$

$$N_T^{E3} = \frac{\alpha}{\pi} \left| \frac{E_0^2 + E_f^2 - 4m^2 c^4}{P_0^2} \ln \frac{E_0 E_f + P_0 P_f - m^2 c^4}{m E_0 c^2} + 2 \frac{P_f}{P_0} \frac{E_0^2 + E_f^2 + E_0 E_f - 3m^2 c^4}{(E_0 - E_f)^2} \right| \quad (22)$$

$$N_L^{E1} = \frac{\alpha}{\pi} \left| \frac{(E_0 + E_f)^2}{2P_0^2} \ln \frac{P_0 + P_f}{P_0 - P_f} - \frac{P_f}{P_0} \right| \quad (23)$$

$$N_L^{E2} = \frac{8\alpha}{3\pi} \left| \frac{P_f^2}{(E_o - E_f)^2} \right| \quad (24)$$

$$N_L^{E3} = \frac{\alpha}{\pi} \frac{P_f}{P_o} \left| \frac{E_o E_f (3E_o^2 - 2E_o E_f + 3E_f^2) + m^2 c^4 (5E_o^2 - 6E_o E_f + 5E_f^2) - 8m^4 c^8}{(E_o - E_f)^4} \right| \quad (25)$$

$$N^{EL} = N_T^{EL} + N_L^{EL} \quad (26)$$

$$N^{ML} = N_T^{EL} \quad (27)$$

$$\text{com } \alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137} .$$

Estas são as expressões analíticas para os espectros de fótons virtuais na aproximação que considera as funções de onda dos elétrons incidente e emergente como ondas planas (PWBA).

Tal aproximação, no entanto, é válida apenas para núcleos com baixo número atômico, núcleos estes nos quais os efeitos de distorção Coulombiana são pouco relevantes. Como o número atômico do tório é alto ($Z = 90$), utilizamos na análise os espectros de fótons virtuais obtidos através de cálculos feitos em aproximação de onda distorcida (DWBA) e que consideram, também, as correções devidas ao tamanho finito do núcleo atômico⁽¹⁵⁾. Para efeito de comparação, mostramos na figura 6 os gráficos dos espectros de fótons virtuais obtidos na aproximação de onda plana (PWBA), na aproximação de onda distorcida (DWBA) e na aproximação de onda distorcida considerando correções devidas ao tamanho finito do núcleo, para elé

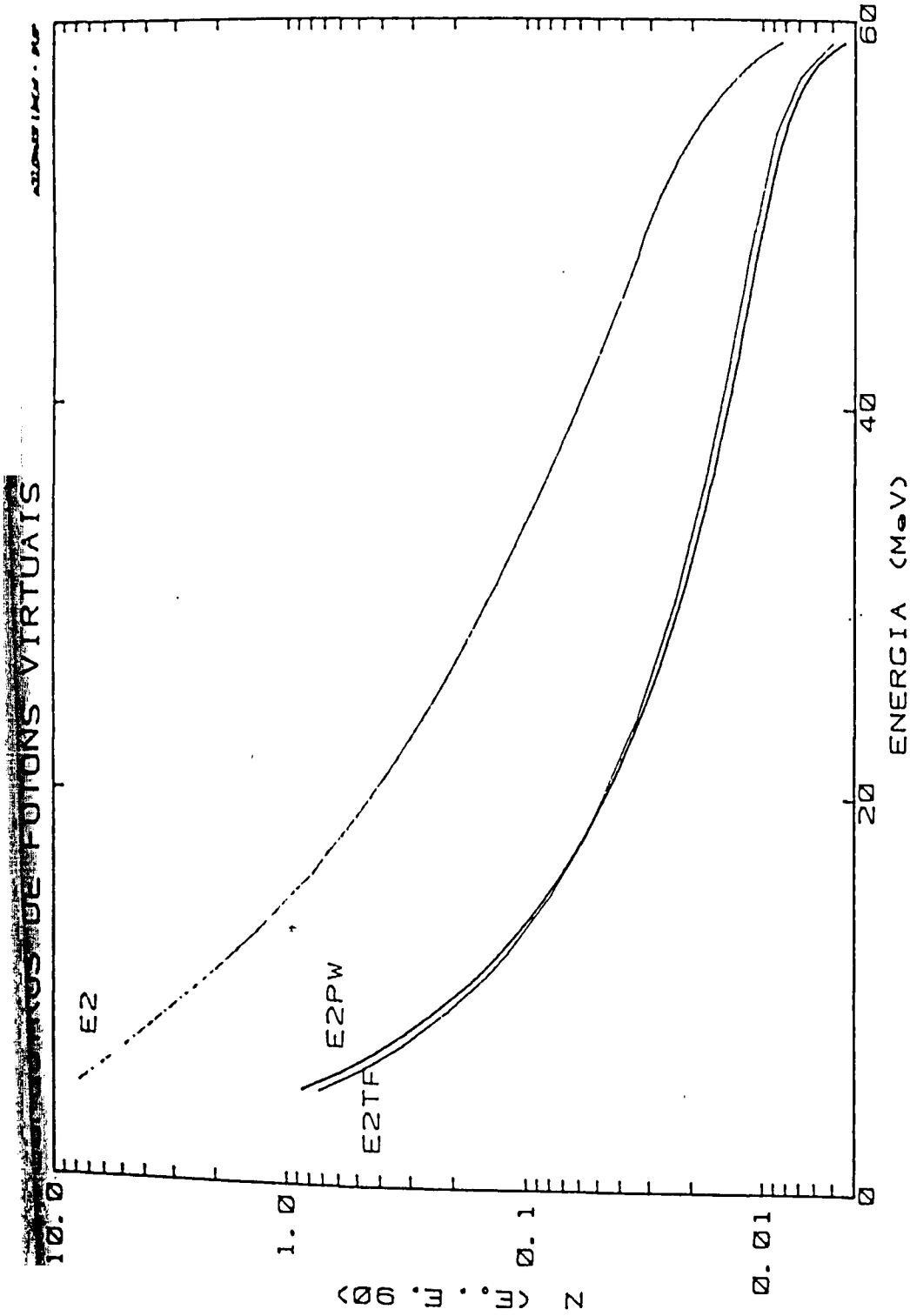


Figura 6 - Gráficos dos espectros de fótons virtuais de quadruplo elétrico para o ^{232}Th obtidos na aproximação de onda plana (E2PW), na aproximação de onda distorcida (E2) e na aproximação de onda distorcida considerando correções devidas ao tamanho finito do núcleo (E2TF). Estes espectros foram calculados para elétrons com $E_0 = 60,0 \text{ MeV}$.

trons com energia cinética $E_0 = 60,0$ MeV incidindo em um núcleo de ${}^{232}_{90}\text{Th}$. Observamos na figura 6 uma semelhança entre os espectros obtidos aproximação de onda plana (E2PW) e em aproximação de onda distorcida considerando correções devidas ao tamanho finito do núcleo (E2TF). Este fato é uma coincidência que ocorre no caso específico do ${}^{232}_{90}\text{Th}$, não se verificando para outros núcleos. Notamos, porém, que a diferença entre os espectros de E2PW e E2TF torna-se um pouco maior para valores de E_0 menores que 60,0 MeV.

B.4 . Estudo das Ressonâncias Gigantes com o ${}^{232}_{90}\text{Th}$

Conforme vimos anteriormente, a ênfase da absorção da componente de quadrupolo elétrico pelo núcleo aumenta com o número atômico (Z). Deste modo, escolhemos um núcleo cujo número atômico é alto, o tório-232, $Z = 90$ para o estudo da eletroexcitação da RGE2.

No caso específico do ${}^{232}_{90}\text{Th}$, o pico da RGE2 situada em $\omega_r = 63A^{-1/3} \cong 10$ MeV, com largura a meia altura de aproximadamente 2,4 MeV. Os limiares das reações de fotodesintegração por emissão de partículas para o tório-232 estão relacionados na tabela 2⁽¹⁶⁾. O limiar da reação de fotofissão (γ, f) para o tório-232 é $E = (5,40 \pm 0,22)$ MeV⁽¹⁷⁾.

reação	(γ, n)	(γ, p)	(γ, t)	($\gamma, 2n$)	($\gamma, {}^3_2\text{He}$)	($\gamma, 2p$)	(γ, α)
E (MeV)	6,4	7,8	10,2	11,6	12,2	13,7	-4,1

TABELA 2 - Reações de fotodesintegração por emissão de partículas para o núcleo do ${}^{232}_{90}\text{Th}$, ordenadas segundo energia de limiar.

Portanto na região de ocorrência da RGE2 os canais

possíveis de decaimento são: fissão e emissão de nêutrons, prótons, trítios, ${}^3_2\text{He}$ e alfas.

No entanto, a emissão de partículas carregadas é fortemente inibida pela barreira Coulombiana do núcleo. O cálculo da altura da barreira Coulombiana é feito através da expressão:

$$B_C \cong \frac{Z_p (Z_N - Z_p) e^2}{(R_r + R_p)} \quad (28)$$

onde Z_p é o número atômico da partícula emitida, Z_N é o número atômico do núcleo emissor, e e é a carga do próton, $R_r = 1,2(A_N - A_p)^{1/3}$ fm é o raio do núcleo residual e $R_p = 1,2 A_p^{1/3}$ fm é o raio da partícula emitida. No caso do ${}^{232}_{90}\text{Th}$, a altura da barreira Coulombiana do núcleo é de aproximadamente 9 MeV para prótons e 16 MeV para partículas alfa⁽¹⁸⁾. Não existem medidas de seção de choque $\sigma_{\gamma,p}$ no ${}^{232}_{90}\text{Th}$, porém no caso do ${}^{181}_{73}\text{Ta}$ observa-se que a seção de choque $\sigma_{\gamma,p}$ integrada em energia, do limiar até 30 MeV é 9 MeV.mb⁽¹⁹⁾. A razão $\sigma_{\gamma,p}/\sigma_{\gamma,n}$ é da ordem de 0,4% no ${}^{181}_{73}\text{Ta}$ e representa o comportamento característico para núcleos de Z alto. Para o canal de emissão de partículas alfa a inibição é ainda maior. Assim, os únicos canais importantes para o decaimento da fotoabsorção no ${}^{232}_{90}\text{Th}$ são emissão de nêutrons e a fissão.

A desintegração por emissão de um nêutron foi o canal de decaimento escolhido por ser o modo dominante de decaimento da fotoabsorção na região de energia em que ocorre a RGE2. A seção de choque de fotodesintegração $\sigma_{\gamma,n}$ é em média 15 vezes maior que a de fissão $\sigma_{\gamma,f}$ na região em que a energia cinética E do fóton está entre 9,0 e 10,5 MeV⁽⁶⁾.

A escolha do ${}^{232}_{90}\text{Th}$ também se deve ao fato deste núcleo ter um número atômico próximo ao do ${}^{238}_{92}\text{U}$. No ${}^{238}\text{U}$, o modo de decaimento da RGE2 ainda não foi suficientemente esclarecido a ponto de se poder afirmar com certeza qual é o ca

nal preferencial de decaimento apresentado, uma vez que os dados disponíveis neste sentido são discrepantes entre si. Assim pois, o estudo do decaimento da RGE2 no $^{232}_{90}\text{Th}$ poderá contribuir no sentido de esclarecer esta dúvida, uma vez que os dois núcleos apresentam números atômicos bastante próximos.

Outro motivo decisivo na escolha do $^{232}_{90}\text{Th}$ é o de que o núcleo residual, proveniente da eletrodesintegração por emissão de um nêutron, tem meia vida conveniente para que medidas por atividade residual sejam possíveis, conforme veremos no próximo capítulo.

B.5 - Estudo da RGE2 Através de Eletrodesintegração

Para que seja possível o estudo da RGE2 através da análise de dados das seções de choque de eletrodesintegração por emissão de um nêutron, $\sigma_{e,n}(E_0)$, devemos, a partir da relação entre o processo de eletrodesintegração e o equivalente de fotodesintegração, calcular qual seria a alteração no valor da seção de choque mencionada, no caso do $^{232}_{90}\text{Th}$, se a transição se efetuasse apenas por absorção de dipolo elétrico ou se a mesma se efetuasse por absorção de dipolo e quadrupolo elétricos.

A partir da equação (10) podemos observar que a seção de choque de fotodesintegração deve ser discriminada em termos das multipolaridades das transições nucleares.

A seção de choque de fotodesintegração não distingue os diferentes multipolos e experimentalmente as medidas

forneçam $\sigma_{\gamma,n}(E)$, não determinando a quantidade $\sigma_{\gamma,n}^{\lambda L}(E)$. No entanto, estas quantidades estão relacionadas por:

$$\sigma_{\gamma,n}(E) = \sum_{\lambda L} \sigma_{\gamma,n}^{\lambda L}(E) \quad (29)$$

Se o processo de decaimento da ressonância gigante for predominantemente através de transições de dipolo elétrico (El) ⁽⁸⁾, então é razoável supor que só o termo $\lambda = E$ e $L = 1$ contribua e desta maneira a expressão (29) fica:

$$\sigma_{\gamma,n}(E) \cong \sigma_{\gamma,n}^{El}(E) \quad (30)$$

uma vez que outros termos não contribuem de forma expressiva se comparados a El. Portanto, se ocorrerem somente transições de dipolo elétrico, a equação (10) para a seção de choque total de eletrodesintegração torna-se:

$$\sigma_{e,n}^{El}(E_0) = \int_{E_\ell}^{E_0} \sigma_{\gamma,n}(E) N^{El}(E_0, E, 90) \frac{dE}{E} \quad (31)$$

e se as transições que ocorrerem forem de dipolo e quadrupolo elétricos:

$$\sigma_{e,n}^{El+E2}(E_0) = \int_{E_\ell}^{E_0} \{ \sigma_{\gamma,n}^{El}(E) N^{El}(E_0, E, 90) + \sigma_{\gamma,n}^{E2}(E) N^{E2}(E_0, E, 90) \} \frac{dE}{E} \quad (32)$$

uma vez que

$$\sigma_{\gamma,n}(E) = \sigma_{\gamma,n}^{El}(E) + \sigma_{\gamma,n}^{E2}(E) \quad (33)$$

É possível reescrever a expressão (33) em termos da seção de choque experimental $\sigma_{\gamma,n}(E)$, ou seja:

$$\sigma_{\gamma,n}^{E1}(E) = \sigma_{\gamma,n}(E) - \sigma_{\gamma,n}^{E2}(E) \quad (34)$$

substituindo (34) na expressão (32), encontramos finalmente:

$$\sigma_{e,n}^{E1+E2}(E_0) = \int_{E_\ell}^{E_0} \{ \sigma_{\gamma,n}(E) N^{E1}(E_0, E, 90) + \sigma_{\gamma,n}^{E2}(E) |N^{E2}(E_0, E, 90) - N^{E1}(E_0, E, 90)| \} \frac{dE}{E} \quad (35)$$

A expressão (35) mostra que, como $N^{E1}(E_0, E, 90)$ e $N^{E2}(E_0, E, 90)$ são conhecidos, se $\sigma_{\gamma,n}(E)$ for conhecida e $\sigma_{e,n}^{E1+E2}(E_0)$ for medida, poderemos então obter $\sigma_{\gamma,n}^{E2}(E)$ por meio da solução desta equação integral.

