

BR 9127 152
INIS- BR -- 2646

**INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
AUTARQUIA ASSOCIADA A UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO**

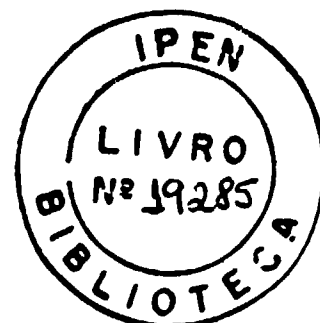
**REAÇÕES FOTONUCLEARES INDUZIDAS POR RADIAÇÃO GAMA DE CAPTURA
DE NEUTRONS , NOS NÚCLEOS DE U-233 E Pu-239 , JUNTO AO LIMAR.**

MARCO ANTONIO PROENÇA VIEIRA DE MORAES

**Tese apresentada ao Instituto de Pesquisas
Energéticas e Nucleares como parte dos
requisitos para a obtenção do Grau de
" Doutor em Tecnologia Nuclear ".**

Orientadora : Dra. MARILIA T.F.CESAR KHOURI

**SÃO PAULO
1990**



REAÇÕES FOTONUCLEARES INDUZIDAS POR RADIAÇÃO GAMA DE CAPTURA DE NEUTRONS , NOS NÚCLEOS DE U-233 E Pu-239 , JUNTO AO LIMAR.

MARCO ANTONIO PROENÇA VIEIRA DE MORAES

RESUMO

As secções de choque fotonucleares dos núcleos de U-233 e Pu-239 foram obtidas com radiação gama de captura de nêutrons térmicos, no intervalo de energia de excitação entre 5.43 e 9.72 MeV. Os fluxos gama foram medidos num cristal do tipo NaI(Tl) (3x3)" e os fragmentos de fotofissão foram detectados pela técnica do registro de traços em Makrofol-Kg. Uma possível estrutura foi observada na secção de choque de fotofissão do U-233, próxima a energia de 7.23 MeV. As alturas das barreiras simples de fissão, segundo o modelo da gota líquida, foram calculadas : (5.6 ± 0.2) MeV para o U-233 e (5.7 ± 0.2) MeV para o Pu-239. A fissionabilidade relativa determinada para os dois núcleos mostrou ser independente da energia: (2.12 ± 0.25) para o U-233 e (3.32 ± 0.41) para o Pu-239. A distribuição angular dos fragmentos de fotofissão do Pu-239 foi obtida em duas energias médias de excitação : 5.43 e 7.95 MeV. Uma anisotropia de (12.2 ± 3.6) % foi observada em 5.43 MeV. Os nêutrons foram detectados num sistema do tipo "Long-Counter", possibilitando o cálculo das secções de choque de nêutrons totais. As secções de choque de fotoneutrons foram calculadas usando valores da multiplicidade de nêutrons, $\bar{\nu}$, dependente da energia, obtidos na literatura. A competição Γ_n/Γ_f foi determinada em cada energia de excitação e mostrou ser independente da energia: (0.54 ± 0.05) para o U-233 e (0.44 ± 0.05) para o Pu-239. Esta competição foi correlacionada com os parâmetros Z^2/A , ($E_f - B_n$), A. As temperaturas nucleares foram calculadas segundo os modelos de FUJIMOTO-YAMAGUCHI e o da TEMPERATURA NUCLEAR CONSTANTE : (0.76 ± 0.07) MeV e (0.60 ± 0.06) MeV para o U-233 e (0.62 ± 0.06) MeV e (0.49 ± 0.05) MeV para o Pu-239, respectivamente. As secções de choque de fotoabsorção total foram também calculadas, como uma soma das secções de choque de fotofissão e de fotoneutrons em cada energia de excitação. A competição Γ_f/Γ_A , também chamada de probabilidade de fissão P_f , foi obtida: (0.66 ± 0.02) para o U-233 e (0.70 ± 0.02) para o Pu-239.

PHOTONUCLEAR REACTIONS OF U-233 AND Pu-239 NEAR THRESHOLD ,
INDUCED BY THERMAL NEUTRON CAPTURE GAMMA RAYS .

MARCO ANTONIO PROENÇA VIEIRA DE MORAES

ABSTRACT

The photonuclear cross sections of U-233 and Pu-239 have been studied by using monochromatic and discrete photons, in the energy interval from 5.49 to 9.72 MeV, produced by thermal neutron capture. The gamma fluxes incident on the samples were measured using a (3 x 3)" NaI (TI) crystal. The photofission fragments were detected in Makrofol-Kg (SSNTD). A possible structure was observed in the U-233 cross sections, near 7.23 MeV. According to the liquid drop model the heights of the simple fission barriers were determined: (5.6 ± 0.2) MeV and (5.7 ± 0.2) MeV for U-233 and Pu-239 respectively. The relative fissionability of the nuclides was determined at each excitation energy and shown to be energy independent: (2.12 ± 0.25) for U-233 and (3.92 ± 0.41) for Pu-239. The angular distribution of photofission fragments of Pu-239 were measured at two mean excitation energies of 5.49 and 7.95 MeV. An anisotropic distribution of (12.2 ± 9.6) % was observed at 5.49 MeV. The total neutron cross sections were measured by using a "long counter" detector. The photoneutron cross sections were calculated by using energy dependent neutron multiplicities values, $\nu(E)$, obtained in the literature. The competition Γ_n/Γ_f was also determined at each excitation energy, and shown to be energy independent: (0.54 ± 0.05) for U-233 and (0.44 ± 0.05) for Pu-239, and were correlated to the parameters Z^2/A , ($E_f' - B_n'$), A . According to the FUJIMOTO-YAMAGUCHI and CONSTANT NUCLEAR TEMPERATURE models, the nuclear temperatures were calculated: (0.76 ± 0.07) MeV and (0.60 ± 0.06) MeV for U-233 and (0.62 ± 0.06) MeV and (0.49 ± 0.05) MeV for Pu-239. The total photoabsorption cross sections were also calculated as a sum of the photofission and photoneutron cross sections at each energy excitation. From these results the competition Γ_f/Γ_A , called fission probability P_f , were obtained: (0.66 ± 0.02) for U-233 and (0.70 ± 0.02) for Pu-239.

**REAÇÕES FOTONUCLEARES INDUZIDAS POR RADIAÇÃO GAMA DE CAPTURA
DE NEUTRONS, NOS NÚCLEOS DE U-233 E Pu-239, JUNTO AO LIMAR.**

INDICE

CAPITULO-I- OBJETIVOS

CAPITULO-II- INTRODUÇÃO

II-1- ASPECTOS GERAIS

II-2- ASPECTOS TEORICOS

II-2-1-INTRODUÇÃO

II-2-2-PROCESSO DE FISSÃO

II-2-3-PROCESSO DE EMISSÃO DE NEUTRONS

II-2-4-COMPETIÇÃO ENTRE EMISSÃO DE NEUTRONS E FISSÃO

II-2-5-DEPENDENCIA DA COMPETIÇÃO ENTRE EMISSÃO DE NEUTRONS E FISSÃO COM A ENERGIA

II-2-6-DISTRIBUIÇÃO ANGULAR DOS FRAGMENTOS DE FOTOFISSÃO

CAPITULO-III-METODOLOGIA EXPERIMENTAL

III-1-DESCRIÇÃO GERAL

III-2-MASSAS DAS AMOSTRAS

III-2-1-INTRODUÇÃO

III-2-2-PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

III-3-FLUXOS GAMA

III-3-1-INTRODUÇÃO

III-3-2-PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

III-4-FRAGMENTOS DE FOTOFISSÃO

III-4-1-INTRODUÇÃO

III-4-2-PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

III-5-DISTRIBUIÇÃO ANGULAR DOS FRAGMENTOS

III-5-1-INTRODUÇÃO

III-5-2-PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

III-6-DETECÇÃO DE NÉUTRONS

III-6-1-INTRODUÇÃO

III-6-2-PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

CAPÍTULO-IV-RESULTADOS EXPERIMENTAIS:

DISCUSSÃO E INTERPRETAÇÃO

IV-1-MASSAS DAS AMOSTRAS

IV-2-FLUXOS GAMA

IV-3-EFICIÊNCIA DA "TÉCNICA DO REGISTRO DE TRAÇOS"

IV-4-SECÇÕES DE CHOQUE DE FOTOFISSÃO

IV-4-1-DESCRIÇÃO GERAL

IV-4-2- σ (γ , f) PARA OS NÚCLEOS DO U-233 E Pu-239

IV-4-3-BARREIRAS SIMPLES DE FISSÃO

IV-4-4-FISSIONABILIDADE RELATIVA

IV-4-5-DISTRIBUIÇÃO ANGULAR DOS FRAGMENTOS DE FISSÃO PARA O Pu-239

IV-5-EFICIÊNCIA DO DETECTOR "LONG COUNTER"

IV-6-SECÇÕES DE CHOQUE DE FOTONEUTRONS

IV-6-1-DESCRIÇÃO GERAL

IV-6-2-SECÇÕES DE CHOQUE DE NÉUTRONS TOTAIS

IV-6-3-NI-MÉDIO ν

IV-6-4- σ (γ , n) PARA OS NÚCLEOS DE U-233 E Pu-239

IV-6-5-COMPETIÇÃO " Γ_n / Γ_f " (E)

IV-6-6-TEMPERATURAS NUCLEARES

IV-7-SECÇÕES DE CHOQUE DE ABSORÇÃO TOTAL

IV-7-1-DESCRIÇÃO GERAL

IV-7-2- σ (γ , A) PARA OS NÚCLEOS DE U-233 E Pu-239

IV-7-3-COMPETIÇÃO " Γ_γ / Γ_A "

CAPITULO-V-CONCLUSOES FINAIS

V-1-SUMARIO

V-2-SUGESTOES PARA OS PROXIMOS TRABALHOS

APENDICES : 1 , 2 , 3 , 4 , 5

BIBLIOGRAFIA

CAPITULO-I- OBJETIVOS

OBJETIVOS

O objetivo principal deste trabalho foi a obtenção das secções de choque de fotofissão, $\sigma(\gamma, f)(E)$, e a de fotoneutrons, $\sigma(\gamma, n)(E)$, para os núcleos de U-233 e Pu-239, além da distribuição angular dos fragmentos de fotofissão para o Pu-239, em energias próximas ao limiar destas reações. (entre 5.43 MeV e 9.72 MeV), usando fótons discretos e praticamente monocromáticos, produzidos pela captura de nêutrons térmicos em alvos especiais, colocados junto ao núcleo do reator de pesquisas IEA-R1, pertencente ao IPEN/CNEN/SP.

Conforme será comentado e apreciado com maiores detalhes no capítulo seguinte, na literatura existem poucos dados destas secções de choque para esses núcleos, nesta faixa de energia. Além disto, esses poucos dados existentes foram obtidos na sua maioria com radiação gama excitadora do tipo " BREMSSTRAHLUNG ", cuja resolução é da ordem de algumas centenas de keV, enquanto que fótons obtidos por meio da captura de nêutrons térmicos apresentam resolução da ordem de alguns eV. Esta notável diferença de resolução em energia permite apenas que seja feita uma comparação qualitativa entre os dados experimentais obtidos com diferentes fontes de fótons, sendo essas comparações ainda muito úteis devido a importância dessas medidas e a escassez de dados na literatura.

Pela pesquisa bibliográfica efetuada, não existe nenhuma medida realizada das secções de choque de fotofissão e de fotoneutrons para o núcleo de U-233 e de fotoneutrons para o núcleo de Pu-239, usando fótons de captura de nêutrons, e somente uma medida da secção de choque de fotofissão para o Pu-239, cujos valores parecem estar, inclusive, em total desacordo com as realizadas com outras fontes de radiação gama.

A partir dos valores obtidos para as secções de

choque, fêz-se o estudo de alguns parâmetros nucleares importantes como a fissionabilidade relativa ao núcleo de U-238 ; a altura da barreira de fissão simples , segundo o " modelo da gota líquida " ; a competição entre a taxa de abertura de canais de nêutrons e de fissão , comumente chamada de Γ_n / Γ_f , em função da energia de excitação, da qual pode-se obter a temperatura nuclear residual, empregando formas de densidades de níveis nucleares provenientes dos modelos de FUJIMOTO -YAMAGUCHI e o da TEMPERATURA NUCLEAR CONSTANTE . Obteve-se também a secção de choque de absorção total , $\sigma(\gamma, A)(E)$, como sendo a soma da secção de choque de fotofissão e de fotonêutrons, e com isto fêz-se o estudo do comportamento da probabilidade de fissão (Γ_f / Γ_A) (E), em função da energia de excitação.

Para complementar os estudos da reação de fotofissão do Pu-239 foi realizada também , a medida da distribuição angular dos fragmentos de fissão em duas energias , uma bem próxima da altura da barreira e a outra mais afastada, com o objetivo de verificar a existência de alguma anisotropia , e então esclarecer quais as componentes mais prováveis dos canais de fissão responsáveis por esta anisotropia . Também não foi encontrado na literatura nenhum estudo desta natureza, empregando fótons de captura de nêutrons.

Deve-se mencionar ainda que, essas medidas foram solicitadas pela AGÊNCIA INTERNACIONAL DE ENERGIA ATÔMICA (IAEA), órgão este que forneceu as amostras de U-233 e Pu-239 , uma vez que existe bastante interesse tecnológico no conhecimento preciso destas secções de choque , principalmente no que diz respeito a concepção de reatores nucleares que utilizam o plutônio como combustível nuclear.

A partir de todos os dados coletados e analisados fêz-se um estudo comparativo desses parâmetros com os existentes na literatura. Foram feitas duas comparações : na primeira delas

somente com os dados da literatura, independente do tipo de radiação gama empregada, e na segunda delas, somente com os dados obtidos com fótons de captura de nêutrons.

A presente tese representa portanto, um esforço no sentido de apresentar dados até então inexistentes na literatura a respeito das referidas seções de choque e parâmetros nucleares, procurando contribuir tanto para a pesquisa básica como para a tecnologia relacionadas a esses dois núcleos estudados.

CAPITULO-II-INTRODUÇÃO

II-1-ASPECTOS GERAIS

II-1-1-SEÇÕES DE CHOQUE

II-1-2-CARACTERISTICAS DOS " TIPOS" DE RADIAÇÃO GAMA

II-2-ASPECTOS TEÓRICOS

II-2-1-DESCRIÇÃO GERAL

II-2-2-PROCESSO DE FISSÃO

II-2-3-PROCESSO DE EMISSÃO DE FOTONEUTRONS

II-2-4-COMPETIÇÃO ENTRE EMISSÃO DE FOTONEUTRONS E FOTOFISSÃO

II-2-5-DEPENDENCIA DA COMPETIÇÃO Γ_n / Γ_f COM A ENERGIA DE EXCITAÇÃO

II-2-6-MODELOS DE DENSIDADE DE NIVEIS NUCLEARES

II-2-7-DISTRIBUIÇÃO ANGULAR DOS FRAGMENTOS DE FISSÃO

II-1-ASPECTOS GERAIS

II-1-1-SECÇÕES DE CHOQUE

Estudos sistemáticos de reações fotonucleares empregando energias de excitação entre 5 MeV e 20 MeV, em núcleos na região dos actinídeos, datam da década de 50 (19, 25, 52, 78), porém estão ainda sendo realizados por diversos laboratórios (5,13,14,20,77,79, 85,91,122,162,163,172) nos dias de hoje, devido aos escassos dados existentes na literatura. Quando um núcleo pesado esferoidal absorve um fóton de alta energia ($E > 5 \text{ MeV}$), forma-se um núcleo composto, no qual a energia de excitação distribui-se entre os núcleons. O complexo estado de movimento interno que resulta entre esses núcleons, pode ser descrito em termos de vibrações nucleares coletivas e rotações acopladas ao movimento dos núcleons individuais, descritos por modelos nucleares existentes (23,111,112,123,148). Esta energia de excitação pode ser dissipada através das reações nucleares de fotofissão, emissão de nêutrons, emissão de radiação gama, estabelecendo-se portanto, uma competição entre esses processos. Desta forma, a secção de choque total de captura $\sigma_t(\gamma)$, pode ser descrita pela seguinte expressão (1):

$$\sigma_t(\gamma) = \sigma(\gamma, \gamma') + \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 3n) + \dots + \sigma(\gamma, f) + \sigma(\gamma, nf) + \sigma(2nf) + \dots$$

(1)

A emissão de partículas carregadas como prótons e partículas alfa pode ser absolutamente desconsiderada, devido a altura da barreira coulombiana nuclear para esses núcleos, que é da ordem de 20 MeV (112).

Na figura II-1-1- pode-se observar uma secção de choque de absorção total de um actinídeo típico, podendo-se distinguir nesta curva, duas regiões básicas de estudo:

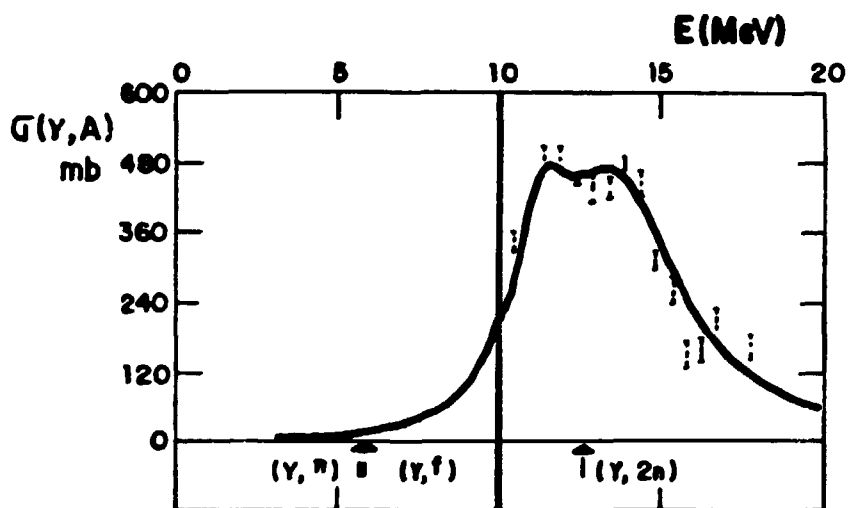


FIGURA-II-1-1- Secção de choque de absorção total de um actínideo típico ,em função da energia de excitação.

1 - região de baixa energia

É nesta região que se encontram os limiares das reações de fotofissão e de fotonêutrons, compreendida entre 5 MeV e 10 MeV. A fotofissão nuclear nada mais é do que a divisão nuclear em dois fragmentos de massas comparáveis entre si, provocada pela excitação de um núcleo pesado por radiação eletromagnética, representando portanto, um caso particular de fissão nuclear (54 , 66). A primeira evidência experimental da fotofissão ocorreu somente em 1941 (59), quando observou-se a fissão do urânio e do tório provocadas por radiação gama de 6.1 MeV , oriundas da reação F-19 (p, α)O-16, apesar de ter sido prevista por BOHR e WHEELER (18) em 1939. A emissão de fotonêutrons é um dos tipos de fotoefeito nuclear, que ocorre quando há a absorção pelo núcleo de fótons com energias maiores que a energia de separação do nêutron neste núcleo. A primeira observação experimental deste efeito data de 1934 (97), quando foi usado o deutério como alvo e radiação gama de 2.62 MeV, proveniente do Th-208 (Th-C). A figura II-1-2-elucida comparativamente, os dois processos em questão .

Nesta região de baixa energia podem ser obtidos diversos parâmetros nucleares fundamentais, visto que existem poucas reações nucleares competitivas: significativamente , somente as reações de fotofissão e de fotonêutrons devem ser consideradas, já que o espalhamento gama , $\sigma(\gamma, \gamma')$, pode ser considerado desprezível, acima dos limiares das duas reações anteriormente citadas. Abaixo da barreira de fissão e do limiar para a emissão de nêutrons, a emissão gama é o único modo de des-excitação . Quando a energia de excitação se aproxima do topo da barreira de fissão, o decaimento via fotofissão começa a competir significativamente com a emissão gama, pois a secção de choque de fotofissão é uma função rapidamente crescente com a energia, enquanto que a secção de choque de emissão gama cresce bem mais lentamente com a energia(45) . As reações do tipo $\sigma(\gamma, n\bar{f})$ e $\sigma(\gamma, 2n)$, possuem valores

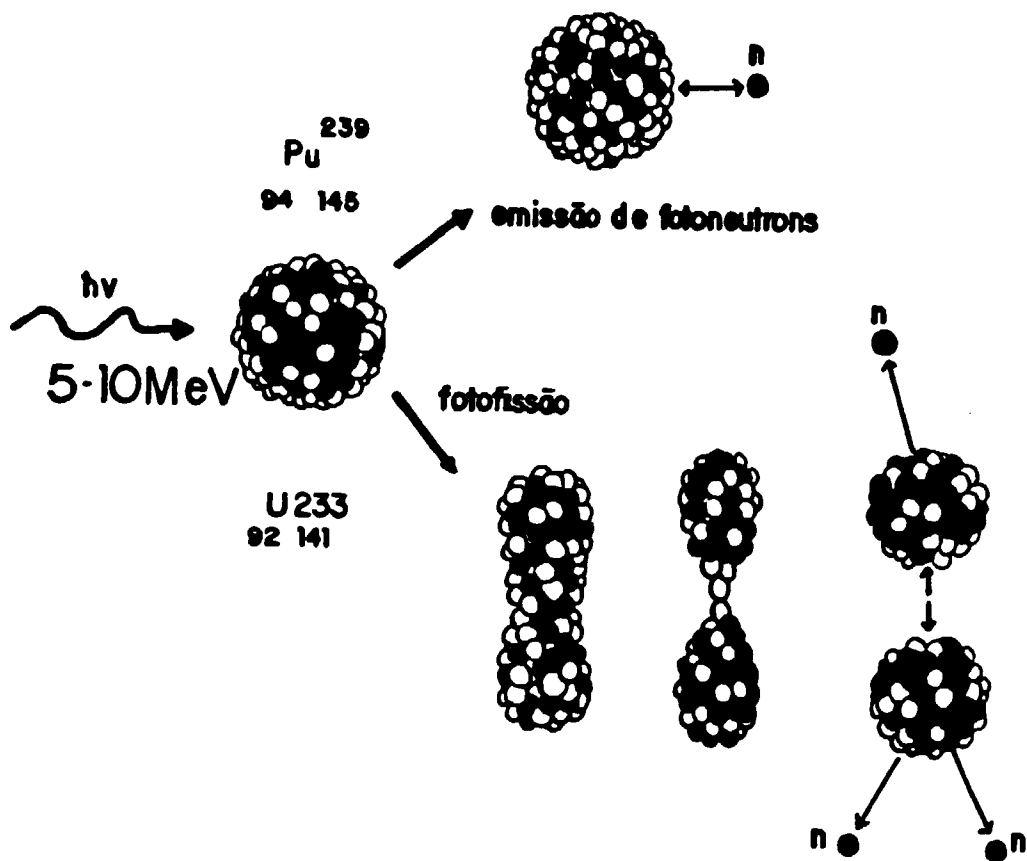


FIGURA-II-1-2- Competição entre os processos de fotofissão nuclear e emissão de foneutrons para os núcleos de U-233 e Pu-239.

limiares acima da faixa de energia considerada para esta região, conforme são mostrados na tabela-II-1-1- ,para os núcleos de U-233 e Pu-239.

Levando-se em conta estas considerações,pode-se aproximar então a seção de choque de absorção total como sendo a soma das seções de choque de fotofissão e de fotoneutrons, de tal forma que:

$$\sigma(\gamma, A)(E) = \sigma(\gamma, f)(E) + \sigma(\gamma, n)(E) \quad (2)$$

Conforme indicado na figura anterior,o que se observa ainda, é um aumento crescente dos valores das seções de choque de absorção em função da energia de excitação.

O estudo das reações fotonucleares junto ao limiar evidencia um aspecto muito relevante em física nuclear básica, referente à física de fissão em baixas energias,pois nesta faixa de energia existe um número restrito de momentos angulares disponíveis (dipolo e quadrupolo),e poucos canais competitivos de saída, $\sigma(\gamma,\gamma')$; $\sigma(\gamma,n)$; $\sigma(\gamma,f)$. As características da barreira de fissão podem ser determinadas a partir das seções de choque de fotofissão e da distribuição angular dos fragmentos, devido a relativa simplicidade da análise , quando se induz a fissão nuclear por meio da interação eletromagnética.

A simples comparação entre as seções de choque de fotofissão e de fotoneutrons , permite-nos estudar a competição $\Gamma_n/\Gamma_f(E)$ em função da energia de excitação e com isto calcular a temperatura nuclear, baseando-se em modelos teóricos sobre as densidades de níveis nucleares.

2) região da ressonância gigante

Conforme observado na figura II-1-1- , as seções de choque de absorção total vão crescendo em função da energia até atingir um máximo, ou às vezes até dois máximos, em torno de 10 MeV a 14 MeV.A

TABELA - I I - 1 - 1

LIMIARES NÚCLEOS	(*) $\sigma (\gamma, n)$ (MeV)	(**) $\sigma (\gamma, f)$ (MeV)	(*) $\sigma (\gamma, 2n)$ (MeV)	(*) $\sigma (\gamma, n\beta)$ (MeV)	(***) Sn (A+1) (MeV)
U-233	5.753	(5.7+-0.3)	13.010	11.45	6.84
Pu-239	5.647	(5.8+-0.2)	12.645	11.45	6.52

* = REFERÊNCIA (169)
 ** = REFERÊNCIA (150, 161)
 *** = REFERÊNCIA (106)

TABELA-II-1-1- Diferentes limiares para as diferentes reações fotonucleares para os núcleos de U-233 e Pu-239 ,e a energia de separação para nêutrons nos núcleos de U-234 e Pu-240..

- * = referência (169)
- ** = referência (150 , 161)
- *** = referência (106)

energia máxima correspondente a este máximo é expresso aproximadamente por (05) :

$$E_{\text{máx}} = (80 / A^{1/3})$$

Em seguida, ocorre uma diminuição suave desta secção de choque ,até que, para energias superiores a aproximadamente 20 MeV, seus valores se tornam pequenos e incertos. Esse máximo, ou máximos, da secção de choque, que é uma característica de todos os actinídeos, é conhecido como " ressonância gigante " e atribuído a um modo de excitação do tipo dipolo elétrico E1 ,porém a explicação categórica deste fenómeno ainda não está sólidamente fundamentada.

Pode-se descrever a curva de secção de choque de fotoabsorção total como a soma de duas curvas do tipo de "Lorentz", baseado na descrição coletiva clássica para núcleos deformados, de onde podem ser obtidos diversos parâmetros estáticos de deformação (13) :

$$\sigma (\gamma , \text{tot}) = \sum_i \sigma_{m_i} / \langle \langle 1 + [E\gamma^2 - E_{m_i}^2] / E\gamma^2 \Gamma_i^2 \rangle \rangle$$

sendo σ_{m_i} , E_{m_i} e Γ_i , a altura do pico; a energia de ressonância e a largura total da "i"-ésima curva de Lorentz, respectivamente..

Pelos estudos bibliográficos realizados , pode-se afirmar , de uma maneira geral, que os resultados experimentais sobre as secções de choque fotonucleares e a distribuição angular dos fragmentos de fissão para os núcleos com número de massa par-par existem em maior número , porque apresentam as maiores anisotropias na distribuição angular (172), de acordo com o modelo de BOHR (17), além de possuírem o spin nuclear igual a zero, facilitando as análises.

Observa-se também , que existem alguns dados publicados por

alguns autores, tanto para os núcleos pares como para os ímpares, tais como a estrutura nas secções de choque de fotofissão junto ao limiar da reacção de fotonéutrons (4,48,82,83,143,173,175) e o comportamento da variação da competição Γ_n / Γ_f entre 6 MeV e 9 MeV, que são ainda polémicos, no sentido de que não existem explicações precisas e esclarecedoras sobre eles, carecendo portanto de muito mais dados experimentais e teóricos para se obter conclusões finais.

II-1-2- CARACTERÍSTICAS DOS "TIPOS" DE RADIAÇÃO GAMA

Experimentos de fotoabsorção podem ser realizados usando diversos tipos de radiação gama, expressão esta usada para diferenciar as diversas maneiras pelas quais a radiação gama pode ser produzida, com resoluções variando desde alguns eV, até centenas de keV, dependendo da origem destas radiações. Na tabela -II-1-2- abaixo, são mostrados os diferentes tipos de radiações gama possíveis de serem obtidos e usados por diversos autores, relacionando-os em termos de intensidade máxima obtida, faixa de energia compreendida e resolução em energia das linhas. Os dados mostrados expressam características gerais e referem-se a condições otimizadas para a obtenção dos feixes, e que portanto serve apenas para se ter uma comparação qualitativa e geral entre elas (86,118,119).

Uma análise sucinta destes dados nos mostram que as intensidades gama que podem ser obtidas com todos os tipos de radiações gama relacionadas são suficientes para serem usadas nas medidas das secções de choque de fotonucleares, que são da ordem de alguns milibarns, na região de baixa energia.

Quanto à energia, observa-se que a faixa de energia dos três primeiros tipos é bem maior que nos outros casos, além de poder ser variada continuamente, ao contrário dos outros, nos quais as energias

TABELA - II - 1 - 2

TIPOS DE RADIÇÃO GAMA	ENERGIA (MeV)	INTENSIDADE (γ / $\text{cm}^2 \cdot \text{s}$) (5-10 MeV)	RESOLUÇÃO (keV) (5-10 MeV)
" BREMSSTRAHLUNG "	5 - 50	10^3	150 - 300
ANIQUILAÇÃO DE POSITRONS EM VOO	5 - 70	10^5	50 - 100
MONOCROMADOR DE "BREMSSTRAHLUNG"	5 - 30	10^4	50 - 100
REAÇÃO DO TIPO $F^{19}(p,\gamma)O^{16}$	(6.13); (6.92)e (7.12)	(10^3); (0.5) e (0.5) / eV	15 eV- 150
REAÇÃO DO TIPO $Li^7(p,\gamma)$	(14.8); (17.64)	(10^{-3}); (0.1) / eV	(150); (18)
CAPTURA (n, γ) DIRETA	(0.1 - 11.4)	$10^5 - 7$	- 20 eV
CAPTURA (n, γ) VARIÁVEL(EF. COMPTON)	(0.5 - 9.0)	10^6	50 - 100
CAPTURA (n, γ) VARIÁVEL(ESP. NUCLEAR)	(4.9 - 7.6)	10^7	- 20 eV

TABELA-II-1-2- Diversos tipos de radiação possíveis de serem obtidas, sua faixa de energia, intensidade máxima e resolução.

gama obtidas são discretas. Observa-se porém, que a resolução dessas linhas discretas é muito superior (com maior resolução) da ordem de eV, quando comparadas com alguns keV das outras.

Considerando especificamente a radiação gama de captura de nêutrons é oportuno citar que a viabilidade de seu uso foi primeiramente relatada por JARGZIK (75), em 1961.

Neste trabalho, para o estudo das seções de choque de fotofissão e de fotoneutrons dos núcleos de U-233 e Pu-239, na região de baixa energia, são usados fótons de alta resolução, produzidos pela captura de nêutrons térmicos em alvos colocados junto ao núcleo do reator.

Os trabalhos publicados na literatura a respeito dessas seções de choque, independente da fonte gama utilizada para suas obtenções, são relacionados abaixo:

- região de baixa energia:

-HUIZENGA et al.(62)(1962) - fotofissão do U-233 usando radiação gama do tipo F-19 (p, γ) O-16, entre 6 - 7 MeV;

-SHAPIRO et al.(145)(1971) - fotofissão do Pu-239 usando radiação gama do tipo "BREMSSTRAHLUNG", entre 7.5 - 11 MeV;

-OSTAPENKO et al.(136)(1981) - fotofissão do U-233 e Pu-239 usando radiação gama do tipo "BREMSSTRAHLUNG", entre 4.5 - 7 MeV;

-DRAGNEV et al.(40)(1973) - fotofissão do U-233 e Pu-239 usando radiação gama do tipo captura de nêutrons, entre 6 - 8 MeV;

-b) incluindo a região da ressonância gigante:

-KATZ et al.(81,82)(1957-58) - fotofissão do U-233 e Pu-239 usando radiação gama do tipo "BREMSSTRAHLUNG", entre 5 - 20 MeV;

-GUREVICH et al.(57) (1976) - fotofissão do Pu-239, usando radiação gama do tipo "BREMSSTRAHLUNG", entre 7 - 20 MeV;

-BERMAN et al (13)(1986) - fotofissão do U-233 e Pu-239

usando radiação gama do tipo aniquilação de pósitrons em voo, entre 5 - 18 MeV;

E no que diz respeito a estudos da distribuição angular, tem-se :

-RABOTNOV et al (140) (1966) - distribuição angular do Pu-239 usando radiação gama do tipo "BREMSSTRAHLUNG", entre 5.4 - 7.9 MeV;

-SOLDATOV et al(147) (1972) - distribuição angular do Pu-239, usando radiação gama do tipo "BREMSSTRAHLUNG", entre 5.4 - 7.9 MeV;

-BAERG et al(10) (1959) -distribuição angular do Pu-239, usando radiação gama do tipo "BREMSSTRAHLUNG", entre 6 - 20 MeV

II-2-ASPECTOS TEÓRICOS

Alguns aspectos teóricos fundamentais são discutidos neste item com o intuito de evidenciar os principais parâmetros estudados neste trabalho e com isto preparar a análise e interpretação dos resultados experimentais obtidos . Esses aspectos são abordados apenas de uma forma sucinta, cabendo às referências citadas no decorrer desta exposição, uma discussão mais ampla e profunda a respeito destes itens.

II-2-1-DESCRIÇÃO GERAL

Um grande número de reações nucleares podem ser explicadas fazendo uso do " modelo do núcleo composto ", modelo este proposto por N.BOHR em 1936. Na concepção deste modelo , uma reação nuclear ocorre em duas etapas bem distintas , ou seja , inicialmente é preciso ocorrer a formação do núcleo composto com um tempo de existência bem definido, e posteriormente ocorrer a desintegração

deste núcleo nos produtos da reação. Quando se admite essas duas fases distintas para uma reação nuclear fica evidenciado também que os modos de desintegração do núcleo composto dependem somente de parâmetros como a energia disponível, o momento angular e a paridade, mas não da forma como o núcleo composto foi formado.

Essas hipóteses estão baseadas na idéia do núcleo constituído por um sistema de partículas interagindo fortemente através de forças de curto alcance. Quando uma partícula incidente entra no campo destas forças, sua energia é rapidamente distribuída entre todos os constituintes do núcleo, antes que qualquer desintegração ocorra, fazendo com que esta partícula perca sua identidade, formando então o núcleo composto, de tal forma que se torne independente do modo pelo qual foi formado (23).

Dentro desta conceituação uma reação nuclear do tipo $A(x,y)P$, onde A representa o núcleo alvo sendo bombardeado pela partícula x , produzindo o núcleo produto P e a partícula y , é descrita pela seguinte secção de choque :

$$\sigma(x, y) = \sigma_c(x) \times P_c(y) \quad \text{onde:}$$

$\sigma_c(x)$ = secção de choque para a formação do núcleo composto c ;

$P_c(y)$ = probabilidade do núcleo composto C decair pela emissão da partícula y ;

A largura total ou largura de nível do estado composto C , numa dada energia de excitação E_c pode ser expressa por :

$$\Gamma(E_c) = \hbar / \tau(E_c) \text{ sendo } \tau(E_c) \text{ a vida média do estado } C.$$

Pelo fato do núcleo composto poder decair por vários canais, a largura de nível deve ser expressa como uma somatória de larguras parciais, ou seja :

$$\Gamma (E_c) = \sum_1 \Gamma_1 (E_c)$$

Assim, a probabilidade de decaimento do núcleo composto pode ser relacionada com as larguras de níveis de tal forma que $P_c(y) = \Gamma(y) / \Gamma$, conduzindo a uma forma mais geral para a secção de choque:

$$\sigma_1 (E_c) = \sigma_C (E_c) \times \Gamma_1 (E_c) / \Gamma (E_c)$$

Considerando ainda que $\Gamma_1 = (D / 2\pi) T_1$, sendo :

- T_1 = coeficientes de transmissão;
- D = é o espaçamento de níveis ,com determinado spin J e paridade π , do núcleo composto .

pode-se chegar à seguinte expressão para a secção de choque :

$$\sigma_1 (E_c, J)^\pi = \sigma_C^\pi (E_c, J) \times T^\pi (E_c, J) / \sum_1 T_1 (E_c, J)^\pi$$

Para os núcleos de elementos pesados , com $Z \geq 90$ existem diversos canais de saída competitivos , como a fissão, a emissão de radiação gama, emissão de partículas do tipo n, p, ou, α . A probabilidade de ocorrência para cada um desses processos é definida por Γ_f , Γ_n , Γ_p , Γ_γ , Γ_α .

Analisando especificamente o caso dos dois núcleos estudados neste trabalho, o U-233 e o Pu-239, que apresentam o valor do limiar de fissão menor que o limiar para fotonéutrons, quando a radiação gama de excitação for superior ao limiar de fissão e de emissão de nêutrons , os canais predominantes de saída serão o de fotofissão e o de emissão de nêutrons, isto porque, na faixa de energia em que se processou este estudo, entre 5.4 MeV e 9.72 MeV, a

emissão gama pode ser considerada desprezível , próxima ao limiar de fissão, e a emissão de partículas carregadas é inibida pela barreira coulombiana dos núcleos. Saliente-se , porém, que para energias superiores a 11 MeV, a situação se torna mais complexa , iniciando-se a abertura de novos canais de reações como por exemplo as do tipo $(\gamma, 2n)$ e (γ, nf) .

II-2-2-PROCESSO DE FISSÃO

A fissão nuclear é um fenômeno bastante complexo, que apesar de ser bastante utilizado tecnologicamente em todo o mundo, desde a produção de eletricidade até o fabrico de armas nucleares, está longe de ser totalmente compreendido (31,64,106,132,158,159,161,171)

Históricamente pode-se dizer que o processo começou a ser observado a partir dos trabalhos de FERMI (161 ,171), bombardeando os núcleos de U e Th com nêutrons , na busca de elementos mais pesados. Surgiram então complicações nas explicações dos dados experimentais obtidos , cabendo a HAHN e STRASSMAN (69,151) em 1938 , a identificação da quebra do núcleo de urânio em produtos mais leves, cabendo ainda a outros pesquisadores , MEITNER e FRISCH (129), a nomenclatura do processo como sendo de fissão, relacionando-o à divisão celular. Praticamente alguns meses mais tarde já haviam projetos quanto a possibilidade do processo ser usado para gerar energia nuclear (106), e o grande número de dados acumulados foi de grande valia para a descrição de muitos aspectos desta complexa reação. Vários modelos foram criados para explicar a fissão, baseados principalmente nos dados experimentais. Pode-se afirmar que o primeiro modelo concebido foi o modelo da gota líquida (18,96) , capaz de explicar até os dias de hoje, quase que totalmente o processo de fissão. Surgiu também o modelo estatístico (42), particularmente concebido de forma a explicar o porque da não ocorrência da fissão de um núcleo em dois fragmentos de igual massa , previsto pelo modelo da gota

líquida . Esses modelos têm portanto , características fenomenológicas, em vez de serem fundamentados em teorias nucleares. Apenas recentemente, muitos progressos aconteceram no intuito de se propor teorias mais formais, baseadas em reações e estruturas nucleares (104, 161).

A fissão nuclear é um fenômeno coletivo no qual o núcleo sofre uma série de oscilações até se tornar bastante deformado a ponto de se quebrar em dois fragmentos primários, de massas comparáveis entre si. O nome dado a este estado do núcleo se dividindo é cissão. Apesar de ser comparativamente invulgar, pode ocorrer a formação de mais de dois fragmentos no ato da cissão . Logo após a cissão, os fragmentos repelem-se mutuamente sob efeito da força de repulsão do tipo coulombiana, uma vez que não se acham mais sob o efeito de atração, proveniente das forças de curto alcance nucleares. Durante esta repulsão, estes fragmentos se desexcitam rapidamente em voo ,através da emissão de radiação gama e\ou nêutrons "prontos" , até que os fragmentos residuais (fragmentos de fissão) permaneçam em estados nucleares com meias vidas longas, quer sejam isoméricos ou fundamentais. Geralmente estes produtos de fissão estão afastados da linha de estabilidade β , mesmo quando formados nos seus estados fundamentais. Por este motivo esses produtos decaem para os núcleos estáveis via decaimento β ,seguido muito provavelmente por emissão gama ou até emissão neutronica, que são chamados de processos atrasados (95,96).

A energia necessária para que o núcleo se fissione pode ser proveniente através de vários tipos de reações nucleares tais como com ions pesados, com nêutrons térmicos e rápidos, com radiação gama (fotofissão), além da existência da fissão espontânea (161).

O principal atrativo tecnológico com relação a pesquisa em fissão é que a energia liberada é muito alta, da ordem de 200 MeV para a fissão do U-235, induzida por nêutrons térmicos (171).

Podemos dividir o processo de fissão em quatro fases

distintas , considerando a escala temporal , mostradas esquematicamente na figura-II-2-2-1 :

- 1- formação do estado inicial;
- 2- após a formação do estado inicial até a fissão ;
- 3- da fissão até a formação dos produtos de fissão por processos prontos ;
- 4- desexcitação dos produtos de fissão por processos atrasados

FASE 1

O núcleo que sofre a fissão é explicitado pelos números (A^*, Z) . Considerando o caso da fissão induzida por nêutrons num núcleo alvo (A, Z) em seu estado fundamental , a fissão dependerá então da energia da partícula incidente. Em baixas energias o núcleo que se fissionará é o núcleo composto com $A^* = A + 1$, e os estados iniciais são os estados do núcleo composto. Neste caso temos o que se chama de fissão com primeira chance. Para nêutrons com energias de excitação maiores, podem ocorrer fissões de segunda e terceira chances , cujos núcleos fissionantes são (A , Z) e $(A-1 , Z)$ respectivamente , mas com uma grande variedade de estados possíveis, já que os nêutrons emitidos antes da fissão, nestas reações, possuem um amplo espectro de energia (106).

A energia de excitação E^* de um estado inicial é representada pela relação :

$$E^* = S_n (A^* , Z) + E_n \times [A / A + 1]$$

sendo

- $S_n (A^* , Z)$ a energia de separação do neutron , com valores entre 4.5 e 6.5 MeV , dependendo da característica par-ímpar do número de nêutrons do núcleo.

Considerando ainda que para os actínideos, $A \sim A + 1$, e que a energia de recuo do núcleo composto é pequena, pode-se

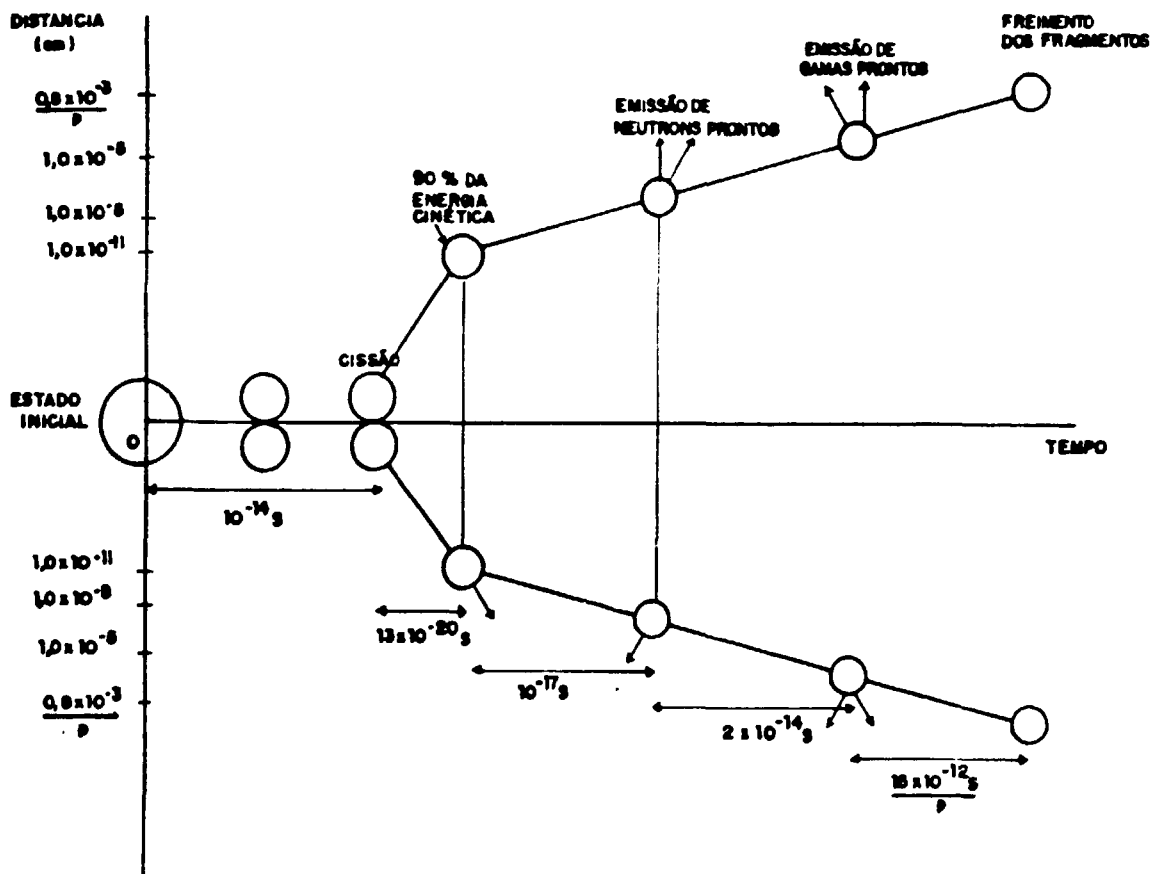


FIGURA-II-2-2-1- Escala temporal do processo de fissão, esquematizada em 4 fases distintas.

ρ = densidade do material, em g/cm^3

simplicar a expressão anterior para :

$$E^0 = S n (A^0, Z) + E_n$$

O spin J do estado do núcleo composto é calculado por $J = I + L + S$ (vetores), sendo L o momento angular, I o spin do núcleo alvo e $S = 1/2$, com a paridade definida por $\pi = \pi' (-1)^L$.

FASE 2

O movimento do sistema que se fissiona nesta fase é governado pela estática e pela dinâmica do processo.

A estática do processo é descrita pelo conhecimento da energia total (energia potencial) do sistema, supondo este estar estático, em função da deformação. Define-se a forma do sistema como um conjunto $[d]$ de parâmetros :

$$[d] = d_1, d_2, d_3, \dots, d_n$$

A escolha deste conjunto depende do tipo de parametrização usada. Usualmente assume-se que o núcleo possui uma superfície lisa, definida por $[d]$, dentro da qual a matéria nuclear é suposta ser incompressível. Pelo fato do movimento de fissão envolver muitas formas diferentes, desde o estado inicial, que possui uma pequena deformação, até a cissão, quando o sistema nuclear é composto por dois fragmentos quase separados, diversos tipos de parametrização podem ser necessários para a descrição do processo (171).