Para mostrar qual seria a alteração em $\sigma_{e,n}(E_0)$ se a transição se efetuasse apenas por absorção de dipolo elétrico ou se a mesma se efetuasse por absorção de dipolo e quadrupolo elétricos, mostramos na figura 7 a razão dada por $\sigma_{e,n}^{E1+E2}(E_0) / \sigma_{e,n}^{E1}(E_0)$.

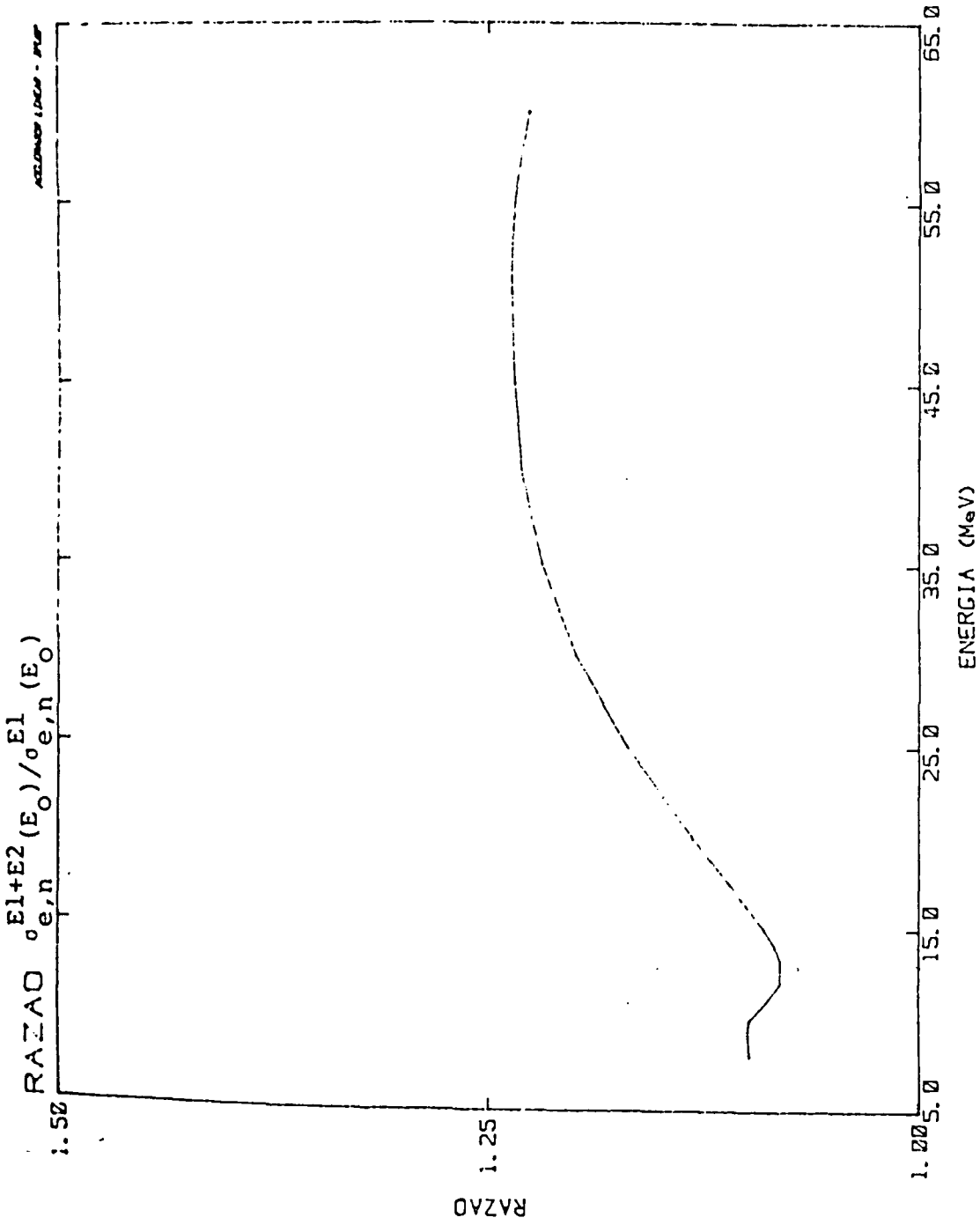


Figura 7 - Razão $\frac{\sigma_{e,n}^{E1+E2}(E_0)}{\sigma_{e,n}^{E1}(E_0)}$ mostrando a alteração observada em $\sigma_{e,n}^{E1}(E_0)$ se uma componente de quadrupolo elétrico $\sigma_{\gamma,n}^{E2}(E)$ com a forma de lorentziana com pico em 10,25 MeV e largura a meia altura 2,50 MeV for introduzida.

C A P Í T U L O I I

TÉCNICAS EXPERIMENTAIS

Para a realização do experimento foram necessários os seguintes recursos: acelerador linear de elétrons, câmara e equipamento de vácuo, alvos de $^{232}_{90}\text{ThO}_2$, detector de raios gama de germânio (Ge^0) puro, computador PDP-11/45, fontes calibradas de raios gama e sistema de espectrometria alfa.

As medidas em nosso experimento são feitas através da contagem da atividade residual induzida nos alvos de $^{232}_{90}\text{ThO}_2$ pelas irradiações, em decorrência das seguintes reações de eletrodesintegração e fotodesintegração: $^{232}_{90}\text{Th}(e,n)^{231}_{90}\text{Th}$ e $^{232}_{90}\text{Th}(\gamma,n)^{231}_{90}\text{Th}$. A meia vida do $^{231}_{90}\text{Th}$ é de 25,52 horas⁽²⁰⁾, apresentando o seguinte decaimento: $^{231}_{90}\text{Th} \rightarrow ^{231}_{91}\text{Pa} + ^0_{-1}\beta$. Esta meia vida relativamente curta torna possível a utilização do mesmo alvo em irradiações sucessivas, desde que entre tais irradiações seja guardado um prazo maior ou igual a 10 dias. Se tal prazo for obedecido, os núcleos de $^{231}_{90}\text{Th}$ gerados quando de uma irradiação terão sido reduzidos a cerca de $1/2^{10}$ de seu número inicial; estes núcleos remanescentes serão muito poucos em relação ao número inicial mencionado (a seção de choque para as reações mencionadas é da ordem de milibarns, ou seja, 10^{-27}cm^2) e a presença dos mesmos não afetará as medidas referentes à irradiação subsequente. (Em nossas irradiações foram utilizados três alvos de $^{232}_{90}\text{ThO}_2$).

Visando o cálculo posterior das seções de choque, devemos inicialmente medir o número de núcleos de $^{232}_{90}\text{Th}$ por unidade de área existente nos alvos utilizados nas irradiações.

Esta medida foi realizada por espectrometria alfa, utilizando o fato de ser o tório um emissor alfa natural.

As medidas de espectrometria alfa, para cada um dos três alvos utilizados, foram realizadas com um sistema de tector, que consistia de:

- a) um detector de barreira de superfície ORTEC, mantido em vácuo da ordem de 10^{-6} torr;
- b) um sistema eletrônico composto de pré-amplificador e amplificador acoplado a um sistema multicanal, do qual foram utilizados 1024 canais.

A geometria de contagem foi mantida fixa e o esquema de contagem pode ser visto na figura 8. Entre o alvo e o detector foi colocada uma máscara de alumínio para delimitar com maior precisão a área do alvo exposta ao detector.

Não utilizamos blindagem nas medidas por espectrometria alfa pois a radiação de fundo existente no caso é completamente desprezível. A partir das medidas realizadas, obtivemos no computador os espectros em energia das partículas alfa, sendo os mesmos posteriormente armazenados em disco e fita magnéticos. O número de espectros assim obtidos foi de 14, cada um deles resultado de quatro horas de contagem. Procedemos então à soma destes espectros, obtendo o espectro alfa resultante.

O espectro resultante, em energia, das partículas alfa produzidas no alvo foi analisado, via PDP-11/45, com um programa⁽²¹⁾ de ajuste de pico para determinar o número total de contagens registradas para a energia das partículas alfa emitidas pelo ^{232}Th . Neste caso específico, em se tratando de um espectro de partículas alfa, não foi ajustado nenhum fun-

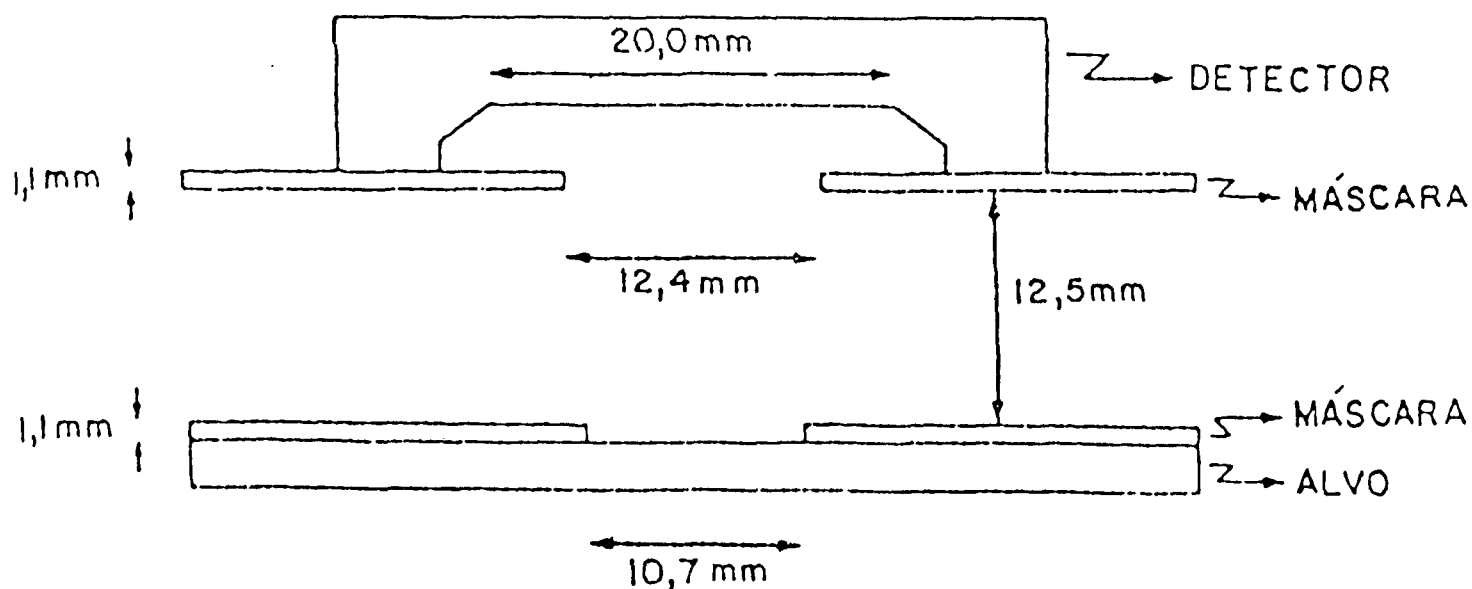


Figura 8 - Esquema da geometria utilizada para a determinação da atividade alfa dos alvos de tório.

do, por ser o mesmo totalmente desprezível. O programa forneceu também o erro estatístico e o chi-quadrado do ajuste. A partir desta determinação, foi obtido o número total de núcleos de ^{232}Th por unidade de área existente nos alvos utilizados, conforme as explicações contidas no apêndice A.

Uma vez conhecido o número de núcleos de ^{232}Th por unidade de área existente nos alvos, passamos a utilizá-los em nossas irradiações.

Os alvos de tório foram irradiados utilizando o feixe de elétrons do Acelerador Linear do Instituto de Física da USP, analisado em energia.

As irradiações foram realizadas com o alvo posicionado em uma câmara, onde foi feito vácuo, com o objetivo de minimizar a dispersão do feixe e a ocorrência de bremsstrahlung, evitando deste modo que reações adicionais fossem

induzidas no alvo por fótons assim produzidos. O esquema do arranjo experimental usado na irradiação pode ser visto na figura 9.

No interior da câmara de irradiação há dois suportes simétricos, nos quais são colocados separadamente uma retícula e o alvo a ser irradiado. A retícula tem um depósito de sulfeto de zinco (ZnS) em sua superfície, que quando atravessado pelo feixe de elétrons torna-se luminoso, sendo usado para se determinar a forma e a posição do feixe antes do início da experiência.

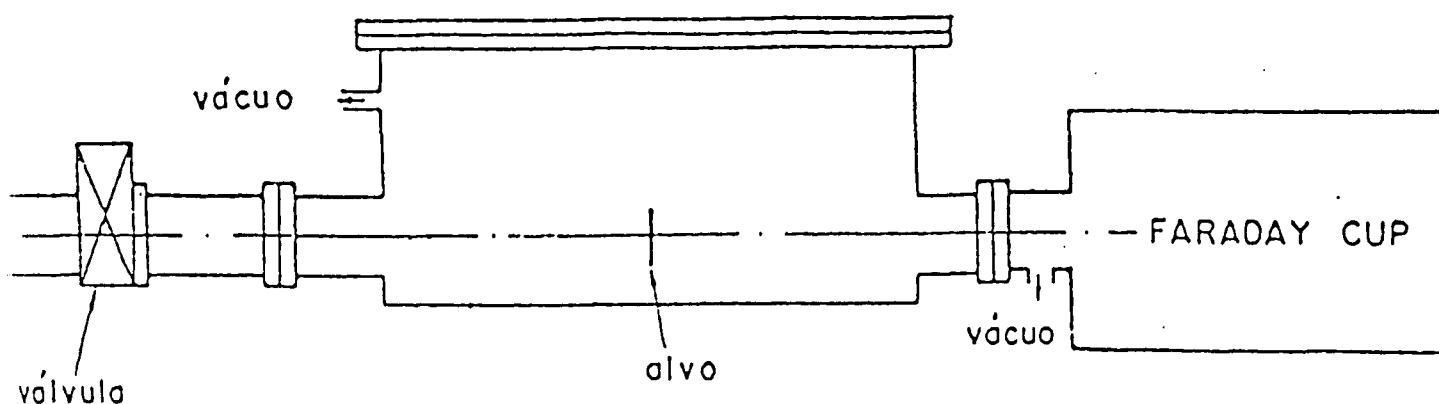


Figura 9 - Esquema do arranjo experimental utilizado nas irradiações.

A câmara de irradiação é acoplada a um copo de Faraday, utilizado para coletar a carga irradiada, que após integração e digitalização é armazenada em um contador.

Uma das informações fundamentais para o experimento é a carga total irradiada durante a realização do mesmo. O

cálculo desta grandeza seria trivial se a corrente do acelerador linear fosse constante. Na realidade, no entanto, a corrente está sujeita a flutuações durante o tempo em que a irradiação é realizada. A maneira encontrada para superar este problema foi a contagem da carga por meio do computador PDP-11/45, utilizando-se para tanto o programa CARGA. Este programa, uma vez fornecidos o tempo total de irradiação, a constante de decaimento radioativo (λ) do ^{231}Th e um intervalo de tempo fixo (da ordem de alguns minutos), monitora a carga total irradiada para cada intervalo de tempo fixo. A carga total irradiada será, portanto, fornecida pela soma das cargas parciais de cada intervalo de tempo fixo até que se complete o tempo total de irradiação. O programa CARGA fornece então a carga total irradiada, a carga equivalente (já corrigidos os decaimentos do ^{231}Th ocorridos durante a irradiação) e também a carga irradiada para cada intervalo de tempo fixo. O programa CARGA é iniciado simultaneamente com a irradiação, e a contagem de carga pelo computador ocorre por estar este conectado em linha com o contador.

O tempo total de irradiação do alvo foi escolhido de maneira a se obter boa estatística nas contagens da atividade residual. Por exemplo, na irradiação de eletrodesintegração realizada a 25 MeV, o tempo total de irradiação foi de 9,0 horas.

Nas irradiações de eletro e fotodesintegração, utilizamos uma folha de tântalo metálico (Ta^0 , $Z = 73$, com massa de $0,272 \text{ g/cm}^2$) como radiador, sendo esta folha colocada em frente ao alvo quando da adaptação deste no interior da câmara de irradiação, visando com isto produzir fótons de brems-

strahlung.

A geometria do feixe de elétrons é alterada após este atravessar o radiador e o alvo de tal forma que a carga irradiada não é totalmente coletada pelo copo de Faraday. Um monitor de emissão secundária (SEM) substitui, neste caso, o copo de Faraday na monitoração da carga total irradiada. O SEM é constituído por três folhas de alumínio com $10\mu\text{m}$ de espessura cada uma. A folha central, ao ser atingida pelos elétrons do feixe, emite elétrons de sua superfície (chamados elétrons secundários), sendo estes últimos coletados pelas folhas laterais, visto que entre estas e a folha central existe uma diferença de potencial de 100 V. Ao serem coletados nas folhas laterais, estes elétrons emitidos produzem pulsos, os quais são digitalizados e armazenados no contador. O monitor de emissão secundária é posicionado no tubo do acelerador, antes do radiador de tântalo e do alvo a ser irradiado.

A utilização do alumínio como material constituinte do SEM apresenta vantagens e desvantagens. A vantagem reside no fato de que o alumínio possui número atômico baixo ($Z=13$), sendo portanto baixa a produção de bremsstrahlung devido à colocação do SEM em frente ao feixe.

Por outro lado, a desvantagem na utilização do alumínio consiste no fato deste metal ser muito reativo do ponto de vista químico, ocorrendo facilmente oxidação em sua superfície ($4\text{Al}^0 + 3\text{O}_2 \rightarrow 2\text{Al}_2\text{O}_3$). Não obstante haveremos feito vácuo no interior do tubo do acelerador (onde colocamos o SEM), as moléculas de oxigênio remanescentes já são suficientes para oxidarem a superfície das folhas de alumínio. Ora, a determinação da eficiência do SEM em relação ao copo de Faraday baseia-se, conforme explicamos, em emissão de elétrons pela su-

perfcie do alumnio ao ser a mesma atingida pelo feixe de e-ltrons do acelerador, efeito este que modifico pela presena de xido de alumnio em tal superfcie. A maneira que encontramos para minimizar este problema a calibrao do SEM em relao ao copo de Faraday, tomando um total de 120 medidas desta eficincia (40 antes, 40 durante e 40 aps a irradiao) e adotando, como valor da mesma, a mdia aritmtica destas medidas. Convem destacar, por, que a calibrao do SEM antes das irradiaes s era iniciada quando a eficincia mencionada mostrava-se aproximadamente constante. Para conseguir essa estabilidade, o SEM era previamente irradiado pelo feixe durante algumas horas.

A determinao desta eficincia em relao ao copo de Faraday fundamental, pois a mesma ser utilizada na correo da carga equivalente, que por sua vez usada no clculo das taxas de produo.

Ap, terminadas as irradiaes, iniciamos as medidas da atividade residual. O ^{231}Th , conforme vimos anteriormente, decai por emisso de ${}_{-1}^0\beta$ para o ^{231}Pa com meia vida de 25,52 horas⁽²⁰⁾. Este decaimento acompanhado pela emisso de raios-gama, mostrados no diagrama da figura 10.

De todos estes raios-gama, os de maior probabilidade de emisso s de baixa energia: 25,64 KeV, resultante do decaimento do nvel ($5^+/2$) de 84,21 KeV para o nvel ($7^-/2$) de 58,57 KeV e 84,21 KeV, resultante do decaimento do nvel ($5^+/2$) de 84,21 KeV para o estado fundamental do $^{231}_{91}\text{Pa}$. As probabilidades de emisso (intensidades absolutas) P destes raios-gama s de $0,1493 \pm 0,0015$ para o de 25,64 KeV e $0,065 \pm 0,005$ para o de 84,21 KeV⁽²⁰⁾.

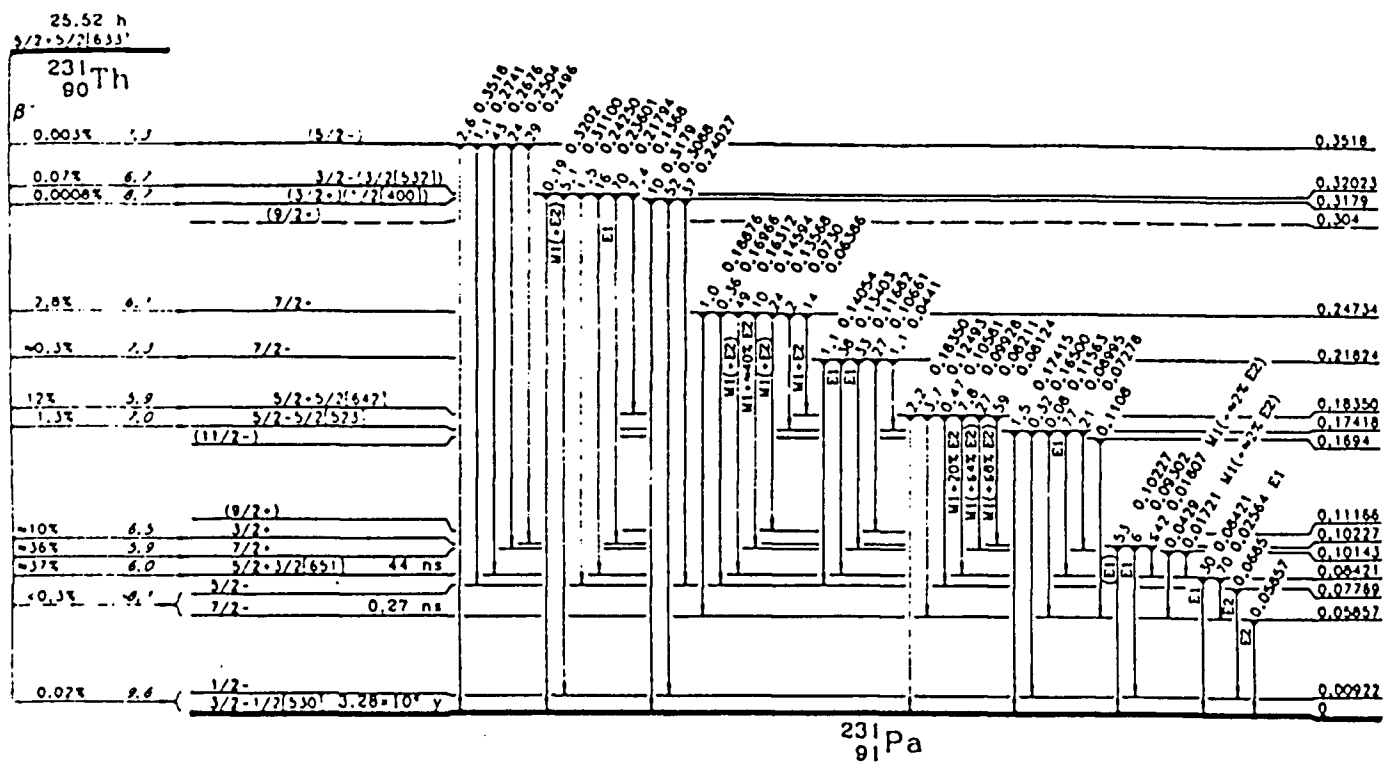


Figura 10 - Diagrama dos níveis de energia do núcleo do ^{231}Pa , mostrando os decaimentos que resultam na emissão de raios-gama (20).

Na determinação da seção de choque, utilizamos as medidas da área do fotopico de 25,64 KeV, por ser este o mais intenso dos gamas, proporcionando assim uma estatística de contagem melhor.

O sistema detector utilizado na medida da atividade residual do alvo irradiado consistia basicamente de:

- a) um detector de fótons de baixa energia de Ge^{O} puro, plano, com janela de berílio (Be^{O}), alimentado por uma fonte de alta tensão;
- b) um sistema eletrônico composto de pré-amplificador, amplificador e ADC (conversor analógico-digital), ligado a um sistema CAMAC interfaceado ao computador PDP11/45 por um controlador MBD. A aquisição de dados, dessa forma, é feita diretamente no computador, sendo o controle feito através de um dos terminais gráficos do PDP, via o MBD. No fim da série de medidas, o computador fornece uma listagem contendo o nome dos espectros transferidos e os instantes inicial e final de cada medida.

A geometria de detecção foi mantida constante durante as medidas. Utilizamos um suporte de lucite que fixava o alvo irradiado a um afastador de PVC ao detector. O alvo irradiado, nesta geometria, ficava a 3cm da janela do detector.

Devido à baixa atividade da radiação gama do espectro do ^{231}Th , foi necessário o uso de blindagem sobre o sistema detector. O arranjo experimental foi então blindado por uma capa cilíndrica de cobre e chumbo para eliminar a radiação de fundo, sendo o cobre utilizado para absorver os raios-X provenientes do chumbo. A radiação de fundo na região de ener

gia de interesse, nessas condições, não mostrou picos importantes, sendo bastante baixa.

Para cada irradiação realizada foram obtidos seis espectros, cada um deles sendo o resultado de 4 horas de contagem e contendo 1024 canais.

Os espectros em energia dos gamas produzidos nos alvos irradiados foram analisados, através do computador PDP11/45, com um programa de ajuste de pico por uma gaussiana para determinar a área do fotopico, o programa IDEFIX⁽²¹⁾. Além de uma gaussiana, o programa ajusta um polinômio de segundo grau ao fundo, fornecendo também os erros estatísticos e o chi-quadrado reduzido do ajuste para cada um dos espectros obtidos.

A partir da área do fotopico medida entre os instantes T_1 e T_2 (contados a partir do fim da irradiação), podemos determinar o número de reações induzidas detectadas, através da lei do decaimento radioativo:

$$A = \int_{T_1}^{T_2} \frac{dN}{dt} dt = N_0 \left| e^{-\lambda T_1} - e^{-\lambda T_2} \right| \quad (36)$$

ou seja,

$$N_0 = A / \left| e^{-\lambda T_1} - e^{-\lambda T_2} \right| \quad (37)$$

Para encontrarmos o valor do número de reações induzidas no alvo e detectadas, tomamos a média ponderada dos valores de N_0 para cada um dos espectros correspondentes a uma dada irradiação, utilizando como critério de ponderação as respectivas incertezas ΔN_0 . Este valor médio assim obtido foi o utilizado para o cálculo da seção de choque para a energia em

que foi realizada a irradiação.

Nas medidas da seção de choque e da taxa de produção é necessário que se conheça com precisão a eficiência do sistema de detecção na geometria fixada e na energia do raio gama de interesse (25,64 KeV).

A curva de eficiência, em relação à geometria de contagem utilizada na experiência, foi obtida usando-se fontes de calibração de $^{241}_{95}\text{Am}$, $^{133}_{56}\text{Ba}$ e $^{109}_{48}\text{Cd}$, com as características⁽²⁰⁾ mostradas na tabela 3. Cada uma destas fontes de calibração foi adaptada ao sistema de detecção na mesma geometria em que foram feitas as medidas, sendo obtidos seus espectros em energia para os gamas emitidos. O espectro para o $^{241}_{95}\text{Am}$ foi resultado de 40 segundos de medida em tempo vivo, para o $^{133}_{56}\text{Ba}$ e para o $^{109}_{48}\text{Cd}$ de 15 segundos de medida também em tempo vivo.

Fonte	Meia Vida (anos)	Atividade Inicial (μCi)	Energia dos gamas (KeV)	Intensidade Absoluta
$^{241}_{95}\text{Am}$	433	0,972	26,345	0,024 \pm 0,001
			59,537	0,3582 \pm 0,0012
$^{133}_{56}\text{Ba}$	10,8	10	53,161	0,0220 \pm 0,0006
			79,623	0,0264 \pm 0,0012
			80,997	0,343 \pm 0,006
$^{109}_{48}\text{Cd}$	1,24	10	88,034	0,0365 \pm 0,0006

Tabela 3 - Características das fontes de calibração utilizadas na determinação da eficiência do sistema de detecção.

Determinadas as áreas dos fotopicos e conhecidas as características mostradas na tabela 3, calculamos a eficiência do sistema de detecção na energia dos gamas das fontes e na geometria fixada. A eficiência é dada pela expressão:

$$\epsilon(E, \text{Geometria}) = \frac{\text{Número de gamas detectados (E, Geometria)}}{\text{Número de gamas emitidos pela fonte}}$$

sendo que o número de gamas detectados é fornecido pela área do fotopico para o raio gama de uma dada energia, enquanto o número de gamas emitidos pela fonte é dado pela seguinte expressão:

$$N_{\text{emitidos}} = A \cdot T \cdot I_{\gamma} \quad (38)$$

onde: A - atividade da fonte de calibração

T - tempo de medida na obtenção do espectro

I_{γ} - intensidade absoluta de raio gama.

A expressão para a eficiência do sistema de detecção para a energia do raio gama fica então:

$$\epsilon = \frac{\text{área do fotopico}}{A \cdot T \cdot I_{\gamma}} \quad (39)$$

Um cuidado a ser tomado é o de saber a data exata da fabricação das fontes de calibração, visto que a atividade da fonte, A, é tal que:

$$A = A_0 e^{-\lambda t} \quad (40)$$

onde A_0 é a atividade inicial da fonte de calibração, λ é a

constante de decaimento radioativo da fonte e t é o tempo decorrido entre a data de fabricação e o início da medida. As fontes que utilizamos foram calibradas em 1/11/1981 às 12:00 horas.

Após determinarmos as eficiências para as energias dos gamas das fontes de calibração, bem como suas incertezas, ajustamos aos dados da eficiência em função da energia uma parábola, utilizando o programa AJUSTE⁽²²⁾, através do computador PDP11/45, que utiliza o método dos mínimos quadrados.

Obtivemos, então, a eficiência do sistema de detecção como função da energia e consequentemente a eficiência no ponto de interesse ($E = 25,64$ KeV). A incerteza na eficiência neste ponto foi calculada por covariância, sendo que a matriz de covariância é fornecida pelo programa AJUSTE. A determinação da eficiência do sistema de detecção na energia de 25,64 KeV é descrita com maiores detalhes no apêndice B.

Os espectros de fótons que obtemos contém 1024 canais e fornecem o número de contagens nos fotopicos em função dos canais que os mesmos ocupam, não proporcionando qualquer informação direta sobre qual é a energia do raio gama que originou um determinado fotopico no espectro obtido. Assim pois, com a finalidade de identificarmos no espectro de fótons proveniente do alvo irradiado o fotopico correspondente ao raio gama de 25,64 KeV, procedemos à calibração da energia em função do número do canal.

Tal calibração é denominada calibração em energia e foi feita por intermédio do uso das mesmas fontes de calibração que utilizamos para determinar a curva de eficiência do detector (ver tabela 3). Uma vez que as energias dos raios gama e

mitidos pelas fontes de calibração mencionadas são perfeitamente conhecidas e sabendo-se a posição de cada um dos respectivos fotopicos (posições estas fornecidas pelo programa IDEFIX⁽²¹⁾), ajustamos aos dados da energia em função do canal uma parábola, usando o programa CALIB⁽²³⁾.