Considerando o estado definido por pequenas deformações, a forma do núcleo pode ser adequadamente representada por uma expansão de harmônicos esféricos (106, 161) :

$$R(\theta, \phi) = R_0 \times A(\alpha_{\lambda\mu}) \left(1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda}^{\mu}(\theta, \phi) \right) \quad (1)$$

sendo:

- θ e ϕ os ângulos usuais do sistema de coordenadas esféricas;

- $R(\theta, \phi)$ o raio nuclear na direção definida por θ e ϕ ,

- R_0 o raio do núcleo, quando esférico;

- $\alpha_{\lambda\mu}$ = coeficientes das harmônicas esféricas $Y_{\lambda}^{\mu}(\theta, \phi)$

- $A(\alpha_{\lambda\mu})$ = fator numérico, dependente dos coeficientes das harmônicas esféricas, usado para normalizar e manter constante o volume da matéria nuclear, quando em deformação.

Para esta aproximação podemos correlacionar o conjunto [d] aos valores dos coeficientes das harmônicas esféricas.

Para deformações maiores e mais complicadas, outras expansões são necessárias, como por exemplo na cissão, quando o sistema é composto por dois fragmentos em contato, cuja parametrização é baseada em dois centros (106).

A energia potencial na deformação [d] é chamada de $V(d)$. O gráfico de $V(d)$ em função das coordenadas n de deformação, num espaço dimensional do tipo $(n + 1)$ é a superfície de energia potencial, conforme figura-II-2-2-2. O movimento do sistema que fissiona do estado inicial até a cissão pode ser representado nesta figura por uma linha, chamada de trajetória de fissão. Usualmente a energia potencial é graficada em função de uma das coordenadas de deformação, a elongação. O gráfico então obtido é a representação unidimensional da barreira de fissão, conforme figura-II-2-2-3.

O conhecimento da barreira de fissão e das superfícies multidimensionais da energia potencial é fundamental para a predição das propriedades de fissão, principalmente a probabilidade de fissão. O cálculo de $V(d)$ em grandes deformações é bastante

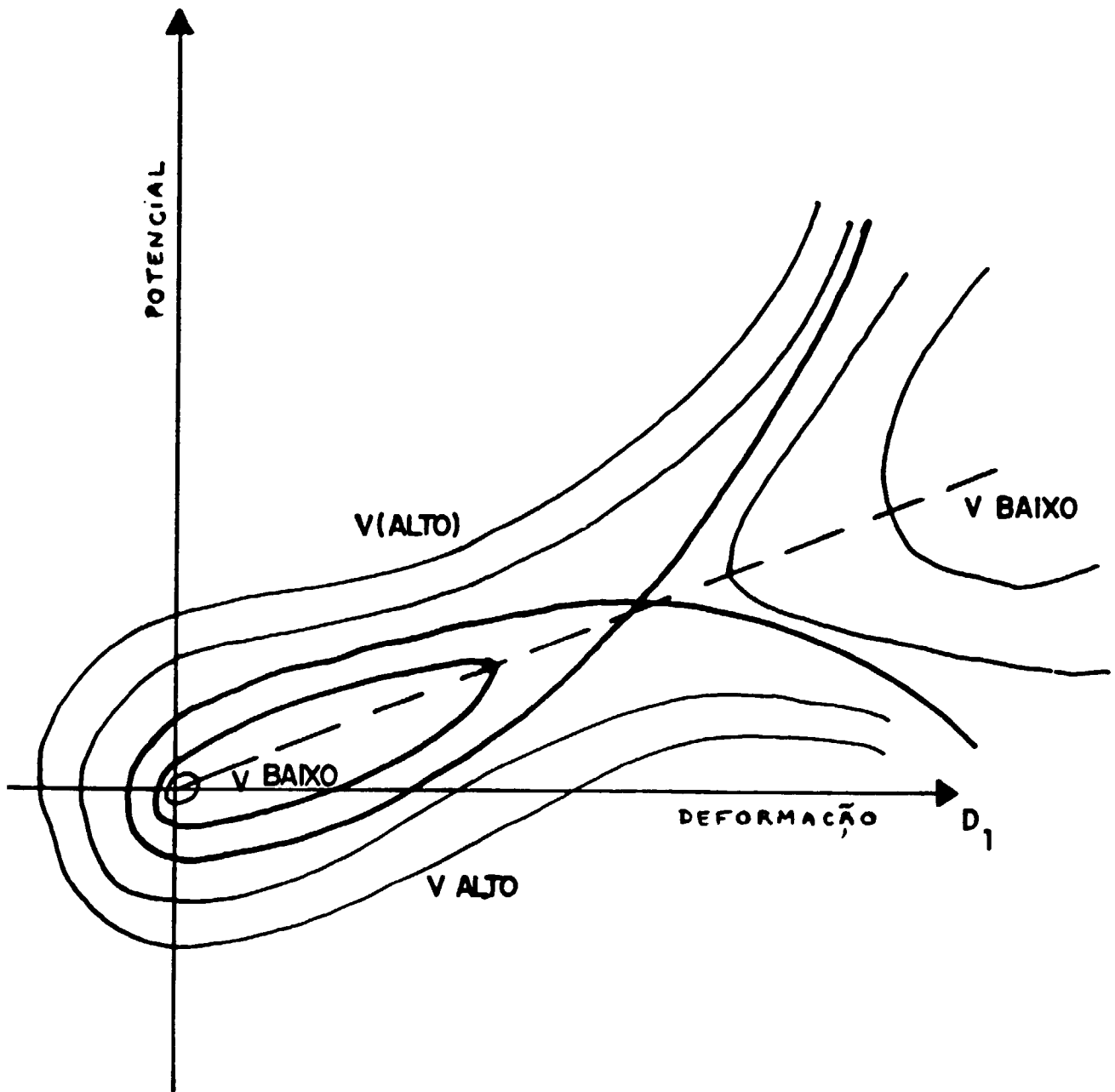


FIGURA-II-2-2-2- Linhas de contórno de $V(d)$ e a trajetória da fissão (linha traçojada) em função das coordenadas de deformação d_1 e d_2 . As duas regiões de energia potencial baixa são conectadas pela sela.

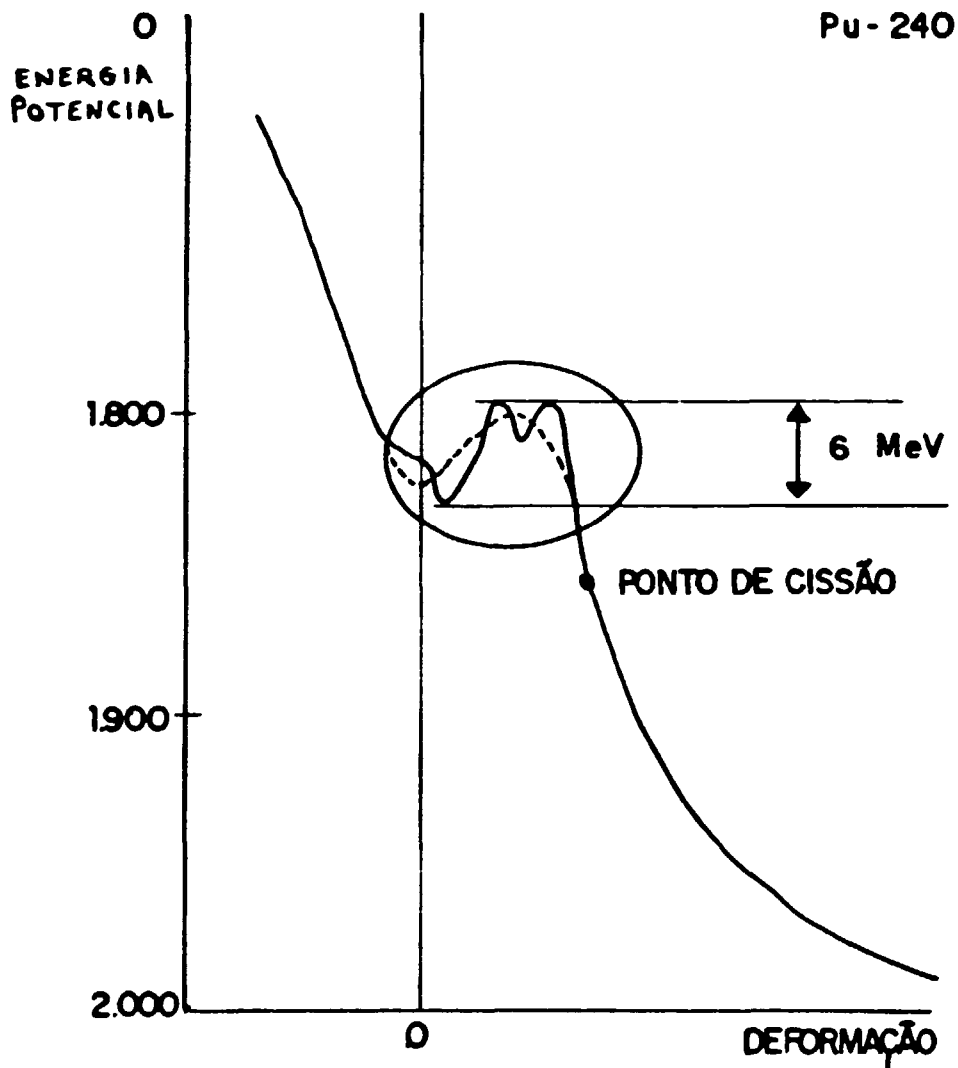


FIGURA-II-2-2-3-Variacão da energia potencial de um actinideo tpico em funo da deformao ao longo da trajetória de fissão. A origem corresponde  soma das energias provenientes das massas dos núcleons deste actinideo. A região demarcada foi expandida para mostrar com alguns detalhes as variaes de energias decorrentes da existência da barreira, que no caso são da ordem de apenas 6 MeV .

complexo , sendo que os procedimentos baseados em modelos fenomenológicos são os mais indicados para o cálculo. Esses modelos podem ser classificados em três categorias : macroscópico, microscópico e híbrido.

Modelos Macroscópicos

Nos modelos macroscópicos, o movimento detalhado dos núcleons dentro do volume nuclear é desconsiderado. Melhor que isto, o núcleo é representado como uma matéria nuclear , tendo propriedades especificadas por poucas variáveis macroscópicas, como a forma e a densidade nuclear. O modelo da gota líquida foi o primeiro modelo surgido para descrever o mecanismo da fissão , (L.D.M.- liquid drop model) , e foi introduzido em 1939 por BOHR e WHEELER (18). Basicamente o núcleo é visto como uma gota esférica de fluido incompressível com um volume bem definido (densidade de matéria nuclear constante) e com uma distribuição uniforme de carga. A medida que uma energia de excitação externa é adicionada a esta gota, esta sofre vibrações e se alonga . Durante esta alongação a área superficial total aumenta , enquanto que a distância entre as cargas aumenta também, diminuindo assim a energia coulombiana do sistema. Assim a variação de $V(d)$ com a deformação é determinada essencialmente pelas variações entre a tensão superficial $E_s(d)$ e a energia coulombiana $E_c(d)$. Pode-se imaginar entretanto, que existirá um limite para o aumento da alongação, a partir do qual a alongação da gota pode ser tal que permita a sua separação em duas partes na forma visual de um " halter ", com o subsequente rompimento da ligação, ocasionando a liberação dos dois fragmentos, ou seja a fissão do núcleo (43 , 128). Esse modelo segue a mesma fundamentação da expressão semi-empírica da equação de massa de WEISZACKER (113) :

$$B = \kappa a_v \times A + \kappa a_s \times A^{2/3} + \kappa a_c \times Z^2 / A^{1/3} + \kappa a_{si} \times (N - Z)^2 / 4 A$$

sendo:

$$a_v \times A \quad = \text{a energia volumétrica;}$$

$$a_s \times A^{2/3} \quad = \text{a energia superficial;}$$

$$a_c \times Z^2 / A^{1/3} \quad = \text{a energia coulombiana;}$$

$$a_{si} \times (N - Z)^2 / 4 A \quad = \text{a energia de simetria}$$

De acordo com o L.D.M. , o primeiro e o quarto termos são independentes da distorção.

Para pequenas deformações as energias coulombiana e superficiais podem ser expressas em função dos parâmetros de deformação por :

$$E_s(d) = E_s(0) \times \left(1 + \frac{1}{8\pi} \times \sum_{\lambda\mu} (\lambda - 1)(\lambda + 2) [\alpha_{\lambda\mu}]^2 \right),$$

$$E_c(d) = E_c(0) \times \left(1 - \frac{5}{4\pi} \times \sum_{\lambda\mu} [(\lambda - 1) / (2\lambda + 1)] [\alpha_{\lambda\mu}]^2 \right)$$

Estas duas expressões nos dão conta que quando a tensão superficial aumenta , a energia coulombiana diminui ,com o aumento da deformação, conforme o esperado.

Considerando ainda que para núcleos esféricos tem-se que :

$$E_s(0) = \tau \times \text{Área} \quad (\tau = \text{energia superficial/Área}) = a_s A^{2/3}$$

$$E_c(0) = 9 (Za)^2 / 5 R_0 = a_c Z^2 A^{-1/3}$$

sendo :

a_s e a_c os coeficientes dos termos de superfície e de coulomb da expressão semi-empírica de massa.

Pode-se expressar a variação da energia potencial $V(d)$ por :

$$\zeta(d) = [E_g(d) + E_c(d) - E_g(0) - E_c(0)] / E_g(0)$$

Para pequenas deformações, a forma nuclear é bem próxima a uma esfera. Desta maneira podem ser considerados somente os termos de quadrupolo na expressão (1) e então :

$$\zeta(d) = \zeta(\alpha_{\lambda\mu}) = 1/2\pi (1-X) \sum_{\mu} (\alpha_{2\mu})^2 = 1/2\pi (1-X) \delta^2$$

de tal forma que :

$$X = E_c(0) / 2E_g(0) = a_c Z^2 / 2 a_s A \quad \text{e} \quad \delta^2 = \sum_{\mu} (\alpha_{2\mu})^2$$

O parâmetro X é chamado de parâmetro de fissibilidade (18) de tal forma que :

- $X < 1$ a deformação é estável;
- $X = 1$ a deformação é crítica, ponto de sela;
- $X > 1$ a deformação é instável.

BURNET (12) ,determinou o valor de Z^2/A para o caso da deformação crítica,obtendo o valor de 48.4.De acordo com o L.D.M. os núcleos que apresentam o valor de Z^2/A menor que 48.4 ,são estáveis contra a fissão espontânea e para valores maiores

, implicando em núcleos com $Z \sim 120$, não existe a barreira de fissão.

Em grandes deformações, existe um valor na energia potencial superficial em que a energia é estacionária em função de todos os parâmetros de deformação. Este é o ponto chamado de ponto de sela, e é definido por :

$$\partial V (d) / \partial d (i) = 0, \quad i = 1, 2, \dots, n \text{ no ponto de sela.}$$

Na representação unidimensional da barreira de fissão, o ponto de sela corresponde a um máximo em $V (d)$. A diferença entre os valores de $V (d)$ relativo ao ponto de sela e ao estado fundamental é chamado de altura da barreira de fissão E_f : $V (d) - V (0) = E_f$, conforme esquematizado na figura-II-2-2-4-a.

Assim, para que o núcleo se fissione é necessário que a barreira de fissão seja ultrapassada. Como esta barreira é da ordem de alguns MeV, a fissão espontânea é rara, exceto para os núcleos mais pesados.

Na representação multidimensional de $V (d)$, a energia potencial possui um máximo como função do parâmetro principal de deformação (alongação), mas um mínimo em relação aos outros parâmetros, conforme esquematizado na figura-II-2-2-5.

Modelos Microscópicos

Nos modelos microscópicos as funções de onda detalhadas para todos os núcleons são consideradas. A princípio, este tipo de modelo seria apto a descrever perfeitamente o processo, mas a complexidade da aplicação aos actínidos, que possuem um grande número de núcleons, aliado a dificuldade do conhecimento sobre a interação efetiva núcleon-núcleon, fazem esses cálculos serem longos e difíceis. Cite-se ainda, que a força efetiva núcleon-núcleon usada nos cálculos é ainda do tipo fenomenológica, e não pode ser obtida

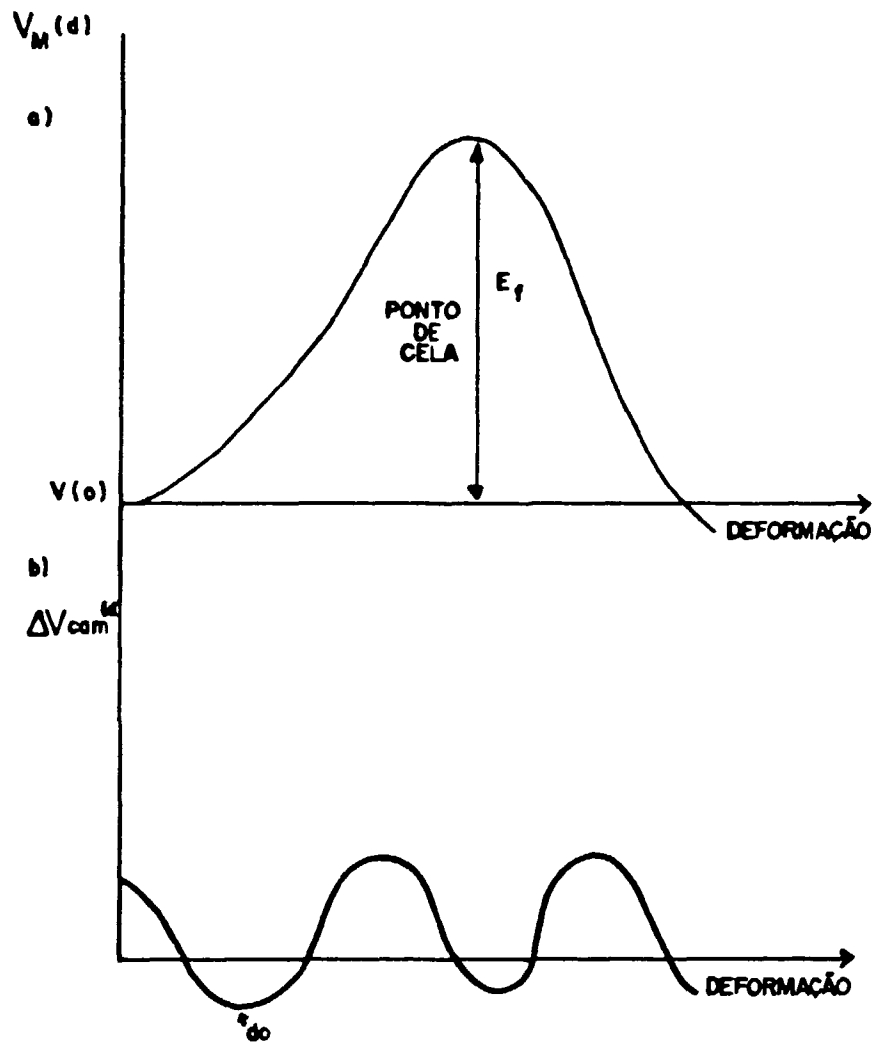


FIGURA-II-2-2-4-Ilustração numa representação unidimensional dos resultados obtidos com o auxílio do modelo híbrido para a barreira de fissão:

a) energia potencial macroscópica $V_m (d)$ em função da deformação;

b) correção para a energia de camadas $\Delta E_{sh} (d)$ em função da deformação; (d_0) = deformação no estado fundamental

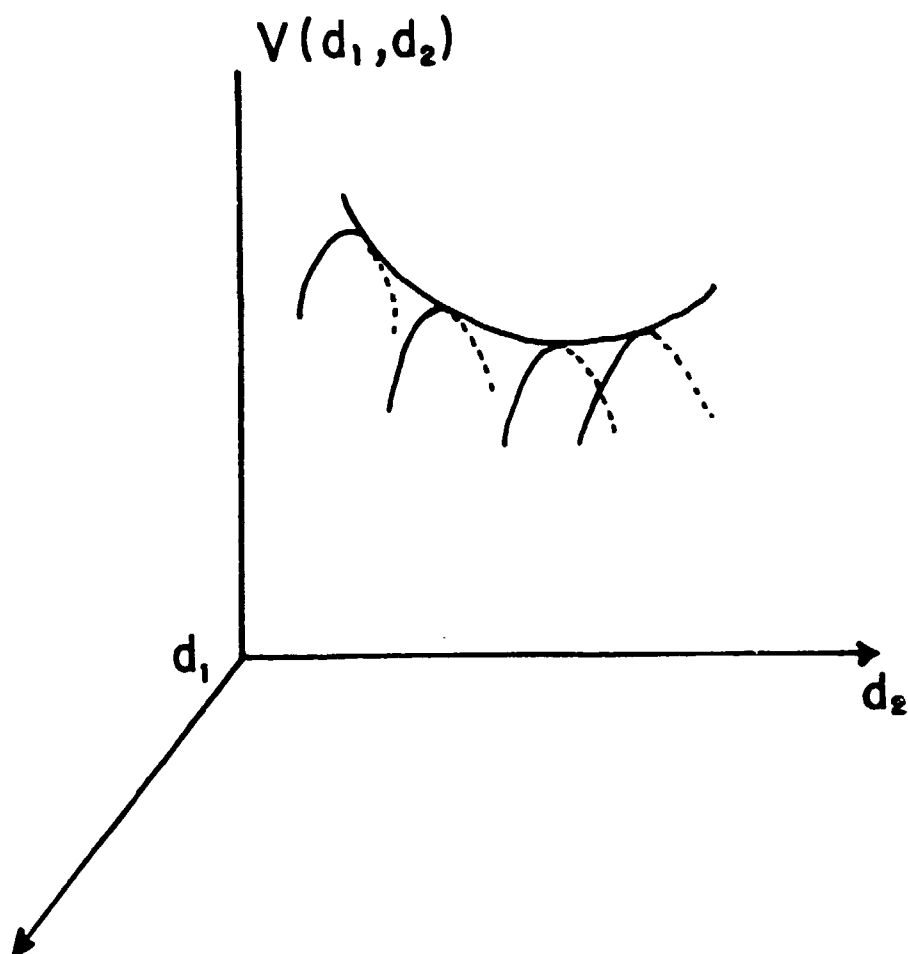


FIGURA-II-2-2-5-Superfícies do potencial $V(d_1, d_2)$ em função das coordenadas de deformação d_1 e d_2 próximas do ponto onde $V(d_1, d_2)$ apresenta um máximo como função de d_1 e um mínimo em relação a d_2 . O ponto é chamado de ponto de sela pois nesta região a forma de $V(d_1, d_2)$ é similar a uma sela.

de princípios básicos. Muitos progressos tem sido alcançados recentemente pelo uso de métodos de campos nucleares auto-consistentes , porém os cálculos finais obtidos não conseguem prever barreiras de fissão reais (44).

Modelo Híbrido

Alguns fatos experimentais surgiram à partir de 1962, que não puderam ser explicados pelo uso do modelo da gota líquida e que culminaram com a idealização do modelo da barreira dupla de fissão ou o modelo híbrido. POLIKANOV et al. (139) descobriu um isômero do Am-242 que decaía preferencialmente por fissão espontânea , com meia vida calculada da ordem de milisegundos. Este surpreendente resultado contraria o valor da meia vida usual para a fissão espontânea do Am-242 , que é de cerca de $E12$ anos. Realmente o modelo da gota líquida não conseguiu explicar o fato, já que segundo este modelo, a fissão espontânea é uma consequência do " efeito túnel " quântico , através de uma barreira de potencial simples, impossibilitando a existência de um núcleo com uma meia-vida observada de 14 ms , tão curta para a fissão espontânea. Este grupo de pesquisadores sugeriu então que o núcleo do Am-242 deveria apresentar um estado isomérico, não precisando portanto penetrar toda a barreira de fissão.

Outro fato notável foi a descoberta em 1968, por MIGNECO e THEOBALD (117) em experiências envolvendo medidas de alta resolução de secções de choque de fissão com nêutrons , de grupos de estruturas bem definidas nas secções de choque para o Pu-240. Segundo o modelo da gota líquida, as secções de choque esperadas deveriam apresentar valores pequenos e um comportamento crescente em função da energia, em desacôrdo com os dados experimentais observados.

Ficou evidenciado, à partir destas duas notáveis

descobertas, que o L.D.M. é suficiente somente para fornecer um comportamento suave e médio para a energia potencial nuclear, sendo portanto necessário a inclusão de efeitos de partículas simples no modelo, para conseguir esclarecer as discrepâncias observadas.

O modelo híbrido, que combina os aspectos macroscópicos e microscópicos do núcleo, foi introduzido em 1966 por STRUTINSKI (148,149), baseando-se no modelo de camadas de NILSSON (193, 195), produzindo resultados interessantíssimos. Segundo o modelo de NILSSON (193,195), é possível estender o modelo de partículas simples para os casos de potenciais não esféricos, e então obter algumas propriedades dos núcleos deformados. Para se fazer esta adaptação, os núcleons devem ser considerados partículas independentes, movendo-se num potencial do tipo oscilador harmônico deformado com simetria axial, incluindo termos proporcionais ao acoplamento spin-orbita $L \times S$ e ao quadrado do momento angular orbital L . Estes valores devem ser escolhidos para reproduzir a ordem experimental dos níveis para os núcleos esféricos e deformados em seus respectivos estados fundamentais. Os cálculos efetuados mostraram um crescimento contínuo desta energia em função da deformação nuclear, com valores altos para as energias em grandes deformações, valores estes da ordem de 7 MeV, demonstrando serem importantes na incorporação nos cálculos de barreiras de fissão.

Segundo o modelo híbrido de STRUTINSKI (148,149), a energia potencial $V(d)$ do núcleo é composta por duas partes: 1- a energia potencial macroscópica $V_m(d)$, obtida através do modelo da gota líquida; 2- a correção de energia proveniente do modelo das camadas, ΔE_{sh} , que leva em conta o efeito da estrutura de camadas do núcleo numa deformação $[d]$:

$$V(d) = V_m(d) + \Delta E_{sh}(d)$$

STRUTINSKI (148,149) considerou além da densidade das camadas dos núcleons, o efeito da força de emparelhamento em função da

deformação :

$$\Delta E_{sh} = \sum_{p,n} (\delta U + \delta P)$$

sendo :

- δU = correção para o efeito das camadas;
- δP = correção para o efeito da força de emparelhamento
- p, n = prótons e nêutrons.

A correção de camadas δU oscila em função do número de partículas e com a deformação, enquanto que a correção de emparelhamento δP surge das interações de curto alcance entre os pares de núcleons correlacionados. Apesar do comportamento deles serem antagônicos em termos gerais, em termos absolutos, os valores de δU prevalecem sobre os δP .

A correção da energia de camadas é fortemente correlacionada com a densidade $Gf(d)$ de estados de partícula única na superfície de FERMI (113). O seu valor é maior ou menor se a densidade $Gf(d)$ for grande ou pequena, respectivamente. Como a estrutura de camadas varia com a deformação, a correção de camadas apresenta oscilações ao longo da trajetória de fissão, conforme ilustrado na figura-II-2-2-4-b.

Para os actínidos, o comportamento destas oscilações, em função da deformação é bastante importante. Para núcleos esféricos a densidade Gf é alta, e portanto a correção de camadas é maior. A primeira correção negativa ocorre na deformação do estado fundamental e é responsável pela deformação permanente dos actínidos no seu estado fundamental. A segunda correção ocorre numa deformação situada próxima ao ponto de cisão macroscópica. Isto gera um segundo poço na barreira de fissão, situado entre os dois picos, conforme mostrado esquematicamente na figura-II-2-2-6.

Este novo modelo apesar de ainda sólidamente baseado no

L.D.M. ,fornece explicações qualitativas para os dois resultados experimentais contraditórios citados anteriormente:

- a fissão isomérica é entendida apenas levando em consideração o estado fundamental do segundo poço,ou seja, o estado isomérico e o aumento na probabilidade de fissão é atribuído à diferença de energia entre os estados fundamentais dos dois poços de potenciais, e ainda mais, para o isômero se fissionar é preciso que este atravesse somente a barreira mais externa;

- as estruturas observadas nas secções de choque são consequência de uma mistura de níveis entre os dois poços de potenciais ,segundo LYNN (104).

Podem ser citados ainda outros fatos comprobatórios da existência desta barreira dupla de fissão, como a estrutura observada por DICKEY (39) ,na secção de choque de fissão do U-238 em 5.6 MeV , reproduzida pelos cálculos de BHANDARI (16).Esta ressonância foi atribuída a um estado vibracional no segundo poço.

A dinâmica da fissão por sua vez , pode ser estudada levando em consideração dois aspectos: a inércia e a viscosidade.

A inércia surge ao se estudar o movimento do núcleo que fissiona na trajetória de fissão, pois a massa efetiva do sistema deve ser especificada ,e pode ser obtida através da expressão da energia cinética do núcleo na deformação (d) :

$$EK (d) = 1/2 \sum_{ij} B_{ij} (d) D_i D_j$$

sendo :

- D as derivadas dos parâmetros de deformação ;
- B_{ij} = tensor de massa coletiva do sistema em [d].

O coeficiente de transmissão para fissão, T_f , é obtido na

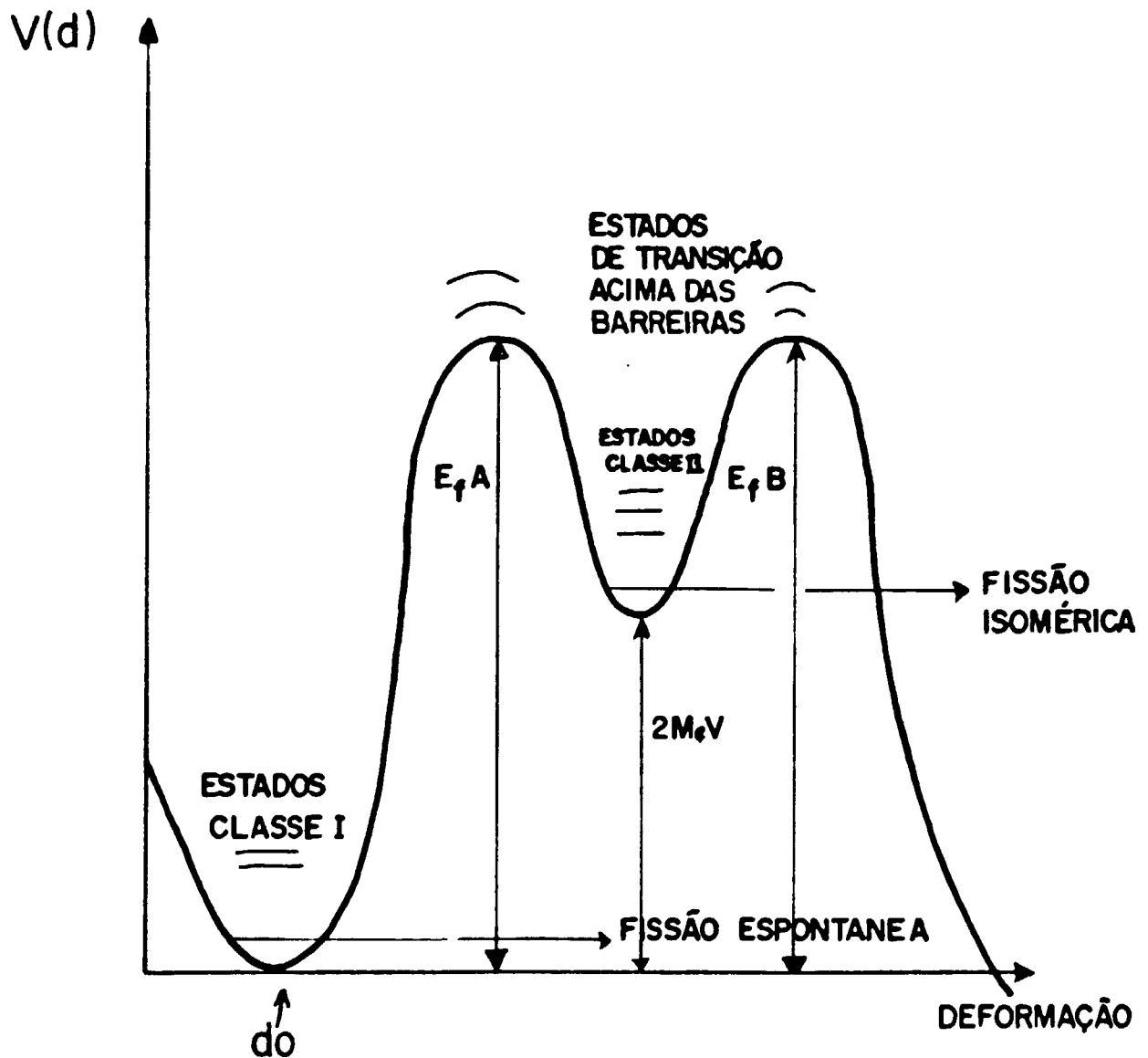


FIGURA-II-2-2-6- Esquema da barreira dupla de fissão obtida pela combinação entre a energia macroscópica calculada pelo L.D.M. e a correção para a energia das camadas ΔE_{sh} . Estados classe-I significam níveis do estado fundamental, enquanto que estados classe-II são os níveis do estado isomérico.

teoria estatística de BOHR e WHEELER (18), junto com a estimativa do tunelamento quântico através da barreira, supostamente idealizada como sendo de uma parábola invertida (60), de tal maneira que o núcleo permanece num único estado específico de excitação intrínseca (canal de fissão - A. BOHR (17)), com energia de excitação E_1 :

$$Tf_1 = 1 / \langle 1 + \exp [2\pi (E^{\#} - E_f - E_1) / \hbar\omega_f] \rangle$$

Para uma barreira simples desta espécie, o coeficiente de transmissão total é a soma das transmissões individuais $Tf(i)$, para todos os estados de transição. A densidade desses canais é expressa pela densidade de estados de excitação em todos os graus de liberdade intrínsecos na deformação da barreira, $\rho (d)$. Assim, :

$$Tf_{J,\pi}^{\#} (E^{\#}) = \int dE \rho (E, J) / \langle 1 + \exp [2\pi (E^{\#} - E_f - E_1) / \hbar\omega_f] \rangle \quad (2)$$

Nestas duas expressões, o parâmetro $\hbar\omega_f$ está associado à curvatura C do topo da barreira. A curvatura é importante para o conhecimento das propriedades de transmissão e reflexão da barreira que por sua vez determinam a taxa pela qual esta é vencida. A curvatura da barreira é definida em termos de unidades de energia, (MeV). O módulo de $\hbar\omega_f$ determina então a facilidade com que uma partícula com $E < E_f$ penetre a barreira e uma partícula com $E > E_f$ seja refletida pela mesma. Valores pequenos de $\hbar\omega_f$ correspondem a barreiras largas com penetrabilidades pequenas, enquanto valores grandes representam barreiras estreitas, com penetrabilidades grandes.

A relação entre o parâmetro $\hbar\omega_f$ e o parâmetro inercial de massa B é obtida pela seguinte expressão :

$$w_f = (C / B)^{1/2}$$

Os valores de hw_f são da ordem de 0,5 - 1,0 MeV .

Considerando ainda a expressão que calcula a transmissão de barreira, observa-se que esta varia muito rapidamente para energias de excitação E_e próximas de E_f , valor este chamado de limiar de fissão (87). Observa-se também que a penetrabilidade da barreira, e portanto a probabilidade de fissão, apesar de diminuir significativamente, não chega a ser zero, mesmo quando $E_e \ll E_f$, conforme pode ser apreciado na figura-II-2-2-7.

Para o caso do cálculo da transmissão para uma barreira dupla de fissão, é necessário a obtenção de um maior número de parâmetros (7, 9, 21, 22). Ao se fazer um número grande de aproximações na expressão geral que calcula esta transmissão, chega-se a seguinte forma aproximada (99) :

$$T_f \sim T_A \times T_B / (T_A + T_B)$$

sendo T_A e T_B os coeficientes de transmissão total de cada barreira, calculados segundo a expressão (2).

A sistemática geral dos valores das barreiras pode ser resumida da seguinte forma : nos isótopos com $Z = 92$ (URÂNIO), a altura das duas barreiras são aproximadamente iguais, existindo um poço entre elas bem definido. Com o aumento do número Z , a barreira mais externa se torna cerca de 0,5 MeV mais baixa que a mais interna, como é o caso do Pu. Para núcleos com Z menores, como é o caso dos isótopos do Th, o efeito oposto ocorre (34).

A transmissão de uma barreira dupla pode ser obtida também com o emprego da equação de SCHRODINGER (113), usando uma barreira dupla retangular unidimensional, capaz de fornecer resultados satisfatórios. Os cálculos desta barreira mostram a existência de

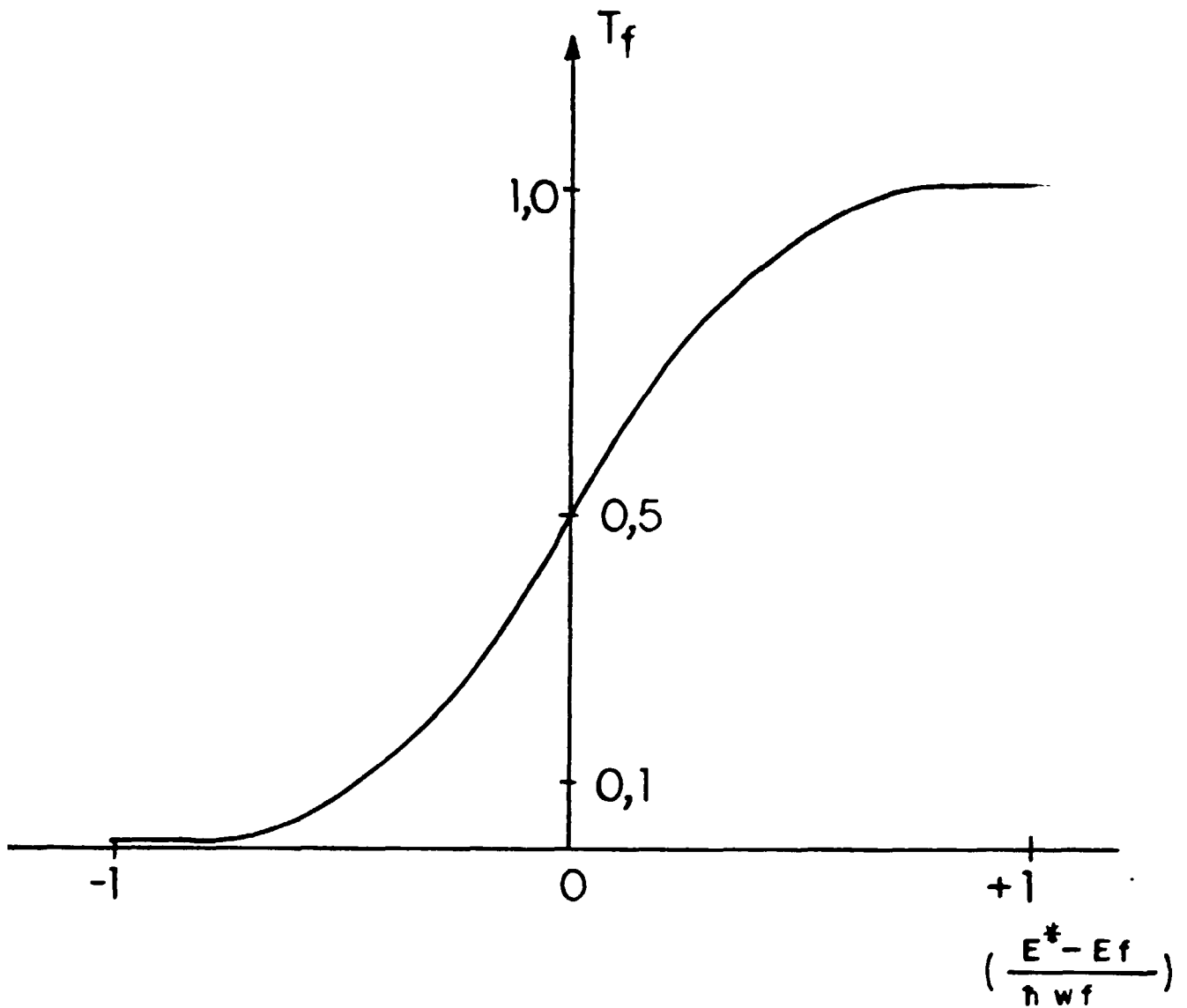


FIGURA-II-2-2-7- Coeficiente de transmissão T_f para o caso de uma barreira de fissão simples do tipo parábola invertida, em função da energia de excitação E^* .

picos acentuados em certas energias de excitação sublimiares, fenômeno este consequência dos estados ligados no segundo poço de potencial (48, 71, 98), em concordância com alguns resultados experimentais obtidos. Cramer (36) calculando as penetrabilidades de uma barreira dupla de fissão, usando três parábolas, observou que a energia da única barreira prevista pelo modelo da gota líquida, é ligeiramente maior que o maior dos dois picos da barreira dupla, concluindo assim que o L.D.M. fornece, ao menos aproximadamente, a altura do maior pico da barreira dupla.

Os efeitos de viscosidade no movimento do sistema que irá se fissionar estão relacionados ao acoplamento dos graus de liberdade coletivos (L.D.M) aos intrínsecos (partícula única). Este acoplamento induz excitação no núcleo e portanto governa a divisão da energia disponível entre a energia cinética no modo de fissão e a energia de excitação. Do ponto de vista macroscópico, a viscosidade pode ser introduzida pela seguinte fórmula :

$$F = 1/2 \sum_{ij} N_{ij} (d) D_i D_j$$

sendo

- F = força de dissipação de RAYLEIGH (106);
- $N_{ij} (d)$ = tensor da viscosidade na deformação d

A importância da viscosidade está relacionada com a rapidez da descida do sistema do ponto de sela à cissão. É durante esta parte do processo que a força de dissipação é importante, já que a expressão para o cálculo contém as primeiras derivadas dos parâmetros de deformação.

O balanço energético na fissão pode ser escrito como :

$$E^*(A^*, Z) + V(d_0) = V_{sc} + E_{sc}^* + EK_{sc}$$

sendo:

- V_i = as energias potenciais no estado fundamental de deformação e fissão, respectivamente;
- E_{sc}^* , EK_{sc} = as energias de excitação e cinética do sistema na fissão.

Quando $EK_{sc} \ll E_{sc}^*$, o sistema é muito viscoso, e em acontecendo o contrário, o sistema é dito fluido.

O aspecto da viscosidade é um dos assuntos menos conhecidos no processo da fissão.

FASE-3

É a fase caracterizada pela repulsão coulombiana entre os dois fragmentos e suas desexcitações via emissão de radiação gama e/ou nêutrons prontos.

Na fissão, o sistema nuclear é composto por dois fragmentos que se tocam (A_1, Z_1) e (A_2, Z_2) , que são os fragmentos primários. Eles se apresentam fortemente alongados, pois logo após a fissão, eles se encontravam sob o efeito da atração mútua nuclear. Assume-se que não ocorre a emissão de partículas na fissão de tal maneira que $A_1 + A_2 = A^*$ e $Z_1 + Z_2 = Z$.

Após a fissão os fragmentos se repelem, tornando-se de forma mais esférica, semelhante ao estado fundamental, e a energia de deformação liberada, apresenta-se como uma energia de excitação, somada à energia de excitação que já existia na fissão. Dependendo do valor desta energia de excitação disponível, ocorrerá a desexcitação através da emissão de nêutrons prontos (se

E^* for maior que a energia de separação do neutron) ou através da emissão de gamas prontos.

FASE-4

Após a evaporação de nêutrons prontos e/ou emissão de gamas prontos ocorrida na fase anterior, os produtos de fissão remanescentes são usualmente instáveis frente ao decaimento β , a menos que tenham atingido o fundo do " vale da estabilidade β " (113). Desta forma, esses produtos tendem a sofrer uma série de decaimentos até atingirem a estabilidade, e como a interação que rege este decaimento é a interação fraca, é uma fase bem mais lenta que a anterior. Após o decaimento β , o núcleo filho pode ser formado num estado excitado ou num estado cuja energia é maior que o limiar para a emissão de nêutrons, podendo então decair ou por emissão de radiação gama ou de nêutrons, ditos atrasados, respectivamente.

II-2-3-PROCESSO DE EMISSÃO DE FOTONEUTRONS

Pode ocorrer a emissão de um fótonutron de um núcleo se este absorver um fóton com energia superior ou igual a energia de separação deste neutron no núcleo.

Como para os núcleos pesados os níveis de energia do núcleo composto são pouco espaçados, dependendo da energia de excitação, podem ocorrer níveis superpostos quando da excitação, e como esses são em grande número, são necessários que sejam empregados métodos estatísticos para a descrição do fenômeno. Apesar disto, o número de partículas envolvidas, mesmo para os núcleos pesados ainda está muito aquém do número necessário para o emprego de cálculos estatísticos, sendo portanto um cálculo aproximado.

De acordo com a " teoria de evaporação " (23) sugerida por BLATT-WEISSKOPF, baseada no modelo estatístico, associada com a energia das partículas emitidas pelo efeito fotonuclear e conceitos

termodinâmicos, a intensidade relativa dos fotoneutrons emitidos com energia E_n é dada por :

$I(E_n) \sim E_n \times \exp(-E_n / T)$, sendo o parâmetro T determinado pela seguinte expressão :

$$1 / [T (E^* - S_n)] = [d \log \rho(E) / dE]_{E_n = E^* - S_n}$$

sendo:

- $\rho(E)$ = densidade de níveis do núcleo residual;
- E^* = energia de excitação;
- S_n = energia de separação do neutron

O parâmetro T , surgido, tem a dimensão de energia, e pode ser interpretado como uma temperatura nuclear, considerando $\log \rho(E)$ a entropia do núcleo residual na região de energia E (a menos da constante de BOLTZMANN), comparando a relação acima com a relação entre a entropia e a temperatura, dentro da área da Termodinâmica.

Uma forma mais realista de compreender a temperatura nuclear com bases no conceito de reações nucleares, é visualizar que quando uma partícula incidente é absorvida pelo alvo formando um núcleo composto excitado, ocorre um aquecimento do núcleo, provocando a evaporação de nêutrons ou outras partículas, sendo a distribuição dos nêutrons emitidos do tipo "maxwelliana". Desta forma, o parâmetro T corresponde a temperatura do núcleo residual, relativa a energia residual máxima de excitação, $E^* - S_n$, de tal forma que T é a temperatura do núcleo após a emissão de nêutrons.