Deste modo obtivemos, então, a energia dos raios gama do espectro obtido em função da posição dos respectivos fotopicos e como consequência a posição do fotopico correspondente ao raio gama de energia 25,64 KeV.

No entanto, para que a identificação da procedência do raio gama de 25,64 KeV seja possível, não basta apenas conhecer a energia do raio-gama em questão e a posição no espectro do fotopico por ele originado. É também necessário que a meia-vida do mesmo seja seguida, com a finalidade de verificar a possível existência de raios-gama espúrios, provenientes de outras reações ou de contaminantes na amostra. Assim pois, realizamos uma irradiação em 40 MeV de energia com esse objetivo. O resultado obtido desta forma mostrou-se compatível com o valor da meia-vida encontrado na literatura para o ^{231}Th , conforme veremos no capítulo III.

Finalmente, identificado nos espectros de fótons provenientes do alvo irradiado o fotopico correspondente ao raio gama de 25,64 KeV e conhecido o número de reações induzidas N_o , a carga equivalente Q_E , a probabilidade P de emissão do raio gama de 25,64 KeV por um núcleo de ^{231}Pa , a eficiência ϵ do sistema de detecção na energia de 25,64 KeV e o núcleo μ de núcleos de ^{232}Th por unidade de área existente no alvo utilizado, podemos determinar as seções de choque $\sigma_{e,n}$ e as taxas de produção $\sigma_{B,n}$.

A dedução da fórmula para o cálculo da seção de choque é a seguinte: o número total de reações induzidas no alvo, n , é dado pelo produto do número total de elétrons incidentes no alvo durante a irradiação, R_0 , e o número total de átomos de ^{232}Th existentes no alvo, N , pela seção de choque da reação para uma determinada energia dos elétrons incidentes, σ , produto este dividido pela área total do alvo, a . Desta maneira, vemos que:

$$n = \frac{R_0 N \sigma}{a} \quad (41)$$

mas $\frac{N}{a}$ é o número de átomos de ^{232}Th por unidade de área, μ . A expressão (41) então fica sendo:

$$n = R_0 \mu \sigma \quad (42)$$

o número total de elétrons incidentes no alvo está relacionado com a "carga equivalente" Q_E por meio da expressão $Q_E = R_0 e$, onde e é a carga fundamental do elétron tomada em módulo. A expressão (42) torna-se, portanto:

$$n = \frac{Q_E \mu \sigma}{e} \quad (43)$$

É necessário observar, no entanto, que não conseguimos detectar o número total de reações induzidas n , pois nem todos os núcleos de ^{231}Th produzidos decaem emitindo um raio-gama de energia 25,64 KeV; o número dos que assim o fazem é dado por $n' = nP$, onde P é a probabilidade de emissão de um raio-gama de 25,64 KeV por um núcleo de ^{231}Pa ($P < 1$).

A expressão (43) fica sendo, portanto:

$$\frac{n'}{P} = \frac{Q_E \mu \sigma}{e} \quad (44)$$

Outro fator limitante é proveniente do detector HPGe. O número de reações n' não é detectado inteiramente, pois para a energia de 25,64 KeV a geometria de detecção usada possui uma eficiência ϵ , obtida por calibração já mencionada. Assim, o número total de reações induzidas detectado, N_O , será dado por $N_O = n' \epsilon$. Temos como consequência a seguinte expressão:

$$\frac{N_O}{P \epsilon} = \frac{Q_E \mu \sigma}{e} \quad (45)$$

A expressão para a seção de choque será, finalmente, dada por:

$$\sigma_{e,n} = \frac{N_O e}{Q_E P \epsilon \mu} \quad (46)$$

Esta expressão para a seção de choque é a correta para as reações de eletrodesintegração. Já para as reações de foto + eletrodesintegração resultantes de irradiações com o radiador, é necessário corrigir a carga equivalente Q_E introduzindo a eficiência do monitor de emissão secundária em relação ao copo de Faraday, K , conforme vimos anteriormente, sendo que $Q_E = Q'_E / K$. Assim, para as irradiações com bremsstrahlung e elétrons a expressão da taxa de produção será:

$$\sigma_{B,n} = \frac{K N_O e}{Q'_E P \epsilon \mu} \quad (47)$$

C A P Í T U L O I I I

RESULTADOS

A partir do método experimental anteriormente descrito, foram obtidos os seguintes resultados. No que se refere à calibração em energia, a função que fornece a energia dos raios gama em função da posição dos respectivos fotopicos resultou na expressão:

$$E(C) = - 0,8153 + 0,1049C + (- 0,1035 \cdot 10^{-5})C^2 \quad (48)$$

Por meio do uso da função $E(C)$, foi possível graficar o espectro de fótons provenientes do alvo após a irradiação em termos do número de contagens em função da posição (canal) e da energia, conforme é mostrado na figura 11. Identificamos então, neste espectro, os diversos fotopicos que nele aparecem, relacionando-os na tabela 4.

Com a finalidade de determinar a meia-vida do ^{231}Th , ajustamos ao conjunto de dados de número de contagens no fotopico de 25,64 KeV em função do tempo uma exponencial, utilizando para isso o programa AJUSTE⁽²²⁾. Estes dados foram obtidos para uma irradiação de 40 MeV em energia, sendo medido um total de seis espectros, cada um deles resultado de 4,0 horas de contagem de tempo vivo. A curva de decaimento da área do fotopico de 25,64 KeV é mostrada na figura 12 e o resultado obtido para a meia-vida foi de

$$T_{1/2} = (25,78 \pm 0,95) \text{ horas}$$

CANAL

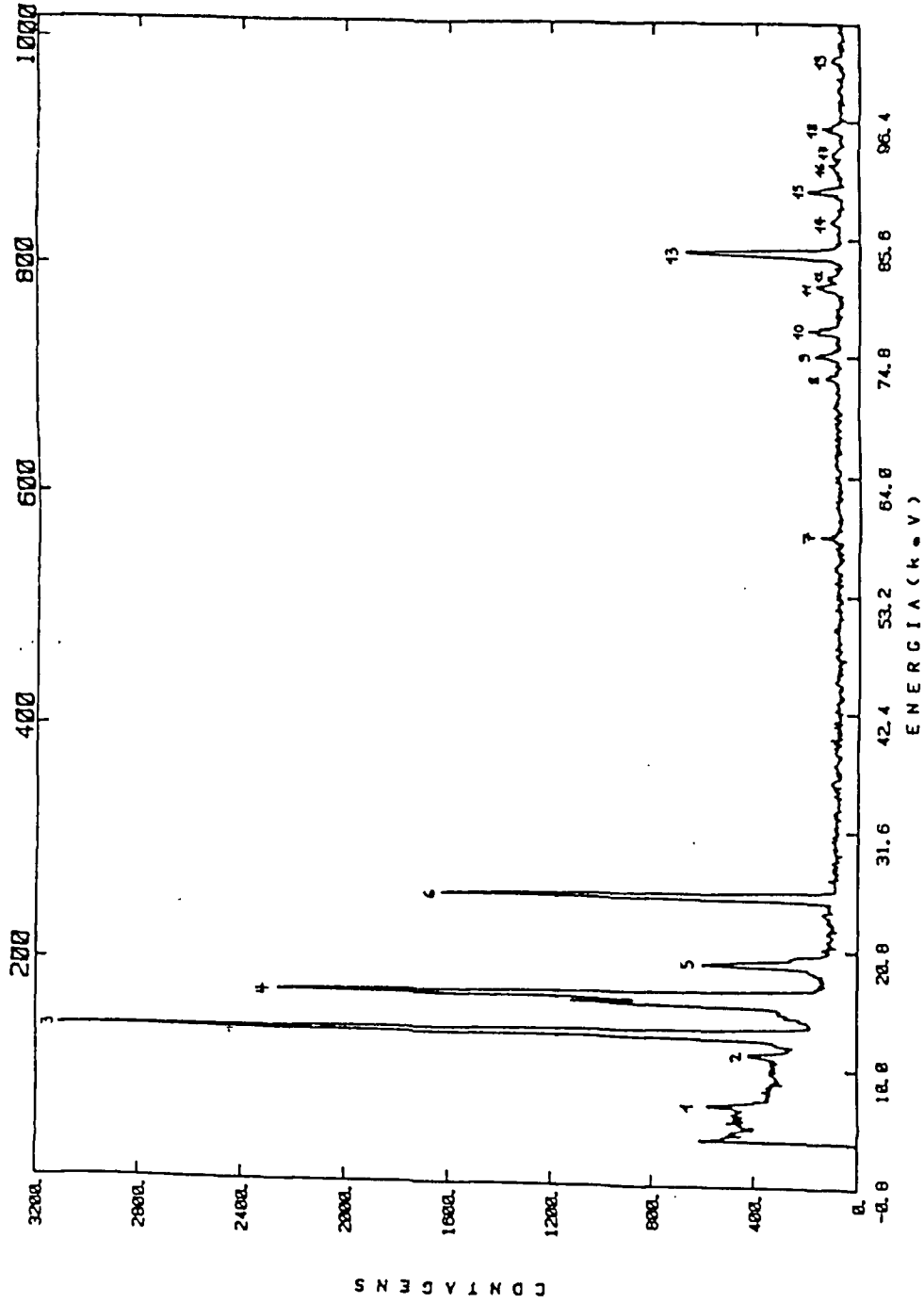


Figura 11 - Espectro de fótons provenientes do alvo irradiado, em contagens por energia e por canal. Os números acima dos fotopicos referem-se à identificação dos mesmos (ver tabela 4).

N	Energia do raio gama (KeV)	Identificação
1	6,600	Escape do $K_{\alpha 1}$ do ^{32}Ge
2	11,370	L_{β} do ^{91}Pa
3	13,130	$L_{\alpha 2}$ do ^{91}Pa
	13,290	$L_{\alpha 1}$ do ^{91}Pa
4	16,020	$L_{\beta 2}$ do ^{91}Pa
	16,700	$L_{\beta 1}$ do ^{91}Pa
5	19,500	$L_{\gamma 2}$ do ^{91}Pa
	19,560	$L_{\gamma 1}$ do ^{91}Pa
	20,100	$L_{\gamma 3}$ do ^{91}Pa
6	25,640	$(5^+/2) \rightarrow (7^-/2)$ do $^{231}_{91}\text{Pa}$
7	58,570	$(7^-/2) \rightarrow (3^-/2)$ do $^{231}_{91}\text{Pa}$
8	72,780	$(5^-/2) \rightarrow (7^+/2)$ do $^{231}_{91}\text{Pa}$
9	74,815	$K_{\alpha 2}$ do ^{83}Bi
10	77,108	$K_{\alpha 1}$ do ^{83}Bi
11	81,240	$(5^+/2) \rightarrow (3^+/2)$ do $^{231}_{91}\text{Pa}$
12	82,110	$(5^+/2) \rightarrow (7^+/2)$ do $^{231}_{91}\text{Pa}$
13	84,210	$(5^+/2) \rightarrow (3^-/2)$ do $^{231}_{91}\text{Pa}$
14	87,200	$K_{\beta 1}$ do ^{83}Bi
15	89,950	$(5^-/2) \rightarrow (7^+/2)$ do $^{231}_{91}\text{Pa}$
16	92,386	$K_{\beta 2}$ do ^{84}Po
17	93,310	$(2^+) \rightarrow (0^+)$ do $^{180}_{72}\text{Hf}$
18	95,868	$K_{\alpha 1}$ do ^{82}Pb
19	102,000	$(2^+) \rightarrow (0^+)$ do $^{180}_{74}\text{W}$

Tabela 4 - Número N do fotopico no espectro da figura 10, energia do raio gama correspondente e identificação da procedência dos mesmos.

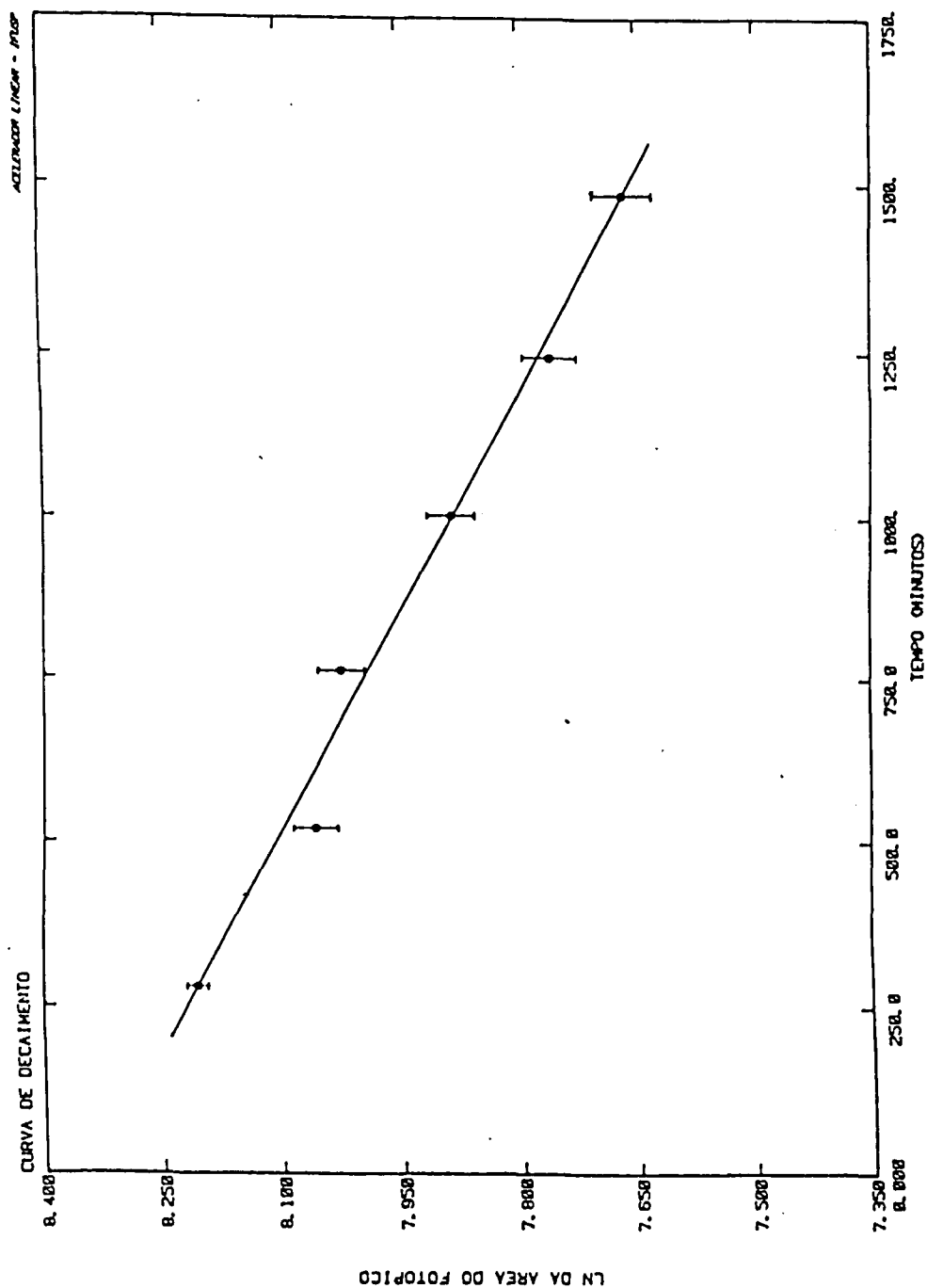


Figura 12 - Logaritmo neperiano dos dados experimentais obtidos para as áreas do fotopico de 25,64 KeV em função do tempo. A reta indicada foi obtida por ajuste usando o método dos mínimos quadrados. A meia-vida encontrada foi $T_{1/2} = (25,78 \pm 0,95)$ horas.

resultado este que é compatível com o fornecido pela literatura, $T_{1/2} = (25,52 \pm 0,01)$ horas⁽²⁰⁾.