II-2-4-COMPETIÇÃO ENTRE EMISSÃO DE FOTONEUTRONS E FOTOFISSÃO

Como pode ser deduzido das observações anteriores, o processo de fissão é um processo coletivo que necessita de uma quantidade de energia na forma de energia potencial de deformação, suficiente para seccionar o núcleo. Em contrapartida, a evaporação de um neutron do núcleo composto é um processo que envolve uma partícula única, necessitando de uma energia de excitação \geq que a energia de separação do neutron para ocorrer, concentrada numa partícula da superfície. Conforme se percebe, o estudo da competição entre a emissão de nêutrons e fissão para um núcleo pesado pode fornecer informações esclarecedoras sobre a consistência dos dois modelos.

Conforme já comentado e explicitado na expressão (1), deste capítulo, após a excitação γ dos núcleos de U-233 e Pu-239 os seguintes modos de decaimento são permitidos: fotofissão, emissão de fotonêutrons e emissão γ , com competição entre elas.

Considerando especificamente a fotofissão e a emissão de fotonêutrons, segundo HYDE (67) :

$$\sigma(\gamma, F) = \sigma(\gamma, f) + \sigma(\gamma, nf) + \sigma(\gamma, 2nf) + \dots \quad (3)$$

$$\sigma(\gamma, N) = \sigma(\gamma, n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + \dots + [\nu \times \sigma(\gamma, f)] + (1+\nu) \times \sigma(\gamma, nf) \quad (4)$$

sendo ν o número médio de nêutrons emitidos por fissão.

Considerando somente a faixa de energia de excitação usada neste trabalho, compreendida entre 5.4 MeV e 9.7 MeV, as expressões (1), (3), e (4) ficam :

$$\sigma_{\gamma}(\gamma) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, f) \quad (5)$$

$$\sigma(\gamma, F) = \sigma(\gamma, f) \quad (6)$$

$$\sigma(\gamma, N) = \sigma(\gamma, n) + [\nu \times \sigma(\gamma, f)] \quad (7)$$

onde foram consideradas somente a fissão simples, a emissão de um só neutron, e a emissão gama como sendo desprezível.

Rearranjando as equações, tem-se que:

$$\sigma(\gamma, f) = \sigma_t(\gamma) \times [\Gamma_f / (\Gamma_f + \Gamma_n)] \quad \text{ou seja:}$$

$$\Gamma_n / \Gamma_f = \sigma(\gamma, n) / \sigma(\gamma, f)$$

definindo assim a forma de se estudar a competição entre a emissão de neutrons e a fissão pela simples comparação da razão entre as secções de choque respectivas experimentais.

II-2-5-DEPENDENCIA DA COMPETIÇÃO Γ_n/Γ_f COM A ENERGIA DE EXCITAÇÃO

Baseado nos cálculos de BLATT e WEISSKOPF (23), segundo o modelo estatístico, a largura de nível Γ_n para o decaimento por emissão de apenas um neutron é dada na sua forma final pela expressão (161):

$$\Gamma_n = (D / 2\pi) \times (2mR^2 g / \hbar) \times \int_0^{E-Bn} \rho(E-Bn-\epsilon) d\epsilon \quad (8)$$

sendo:

- D = espaçamento de níveis com determinado spin e paridade do núcleo composto;
- R = superfície nuclear com raio $R = r_0 \times A^{1/3}$;
- ϵ , m = energia e massa do neutron;
- $\rho(E - Bn - \epsilon)$ = níveis de energia do núcleo residual;
- g = degenerescência de spin, intrínseca do neutron;

- B_n = energia limiar do neutron;
- E = energia de excitação

Da mesma maneira, a largura de nível para a fissão Γ_f pode ser obtida segundo os cálculos estatísticos de BOHR e WHEELER (18) :

$$\Gamma_f = (D / 2 \pi) \int_0^{E-E_f} \rho(E-E_f-K) dK, \text{ sendo } (9)$$

- E_f = energia limiar para a fissão;
- K = a energia cinética na coordenada de fissão;

Desta forma, podemos obter ,pela relação entre as duas expressões (8) e (9), a competição Γ_n / Γ_f :

$$\Gamma_n / \Gamma_f = [2m \rho_g A^{1/3} \int_0^{E-B_n} \rho(E-B_n-\epsilon) d\epsilon / h^2 \int_0^{E-E_f} \rho(E-E_f-K) dK] (10)$$

Conhecendo-se a forma funcional da densidade de níveis pode-se integrar a equação (10) com a finalidade de obter a expressão teórica para a competição Γ_n / Γ_f .

II-2-6-MÓDELOS DE DENSIDADE DE NIVEIS

Os principais modelos de densidade de níveis são:

- a)- Gás de Fermi;
- b)- Gota Líquida;
- c)- Fujimoto-Yamaguchi;
- d)- Temperatura Nuclear Constante

a)GAS DE FERMI

A densidade de níveis calculada com o auxílio do modelo do gás de Fermi é dada por (161) :

$$\rho(E) = C \times \exp [2 \times (a E^{1/2})], \quad \text{sendo} \quad ; \quad (11)$$

- C = constante;
- a = parâmetro de densidade de níveis;
- E = energia de excitação

Após a aplicação da expressão (11) na equação (10),obtem-se após uma série de aproximações ,que :

$$\Gamma_n/\Gamma_f = (4A^{2/3} a_f (E-Bn) / (K_0 a_n [2a_f (E-Ef)^{1/2} - 1]) \times Q \quad (13)$$

sendo:

$$Q = \exp[2a_n^{1/2} (E-Bn)^{1/2} - 2a_f^{1/2} (E-Ef)^{1/2}]$$

onde :

$$-K_0 = \hbar^2 / 2m r_0^2 \sim 10 \text{ MeV} ;$$

- a_f e a_n correspondem aos parâmetros densidade de níveis para o ponto de sela da fissão e para o núcleo residual, após a emissão do neutron.

Ao considerarmos esta equação final ,recomenda-se o emprego dos limiares efetivos para Ef e Bn(160).Estes diferem dos reais por causa da dependência da densidade de níveis com o caráter par-ímpar do núcleo a ser estudado.Devido a energia de emparelhamento e outros efeitos quânticos,os núcleos par-par apresentam uma lacuna entre o estado fundamental e o primeiro estado excitado.Esta lacuna diminui acentuadamente para os núcleos ímpar-par e ~ desaparece no caso dos núcleos ímpar-ímpar.Neste caso, supõe-se que o aumento é mais ou menos uniforme à partir do estado fundamental.Tomando um núcleo de A ímpar como superfície de referência(160)espera-se então que o núcleo par-par tenha uma energia de excitação efetiva menor

que a real por uma quantidade Δ , enquanto que o núcleo impar-impar aumenta pela mesma quantidade Δ . Supondo que este Δ para o ponto de sela seja diferente daquele para a deformação apropriada para a emissão de nêutrons, então a diferença de limiares efetivos fica :

$(E_f' - B_n') = (E_f - B_n - \Delta_f)$ (núcleo fissionando do tipo par-par e impar-par);

$(E_f' - B_n') = (E_f - B_n - \Delta_n)$ (núcleo fissionando do tipo par-impar e impar-impar).

Por exemplo, no caso dos dois núcleos em estudo, o U-233 ($Z=92;N=141$) e o Pu-239 ($Z=94;N=145$), que são portanto núcleos do tipo par-impar, após a emissão de um foneutron passam a ser núcleos do tipo par-par, necessitando da correção em B_n , ou seja $B_n' = (B_n + \Delta_n)$. Entretanto, para a fissão eles continuam sendo par-impar, não havendo a necessidade do emprego da correção para o limiar de fissão, e então $E_f' = E_f$.

GLASS(53) em 1955 comprovou experimentalmente a necessidade destas correções, pois observou que os núcleos impar-impar estavam em média, com energias de 1.44 MeV acima dos núcleos do tipo par-par.

O valor da correção mais empregada é considerar as duas correções como sendo iguais, ou seja, $\Delta_f = \Delta_n = 0.7$ MeV (161), embora alguns autores já utilizaram 0.4 MeV (160) e 1.0 MeV (108), e inclusive valores diferentes para os dois casos (160).

Alguns cálculos (108, 161), realizados com a equação (12) indicam que ocorre uma variação acentuada da razão Γ_n/Γ_f com a energia de excitação entre 4 e 11 MeV, tendendo a valores assintóticos somente para energias maiores ou iguais a 15 MeV.

b) MODELO DA GOTA LÍQUIDA

A densidade de níveis deduzida a partir do modelo da gota líquida é (108) :

$$\rho(E) = C \times \exp \left[7/4 \left(a^{3/7} \right) \left(E^{4/7} \right) \right] \quad (19)$$

Com esta função aplicada na expressão (10) as integrais só podem ser resolvidas numericamente. MAFUKI (108), mostrou que o comportamento de Γ_n/Γ_f segundo este modelo segue aproximadamente o comportamento do anterior.

c) MODELO DE FUJIMOTO-YAMAGUCHI

É uma versão simplificada da formulação deduzida segundo o modelo do gás de FERMI . Esses autores (45) consideraram a temperatura nuclear dada pela seguinte expressão :

$$T = 3.17 \times (E / A)^{1/2}$$

e após uma série de aproximações chegaram a seguinte expressão:

$$\Gamma_n / \Gamma_f = (A^{2/3} \times T / 10) \times \exp \left[(E_f' - B_n') / T \right]$$

Nesta expressão, observa-se uma dependência da competição Γ_n/Γ_f com a energia de excitação e com a temperatura nuclear. Porém, considerando o intervalo de energia entre 5 MeV e 10 MeV , é praticamente constante.

d) MODELO DA TEMPERATURA NUCLEAR CONSTANTE

Introduzido por HUIZENGA e VANDENBOSCH (161) , este modelo supõe a temperatura nuclear como sendo constante e considera a densidade de níveis expressa por :

$-p(E) = C \times \exp (E/T)$, que substituindo na expressão (10) nos fornece :

$$\Gamma_n / \Gamma_f = (2 T A^{2/3}) \times (-1 - [E - B_n' / T] + \exp (E - B_n' / T)) / Q'$$

sendo :

$$Q' = (-1 + \exp (E - E_f' / T))$$

Para energias de excitação superiores a 9 MeV a expressão anterior pode ser simplificada, de tal forma que (108) :

$$\Gamma_n / \Gamma_f = [2 T A^{2/3} / 10] \times \exp ([E_f' - B_n'] / T),$$

que é praticamente igual a expressão desenvolvida pelo modelo anterior, a menos de um fator 2 ,mostrando também,portanto,uma independência com a energia de excitação.

As relações teóricas da competição Γ_n / Γ_f ,deduzidas à partir de hipóteses estatísticas do núcleo composto estão limitadas as energias nas quais estes conceitos são adequados, ou seja , para energias de excitação que excedem em 3 MeV aos limiares das reações de fotofissão e de fotoneutrons.

II-2-7-DISTRIBUIÇÃO ANGULAR DOS FRAGMENTOS DE FISSÃO

Ainda considerando o modelo da gota líquida para explicar o processo de fissão, na década de 50 dois outros fatos experimentais ocorreram e que se mostraram estar fora do alcance de qualquer explicação por parte deste modelo:

- as anisotropias angulares encontradas de forma acentuada nos experimentos sobre distribuição angular dos fragmentos de fissão;

- variações bruscas notadas nas secções de choque de fissão em certas energias de excitação .

BOHR (17) em 1955 propôs o modelo dos canais de fissão, refinando a teoria de BOHR-WHEELER (18) sobre o mecanismo de fissão nuclear, supondo que para energias de excitação próximas ao

limiar de fissão, o núcleo na configuração de ponto de sela é termodinamicamente frio, pois a grande parte da energia de excitação recebida é gasta na forma de energia potencial de deformação. Assim é de se esperar que os estados quânticos disponíveis ao núcleo, neste estado de transição, estejam muito separados. Portanto, esses estados, os canais de fissão, podem ser comparados aos níveis do núcleo normal, próximo ao seu estado fundamental. Assim, cada canal de fissão possui portanto momento angular e paridade bem definidos, resultando numa anisotropia na distribuição angular dos fragmentos de fissão. As variações bruscas nas secções de choque de fissão estão associadas a abertura de novos canais de fissão, dentro deste modelo.

O esquema de acoplamento do momento angular para um núcleo deformado, pode ser apreciado na figura-II-2-7-1, de acordo com WHEELER (168).

Considerando que os fragmentos se separam ao longo do eixo de simetria nuclear do núcleo que se fissiona, então os parâmetros K, J e M definem a distribuição angular dos fragmentos (68, 168). Desta maneira, o estudo de medidas experimentais sobre as distribuições angulares podem fornecer informações sobre as características dos níveis, na configuração do ponto de sela.

Ainda segundo WHEELER (168), a distribuição angular dos fragmentos de fissão é dada pela probabilidade de distribuição do eixo de simetria nuclear com relação a direção do feixe incidente, sendo expresso por :

$$W(\theta) = \left(\frac{2J+1}{2} \right) \times [D^J(\theta)]^2 \quad \text{sendo}$$

$$-D^J(\theta) = \text{funções de ondas rotacionais de Lamphere (94),}$$

A normalização desta função é dada por :

$$\int_0^\pi W(\theta) \sin(\theta) d\theta = 1$$

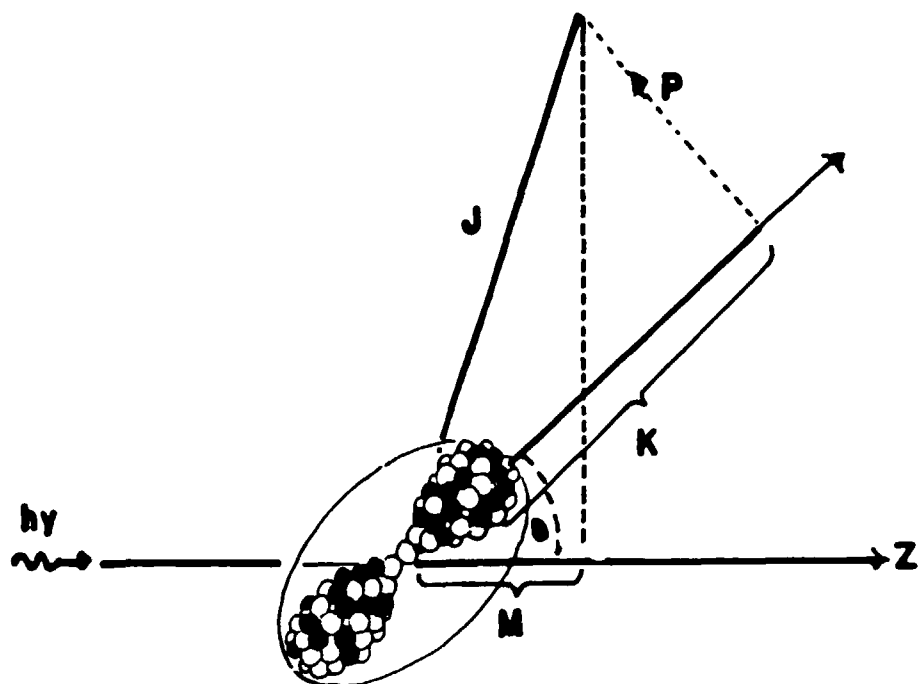


FIGURA-II-2-7-1- Esquema de acoplamento do momento angular. Os símbolos significam :

J - e o momento angular total do núcleo ;

M - e a projeção de J sobre o eixo fixo no espaço, que usualmente é definido como o sentido da direção do feixe (Z) ;

R - e o momento angular rotacional coletivo;

K - e a projeção de J sobre o eixo de simetria nuclear caracterizante dos canais de fissão de A. BOHR (17).

Calculos efetuados com o auxilio desta equação (65) indicam que a distribuição angular dos fragmentos de fotofissão provenientes da absorção gama do tipo de dipolo elétrico pode ser descrita segundo a equação :

$$W(\theta) = A + B \times \text{sen}^2(\theta)$$

sendo os coeficientes

A e B obtidos no ajuste desta curva aos pontos experimentais. Assim, a anisotropia angular, definida como $W(90^\circ) / W(0^\circ)$ pode ser expressa por :

$$W(90^\circ) / W(0^\circ) = (B/A) + 1$$

CAPITULO-III METODOLOGIA EXPERIMENTAL

III-1- DESCRIÇÃO GERAL

III-2- MASSAS DAS AMOSTRAS

III-2-1- INTRODUÇÃO

III-2-2- PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

III-3- FLUXOS GAMA

III-3-1- INTRODUÇÃO

III-3-2- PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

III-4- FRAGMENTOS DE FOTOFISSÃO

III-4-1- INTRODUÇÃO

III-4-2- PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

III-5 DISTRIBUIÇÃO ANGULAR DOS FRAGMENTOS

III-5-1- INTRODUÇÃO

III-5-2- PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

III-6- DETECÇÃO DE NEUTRONS

III-6-1- INTRODUÇÃO

III-6-2- PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

III-1- DESCRIÇÃO GERAL

A radiação gama utilizada neste trabalho foi produzida pela captura de nêutrons térmicos em alguns alvos criteriosamente escolhidos e colocados junto ao núcleo do reator IEA-R1, um reator de pesquisas do tipo piscina, que opera a 2 MW durante 8 horas por dia. Esta radiação gama, discreta e praticamente monocromática, na faixa de energia entre 5 e 10 MeV, após ser colimada e filtrada dentro do canal radial nº 14 do referido reator, foi extraída para o local onde está montado o experimento, sob a forma de um feixe, incidindo sobre as amostras, provocando as reações fotonucleares de fotofissão, $\sigma(\gamma, f)$, e de fotoneutrons, $\sigma(\gamma, n)$, cujas secções de choque se está interessado em determinar. As amostras estão localizadas a aproximadamente 550 cm do núcleo do reator, colocadas no interior de um sistema detector de nêutrons, conforme esquematizado na figura III-1-1.

As amostras de U-233 e Pu-239 foram produzidas e analisadas pela AERE - HARWELL CHEMISTRY DIVISION (157), quanto ao conteúdo em massa, usando o método gravimétrico, e percentagem isotópica. A confirmação dos valores destas massas foi feita neste laboratório (121), usando o método da espectrometria gama.

A análise e a determinação dos fluxos gama incidentes nas amostras foi feita por meio de um cristal cintilador de NaI (TI), acoplado a uma fotomultiplicadora.

A detecção dos fragmentos de fotofissão das amostras foi feita pela técnica do "REGISTRO DE TRAÇOS", empregando o filme plástico Makrofol KG, tanto para a obtenção das secções de choque como para a distribuição angular dos fragmentos de fotofissão.

Os nêutrons provenientes da fotofissão e os fotoneutrons propriamente ditos, foram detectados por um arranjo experimental do tipo "LONG COUNTER".

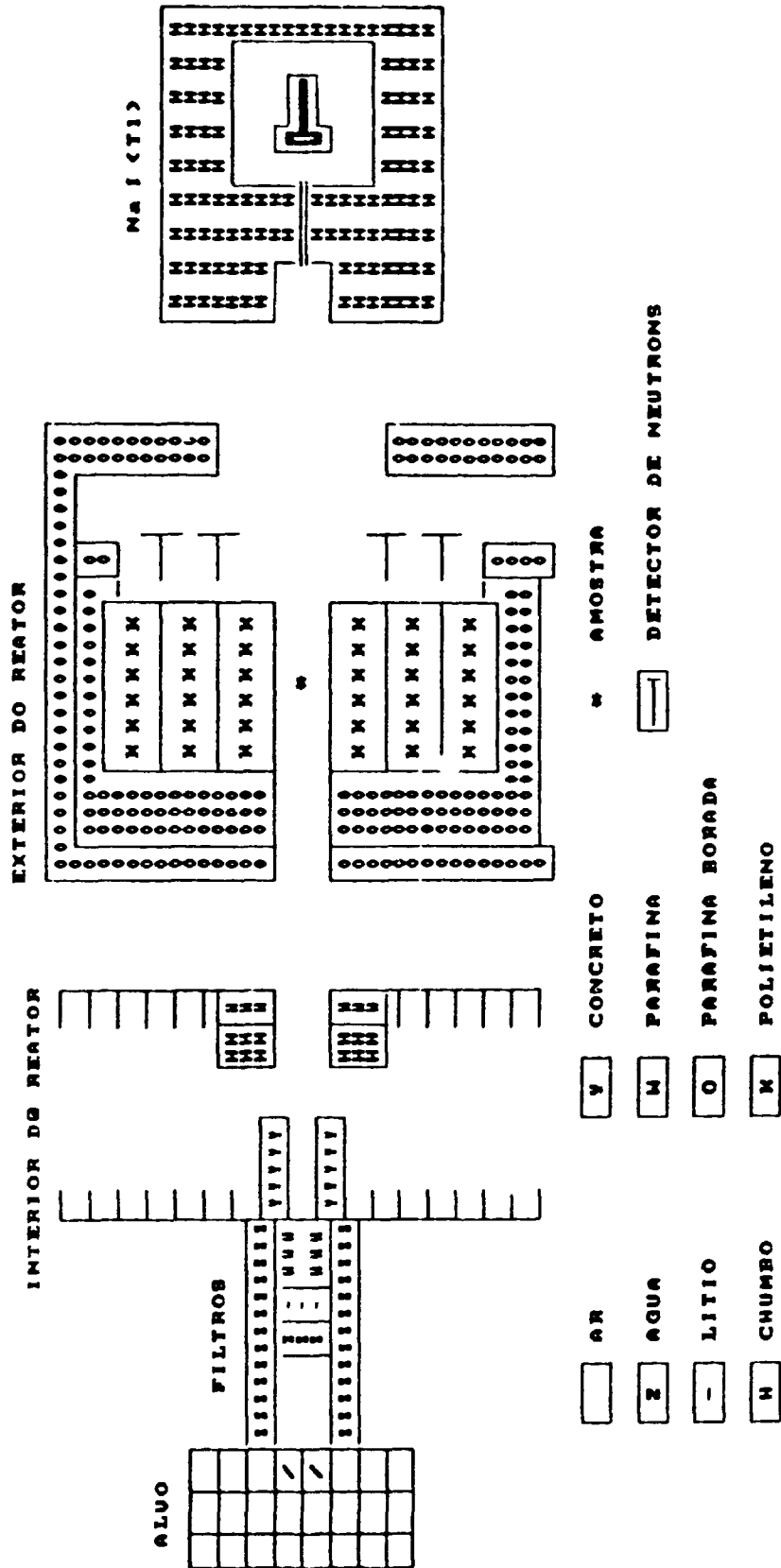


FIGURA-III-1-1- Arranjo experimental usado para as medidas de secção de choque de fotofissão e de foneutrons para os núcleos de U-233 e Pu-239.

III-2- MASSAS DAS AMOSTRAS

III-2-1- INTRODUÇÃO

As amostras de U-233 e de Pu-239, fornecidas pela AIEA, contém 52,4 mg e 51,4 mg respectivamente, na forma de U3O8 e PuO2, eletrodepositadas em discos de titânio com 50 mm de diâmetro (4 discos para cada amostra.). O diâmetro ativo de cada amostra é de 40 mm. Com o intuito de verificar possíveis perdas de massas das amostras ocorridas durante o envio das mesmas, fato este já observado por outros pesquisadores (48), utilizou-se o método da espectrometria gama para a confirmação dos valores das massas enviadas pela AERE-HARWELL (157).

III-2-2- PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

Os núcleos dos elementos U-233 e Pu-239 decaem por emissão alfa-gama (67). A técnica da espectrometria alfa é a mais comumente empregada para a determinação absoluta das massas desses elementos, devido à maior simplicidade do espectro de decaimento alfa desses núcleos. Inicialmente houve a tentativa da medida das massas desses núcleos por este método, porém a falta de um sistema de contagem alfa adequado às altas atividades presentes nestas amostras provocou resultados não satisfatórios. Devido à disponibilidade de um detector de alta resolução em energia do tipo germânio intrínscico, foi realizada a medida das massas por meio da técnica da espectrometria gama. Após um estudo cuidadoso à respeito dos esquemas de decaimento gama destes dois núcleos, escolheram-se

as seguintes energias gama de 13 keV, 16 keV, 19 keV e 97.1 keV para o U-233 e 98.8 keV , 51.6 keV e 98.4 keV para o Pu-239 , para que fossem evitadas as sobreposições das linhas gama dos isótopos e núcleos filhos (102 , 121).

O arranjo experimental usado é composto basicamente por um detector semiconductor do tipo germânio intrínseco de alta resolução em energia, (2 keV de FWHM - Co60), com janela de berílio de espessura 0.127 mm (105) e um sistema eletrônico de análise de pulsos composto por um amplificador, pré-amplificador e um analisador multicanal acoplado a uma impressora. O detector é alimentado por uma tensão negativa de 1100 V . O detector é blindado contra a radiação de fundo por paredes de chumbo com 10 cm de espessura, que o envolvem completamente, enquanto que o porta amostra, confeccionado em lucite e fixado na base do detector, permite que as fontes se afastem até uma distancia de 30 cm do mesmo.

Devido a não disponibilidade de padrões radioativos destas espécies, foi necessária a determinação da curva de eficiência total de detecção em função da energia da radiação, para o sistema de contagem, no intervalo de energia de 13 keV a 135 keV. As amostras padrões usadas para a obtenção desta curva de eficiência foram : Am-241 , Co-57 , Ba-133 , Cd-109 , Cs-137 e Eu-152 . As características relevantes destes padrões e das amostras de U-233 e Pu-239 se encontram na tabela III-2-2-1 .

A distancia fonte-detector foi determinada e fixada em 15 cm, levando-se em conta a baixa atividade de alguns dos padrões. Nestas condições, a variação na eficiência geométrica de detecção entre os padrões, que são fontes puntiformes , e as amostras que possuem raio de 20 mm é pequena , sendo aproximadamente 1% (121). O intervalo de tempo de contagem para os padrões variou entre 400 e 60000 s, enquanto que para as amostras variou entre 4000 e 40000 segundos.

As contagens líquidas registradas, correspondentes a cada

TABELA-III-2-2-1-

AMOSTRA	PROCEDÊNCIA	ENERGIA GAMA (keV)	INTENSIDADE ABSOLUTA I _γ	MEIA VIDA (ANOS)	ERRO ATIV. %
Co-57 (A)	Z. M. N. IPEN/CNEN/SP	14.4 122.1 ± 136.5 2%	0.0954±0.0048 0.8560±0.0428 0.1060±0.0053	271.73± 0.14 (dias)	5.0
Cd-109 (B)	NEW ENGLAND NUCLEAR	22.1 ± 88.0 2%	0.8420±0.0420 0.0361±0.0024	463.1±0.8 (dias)	4.5
Cs-137 (B)	NEW ENG. NUCL	36.5* ±2%	0.0136±0.0007	30.18±0.05	3.5
Eu-152 (C)	I.A.E.A.	39.9* 46.9* ± 121.8 2%	0.5910±0.0296 0.1496±0.0075 0.2840±0.0140	13.33 ± 0.04	2.0
Mn-241 (A)	Z. M. N. IPEN/CNEN/SP	13.0 ± 26.3 2%	0.1320±0.0066 0.0240±0.0012 0.3590±0.0180	432.2 ± 0.50	2.0
Ba-133 (B)	NEW ENGLAND NUCLEAR	30.9* ± 35.3* 2%	0.9790±0.0490 0.2304±0.0120	10.6 ±	3.4
	I.A.E.A.	53.2 ± 81.0 2%	0.0220±0.0040 0.3523±0.0176	0.2	1.5
U-233 (D)	A.E.K.E. HARMELL	13.0 ± 16.0 ± 19.0 2% 97.1	0.0240±0.0040 0.0330±0.0050 0.0090±0.0001 (22±2) E-5	1.592 ± 0.002 E5	2.0
	A.E.K.E. HARMELL	38.7 ± 51.6 ± 98.4 2%	(101±10) E-6 (271±30) E-6 (064±50) E-6	(2.411± 0.003) E4	2.0
REFERÊNCIAS		(141) (103)	(141) (103)	(141) (103)	

- * = MÉDIA PONDERADA DE DOIS OU MAIS RAMOS GAMA NÃO RESOLVIDOS
- (A) = AMOSTRA RADIOATIVA DEPOSITADA EM UYNS (ACETATO DE POLIUMILM (93)
- (B) = AMOSTRA RADIOATIVA ENCAPSULADA EM PLÁSTICO, COM ESPESSURA DE 3.2 mm (130)
- (C) = AMOSTRA RADIOATIVA ENCAPSULADA EM ALUMÍNIO, COM ESPESSURA DE 0.52 mm (152)
- (D) = AMOSTRA RADIOATIVA ELETRODEPOSITADA EM LÂMINA DE TITÂNIO (157)

TABELA-III-2-2-1- Características relevantes das amostras radioativas e padrões utilizados para a obtenção da curva de eficiência do detector de germânio.

ramo gama de desintegração de cada radionuclídeo foram determinadas considerando-se a área total de seus picos de contagem por canal nos quais este pico esteja definido, subtraindo-se desta, a área de um trapézio (melhor ajuste), que corresponde às contribuições devidas a radiação de fundo e ao espalhamento Compton, no mesmo intervalo de canais.

O valor da eficiência total de detecção (eficiência intrínseca x eficiência geométrica), em função da energia de cada ramo gama das amostras padrão foi calculado por meio da expressão (1) e seu erro correspondente, pela aplicação da teoria de propagação de erros a esta expressão (ver apêndice 04):

$$EF_g = A / (A_0 \times I \times C) \quad (1)$$

sendo :

A = área líquida do pico de contagem / tempo

A₀ = atividade da amostra padrão na data de contagem;

I = intensidade gama absoluta;

C = fator de correção

O fator de correção C leva em conta a atenuação da radiação devido a auto-absorção, absorção no ar e na janela de berílio do detector. Este fator varia em função da energia (153), e introduziu correções entre 0.5% a 15 % no cálculo das eficiências.

Aos pontos experimentais de eficiência em função da energia foi ajustado, pelo método dos mínimos quadrados, um polinômio do 3º grau, do qual se obteve a seguinte expressão :

$$EF_g = 4.76E^{-5} \times E^0 + 1.36E^{-6} \times E^1 + 2.04E^{-8} \times E^2 + 6.7E^{-11} \times E^3$$

A figura III-2-2-1- mostra os pontos experimentais e a curva ajustada segundo este polinômio.

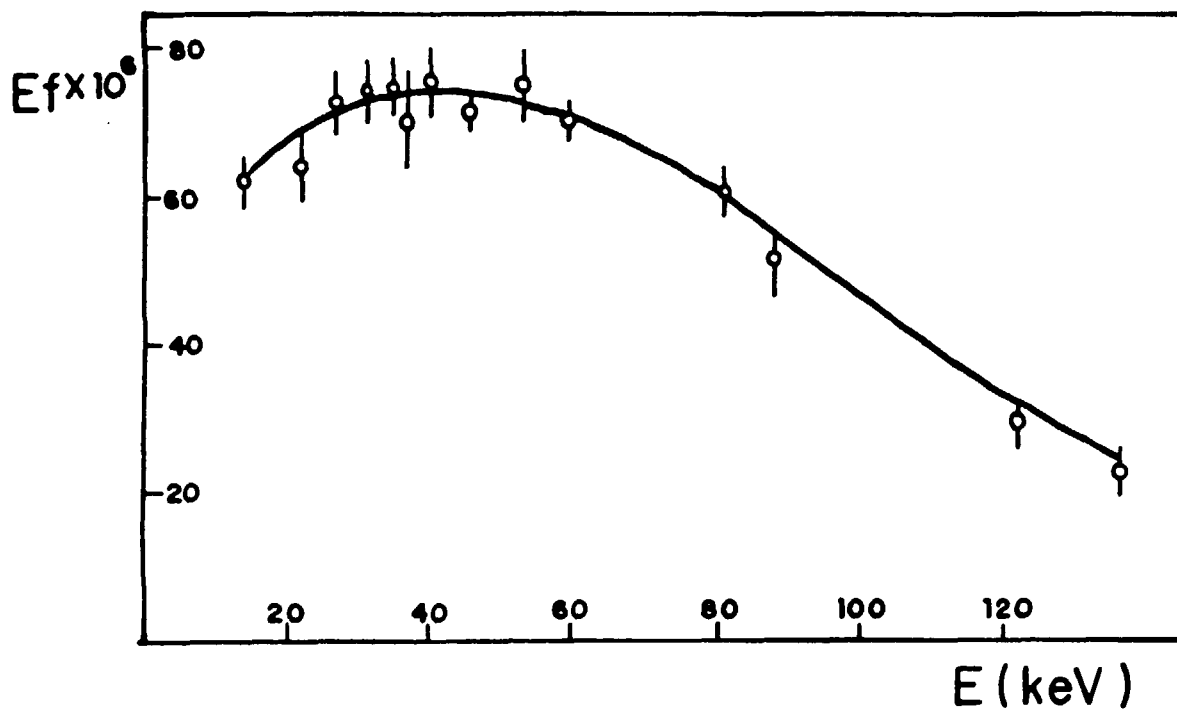


FIGURA-III-2-2-1- Curva de eficiência total de detecção em função da energia gama.

Os valores das massas de U-233 e Pu-239 foram calculadas por meio da expressão (2) :

$$M \text{ (mg)} = \text{ (MOL } \times A \times E^{-3} \text{)} / \text{ (No } \times I \times EF_{\text{g}} \times K \times \lambda \text{)} \quad (2)$$

sendo:

MOL = massa molecular do U-233 ou Pu-239;

No = número de AVOGADRO ;

EF_{g} = eficiência obtida pelo ajuste polinomial;

λ = constantes de desintegração do U-233 ou Pu-239

K = correção para autoabsorção e fator geométrico relativo a não puntiformidade das amostras, que variou entre 1.5 % a 6.5 % (121).

Os valores das massas das amostras obtidas são mostrados e discutidos no capítulo seguinte e comparados aos valores enviados pela AERE-HARWELL .

III-3- FLUXOS GAMA

III-3-1- INTRODUÇÃO

Na reação de captura de nêutrons térmicos, um núcleo de massa A absorve um neutron, tornando-se um isótopo de massa A+1 num estado excitado. A desexcitação deste isótopo é , em geral, realizada por uma cascata de raios gama prontos, correspondentes a diversas transições, até atingir o seu estado fundamental. Geralmente observa-se neste processo, a emissão de uma linha gama principal, de maior intensidade, e várias outras secundárias, com intensidades menores. Quase todos os elementos apresentam esta reação de captura, porém para a escolha de alvos utilizáveis, alguns

critérios devem ser observados, tais como :a) o elemento deve apresentar uma linha principal mais intensa que as outras; b) o elemento deve apresentar uma secção de choque de absorção de neutrons alta e uma secção de choque de espalhamento, baixa.

Pode-se obter uma relação de alvos promissores que apresentam linhas gama discretas com energias entre 3.54 MeV até 11 MeV (56).A resolução destas linhas é devida ao efeito DOPPLER ,produzido pela agitação térmica dos átomos do alvo, e expressa por (144):

$$\delta E = E \times (2 k T / M A C^2)^{1/2}$$

sendo:

- k = constante de BOLTZMANN;
- T = temperatura em graus KELVIN ;
- M = massa do próton;
- A = massa do alvo;
- δE = resolução da energia E
- C = velocidade da luz

Para o cálculo das secções de choque de fotofissão e de fotoneutrons, o conhecimento preciso da intensidade dos fluxos gama incidentes na amostra é de fundamental importância.

III-3-2-- PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

Os alvos que foram escolhidos , segundo os critérios já descritos anteriormente , se encontram ou na forma metálica ,ou na forma de pó. Os alvos escolhidos foram de enxofre (S) , cálcio (Ca) , potássio (K) , manganês (Mn) , titânio (Ti) , cobre (Cu) , alumínio (Al),cromo(Cr),ferro(Fe),chumbo(Pb) , níquel (Ni) , zinco (Zn) e itrio (Y) . Os alvos metálicos são constituídos de placas espaçadas por 1 mm ,formando um bloco de

(12.5 x 13.7 x 6.5) cm³ (48). Os alvos sob a forma de pó, foram compactados até a sua densidade máxima, na forma de pastilhas e empilhadas em caixas de alumínio de dimensões (13.0 x 13.5 x 6.5) cm³ (espessura do alumínio = 1.5 mm). Esta compactação foi feita no centro de Metalurgia Nuclear do IPEN/CNEN/SP. Esses alvos foram colocados de frente ao núcleo do reator, ocupando a posição de uma eira dupla (nome dado à guia de alumínio correspondente a um elemento combustível ou refletor duplo), sob um fluxo de nêutrons da ordem de 5×10^{12} n / (cm² x s) (93) . Pelo fato de ter-se usado um canal radial, a troca dos alvos foi feita pela superfície da piscina, com o auxílio de cabos de aço. Cite-se também que diversos trabalhos foram realizados usando radiação gama de captura obtida em diversos canais, tanto radiais como tangenciais, do reator IEA-R1 , conforme podem ser apreciados nas referências (25,32,48,88,107,108,166) .

O sistema de colimação e filtragem da radiação gama deste canal foi construído baseando-se no trabalho de YOUNG et al. (174) que determinou a melhor combinação dos filtros e colimadores, de modo a se obter as maiores intensidades gama, com um mínimo de interferência de nêutrons. Os filtros utilizados foram 75.5 cm de ar ; 9 cm de água ; 8 cm de LiF e 40.5 cm de parafina.

Maiores detalhes do arranjo experimental podem ser obtidos no trabalho de GERALDO (48) .

O detector utilizado para as medidas das intensidades gama foi um cristal de NaI (TI) de dimensões 9" x 3" (HARSHAW), acoplado a uma fotomultiplicadora, alimentado por uma tensão de 900 V. e eletrônica convencional para a análise de pulsos. Este sistema foi instalado dentro de uma blindagem de chumbo, além de ser colocado defrente do mesmo, um colimador de chumbo de 30 cm de comprimento, com uma abertura central de 5.1 mm de diâmetro, cuja finalidade é fazer com que o feixe gama atinja somente a parte central do cristal, para melhor resolução.

O alinhamento entre o cristal de NaI(TI) , a saída do " BEAM HOLE" e o detector "LONG COUNTER " foi feito com o auxílio de um

laser portátil.

Pelo fato de se ter usado um canal radial, a radiação gama proveniente da captura de nêutrons térmicos no alumínio estrutural do reator ($E = 7.72 \text{ MeV}$), interfere significativamente tanto na determinação das intensidades gama, como na escolha dos alvos. No caso dos alvos com energia gama principal superior a 7.72 MeV , os fotopicos associados aparecem isolados, não necessitando descontar ou corrigir a parcela devida ao alumínio, no cálculo dos fluxos. Entretanto , para alvos com energias inferiores a 7.72 MeV , esta contribuição precisou ser subtraída, e o procedimento adotado foi o seguinte :

- colocou-se o alvo no local de irradiação durante 1000 segundos, obtendo-se assim um espectro devido aquele alvo , mais a contribuição do alumínio estrutural. Em seguida, colocou-se uma caixa vazia representando o alvo "branco" com as mesmas dimensões das dos alvos no local da irradiação, obtendo-se assim um segundo espectro, correspondente agora somente ao alumínio estrutural. A atenuação da linha gama do alumínio estrutural nos diferentes alvos foi obtida na literatura (48), e esta foi uma correção que foi feita no segundo espectro obtido , conforme os dados da tabela III-2-2-1-. Para a obtenção desses valores, o referido autor usou os diferentes alvos na saída do canal, quando da instalação do alvo branco no local de irradiação, medindo portanto experimentalmente essas atenuações.

O espectro líquido de cada alvo foi obtido pela subtração dos dois espectros acima mencionados.

As intensidades da radiação gama emitidas pelos diversos alvos foi calculada segundo a seguinte expressão (3) :

$$I(\gamma) = \text{área do fotopico} / (p(E) \times G \times (1 - \exp(-u(E) \times L))) \quad (3)$$

sendo:

TABELA-III-3-2-1

alvo	atenuac. ^(*) %	E(MeU)	μ (cm ² /g) ^(**)
ENXOFRE	22.6	5.43	0.0294
TITANIO	42.6	6.73	0.0280
MANGANES	32.6	7.23	0.0288
CHUMBO	91.0	7.38	0.0470
FERRO	72.0	7.64	0.0299
ZINCO	62.0	7.88	0.0314
COBRE	73.0	7.91	0.0307
NIQUEL	84.0	9.08	0.0317
CROMO	38.0	9.72	0.0285

* = REFERÊNCIA (48) ** = REFERÊNCIA (153)

TABELA-III-3-2-1- Atenuação da linha do alumínio estrutural nos diversos alvos usados neste trabalho.

$p(E)$ = a fotofração , ou seja , a razão entre a área sob o fotopico e a área do espectro total;

G = é a eficiência geométrica, que é igual a 1 para um feixe paralelo;

$(1 - \exp (- u (E) \times L))$ = é a eficiência intrínseca de um cristal de comprimento L e coeficiente de absorção total $u(E)$.

A área sob o fotopico foi calculada como sendo uma gaussiana (70), ajustada pelo método dos mínimos quadrados.

O denominador da expressão (3), que corresponde a eficiência total do detector, foi obtida da referência (76), pois este autor publicou seus resultados baseado num arranjo muito similar a este empregado neste trabalho , determinando a curva de eficiência para várias energias e para diversos cristais, incluindo o NaI (Tl) de 3 " x 3 " , entre 5 e 10 MeV. Com o auxílio desta curva pode-se determinar a eficiência total do detector , em cada energia gama utilizada, com erros da ordem de 10 % .

Conforme indicado na figura III-1-1- , a posição da medida do fluxo gama não coincide com a posição da irradiação das amostras. Na verdade, a distância entre elas é de ~ 350 cm. Estudos anteriores (48) indicam que o fluxo na posição de irradiação das amostras é (5.2 +/- 0.07) vezes maior que na posição de medida. Este valor foi utilizado para o cálculo final dos fluxos.

A flutuação da potência do reator , durante a sua operação , foi monitorada por um detector do tipo " self - powered " (84) de cobalto , sensível a nêutrons (84), juntamente com a eletrônica associada , posicionado lateralmente e bem junto a eira dupla, próxima ao núcleo do reator.

III-4- FRAGMENTOS DE FOTOFISSÃO

III-4-1- INTRODUÇÃO

Para a medida das secções de choque de fotofissão foi empregado um detector de traços nucleares sensível aos fragmentos de fissão. Esses detectores são materiais isolantes especiais, nos quais as trajetórias das partículas carregadas pesadas ficam registradas sob a forma de traços latentes, com dimensões da ordem de Angstroms (46) . Após um ataque químico adequado, esses traços passam a apresentar dimensões do comprimento da luz visível, sendo portanto possíveis de serem observados em microscópio ótico.

Após a descoberta e desenvolvimento dos detectores de traços nucleares , conhecidos como SSNTD (solid state nuclear track detectors) ,houve uma grande preferência no uso destes detectores frente aos tradicionais utilizados, como emulsões (115),separação química (100),câmaras de fissão (108),cintiladores (61) ,detectores de barreira de superfície (173) , devido às inúmeras vantagens que ofereciam na sua utilização, como por exemplo no manuseio mais simples,alta eficiência,registro permanente do processo sob a forma de traços, e por apresentarem limiares específicos de detecção para cada tipo de partícula (20,46,74) .

Neste trabalho, fez-se o uso do detector de plástico sintético Makrofol -KG (8 micra), pelo fato de já ter sido usado por este laboratório em diversas outras aplicações com sucesso (49,126,127,142,156). Outro fator que contribuiu para a escolha deste detector foi a sua sensibilidade específica a fragmentos de fissão, mesmo na presença de altas atividades alfa, como foi o caso das amostras de U-233 e Pu-239, além de possibilitar a contagem de traços pelo sistema de contagem automática (38), evitando-se a contagem de traços via microscopia óptica, que é, sem dúvida,mais cansativa.

III-4-2- PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

As folhas de Makrofol-KG foram cortadas, esticadas e coladas em arandelas de alumínio e colocadas junto das amostras, que por sua vez foram acomodadas na forma de "sanduíches" num porta-amostra cilíndrico de alumínio, de dimensões: 1 cm de altura μ cm de diâmetro; 0.2 mm de espessura.

As amostras de U-233 e Pu-239 foram também coladas em arandelas de alumínio com espessura de 0.1 mm, para se evitar o contato direto entre as folhas de Makrofol e o material radioativo, o que poderia gerar contaminação.

O porta amostra foi posicionado perpendicularmente ao feixe gama e totalmente imerso no mesmo.

Os fragmentos de fissão, altamente ionizantes, produzidos na fotofissão das amostras, ficam registrados no detector plástico sob a forma de traços, com diâmetros da ordem de 50 Å. Após essas irradiações, durante 10000 s, as folhas de Makrofol foram reveladas quimicamente em uma solução de KOH (35% em peso), a uma temperatura de 60°C, durante 30 minutos (48,142), condições estas que foram otimizadas quando condicionadas ao nosso experimento. Após esse ataque químico, os traços de fissão foram ampliados até dimensões da ordem de 4000 Å, visíveis então em microscópio óptico. Em seguida, os traços são contados em uma câmara de descarga automática (38), desenvolvida no IPEN/CNEN/SP (142). Esta câmara é constituída por um circuito RC formador de pulsos, uma fonte de alta tensão e um contador. As folhas de Makrofol são incluídas como dielétrico entre duas placas condutoras de mylar aluminizado, entre as quais se aplica uma tensão. A área circular a ser contada é delimitada por uma máscara de plástico Makrofol mais espessa.

Quando a tensão é aplicada entre as placas, ocorre a passagem de uma faísca através de cada traço, evaporando simultaneamente uma área maior no alumínio, quando comparada com a área produzida pelo traço no mylar, inibindo assim a passagem de uma segunda faísca pelo mesmo traço, preservando assim a relação linear entre o número de faíscas e o número de traços. Inicialmente foi aplicada uma

tensão de 1300 V. para o rompimento dos traços originais através do dielétrico. Esta operação foi repetida 5 vezes trocando sempre as placas condutoras. A contagem dos traços é feita no contador sob uma tensão de 550 V., durante aproximadamente 20 segundos. Uma pressão de 0.13 kg/cm^2 é aplicada sobre o sistema mylar-filmes, para assegurar um bom contato entre eles.

A eficiência total desta técnica foi determinada usando uma fonte de CF-252, que em 05/1986 apresentava uma atividade de $(201 \pm 2\%)$ fissões por segundo, conforme calibração efetuada pelo laboratório de METROLOGIA NUCLEAR do IPEN/CNEN/ SP (93). Esta fonte possui uma área ativa de 5 cm^2 , montada sobre um disco niquelado com extremidades cerca de 0.1 mm mais elevada que na parte ativa, permitindo e assegurando que as irradiações das folhas de Makrofol fossem feitas sem o risco de eventuais contaminações, preservando também uma geometria bastante similar a da irradiação das amostras.