Nas irradiações que realizamos foram obtidos os valores para as seções de choque e taxas de produção relacionados na tabela 5.

Reação	E_0 (MeV)	σ (mb)
(e,n)	8,0	0,0576 \pm 0,0117
(e,n)	9,0	0,118 \pm 0,024
(e,n)	10,0	0,337 \pm 0,059
(e,n)	11,0	0,581 \pm 0,063
(e,n)	12,0	0,866 \pm 0,046
(e,n)	13,0	1,09 \pm 0,10
(e,n)	14,0	1,51 \pm 0,07
(e,n)	15,0	1,68 \pm 0,07
(e,n)	17,5	2,33 \pm 0,14
(e,n)	25,0	2,75 \pm 0,07
(e,n)	30,0	2,97 \pm 0,08
(e,n)	35,0	3,14 \pm 0,13
(e,n)	40,0	3,25 \pm 0,10
(e,n)	45,0	3,53 \pm 0,06
(e,n)	50,0	3,61 \pm 0,07
(e,n)	55,0	3,86 \pm 0,14
(e,n)	60,0	3,94 \pm 0,11

continua...

continuação

Reação	E_0 (MeV)	σ (mb)
(B,n)	25,0	8,44 \pm 0,18
(B,n)	30,0	9,24 \pm 0,19
(B,n)	35,0	9,78 \pm 0,16
(B,n)	40,0	9,80 \pm 0,13
(B,n)	45,0	10,58 \pm 0,23
(B,n)	50,0	11,73 \pm 0,30
(B,n)	55,0	11,88 \pm 0,31
(B,n)	60,0	10,48 \pm 0,21

Tabela 5 - Reação induzida no alvo irradiado, energia cinética E_0 dos elétrons incidentes e valores obtidos para as seções de choque e taxas de produção nas irradiações realizadas. As incertezas introduzidas pela eficiência do sistema de detecção e pela intensidade absoluta da linha de 25,64 KeV não foram incluídas no cálculo do erro de σ , uma vez que estas afetam o conjunto de pontos como um todo, introduzindo, deste modo, um erro sistemático na escala de valor absoluto.

Com os dados contidos na tabela 5, foi obtido o gráfico da seção de choque e da taxa de produção em função da energia cinética E_0 dos elétrons incidentes, o qual resultou conforme o exposto na figura 13.

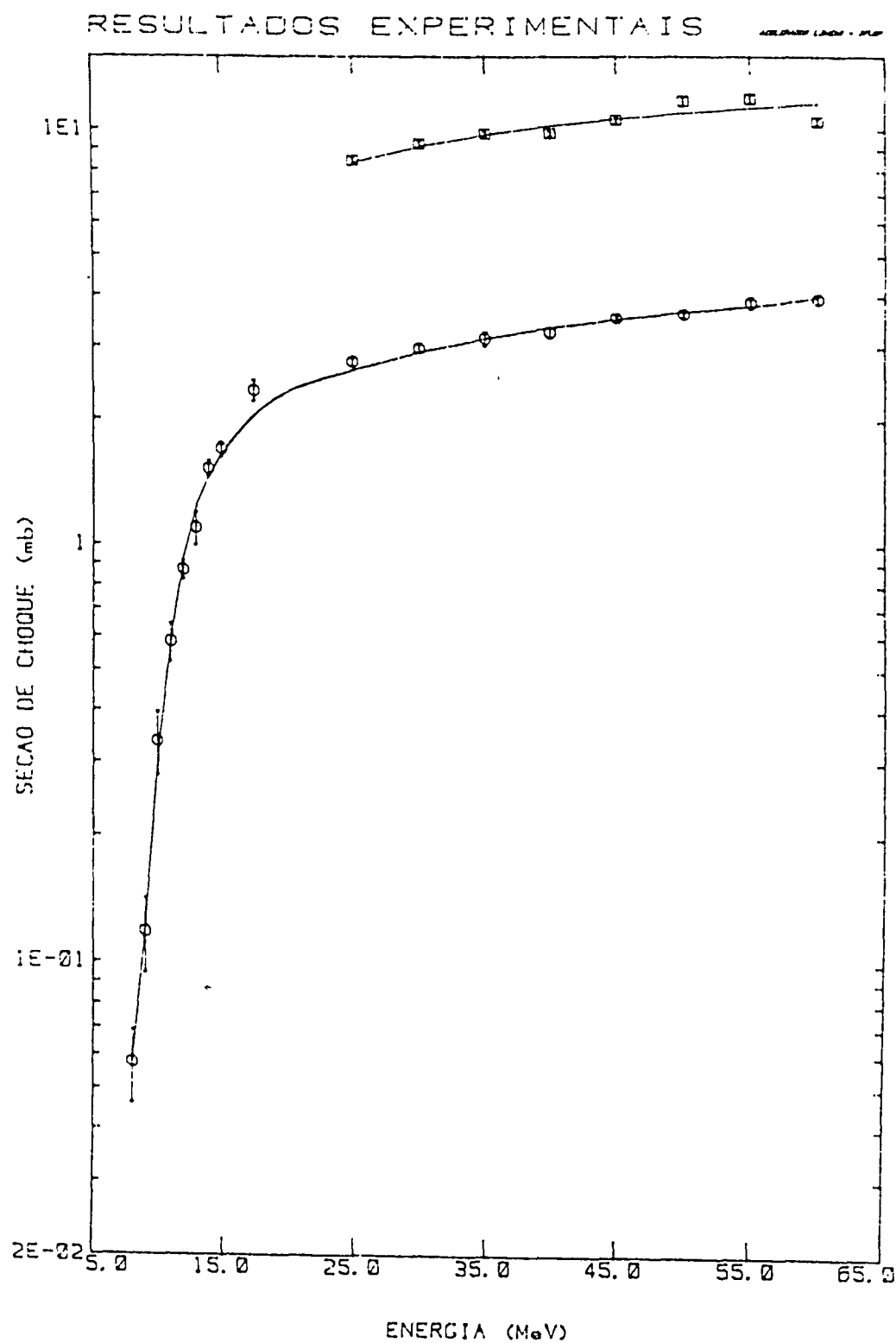


Figura 13 - Valores da seção de choque $\sigma_{e,n}$ (círculos) e da taxa de produção $\sigma_{B,n}$ (quadrados) em função da energia cinética E_0 dos elétrons incidentes. As curvas contínuas correspondem ao ajuste efetuado pelo processo de análise do programa VIRLIB (ver capítulo IV).

C A P Í T U L O I V

ANÁLISE DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Uma vez obtidos os resultados experimentais relacionados no capítulo anterior, passamos a fazer a análise dos mesmos de acordo com o procedimento que descrevemos a seguir.

Com a finalidade de investigar a possível existência de uma componente de quadrupolo elétrico na seção de choque fotonuclear $\sigma_{\gamma,n}(E)$, devemos comparar o valor experimental da seção de choque $\sigma_{e,n}^{\text{exp}}(E_0)$ com aquele fornecido por meio da expressão (31). No entanto, devemos lembrar que, enquanto as medidas da seção de choque $\sigma_{e,n}^{\text{exp}}(E_0)$ foram feitas no Laboratório do Acelerador Linear (IFUSP), as medidas da seção de choque $\sigma_{\gamma,n}(E)$ usando fótons monocromáticos foram realizadas no Lawrence Livermore Laboratory (California - USA). Assim, levamos em conta a possibilidade de haver uma diferença de normalização, pois a comparação mencionada envolve medidas com aproximadamente 20% de incerteza na escala absoluta feitas em laboratórios diferentes. Muito embora existam na literatura duas medidas de $\sigma_{\gamma,n}(E)$ feitas para o ^{232}Th usando fótons monocromáticos, uma realizada pelo laboratório de Livermore (EUA) e outra pelo laboratório de Saclay (França), optamos pelo uso da primeira medida devido ao fato de existirem evidências de que a separação das multiplicidades das reações (γ, xn) é feita corretamente na mesma, ao contrário do que ocorre na segunda medida^(24,25). Outra razão devido a qual fizemos a opção mencionada é que a medida efetuada por Livermore é mais completa, uma vez que abrange uma faixa de energia dos fótons mais ampla que a medida feita por Saclay, na qual notamos, tam

bém, erros experimentais percentualmente maiores que os contidos na medida de Livermore⁽²⁶⁾.

Desta maneira, portanto, deve existir uma constante n , tal que:

$$\sigma_{e,n}^{\text{exp}}(E_0) = n \int_{E_\ell}^{E_0} \sum_{\lambda L} \{ \sigma_{\gamma,n}^{\lambda L}(E) N^{\lambda L}(E_0, E, 90) \} \frac{dE}{E} \quad (49)$$

onde n é um número da ordem da unidade e que independe da energia. A constante n , porém, não pode ser obtida a partir da expressão acima, pois estamos querendo investigar justamente a provável contribuição de uma componente de quadrupolo elétrico na seção de choque $\sigma_{\gamma,n}(E)$.

A determinação dessa constante é feita experimentalmente por meio da medida da taxa de produção ("yield") obtida com fótons de bremsstrahlung, $Y_{br,n}^{\text{exp}}(E_0)$, visto que no espectro de bremsstrahlung os diferentes multipolos contribuem de maneira igual. A taxa de produção $Y_{br,n}^{\text{calc}}(E_0)$ é dada por:

$$Y_{br,n}^{\text{calc}}(E_0) = \int_{E_\ell}^{E_0} \sigma_{\gamma,n}(E) N^B(E_0, E, Z) \frac{dE}{E} \quad (50)$$

onde temos:

$$N^B(E_0, E, Z) = \text{espectro de bremsstrahlung de D-B-M}^{(27)}$$

produzido por um radiador de número atômico Z . Em nosso caso, conforme vimos, o radiador utilizado era de tântalo (Ta^0 , $Z = 73$).

$\sigma_{\gamma,n}(E)$ = seção de choque obtida com fótons monoenergéticos de energia E ⁽²⁶⁾. A seção de choque da reação (γ,n) para o ^{232}Th foi medida desde o limiar da reação (6,43 MeV) até a energia de 18,26 MeV ^(28,29). Os resultados assim obtidos são os mostrados no gráfico da figura 14.

Experimentalmente, a taxa de produção $\sigma_{B,n}(E_0)$ foi obtida por meio da colocação de um radiador de tântalo (Ta^0) em frente ao alvo durante as irradiações. Assim pois, as reações no alvo serão induzidas por fótons de bremsstrahlung e também por elétrons que atravessam o radiador. Os elétrons que atravessam o radiador perdem energia devido a processos de radiação e colisão no interior do mesmo, tornando necessária, portanto, uma correção no valor da atividade induzida no alvo. As medidas experimentais foram feitas entre 28 e 60 MeV de energia cinética E_0 dos elétrons incidentes, região onde a taxa de produção não apresenta variações muito bruscas com o aumento da energia; nestas circunstâncias, a correção anteriormente mencionada será feita segundo o sugerido por W.C. Barber ⁽³⁰⁾.

A perda média de energia \bar{v} por colisão e radiação de elétrons com energia cinética E_0 que incidem em um radiador de tântalo, em unidades de $\text{MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{g}$, bem como a perda média total de energia Δr dos elétrons para o nosso caso (no qual a densidade superficial do radiador era de $0,272\text{g}/\text{cm}^2$), são relacionados por meio da tabela 6 ⁽³¹⁾.

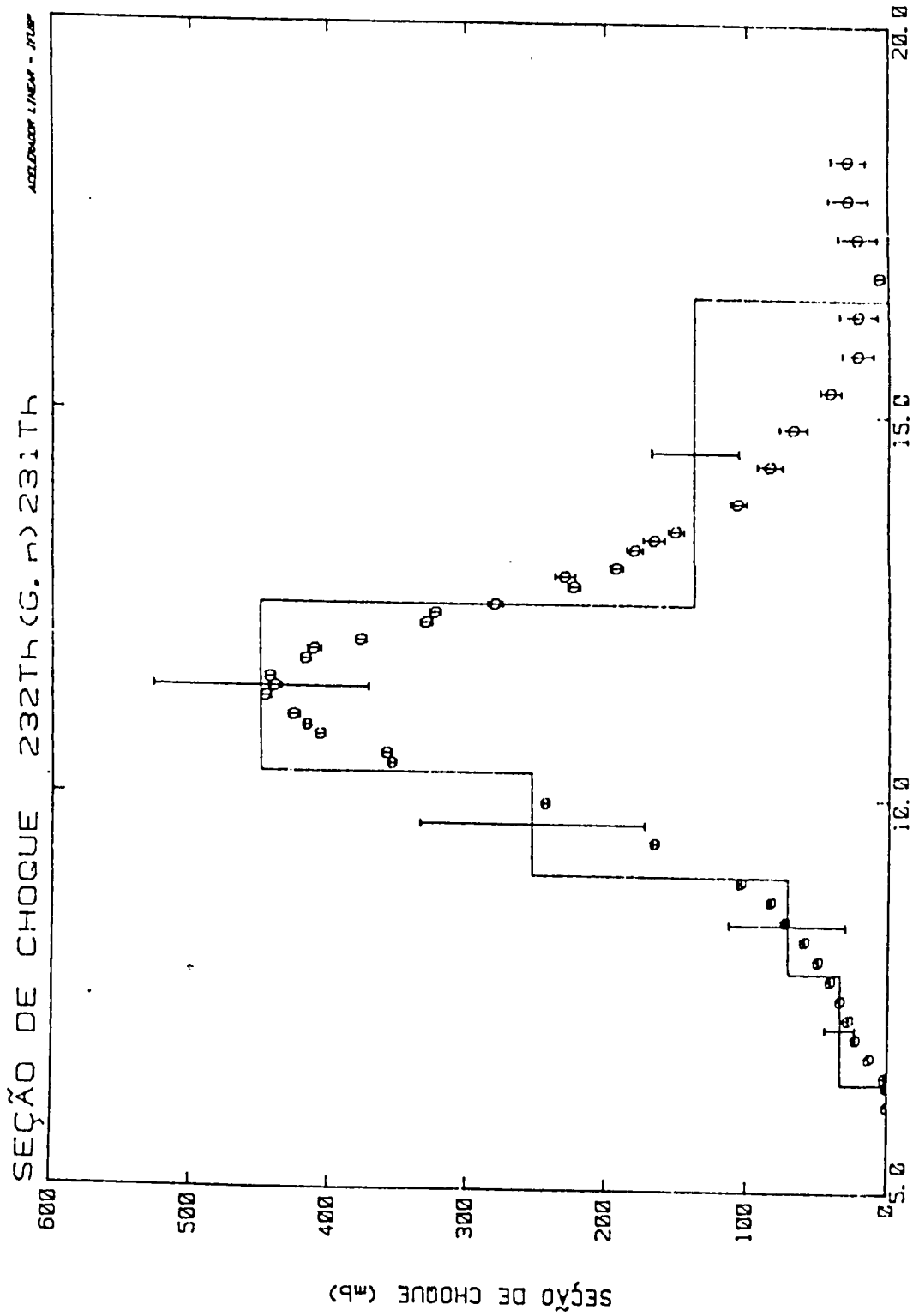


Figura 14 - Seção de choque da reação $^{232}\text{Th}(\gamma, n)^{231}\text{Th}$ em função da energia dos fótons monocromáticos (26). O histograma corresponde ao ajuste efetuado pelo programa VIRLIB (ver capítulo IV) para a componente de dipolo elétrico $\sigma_{\gamma, n}^{E1}(E)$.