Durante todo o transcorrer das medidas das secções de choque de fotofissão foi feita a monitoração da eficiência do sistema, fazendo-se irradiações com a fonte de CF-252, e reveladas segundo o procedimento já descrito.

III-5- DISTRIBUIÇÃO ANGULAR DOS FRAGMENTOS

III-5-1- INTRODUÇÃO

Para complementar os estudos da reação de fotofissão no Pu-239, foi realizada a experiência da distribuição angular dos fragmentos de fotofissão em algumas energias próximas da barreira de fissão. Para isto foi montado um arranjo experimental especial entre a saída do canal BH-14 e o detector "LONG COUNTER". Devido a baixa estatística das contagens obtidas, o tempo de cada uma dessas medidas foi da ordem de 30 dias (considerando 8 horas de

irradiação por dia).

III-5-2-- PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

O arranjo utilizado , e que está mostrado na figura III-5-2-1- é composto por duas câmaras de alumínio independentes, ligadas entre si apenas em termos de vácuo . Cada câmara contém dois discos de Pu-239 colados entre si na parte traseira ,formando uma única amostra, centralizada por uma haste de latão que se comunica externamente por meio de um retentor dinâmico .Durante toda a irradiação, os discos ficam girando nas duas câmaras a uma rotação de 60 rpm,impulsionadas por um sistema giratório mecânico externo, composto de um motor de 3600 rpm acoplado a engrenagens redutoras e um conjunto de polias interligadas por uma correia de borracha.Isto para que as correções provenientes da geometria plana das amostras possam ser desconsideradas.

Dentro de cada câmara há um tubo cilíndrico de alumínio centrado .Neste tubo, à meia altura ,fêz-se um certo número de furos, de modo a se obter um ângulo sólido de 22.5° de resolução. O diâmetro dos furos é de 2 cm e o diâmetro do tubo é de 20 cm,com altura de 10 cm (48).O detector de Makrofol KG foi cortado em tiras e colado na parte externa deste tubo .

O alinhamento das câmaras foi feito com o auxílio de um laser.

O vácuo foi feito simultaneamente nas duas câmaras , obtendo-se um valor de 90 mtorr ,suficiente para assegurar que os fragmentos de fissão atinjam e sensibilizem os filmes detectores, uma vez que o alcance dos fragmentos de fissão nesta pressão é da ordem de dezenas de metros (88).

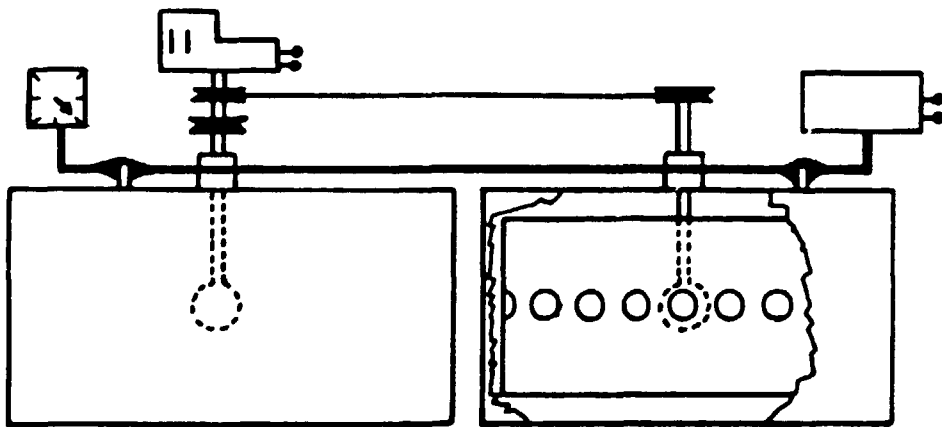


FIGURA-III-5-2-1- Esquema do arranjo experimental usado para as medidas da distribuição angular do Pu-239 .

III-6- DETECÇÃO DE NEUTRONS

III-6-1- INTRODUÇÃO

Os nêutrons emitidos nos processos fotonucleares, junto ao limiar, são oriundos das reações de fotofissão, na qual pode-se considerar um número médio de nêutrons emitidos, o número (ν) , por fissão, valores esses obtidos experimentalmente e de acordo com teorias estatísticas aplicadas ao processo, e os fotoneutrons propriamente ditos. Esses nêutrons, quando detectados, são indistinguíveis entre si. Na fissão nuclear os nêutrons podem ser emitidos com energias entre 75 keV a 15 MeV, portanto sob um amplo espectro de energia, porém os valores máximos se situam entre 1 e 2 MeV. Por outro lado, a distribuição dos fotoneutrons emitidos esperada, de acordo com a teoria estatística, é do tipo "maxwelliana" (23) :

$$In(E) = En \times \exp(-En / T)$$

sendo:

En = energia do neutron emitido;

T = temperatura do núcleo residual.

Observa-se então que $In(E)$ será máximo quando $En = T$. Para núcleos pesados, a temperatura do núcleo residual, segundo o modelo da Evaporação, é de 1.35 MeV (160). Portanto espera-se que a maior fração dos nêutrons ocorra nesta energia.

Empregou-se neste trabalho um detector de nêutrons do tipo "LONG COUNTER" (58), um sistema que usa detectores proporcionais colocados em um meio moderador, sensíveis a nêutrons, pois este

tipo de arranjo fornece uma alta eficiência de detecção para nêutrons rápidos e uma resposta aproximadamente independente da energia dos nêutrons incidentes, motivo este que originou o nome de "LONG COUNTER". O conhecimento do valor preciso da eficiência total do sistema detector também é de importância capital para o cálculo das secções de choque de foneutrons. Cite-se também que diversos tipos de diferentes detectores já foram empregados por outros autores, como cintilador líquido (164), método de ativação (110) , e os "long counter" (13, 26 ,27, 28, 30, 49,).

Em termos gerais, os detectores do tipo "LONG COUNTER " consistem na montagem de um grande número de detectores proporcionais do tipo He-3 ou BF₃ sensíveis a nêutrons , num meio moderador como parafina , polietileno ou óleos especiais (28,41), seguindo uma geometria próxima de 4π radianos (97) . A escolha dos detectores proporcionais a serem usados no sistema vai depender das características peculiares de cada arranjo .É interessante se fazer uma comparação rápida entre os dois tipos de detectores mencionados, baseando-se nos dados das referências (84,113,120):

BF₃ -a reação nuclear usada neste detector é do tipo B-10 (n , α) Li-7 ,cuja secção de choque para nêutrons térmicos é de 3840 b,apresentando um valor do "Q" da reação igual a 2.78 MeV . O núcleo filho desta reação é formado num estado excitado,havendo a emissão de raios gama de 478 keV .

He-3- a reação nuclear usada neste detector é do tipo He-3 (n, p) H-3 ,cuja secção de choque para nêutrons térmicos é de 5400 b ,apresentando um valor do "Q" da reação igual a 0.77 MeV.

Observa-se então ,que por apresentarem a maior secção de choque para a reação com nêutrons térmicos, os detectores de He-3 são os mais eficientes,além de não apresentarem produtos da reação excitados,porém os detectores de BF-3 apresentam um maior valor do "Q" da reação, possibilitando uma discriminação muito maior entre os pulsos dos nêutrons e dos eventuais pulsos de radiação gama.

Comente-se ainda que a secção de choque para o espalhamento

elástico de nêutrons no detector He-3 chega a ser até duas vezes maior que a secção de choque para a reação (n, p) , comprometendo a sua eficiência.

III-6-2- PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

O esquema do "LONG COUNTER" usado neste trabalho é semelhante ao usado por Caldwell et. al. (26,27), e é constituído por 60 detectores de He-3 (HARSHAW) de dimensões : comprimento = 60 cm; diâmetro = 2.5 cm e pressões internas de 3, 4 e 6 atmosferas. Os detectores são dispostos em um bloco de polietileno puro com $(60 \times 60 \times 60)$ cm³, contendo 60 furos distribuídos em 4 anéis concêntricos de raios : 6.4 cm; 10.8 cm; 14.6 cm e 17.8 cm. Os detectores foram alojados da seguinte forma : 12 detectores de 6 atmosferas no anel mais interno; 12 detectores de 4 atmosferas no 2^o anel; 12 detectores de 4 atmosferas no 3^o anel e 24 detectores de 3 atmosferas no anel mais externo. O sistema foi montado numa caixa de ferro de dimensões $(1.3 \times 1.0 \times 1.0)$ m³, revestida por cádmio. Pelo centro da caixa passa um tubo de cobre com 2 mm de espessura e 76 mm de diâmetro, cuja finalidade é permitir a passagem do feixe e o posicionamento das amostras. (166). Na figura III-6-2-1- pode ser vista uma fotografia da estrutura do "LONG-COUNTER".

Os detectores de cada anel foram ligados em paralelo formando uma única saída, de tal forma que para os 4 anéis têm-se 4 saídas de pulsos independentes. A cada saída está associada a eletrônica convencional para a análise de pulsos: pré-amplificador, amplificador, discriminadores e fonte de alta tensão.

Os pulsos produzidos foram enviados a um misturador de pulsos que faz a soma dos 4 anéis em um único, preservando a informação sobre o número total de pulsos. Um contador registra o número total de pulsos produzidos. As tensões de operações dos 4 anéis foram : 1^o anel-1580 V.; 2^o e 3^o anéis- 1420 V.; 4^o anel- 1320 V., valores esses obtidos experimentalmente através de estudo de

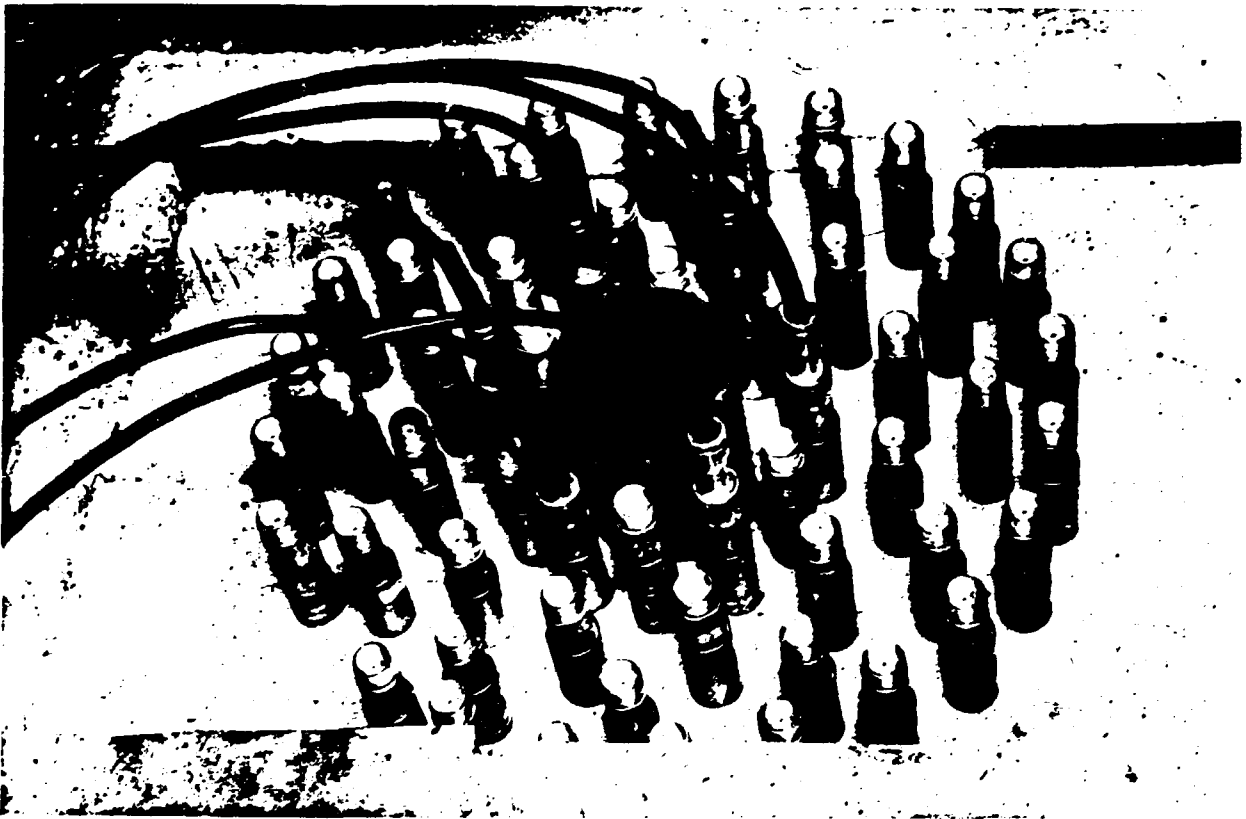


FIGURA-III-6-2-1- fotografia do detector "LONG COUNTER" mostrando com detalhes os detectores de He-3 encaixados no polietileno.

curvas características.

A medida da eficiência do "LONG COUNTER" foi feita utilizando a mesma fonte de Cf-252 empregada na calibração dos detectores de traços. Determinou-se a atividade neutrônica nesta fonte usando o número médio de nêutrons emitidos na fissão espontânea do Cf-252, indicado na literatura (24) como sendo :

$$NIMÉDIO (\nu) (Cf-252) = (3.745 \pm 0.010)$$

Estas medidas de eficiências foram realizadas durante todo o transcorrer das medidas das secções de choque de foneutrons. Foram levadas em conta ainda, quando da medida da eficiência, a posição de colocação das amostras. Observou-se que o maior valor da eficiência ocorre numa posição central do "LONG-COUNTER", levando-se em conta, também, variações verticais e longitudinais, quando do posicionamento das amostras.

Para minimizar os nêutrons provindos de outros experimentos presentes nos outros canais do reator, e que constituem uma indesejável radiação de fundo, foram colocadas para efeito de blindagem, caixas adicionais de parafina, envolvendo todo o arranjo.

III-6-3-CUIDADOS ESPECIAIS

Pelo fato do U-233 e do Pu-239 serem altamente tóxicos, tanto do ponto de vista radioativo como químico, classificados como sendo de radiotoxicidade muito alta (Grupo I), de acordo com a tabela de Proteção Radiológica (31), todo o trabalho de manuseio das amostras foi feito com o auxílio de luvas descartáveis.

**CAPITULO-IV- RESULTADOS EXPERIMENTAIS :
DISCUSSÃO E INTERPRETAÇÃO**

IV-1-MASSAS DAS AMOSTRAS

IV-2-FLUXOS GAMA

IV-3-EFICIENCIA DA "TECNICA DO REGISTRO DE TRAÇOS "

IV-4-SECÇÕES DE CHOQUE DE FOTOFISSÃO

IV-4-1-DESCRIÇÃO GERAL

IV-4-2- $\sigma(\gamma, f)(E)$ DO U-233 E DO Pu-239

IV-4-3-BARREIRAS SIMPLES DE FISSÃO

IV-4-4-FISSIONABILIDADE RELATIVA

IV-4-5-DISTRIBUIÇÃO ANGULAR DOS FRAGMENTOS DO Pu-239

IV-5-EFICIENCIA DO DETECTOR " LONG COUNTER "

IV-6-SECÇÕES DE CHOQUE DE FOTONEUTRONS

IV-6-1-DESCRIÇÃO GERAL

IV-6-2-SECÇÕES DE CHOQUE DE NEUTRONS TOTAL

IV-6-3-NIMEDIO ν

IV-6-4- $\sigma(\gamma, n)(E)$ DO U-233 E Pu-239

IV-6-5-COMPETIÇÃO $(\Gamma_n / \Gamma_f)(E)$

IV-6-6-TEMPERATURAS NUCLEARES

IV-7-SECÇÕES DE CHOQUE DE ABSORÇÃO TOTAL

IV-7-1- DESCRIÇÃO GERAL

IV-7-2- $\sigma(\gamma, A)(E)$ DO U-233 E Pu-239

IV-7-3- COMPETIÇÃO $\Gamma_f / \Gamma_A(E)$

IV-1-MASSAS DAS AMOSTRAS

Os valores das massas das amostras de U-233 e Pu-239 obtidas pela técnica de espectrometria gama encontram-se na tabela IV-1-1, juntamente com os valores enviados pela AERE-HARWELL CHEMISTRY DIVISION (157).

Nesta tabela podem ser observados os valores das massas obtidas para cada uma das amostras em correspondência às energias gama usadas para a sua determinação . Em seguida, é apresentada a média desses valores em comparação com os valores enviados pelo fabricante, valores esses já corrigidos ,considerando a percentagem isotópica. Na última linha desta tabela tem-se os valores totais das massas das amostras determinadas pelos dois métodos.

Os erros nos valores das massas calculados pelo método da espectrometria gama são originários do estudo da propagação dos erros de cada um dos parâmetros da expressão (2) ,apresentada no capítulo-III,e tiveram como principal componente ,os erros referentes ao parâmetro " intensidade absoluta gama, I_γ ",valores esses obtidos na referência (141) com cerca de 10 % a 15 % de incerteza.

Fazendo uma comparação entre os dois resultados, pode-se afirmar que eles estão de pleno acôrdo entre si ,dentro dos erros experimentais envolvidos.Os erros totais cometidos ao se usar a técnica de espectrometria gama foram calculados em 4%, maiores portanto que os valores indicados pelo fornecedor , que foram estimados em 2% na massa total das amostras.

Para o cálculo das secções de choque de fotofissão e de fotoneutrons,foram considerados os valores das massas enviados pelo fornecedor,uma vez que apresentam um erro menor na sua determinação. Frise-se porém , que o esforço empregado para a medida dessas massas usando a técnica da espectrometria gama não foi em vão , já que possibilitou a verificação da não perda de

MASSAS DE U-233 (mg)				
AMOSTRAS ENERGIAS (MeV)	01	02	03	04
13.0	13.9 +- 2.0	13.2 +- 2.0	13.6 +- 2.0	13.4 +- 2.0
16.0	14.2 +- 2.2	13.5 +- 2.0	13.1 +- 2.0	13.9 +- 2.1
19.0	12.4 +- 1.8	12.3 +- 1.8	11.5 +- 1.7	12.0 +- 1.8
97.1	*	*	*	11.8 +- 2.0
MEDIA	13.5 +- 1.2	13.0 +- 1.1	12.7 +- 1.1	12.8 +- 1.0
VALORES AERE (**)	13.9	13.0	12.8	12.7
MASSA TOTAL = (52.2 +- 1.0) (AERE) (**)		MASSA TOTAL = (52.0 +- 2.2) (ESPECTROMETRIA GAMA) (***)		
PERCENTAGENS ISOTÓPICAS (% ATOMOS) (**)	U-233 99.782	U-234 0.236	U-235 0.012	U-238 0.050
* = VALORES NÃO CALCULADOS : PICOS MAL AJUSTADOS				
** = REFERÊNCIA (157) *** = REFERÊNCIA (121)				

MASSAS DE Pu-239 (mg)				
AMOSTRAS ENERGIAS (MeV)	01	02	03	04
38.8	11.4 +- 1.0	12.4 +- 1.0	*	*
51.6	*	11.7 +- 1.0	11.6 +- 1.0	*
98.4	12.9 +- 1.5	13.2 +- 1.5	*	12.8 +- 1.0
MEDIA	12.2 +- 0.9	12.4 +- 0.7	11.6 +- 1.0	12.8 +- 1.0
VALORES AERE (**)	12.8	13.2	12.8	12.6
MASSA TOTAL = (50.9 +- 1.0) (AERE) (**)		MASSA TOTAL = (49.0 +- 1.8) (ESPECTROMETRIA GAMA) (***)		
PERCENTAGENS ISOTÓPICAS (% ATOMOS) (**)	Pu-238 0.01	Pu-239 99.01	Pu-240 0.98	
* = VALORES NÃO CALCULADOS : PICOS MAL AJUSTADOS				
** = REFERÊNCIA (157) *** = REFERÊNCIA (121)				

TABELA-IV-1-1- Valores das massas e percentagens isotópicas das amostras de U-233 e Pu-239 usadas neste trabalho.

massa das amostras durante o seu envio.

IV-2-FLUXOS GAMA

A lista dos dez alvos aproveitados neste trabalho, juntamente com os seus respectivos fluxos gama da linha principal medidos, se encontram na tabela IV-2-1. Estão incluídos também nesta tabela, a energia da linha gama principal de cada alvo, assim como o isótopo do elemento responsável por esta linha (101).

O erro total apresentado em cada um dos fluxos gama foi obtido pela aplicação da teoria de propagação dos erros (apêndice 4) aos termos da expressão (9), apresentada no capítulo III.

Conforme pode ser observado nesta referida tabela, os erros totais atribuídos aos fluxos estão entre 10-15 % do valor mensurado. A principal componente deste erro origina-se do erro das eficiências do detector, valores estes obtidos na literatura (76), que são da ordem de 10 % . Os valores considerados para as eficiências do detector NaI (TI) , 3 " x 3 ", usados neste trabalho estão no apêndice 03 . Para uma visualização mais completa dos erros considerados no cálculo dos fluxos gama, deve-se consultar o apêndice 02 , onde se encontra uma listagem completa dos erros estatísticos e sistemáticos considerados neste trabalho. No apêndice 04 são discutidos sucintamente os principais tópicos referentes a teoria de propagação de erros.

Todos os alvos, com exceção do alvo de enxofre , foram aproveitados do trabalho de GERALDO (48). Ao se fazer uma comparação entre os fluxos gama obtidos por esse autor, com relação aos fluxos gama obtidos neste trabalho, usando os mesmos alvos, observa-se que os nossos valores estão sistematicamente mais baixos, quadro este que pode ser explicado pela diminuição do fluxo neutrônico ocorrido entre essas duas medidas, além do uso de diferentes espessuras de absorvedores de nêutrons, e portanto de atenuadores gama , na

TABELA - IU - 2 - 1

ALVOS (*)	E (MeV) (*)	FLUXO ($\gamma/cm^2 \cdot s$)
S-32	5.43	$(6.9 \pm 0.7) \cdot 10^4$
Ti-48	6.73	$(2.9 \pm 0.3) \cdot 10^5$
Mn-55	7.23	$(1.1 \pm 0.1) \cdot 10^5$
Pb-207	7.38	$(1.5 \pm 0.2) \cdot 10^5$
Fe-56	7.64	$(1.9 \pm 0.2) \cdot 10^5$
Al-27	7.72	$(1.6 \pm 0.2) \cdot 10^5$
Zn-63	7.88	$(1.2 \pm 0.1) \cdot 10^5$
Cu-64	7.91	$(1.9 \pm 0.2) \cdot 10^5$
Ni-84	9.00	$(1.7 \pm 0.2) \cdot 10^5$
Cr-52	9.72	$(8.4 \pm 1.1) \cdot 10^4$

* = REFERÊNCIA (101)

TABELA-IV-2-1- Alvos usados para a produção de radiação gama de captura de nêutrons e respectivos fluxos medidos, utilizados neste trabalho.

saída do " beam -hole " . Os alvos construídos com cálcio ($E = 6.42 \text{ MeV}$) ; itrio ($E = 6.08 \text{ MeV}$),potássio ($E = 5.70 \text{ MeV}$) e disprócio ($E = 5.58 \text{ MeV}$) infelizmente não foram aproveitados para este trabalho ,pois os respectivos fotopicos não puderam ser separados frente ao espectro da radiação de fundo,proveniente do alumínio estrutural.