E_0 (MeV)	\bar{v} (MeV.cm ² /g)	Δr (MeV)
25,0	4,28	1,16
30,0	4,78	1,30
35,0	5,37	1,46
40,0	6,03	1,64
45,0	6,61	1,80
50,0	7,32	1,99
55,0	8,32	2,26
60,0	9,48	2,58

Tabela 6 - Valores da energia cinética E_0 dos elétrons incidentes, da perda média de energia \bar{v} e da perda média total de energia Δr para estes elétrons em um radiador de tântalo com densidade superficial de 0,272g/cm².

Uma vez conhecida a perda média total de energia Δr dos elétrons no radiador, podemos, em primeira aproximação, considerar a taxa de produção $\sigma_{B,n}(E_0)$ medida como sendo dada por:

$$\sigma_{B,n}(E_0) = Y_{br,n}^{\text{exp}}(E_0) + \sigma_{e,n}^{\text{exp}}(E_0 - \Delta r) \quad (51)$$

onde:

$\sigma_{B,n}(E_0)$ é a taxa de produção medida nas irradiações em que o radiador era colocado antes do alvo (ver tabela 5).

$y_{br,n}^{exp}(E_0)$ é a taxa de produção ("yield") devida somente ao bremsstrahlung.

$\sigma_{e,n}^{exp}(E_0 - \Delta r)$ é a seção de choque de eletrodesintegração obtida nas medidas realizadas sem a presença do radiador antes do alvo. Descontamos de E_0 o fator Δr porque os elétrons ao atravessarem o radiador experimentam uma perda de energia igual a Δr .

A esta altura, porém, um problema se apresenta. As medidas de seção de choque de eletrodesintegração previamente realizadas foram feitas, conforme vimos no capítulo anterior, com a energia cinética dos elétrons sendo E_0 (com E_0 assumindo os valores da tabela 6) e não $E_0 - \Delta r$. A maneira que encontramos para contornar este problema foi ajustar uma reta aos oito últimos pontos experimentais obtidos da seção de choque de eletrodesintegração em função da energia cinética dos elétrons incidentes, E_0 . Para efetuarmos tal aproximação, fizemos a hipótese de que para E_0 entre 25 e 60 MeV a variação de $\sigma_{e,n}(E_0)$ é praticamente linear, o que é confirmado pelos próprios dados experimentais, conforme vimos no capítulo anterior.

A reta ajustada, utilizando uma vez mais o programa AJUSTE⁽²²⁾, foi tal que:

$$\sigma_{e,n}^{ajt}(E_0 - \Delta r) = 0,0347389(E_0 - \Delta r) + 1,90877 \quad (52)$$

sendo o erro correspondente a cada valor de $\sigma_{e,n}^{ajt}(E_0 - \Delta r)$ calculado usando-se a matriz de covariância do ajuste feito. Os resultados obtidos são os relacionados na tabela 7.

$E_0 - \Delta r$ (MeV)	$\sigma_{e,n}^{ajt}$ (mb)	$\delta \sigma_{e,n}^{ajt}$ (mb)
23,8	2,74	0,06
28,7	2,91	0,04
33,5	3,07	0,04
38,4	3,24	0,03
43,2	3,41	0,03
48,0	3,58	0,04
52,7	3,74	0,04
57,4	3,90	0,05

Tabela 7 - Valores da energia cinética do elétron descontando-se perdas no radiador, da seção de choque $\sigma_{e,n}^{ajt}(E_0 - \Delta r)$ e do erro correspondente a esse valor.

Assim pois, se $\sigma_{B,n}(E_0)$ for medida nas mesmas condições experimentais que a correspondente eletrodesintegração, podemos determinar a constante de normalização η comparando o valor experimental proveniente da expressão (51), $y_{br,n}^{exp}(E_0)$, com:

$$y_{br,n}^{exp}(E_0) = \eta y_{br,n}^{calc}(E_0 - \frac{\Delta r}{2}) \quad (53)$$

onde $y_{br,n}^{calc}(E_0 - \frac{\Delta r}{2})$ é dado pela expressão (50). Descontamos do valor de E_0 o fator $\Delta r/2$ porque estamos supondo que o elétron irradia exatamente na metade da espessura do radiador. Os valores obtidos para $y_{br,n}^{exp}(E_0)$, $y_{br,n}^{calc}(E_0 - \frac{\Delta r}{2})$ e η são os relacionados na tabela 8.

E_0 (MeV)	$y_{br,n}^{exp}(E_0)$ (mb)	$y_{br,n}^{calc}(E_0 - \frac{\Delta r}{2})$ (mb)	η
25,0	$5,70 \pm 0,19$	5,03	$1,13 \pm 0,04$
30,0	$6,33 \pm 0,19$	5,55	$1,14 \pm 0,03$
35,0	$6,71 \pm 0,17$	5,92	$1,13 \pm 0,03$
40,0	$6,56 \pm 0,13$	6,20	$1,06 \pm 0,02$
45,0	$7,17 \pm 0,23$	6,42	$1,12 \pm 0,04$
50,0	$8,15 \pm 0,30$	6,60	$1,24 \pm 0,04$
55,0	$8,14 \pm 0,31$	6,75	$1,21 \pm 0,05$
60,0	$6,58 \pm 0,22$	6,88	$0,96 \pm 0,03$

Tabela 8 - Valores da energia cinética E_0 dos elétrons incidentes, do "yield" de bremsstrahlung obtido experimentalmente, do "yield" de bremsstrahlung calculado e da constante de normalização η encontrados.

A partir dos dados contidos na tabela 8, calculamos o valor da constante de normalização η através da média ponderada nos erros dos oito valores encontrados para a mesma. O valor desta média resultou:

$$\eta = 1,098 \pm 0,012$$

Com a finalidade de separarmos as componentes multipolares da seção de choque fotonuclear $\sigma_{\gamma,n}(E)$ para o ${}^{232}_{90}\text{Th}$, utilizamos duas maneiras distintas, porém comparáveis entre si, ambas baseadas no método dos fótons virtuais.

A primeira delas consiste em uma regressão linear segundo o método dos mínimos quadrados com o objetivo de ajus-

tar o parâmetro a_1 da seguinte expressão:

$$\sigma_{e,n}(E_0) = n \int_{E_\ell}^{E_0} \sigma_{\gamma,n}(E) N^{E1}(E_0, E, 90) \frac{dE}{E} +$$

$$a_1 \int_{E_\ell}^{E_0} \sigma_{\gamma,n}^{E2}(E) |N^{E2}(E_0, E, 90) - N^{E1}(E_0, E, 90)| \frac{dE}{E} \quad (54)$$

onde a componente de quadrupolo elétrico $\sigma_{\gamma,n}^{E2}(E)$ é dada em termos de 100% da regra de soma de E2, através de uma lorentziana com a posição do pico fixada em 10,25 MeV e com largura a meia altura de 2,50 MeV. Assim pois, o parâmetro a_1 obtido por meio de ajuste indica a porcentagem da regra de soma de E2 que é esgotada pela componente de quadrupolo elétrico $\sigma_{\gamma,n}^{E2}(E)$. Estes cálculos são efetuados pelo programa FITUDO⁽³²⁾. É importante destacar que a análise feita desta maneira depende não só dos dados de $\sigma_{e,n}(E_0)$ e $\sigma_{B,n}(E_0)$ que medimos, mas também da medida de $\sigma_{\gamma,n}(E)$ efetuada por Livermore.

A outra maneira consiste em uma regressão linear múltipla segundo o método dos mínimos quadrados que utiliza apenas os dados de $\sigma_{e,n}(E_0)$ e $\sigma_{B,n}(E_0)$ que medimos, não fazendo uso de qualquer outra medida. Estes cálculos são efetuados pelo programa VIRLIB⁽³³⁾, o qual fornece as componentes multipolares $\sigma_{\gamma,n}^{E1}(E)$ e $\sigma_{\gamma,n}^{E2}(E)$ sob a forma de histogramas com larguras dos canais pré-fixadas. Essas faixas de energia são os extremos de integração de cada uma das integrais da expressão abaixo e as alturas dos histogramas são os valores da seção de choque dados pelos parâmetros ajustados a_i^{E1} (com i inteiro tal que $1 \leq i \leq 5$) e a_i^{E2} conforme a seguinte expressão:

$$\begin{aligned}
\sigma_{e,n}(E_0) &= \int_{E_\ell}^{E_0} \left| \sigma_{\gamma,n}^{E1}(E) N^{E1}(E_0, E, 90) + \sigma_{\gamma,n}^{E2}(E) N^{E2}(E_0, E, 90) \right| \frac{dE}{E} = \\
&= a_1^{E1} \int_{E_\ell}^{E_1} N^{E1}(E_0, E, 90) \frac{dE}{E} + a_2^{E1} \int_{E_1}^{E_2} N^{E1}(E_0, E, 90) \frac{dE}{E} + \\
&+ a_3^{E1} \int_{E_2}^{E_3} N^{E1}(E_0, E, 90) \frac{dE}{E} + a_4^{E1} \int_{E_3}^{E_4} N^{E1}(E_0, E, 90) \frac{dE}{E} + \\
&+ a_5^{E1} \int_{E_4}^{E_0} N^{E1}(E_0, E, 90) \frac{dE}{E} + a_1^{E2} \int_{E'_1}^{E'_2} N^{E2}(E_0, E, 90) \frac{dE}{E} \quad (55)
\end{aligned}$$

uma vez que consideramos $\sigma_{\gamma,n}(E) = \sigma_{\gamma,n}^{E1}(E) + \sigma_{\gamma,n}^{E2}(E)$. Para $\sigma_{B,n}(E_0)$ temos uma expressão análoga, apenas trocando os espectros de fótons virtuais $N^{E1}(E_0, E, 90)$ e $N^{E2}(E_0, E, 90)$ pelo espectro de bremsstrahlung $N^B(E_0, E, 73)$.

As larguras dos canais são previamente fixadas para cada multipolaridade e escolhidas de acordo com a posição e a largura a meia altura previstas para os picos das ressonâncias de dipolo e quadrupolo elétricos, conforme o que descrevemos no capítulo I. As faixas de energia (larguras dos canais) do histograma e conseqüentemente a forma da seção de choque $\sigma_{\gamma,n}^{EL}(E)$ pode ser modificada de modo a se obter o melhor ajuste possível para o conjunto dos dados experimentais medidos.

O resultado obtido através do processo de análise do programa FITUDO forneceu para a componente de quadrupolo elétrico $\sigma_{\gamma,n}^{E2}(E)$ da seção de choque fotonuclear um valor que esgota $(33 \pm 5)\%$ da regra de soma de E2, tendo o ajuste apre-

sentado um valor de chi-quadrado reduzido igual a 1,71 com 16 graus de liberdade. Por sua vez, os resultados obtidos por meio do processo de análise do programa VIRLIB forneceram para a componente de dipolo elétrico $\sigma_{\gamma,n}^{E1}(E)$ da seção de choque foto nuclear um valor que esgota $(60 \pm 7)\%$ da regra de soma de E1 e para a componente de quadrupolo elétrico $\sigma_{\gamma,n}^{E2}(E)$ um valor que esgota $(17 \pm 21)\%$ da regra de soma de E2. O ajuste conseguido em comparação com os pontos experimentais medidos é mostrado na figura 13. O ajuste obtido por meio do programa FITUDO é visualmente igual ao obtido pelo uso do programa VIRLIB. Este ajuste tem um valor de chi-quadrado reduzido igual a 1,84, com 19 graus de liberdade. A seção de choque fotonuclear calculada pelo programa sob a forma de um histograma é mostrada na figura 14, em comparação com as medidas de $\sigma_{\gamma,n}(E)$ feitas por Livermore. Os resultados da seção de choque fotonuclear calculada pelo programa VIRLIB estão contidos na tabela 9.

Considerando os resultados para $\sigma_{\gamma,n}^{E2}(E)$ provenientes dos dois processos de análise, a média ponderada nos erros indica um valor para a componente de quadrupolo elétrico tal que $(32 \pm 6)\%$ da regra de soma de E2 é esgotada.

L	faixa de energia (MeV)		$\sigma_{\gamma,n}^{calc}$ (mb)	
1	6.4	7.8	33.58	+ - 11.18
1	7.8	9.0	70.72	+ - 41.57
1	9.0	10.3	251.5	+ - 80.53
1	10.3	12.5	447.3	+ - 78.43
1	12.5	16.5	136.0	+ - 30.82
2	8.0	13.0	1.030	+ - 1.248

Tabela 9 - Faixas de energia fixadas e valores da seção de choque fotonuclear calculada para a componente multipolar de ordem L.

Uma vez conhecido o valor da componente de quadrupolo elétrico da seção de choque fotonuclear por emissão de um nêutron, $\sigma_{\gamma,n}^{E2}(E)$, é possível determinar o valor da componente de quadrupolo elétrico da seção de choque total de fotoabsorção para o ^{232}Th . Para tanto, calculamos a razão de ramificação ("branching ratio") $R(E)$ do canal de emissão de um nêutron para a componente de dipolo elétrico utilizando os dados de $\sigma_{\gamma,n}(E)$, $\sigma_{\gamma,2n}(E)$ e $\sigma_{\gamma,f}(E)$ medidos por Livermore⁽²⁶⁾, de maneira que:

$$R(E) = \frac{\sigma_{\gamma,n}(E)}{\sigma_{\gamma,n}(E) + \sigma_{\gamma,2n}(E) + \sigma_{\gamma,f}(E)} \quad (56)$$

com $R(E)$ sendo uma função da energia do fóton, conforme é mostrado na figura 15. Esta razão de ramificação é a obtida para a componente de dipolo elétrico, mas considerando-a como sendo aproximadamente igual ao "branching ratio" para a componente de quadrupolo elétrico do canal de emissão de um nêutron, calculamos o valor médio do mesmo, $\bar{R}(E)$, na faixa de energia localizada entre 8,0 e 13,0 MeV, obtendo o valor $\bar{R}(E) = 0,823 \pm 0,003$. Esta faixa de energia foi escolhida devido ao fato do pico da ressonância da seção de choque $\sigma_{\gamma,n}^{E2}(E)$ estar localizado em 10,25 MeV, com uma largura a meia altura de 2,50 MeV, conforme vimos anteriormente.

Para calcularmos então o valor da componente de quadrupolo elétrico da seção de choque total de fotoabsorção, sendo $R(E) = \Gamma_n^{E2}(E)/\Gamma_T^{E2}(E)$, temos:

$$\bar{\Gamma}_T^{E2}(E) = \frac{\Gamma_n^{E2}(E)}{\bar{R}(E)} \quad (57)$$

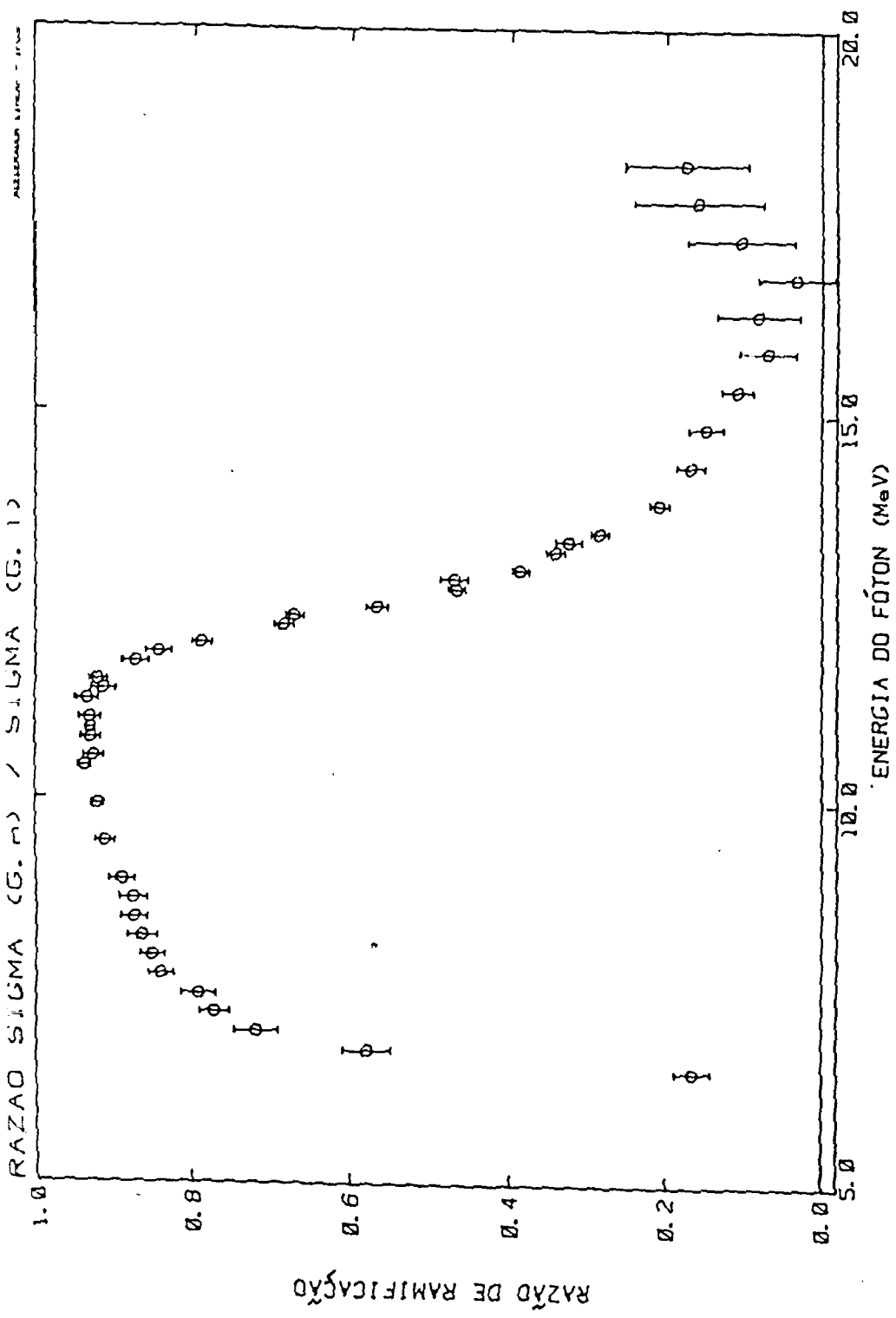


Figura 1.5 - Razão de ramificação R(E) do canal de emissão de um nêutron para a componente de dipolo elétrico.

o que implica $\bar{\Gamma}_T^{E2}(E) = (39 \pm 7)\%$. Este valor fornece o quanto da regra de soma de fotoabsorção total de E2 é esgotada pelo valor obtido para $\sigma_{abs}^{E2}(E)$.

Neste ponto, algumas considerações a respeito dos resultados obtidos se fazem necessárias. Os valores elevados ($\approx 1,7$) obtidos para o chi-quadrado reduzido do ajuste em ambos os processos de análise se devem ao fato de que os dados de $\sigma_{e,n}(E_0)$ medidos para E_0 entre 17,5 e 25,0 MeV se encontram sistematicamente acima do ajuste efetuado, conforme pode ser visto na figura 13. Tal discrepância não pode ser explicada por meio da existência de outras multipolaridades além das consideradas, visto que a diferença observada ocorre em uma região de energia intermediária. Se a mesma ocorresse para valores de E_0 elevados (acima de 45 MeV) ou baixos (abaixo de 10 MeV), esta hipótese poderia ser considerada, mas não em nosso caso.

O valor encontrado para a componente de dipolo elétrico $\sigma_{\gamma,n}^{E1}(E)$ da seção de choque fotonuclear é compatível com o obtido através de medidas realizadas com fótons monoenergéticos, que fornecem para a mesma uma área total de 1675 MeV.mb⁽²⁶⁾, a qual multiplicada pela constante de normalização η resulta em um valor que esgota $(56 \pm 1)\%$ da regra de soma de E1. No que se refere à componente de quadrupolo elétrico $\sigma_{\gamma,n}^{E2}(E)$, os resultados obtidos por ambos os processos de análise são compatíveis. O fato do resultado obtido por meio do programa VIRLIB apresentar um erro muito maior que o resultado fornecido pelo programa FITUDO é uma provável decorrência da forma e da intensidade da componente de dipolo elétrico $\sigma_{\gamma,n}^{E1}(E)$ terem sido previamente fixadas no processo de análise do programa

FITUDO, ao contrário do que ocorre com o programa VIRLIB, o qual necessita utilizar, portanto, um número maior de parâmetros que o programa FITUDO para fazer o ajuste.

Por sua vez, o valor obtido para a componente de quadrupolo elétrico da seção de choque total de fotoabsorção, $\sigma_{\text{abs}}^{E2}(E)$, é discordante em relação ao valor encontrado para núcleos pesados, nos quais o mesmo esgota cerca de 80% da regra de soma de E^2 . Esta discordância observada provavelmente se deve ao fato da razão de ramificação $R(E)$ calculada para a componente de dipolo elétrico no canal de emissão de um nêutron ser diferente da razão de ramificação para a componente de quadrupolo elétrico no mesmo canal. Este comportamento pode indicar um favorecimento do canal de fissão no decaimento da componente de quadrupolo elétrico da seção de choque total de fotoabsorção para o ^{232}Th .

C A P Í T U L O V

CONCLUSÃO

No presente trabalho o canal de decaimento por emissão de um nêutron da ressonância gigante de quadrupolo elétrico do ^{232}Th foi estudado por meio de reações de eletrodesintegração e fotodesintegração. Foi também obtida a separação das componentes multipolares da seção de choque fotonuclear para este núcleo.

As seções de choque de eletrodesintegração, $\sigma_{e,n}(E_0)$, e as taxas de produção, $\sigma_{B,n}(E_0)$, foram medidas como função da energia cinética E_0 dos elétrons incidentes nas faixas entre 8,0 e 60,0 MeV e entre 25,0 e 60,0 MeV respectivamente, através da técnica de análise por ativação.

A análise dos dados experimentais obtidos foi feita por meio do método dos fótons virtuais, considerando correções devidas ao tamanho finito do núcleo, conseguindo-se obter a separação das componentes multipolares da seção de choque fotonuclear $\sigma_{\gamma,n}(E)$ para o ^{232}Th .

A componente de dipolo elétrico obtida possui um valor que esgota (60 \pm 7)% da regra de soma de E1. Este resultado é compatível com o obtido através de medidas realizadas com fótons monoenergéticos, que fornecem um valor que esgota (56 \pm 1)% da regra de soma de E1.

No que se refere à componente de quadrupolo elétrico, obtivemos um valor que esgota (32 \pm 6)% da regra de soma de E2, considerando-se que $\sigma_{\gamma,n}^{E2}(E)$ tem a forma de uma lorentziana com o pico localizado em 10,25 MeV e com uma largura

ra a meia altura de 2,50 MeV.

A razão de ramificação ("branching ratio") foi calculada para a componente de dipolo elétrico no canal de emissão de um nêutron e considerando-a como sendo igual à razão de ramificação para a componente de quadrupolo elétrico no mesmo canal, obtivemos o valor para $\sigma_{\text{abs}}^{E2}(E)$, valor este que esgota $(39 \pm 7)\%$ da regra de soma de E2. Este valor é discrepante se comparado à sistemática dos núcleos pesados, nos quais os valores obtidos para $\sigma_{\text{abs}}^{E2}(E)$ esgotam cerca de 80% da regra de soma de fotoabsorção total de E2.

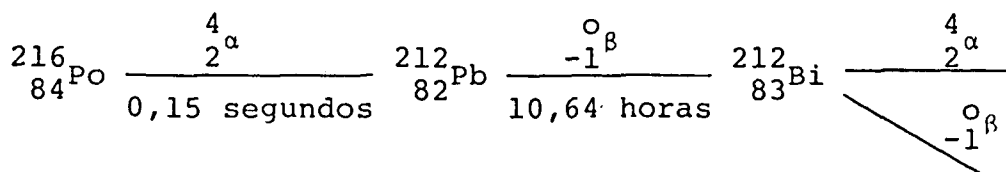
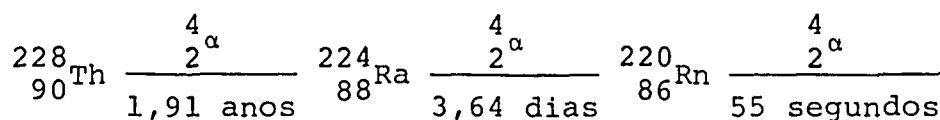
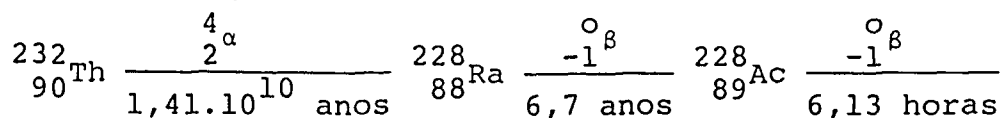
A discrepância observada é provavelmente devida ao fato das razões de ramificação das componentes de dipolo e quadrupolo elétricos no canal de emissão de um nêutron serem diferentes, diferença esta que indicaria um favorecimento do canal de fissão no decaimento da ressonância gigante de quadrupolo elétrico do ^{232}Th . Tal hipótese, no entanto, só poderá ser verificada se medidas das seções de choque de eletrofissão e fotofissão forem realizadas para o ^{232}Th .

A P Ê N D I C E A

DETERMINAÇÃO DO NÚMERO DE NÚCLEOS DE $^{232}_{90}\text{Th}$ POR UNIDADE DE ÁREA
NOS ALVOS UTILIZADOS

A determinação do número de núcleos de ^{232}Th por unidade de área nos alvos utilizados (em número de três) é necessária para o cálculo das seções de choque e das taxas de produção. Conforme vimos, esta determinação foi realizada por espectroscopia alfa, devido ao fato do ^{232}Th ser um emissor alfa natural. Um espectro típico obtido das partículas alfa emitidas por um alvo de ^{232}Th é mostrado na figura 16.

Algumas explicações sobre o espectro da figura 16 se fazem necessárias. O ^{232}Th decai para o rádio ($^{228}_{88}\text{Ra}$) com meia vida de $1,41 \cdot 10^{10}$ anos, por emissão de uma partícula alfa. As alfas emitidas têm energias de 4,011 e 3,994 MeV com probabilidades de emissão 0,77 e 0,23, respectivamente⁽²⁰⁾. A série de núcleos provenientes do decaimento por emissão de partículas alfa do ^{232}Th , até o chumbo ($^{208}_{82}\text{Pb}$), que é estável, é mostrada no seguinte esquema:



ESPECTRO ALFA RESULTANTE

ALFA 1000 - 1000

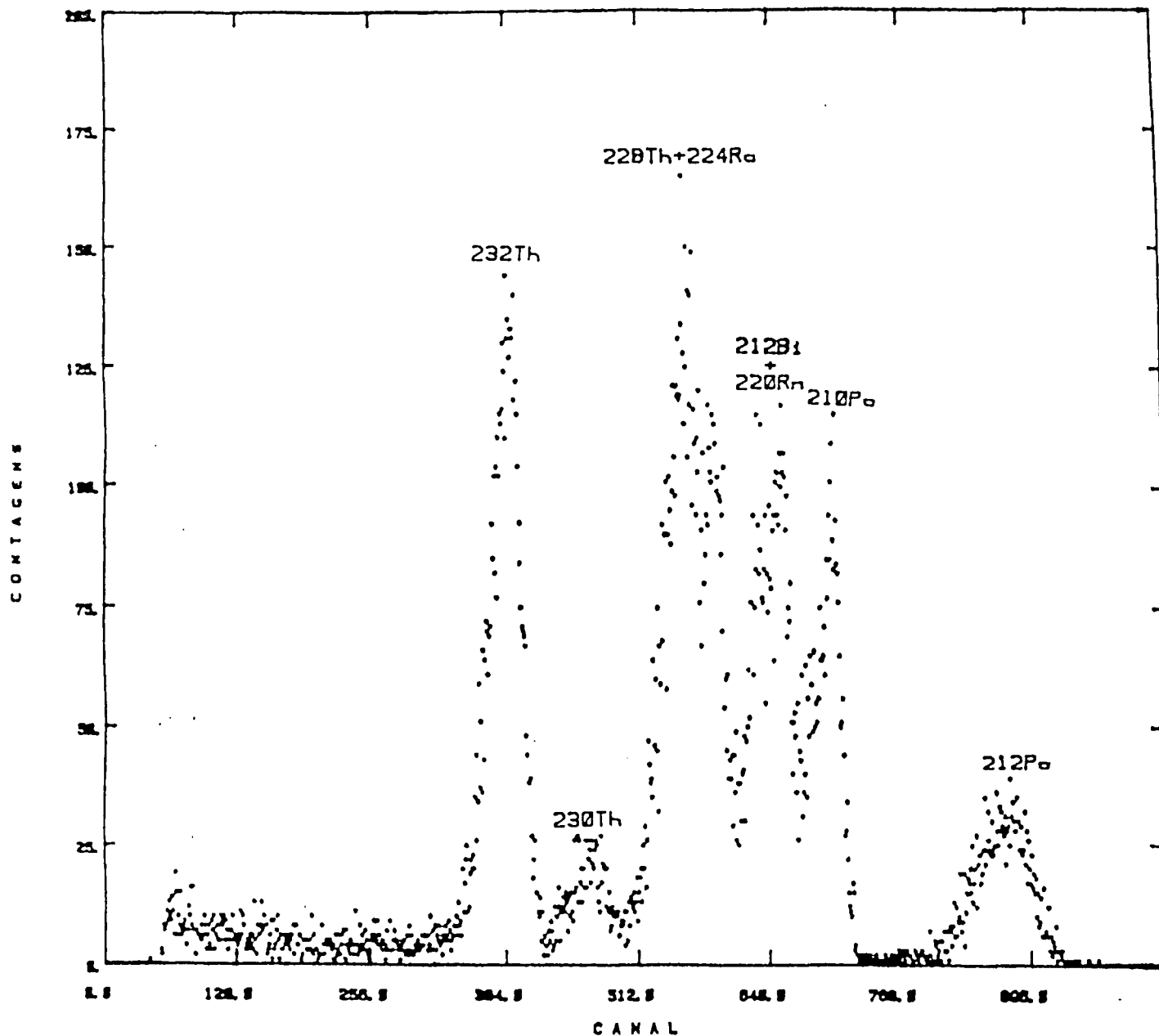
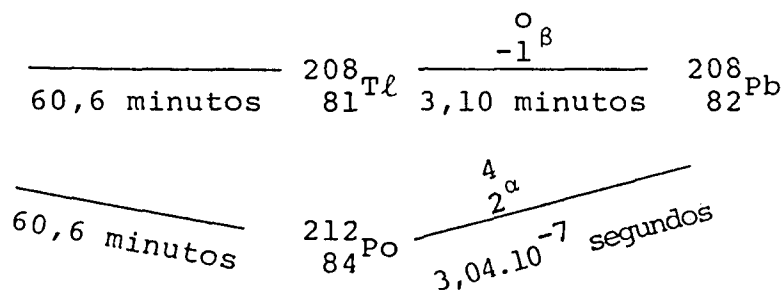


Figura 16 - Espectro obtido das partículas alfas provenientes de um dos alvos utilizados. Os emissores alfa da série radioativa do ^{232}Th estão identificados em função dos picos correspondentes às partículas alfa por eles emitidas.



O espectro obtido, portanto, envolve toda a família do ${}^{232}\text{Th}$, aparecendo no mesmo os picos correspondentes às partículas alfa emitidas com maior intensidade em cada decaimento. Devido ao fato das duas energias das partículas alfa emitidas pelo ${}^{232}\text{Th}$ serem muito próximas, a resolução do sistema de espectrometria não foi suficiente para separá-las no espectro, no qual aparecem como sendo o primeiro pico. Portanto, a soma das contagens sob esse pico é proporcional ao número de núcleos de ${}^{232}\text{Th}$ existente no alvo medido.

É importante destacar que o ruído eletrônico existente no sistema de espectrometria alfa utilizado acabou por provocar um alargamento na forma dos picos, sendo necessário ajustar o mesmo por meio de uma gaussiana⁽²¹⁾. Este ajuste permitiu então determinar o número C de contagens no pico das alfas do ${}^{232}\text{Th}$ por segundo.

O cálculo do número de átomos de ${}^{232}\text{Th}$ por unidade de área foi realizado do seguinte modo: inicialmente determinamos a massa de ${}^{232}\text{Th}$ existente no alvo por unidade de área, tal que:

$$m = \frac{C M}{G N_0 \lambda S}$$

onde: C - número de contagens no pico do ^{232}Th /segundo

M - átomo-grama do ^{232}Th

G - fator de geometria do sistema de espectrometria

N_0 - número de Avogrado

λ - constante de decaimento radioativo do $^{232}\text{Th}(\ln 2/T_{1/2})$

S - área do detector exposta ao alvo.

Lembrando que em 232,038g de ^{232}Th temos $6,023 \cdot 10^{23}$ núcleos deste isótopo, uma vez conhecido o valor de m determinamos o número de núcleos de ^{232}Th por unidade de área existente em cada um dos três alvos utilizados, que resultaram $(5,23 \pm 0,08) \cdot 10^{17}$ núcleos de $^{232}\text{Th}/\text{cm}^2$; $(2,58 \pm 0,05) \cdot 10^{17}$ núcleos de $^{232}\text{Th}/\text{cm}^2$ e $(8,54 \pm 0,05) \cdot 10^{16}$ núcleos de $^{232}\text{Th}/\text{cm}^2$.

A P Ê N D I C E BDETERMINAÇÃO DA EFICIÊNCIA DO SISTEMA DE DETECÇÃO NA ENERGIA
DE 25,64 KeV

Para determinarmos a eficiência do sistema de detecção na energia de 25,64 KeV, utilizamos os valores da eficiência do sistema para os raios gama provenientes de fontes de calibração de $^{241}_{95}\text{Am}$, $^{133}_{56}\text{Ba}$ e $^{109}_{48}\text{Cd}$. As energias desses raios gama e as eficiências do sistema para os mesmos se encontram relacionadas por meio da tabela 10.

Energia (KeV)	Eficiência . 10^{-2}
26,345	1,27 ± 0,11
53,161	1,62 ± 0,09
59,537	1,57 ± 0,02
79,623	1,66 ± 0,09
80,997	1,63 ± 0,08
88,034	1,93 ± 0,11

Tabela 10 - Eficiência do sistema de detecção para os gamas emitidos pelas fontes de calibração utilizadas.

Com os dados contidos na tabela 10, construímos o gráfico da eficiência em função da energia dos raios gama das fontes de calibração, gráfico este que resultou conforme o exposto na figura 17.

GRÁFICO - EFICIÊNCIA X ENERGIA

ACCELERADOR LINEAR - UNESP

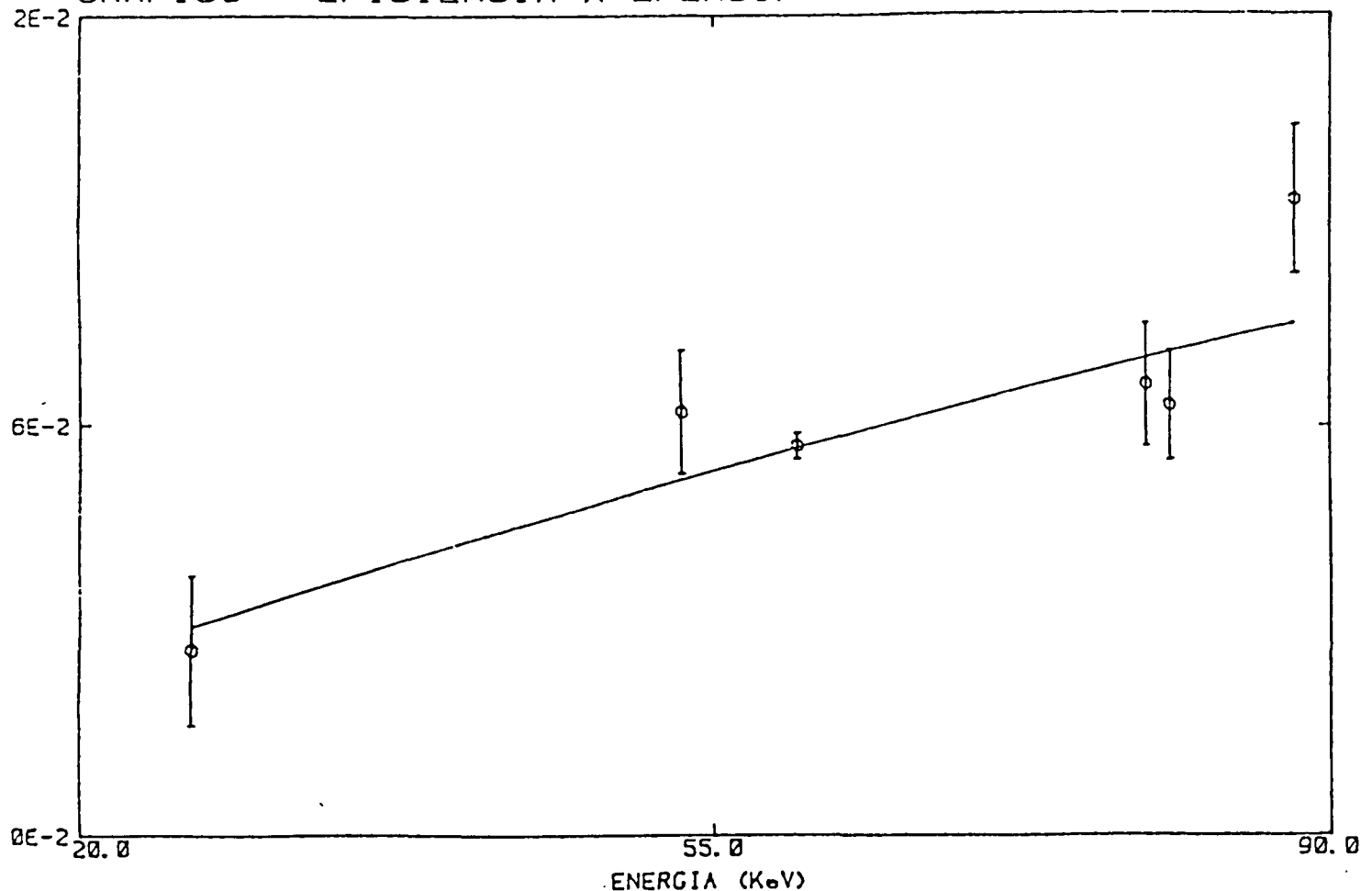


Figura 17 - Gráfico da eficiência do sistema de detecção utilizado em nosso experimento em função da energia dos raios gama. A curva corresponde à função de calibração da eficiência.

A função obtida que relaciona a eficiência do sistema de detecção com a energia dos raios gama (função de calibração da eficiência), resultou na expressão:

$$\begin{aligned} \epsilon(E) &= a_3 E^2 + a_2 E + a_1 = \\ &= \epsilon(E) = -0,246 \cdot 10^{-6} E^2 + 0,999 \cdot 10^{-4} E + 0,106 \cdot 10^{-1} \end{aligned}$$

A eficiência do sistema de detecção para a energia do raio gama de interesse ($E = 25,64 \text{ KeV}$) é, portanto:

$$\epsilon = -1,62 \cdot 10^{-4} + 2,56 \cdot 10^{-3} + 1,06 \cdot 10^{-2} \Rightarrow \epsilon = 1,30 \cdot 10^{-2}$$

A incerteza no valor ϵ da eficiência será calculada por covariância, podendo ser escrita como:

$$\delta_{\epsilon}^2 = \begin{vmatrix} \frac{\partial \epsilon}{\partial a_1} & \frac{\partial \epsilon}{\partial a_2} & \frac{\partial \epsilon}{\partial a_3} \end{vmatrix} \left| \text{MC} \right| \begin{vmatrix} \frac{\partial \epsilon}{\partial a_1} \\ \frac{\partial \epsilon}{\partial a_2} \\ \frac{\partial \epsilon}{\partial a_3} \end{vmatrix} \rightarrow \delta_{\epsilon}^2 = \begin{vmatrix} 1 & E & E^2 \end{vmatrix} \left| \text{MC} \right| \begin{vmatrix} 1 \\ E \\ E^2 \end{vmatrix}$$

onde (MC) indica a matriz de covariância e E é a energia do raio-gama de interesse ($E = 25,64$ KeV). Assim, a incerteza δ_{ϵ} no valor ϵ da eficiência é tal que:

$$\delta_{\epsilon}^2 = 1,06 \cdot 10^{-6} \rightarrow \delta_{\epsilon} = 1,03 \cdot 10^{-3}$$

O valor da eficiência ϵ do sistema de detecção, para a energia do raio gama de 25,64 KeV, é:

$$\epsilon = (1,30 \pm 0,10) \cdot 10^{-2}$$

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 1) M.G. Huber, Am. Journal of Phys. 35, 685 (1967).
- 2) R. Bergère, Photonuclear Reactions - Proceeding of the International School of Electro and Photonuclear Reactions and Applications, Erice, Itália (1976).
- 3) J.D.T. Arruda-Neto, "Ressonâncias Gigantes do Núcleo Atômico", Revista de Ensino de Física, volume 3, nº 4, dezembro de 1981, página 49.
- 4) P. Carlos et al., Nucl. Phys. A172, 437 (1971).
- 5) A. Bohr e B. Mottelson, Nuclear Structure, volume II, Benjamin Reading, Massachussets, 1975.
- 6) B.L. Berman and S.C. Fultz, Rev. of Mod. Phys. 47, 713 (1975).
- 7) D.J. Rowe, Nuclear Collective Motion, Methen, 1970.
- 8) F.E. Bertrand, Ann. Rev. of Nucl. Sci. 26, 457 (1976).
- 9) R. Pitthan and T. Walcher, Phys. Lett. B36, 563 (1971).
- 10) S. Fukuda and V. Torizuka, Phys. Rev. Lett. 29, 110 (1972).
- 11) J.M. Eisenberg and W. Greiner, Excitation Mechanism of the Nucleus - Nuclear Theory, volume II, North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1979.
- 12) J.S. O'Connell, Proceedings of the International Conference of Photonuclear Reactions and Applications, Pacific Grove, California - USA, 1973, edited by B.L. Berman, CONF 73030L (Lawrence Livermore Laboratory, Livermore, CA, 1973).

- 13) K. Alder, A. Bohr, T. Huss, B. Mottelson and A. Winter ,
Rev. Mod. Phys. 28, 432(1956).
- 14) H. Überall, Electron Scattering from Complex Nuclei, Aca-
demic Press, New York, 1971.
- 15) D.S. Onley and F. Zamani-Noor, Phys. Rev. C33, 1354(1986).
- 16) L.S. Cutler, Phys. Rev. 157, 885(1967).
- 17) I. Kaplan, Nuclear Physics, Addison - Wesley Publishing
Co., 1962 - Second Edition, Part III - Chapter 19.
- 18) J.B. Marion and Z.C. Young, Nuclear Reaction Analysis ,
North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1968.
- 19) A. Suzuki et al., Nucl. Phys. A199, 45 (1973).
- 20) Table of Isotopes, 7th edition, edited by C.M. Lederer and
V.S. Shirley, John Wiley and Sons Inc., 1978.
- 21) Programa IDEFIX, implementado no computador PDP-11/45 por
P. Gouffon.
- 22) Programa AJUSTE - versão 1, implementado no computador
PDP-11/45 por P. Gouffon.
- 23) Programa CALIB, implementado no computador PDP-11/45, por
P. Gouffon.
- 24) E. Woly nec, A.R.V. Martinez, P. Gouffon, Y. Miyao, V.A.
Serrão and M.N. Martins, Phys. Rev. C29, 1137(1983).
- 25) E. Woly nec, V.A. Serrão, P. Gouffon, Y. Miyao and M.N.
Martins, "Photoneutron Cross Sections", IFUSP-1984, a ser
publicado.
- 26) J.T. Caldwell et al., Atlas of Photoneutron Cross Sections
obtained with Monoenergetic Photons , edited by B.L. Ber-

- man, December (1976), Lawrence Livermore Laboratory.
- 27) H.W. Koch and J.W. Motz, Rev. of Mod. Phys. 31, 920 (1959).
 - 28) J.T. Caldwell, E.J. Dowdy, R.A. Alvarez, B.L. Berman and P. Meyer, Nucl. Sci. Eng. 73, 153 (1980).
 - 29) J.T. Caldwell, E.J. Dowdy, B.L. Berman, R.A. Alvarez and P. Meyer, Phys. Rev. C21, 1215 (1980).
 - 30) W.C. Barber, Phys. Rev. 111, 1642 (1958).
 - 31) L. Pages, E. Bertel, H. Joffre and L. Sklavenitis, Atomic Data 4, 1-127 (1972).
 - 32) Programa FITUDO, implementado no computador PDP-11/45 por P. Gouffon.
 - 33) Programa VIRLIB, de autoria de Rolf Leicht, modificado e implementado no computador VAX/VMS por P. Gouffon e M.N. Martins.