IV-3-EFICIENCIA DA "TECNICA DO REGISTRO DE TRAÇOS"

A eficiência total medida para a técnica de detecção de fragmentos de fissão em Makrofol KG com contagem na câmara de descarga,descrita no capítulo-III-,foi de:EF = ($0.432 \pm 3.1 \%$). Conforme comentado no capítulo anterior , o valor apresentado desta eficiência é uma média geral de dez medidas,cada uma delas composta por 20 irradiações ,feitas no decorrer de toda a obtenção dos dados experimentais deste trabalho.Desta forma, os erros experimentais decorrentes da revelação química, como variação da temperatura e concentração das soluções ,foram todos levados em conta. Além disto,algumas dessas medidas foram efetuadas irradiando-se as folhas de Makrofol já irradiadas com fragmentos de fissão provenientes da fonte de CF-252,no feixe gama do canal de irradiação (BH-14),para a verificação da influência deste feixe na velocidade de ataque dos reagentes químicos nos filmes (46).

Outros autores (48 , 142) , trabalhando com o mesmo detector , empregando as mesmas condições de revelação e contagem, obtiveram valores um pouco diferentes para esta eficiência, conforme pode ser apreciado na tabela IV-3-1- .

O fato de se ter obtido neste trabalho um valor para a eficiência de detecção dos fragmentos de fissão pela técnica do registro de traços em Makrofol KG ,cerca de 5 % maior, quando comparado com os valores medidos por outros autores , pode ser explicado quando se comparam os diferentes tempos de revelação empregados,o único parâmetro diversificado entre os diversos

TABELA - I U - 3 - 1

EFICIÊNCIA	CONDIÇÕES DE REVELAÇÃO			REFERÊNCIA
	SOLUÇÃO	TEMPERATURA	TEMPO	
0.432 +- 0.013	KOH (35%/N)	60° C	30 MIN.	ESTE TRAB.
0.371 +- 0.011	KOH (35%/N)	60° C	20 MIN.	(48)
0.370 +- -	KOH (35%/N)	60° C	20 MIN.	(142)

TABELA-IV-3-1- Valores da eficiência da "técnica do registro de traços " de fragmentos de fissão em Makrofol Kg ,obtidos por diversos autores.

ou seja:

$$\sigma(\gamma, f)(E) = Cf / (N \times \phi(E) \times EF) \quad (1)$$

Cada um dos termos da expressão (1) significa :

$-\phi(E)$ = fluxo gama da linha principal incidente nas amostras com energia E ;

$-\sigma(\gamma, f)(E)$ = secções de choque de fotofissão do U-233 ou do Pu-239;

$-N$ = número de átomos de U-233 ou de Pu-239 presentes nas amostras;

$-EF$ = eficiência da técnica de detecção de fragmentos de fotofissão por registro de traços em Makrofol;

$-Cf(E)$ = contagem de traços líquidas ,obtidas por unidade de tempo em cada energia gama de excitação;

$-F(E)$ = número de fissões por unidade de tempo, corrigidos pela eficiência do detector.

Para uma utilização correta e direta da expressão (1) é necessário que sejam feitas quatro correções básicas , a saber :

A) na contagem de traços obtida por unidade de tempo.

Pelo motivo já exposto no capítulo-III-, o número de traços obtidos no detector Makrofol KG teve que ser corrigido para eliminar a contribuição devida a radiação gama proveniente do alumínio estrutural,para cada alvo utilizado. O critério adotado para efetuar esta correção foi o seguinte : com o alvo branco colocado na posição de irradiação,as amostras de U-233 e Pu-239 foram irradiadas em contacto com o Makrofol ,durante 10000 s por diversas véses, obtendo-se ,no final,uma quantidade média de traços. que foram corrigidos, considerando a atenuação da intensidade da linha do alumínio estrutural para cada alvo

,conforme procedimento já explicado no capítulo anterior. Este valor corrigido para cada alvo, corresponde ao desconto efetuado na contagem total das fissões, quando da irradiação das amostras com aquele alvo.;

B) no fluxo gama incidente sobre as amostras.

As amostras, quando estão sendo irradiadas com cada um dos alvos empregados estão sujeitas também as linhas gama secundárias peculiares de cada alvo, que apesar de estarem presentes com menores intensidades, são geralmente em grande número (101). Na maioria dos alvos utilizados neste trabalho, as intensidades das linhas secundárias são da ordem ou menores do que 10 % da linha principal (101). Assim ,para o cálculo efetivo das secções de choque o efeito de todas as linhas gama secundárias, acima dos limiares de fotofissão, devem ser levadas em conta. Felizmente, as intensidades das linhas gama secundárias relativas a linha gama principal são conhecidas com grande precisão (101) ,permitindo que a correção seja feita de uma forma simples. Dessa forma, conclui-se ,então que, o que se está medindo, com cada alvo colocado no reator, não é uma secção de choque em uma única energia (linha gama principal) ,mas sim, uma composição de secções de choque em várias energias. Considerando esta nova argumentação, tem-se então que :

$$\sum_1 \sigma_1(\gamma, f)(E) \times R_1 = Cf(E) / [EF(E) \times N \times \phi_p(E)] \quad (2)$$

Nesta expressão (2) ,os termos novos significam :

- $\sigma_1(\gamma, f)(E)$ = secções de choque de fotofissão nas diversas energias i ;

- R_1 = intensidades relativas das linhas secundárias frente a linha principal;

- $\phi_p(E)$ = fluxo da linha gama principal.

Os valores das intensidades relativas das linhas gama usados neste trabalho (101) foram ainda corrigidas pelo efeito de atenuação causado pelos filtros usados nos colimadores (153).

Para os dez alvos empregados neste trabalho, o número de linhas secundárias é grande .Contudo, fazendo-se aproximações de até 60 keV na resolução das energias verifica-se que uma grande quantidade dessas linhas ficam comuns a todos os alvos, reduzindo assim o sistema para 10 equações a 40 incógnitas (secções de choque).

A solução deste sistema de equações foi alcançada por meio de um programa de computador chamado SISEQ ,que faz parte dos arquivos do Centro de Processamento de Dados do IPEN/CNEN/SP. Este programa resolve sistemas de equações empregando o método de interpolação linear. Especificamente para o nosso caso, e de uma maneira sucinta, o programa faz o seguinte : inicialmente supõe que o segundo membro da expressão (2) seja realmente o valor medido para cada secção de choque na energia correspondente à linha principal de cada alvo. Assim, a contribuição das linhas secundárias é desprezível. Em seguida, por interpolação linear, o programa encontra as secções de choque equivalentes às linhas secundárias. Com esses resultados são interpolados os valores das secções de choque das linhas principais, e assim sucessivamente , até que a diferença entre o valor calculado $\sum_i \sigma_i (\gamma, f)(E) \times R_i$ e o valor experimental $Cf(E)/(EF \times N \times \phi p(E))$ seja igual ao desvio previamente imposto ao programa, que neste trabalho foi de 0.1 %.

O programa considera , portanto , que entre duas linhas gama principais o comportamento das secções de choque em função da energia é linear. Além disso, não perde o caráter de estrutura, se existente, nas energias das linhas principais e nem despreza o efeito de qualquer linha secundária acima dos limiares das reações em questão.

C)correção de autoabsorção dos fragmentos de fissão nas amostras.

O alcance dos fragmentos de fissão é bastante pequeno em meios sólidos ,côrca de 10 mg/cm² (106).Devido as nossas amostras possuírem uma densidade superficial da ordem de 1.0 mg/cm² de material eletrodepositado, a correção para o efeito da autoabsorção dos fragmentos de fissão nas próprias amostras não pode ser considerado desprezível e precisou ser levado em conta .Empregou-se os valores dos alcances desses fragmentos obtidos na literatura (167) ,nas expressões do cálculo desta correção , indicada na referência (128),como sendo :

$$L.F. = ([T / 2R] + [R\Gamma / 2T] - \gamma) \times 1 / (1 + DA/3) \quad (1)$$

$$\text{onde : } \gamma \sim [E_n / (MF \times EK)] \text{ e } \Gamma = \gamma^2$$

Cada termo desta expressão significa :

- L.F. = fração dos fragmentos absorvida nas amostras;
- T = espessura do depósito das amostras em mg/cm² ;
- MF = massa do núcleo em u. m. a.;
- EK = energia cinética dos fragmentos de fissão;
- DA = razão entre as distribuições angulares dos fragmentos de fissão em 0° e 90° , ou seja, W (0°) / W (90°);
- En = energia do neutron incidente;
- R = o alcance dos fragmentos de fissão em mg/cm² .

Os valores empregados para a espessura dos depósitos de cada amostra de U-233 e Pu-239 foi de 1 mg/cm² (157).Considerou-se também o valor da energia cinética média dos fragmentos de fissão como sendo 170 MeV (132).Conforme explicitada na referência (128) a expressão (1) foi estabelecida para calcular o fator de correção em amostras fisséis via bombardeamento com nêutrons de diversas energias cinéticas .A adaptação desta fórmula para este trabalho.

que emprega radiação gama para produzir a fissão , foi a de considerar a energia de excitação gama igual a soma da energia de separação do neutron nos núcleos de U-234 e Pu-240, valores esses que se encontram na tabela-II-1-1 , somada a energia cinética do neutron. Com esses valores para a energia de excitação considerados, obteve-se na referência (154) ,os valores correspondentes aos fatores DA .O valor do alcance dos fragmentos de fissão usado para o U-233 foi de $(7.6 \pm 0.8) \text{ mg/cm}^2$ (167). Esse valor para o alcance empregado foi calculado para massas de U308 .O valor do alcance usado para o Pu-239 foi considerado igual ao alcance dos fragmentos de fissão em UO2 , $(8.1 \pm 0.9) \text{ mg/cm}^2$, obtido na referência (167).

Os valores dos fatores DA em função da energia de excitação e respectivas correções são mostradas na tabela-IV-4-1-.

D) correção para a percentagem isotópica das amostras

Conforme mostrado no item IV-1 deste capítulo,as amostras estudadas possuem na sua composição outros isótopos,além do U-233 e Pu-239,em proporções bem menores. Com a finalidade de considerar esta correção, foi usado o seguinte critério :

- no caso dos isótopos de urânio verifica-se que as secções de choque de fotofissão do U-238 (30),do U-235 (30) e do U-234 (13) são sistematicamente menores que as indicadas na literatura para o U-233. Sendo assim, desprezou-se o efeito da existência dos outros isótopos ,considerando-se que a massa total de U-233 é 99.7 % da massa total da amostra;

- para o caso dos isótopos de plutônio, verificou-se na literatura que a secção de choque de fotofissão do PU-238 é sistematicamente maior que a do Pu-239 em cerca de 35 % (145) , e

TABELA-IV-4-1

U - 233			
E_γ (MeV)	DA	L.F.	CORREÇÃO
7.3	1.11 ± 0.02	0.039	1.039
7.8	1.09 ± 0.02	0.039	1.039
8.3	1.14 ± 0.02	0.039	1.039
8.8	1.17 ± 0.02	0.038	1.038
9.3	1.14 ± 0.03	0.037	1.037
9.8	1.13 ± 0.01	0.038	1.038
10.3	1.14 ± 0.01	0.037	1.037
10.8	1.13 ± 0.02	0.037	1.037
Pu - 239			
7.0	1.07 ± 0.04	0.037	1.037
7.5	1.08 ± 0.02	0.037	1.037
8.0	1.09 ± 0.01	0.036	1.036
8.5	1.10 ± 0.02	0.036	1.036
9.0	1.11 ± 0.01	0.035	1.035
9.5	1.13 ± 0.02	0.035	1.035
10.0	1.09 ± 0.01	0.035	1.035
10.5	1.10 ± 0.01	0.035	1.035

TABELA-IV-4-1- Valores das correções da auto-absorção dos fragmentos de fissão nas amostras de U-233 e Pu-239 empregadas neste trabalho.

do Pu-240 (07) é aproximadamente equivalente . Levando em conta esses valores das secções de choque , considerou-se mesmo assim , desprezível o efeito . presença dos outros isótopos,considerando a massa de Pu-239 como sendo 99.1 % da massa total da amostra.

IV-4-2- $\sigma (\gamma , f) (E)$ DO U-233 E Pu-239

As secções de choque de fotofissão do U-233 e do Pu-239 estão relacionadas na tabela IV-4-2-1- e gráficos IV-4-2-0-A , IV-4-2-0-B, em função da energia de cada um dos alvos utilizados, secções de choque estas calculadas após serem corrigidas de acôrdo com os procedimentos descritos anteriormente.

Inicialmente, o que pode ser observado nos dados desta tabela,é que as secções de choque de fotofissão do Pu-239 são sistematicamente maiores que as do U-233,excessão feita ao valor obtido na energia de excitação de 7.23 MeV.Observa-se também,que os valores das secções de choque para os dois núcleos segue um comportamento crescente em função do aumento da energia,comportamento este já esperado.

Os erros totais apresentados para os valores das secções de choque de fotofissão do U-233 e Pu-239 na tabela IV-4-2-1- foram obtidos pelo uso da teoria da propagação dos erros à expressão (1). Os erros que mais contribuíram para este cálculo foram : 11- 13 % na medidas dos fluxos gama ; 3.1 % na eficiência do detector de fragmentos de fissão; 2% na determinação das massas das amostras; 3.5-4 % na correção de autoabsorção dos fragmentos nas amostras;2-5 % nas contagens de traços de fissão relativos as incertezas estatísticas e reprodutibilidades.Os valores das contagens de traços obtidas para cada amostra em cada energia de excitação podem ser consultados no apêndice 05. No apêndice 02 podem ser observados também todos os erros sistemáticos e estatísticos considerados para o cálculo dos erros finais.

Conforme já mencionado no início deste item,com referência

TABELA-IV-4-2-1

alvos energia (MeV)	U-233 σ (γ, f) (mb)	Pu-239 σ (γ, f) (mb)
S-5.43	8.3+-4.1	8.9+-4.9
Ti-6.73	14.0+-2.0	20.8+-2.1
Mn-7.23	29.8+-3.8	26.8+-6.2
Pb-7.38	20.9+-2.4	34.5+-4.0
Fe-7.64	21.8+-3.2	37.6+-5.3
Al-7.72	26.8+-3.7	44.2+-6.2
Zn-7.88	26.1+-3.7	42.4+-7.5
Cu-7.91	29.1+-4.3	36.2+-4.9
Ni-9.00	72.8+-11.6	92.7+-14.9
Cr-9.72	98.5+-17.3	131.9+-25.0

TABELA-IV-4-2-1-Valores das secções de choque de fotofissão para os núcleos de U-233 e Pu-239 ,em função da energia de excitação.

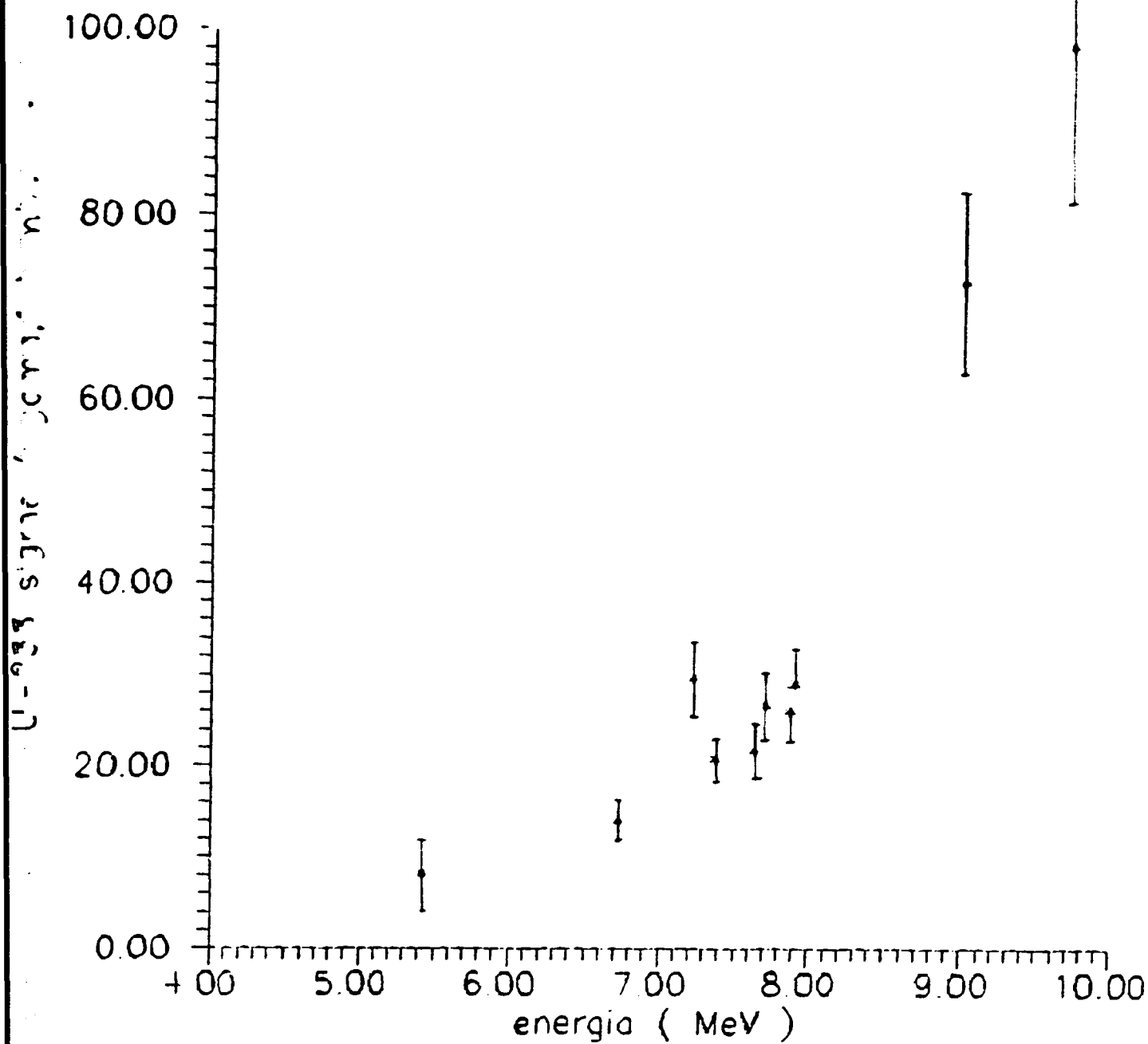
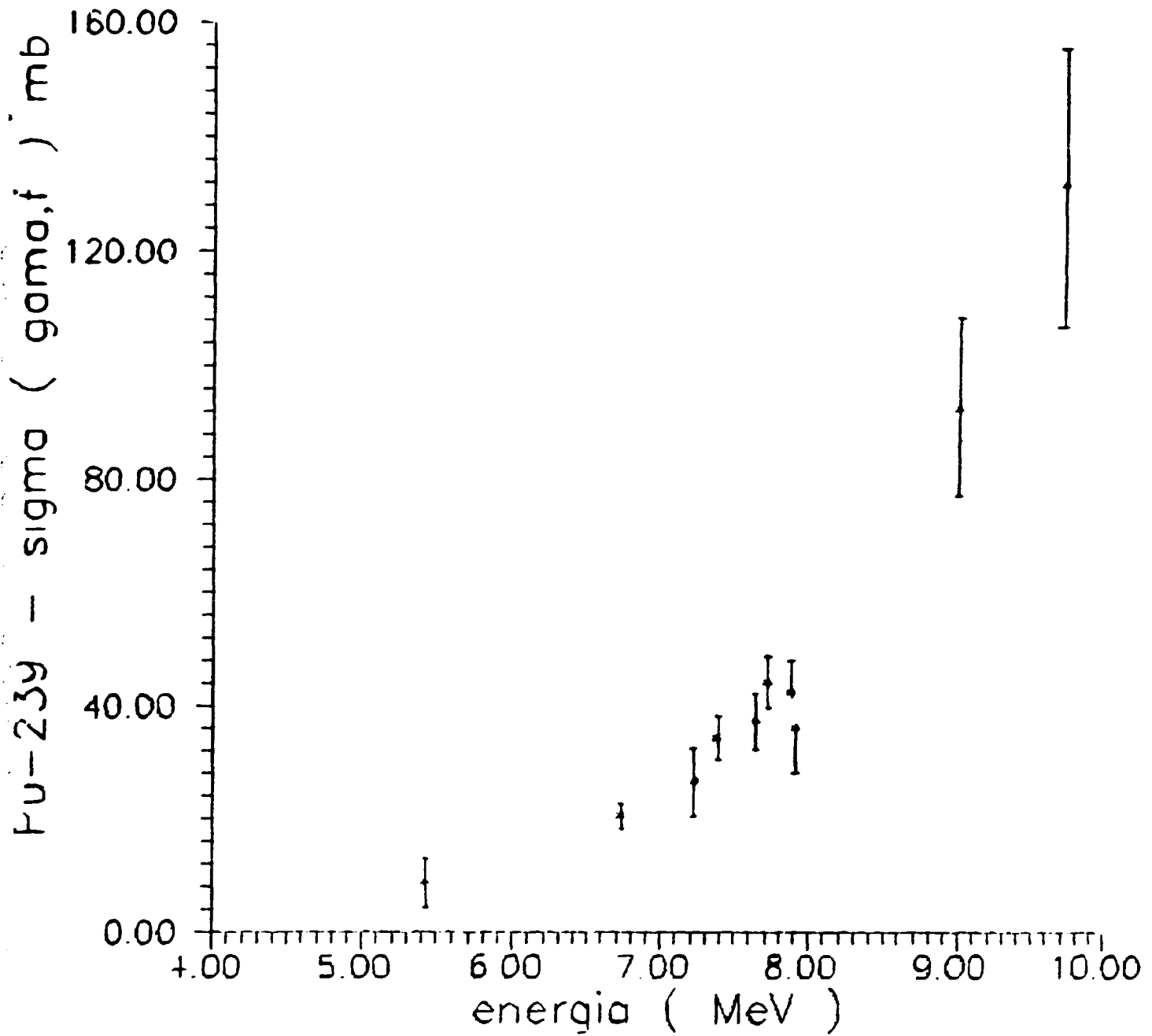


GRAFICO-IV-4-2-0-A-Secções de choque de fotofissão para o U-233 obtidas neste trabalho em função da energia de excitação gama.



· GRAFICO-IV-4-2-0-B- Secções de choque de fotofissão para o Pu-239 obtidas neste trabalho em função da energia gama de excitação.

ao efeito e , terior correção das linhas gama secundárias, no cálculo das secções de choque ,este mesmo tipo de correção precisou ser considerada nos cálculos dos erros finais, obtidos para as secções de choque. Baseado nos critérios da propagação dos erros, comentados no apêndice 04, a expressão que deve ser usada para o cálculo dos erros totais referentes as secções de choque de fotofissão, de acôrdo com a expressão (2) é :

$$\sum_1 \Delta_1^2 \times R_1^2 = \Delta E^2$$

sendo :

- Δ_1 = erros correspondentes as secções de choque das linhas secundárias, inclusive da linha principal;
- R_1 = erros correspondentes as intensidades das linhas gama secundárias;
- ΔE = erros correspondentes ao segundo membro da expressão (2) , medidos experimentalmente;

Como anteriormente, obtém-se também um sistema de 10 equações e 40 incógnitas que foi também resolvido com o auxílio do programa SISEQ. Os valores finais obtidos, mostrados na tabela IV-4-2-1- representam, portanto, os erros finais nas referidas secções de choque, que foram da ordem de 15 % tanto para o U-233 como para o Pu-239.

Com o intuito de fazer uma comparação entre os dados obtidos neste trabalho para as secções de choque de fotofissão do U-233 e Pu-239 usando fótons de captura de nêutrons e os dados obtidos por outros autores , empregando outras fontes gama, para esses mesmos nucleos, os gráficos IV-4-2-1- e IV-4-2-2- devem ser considerados.

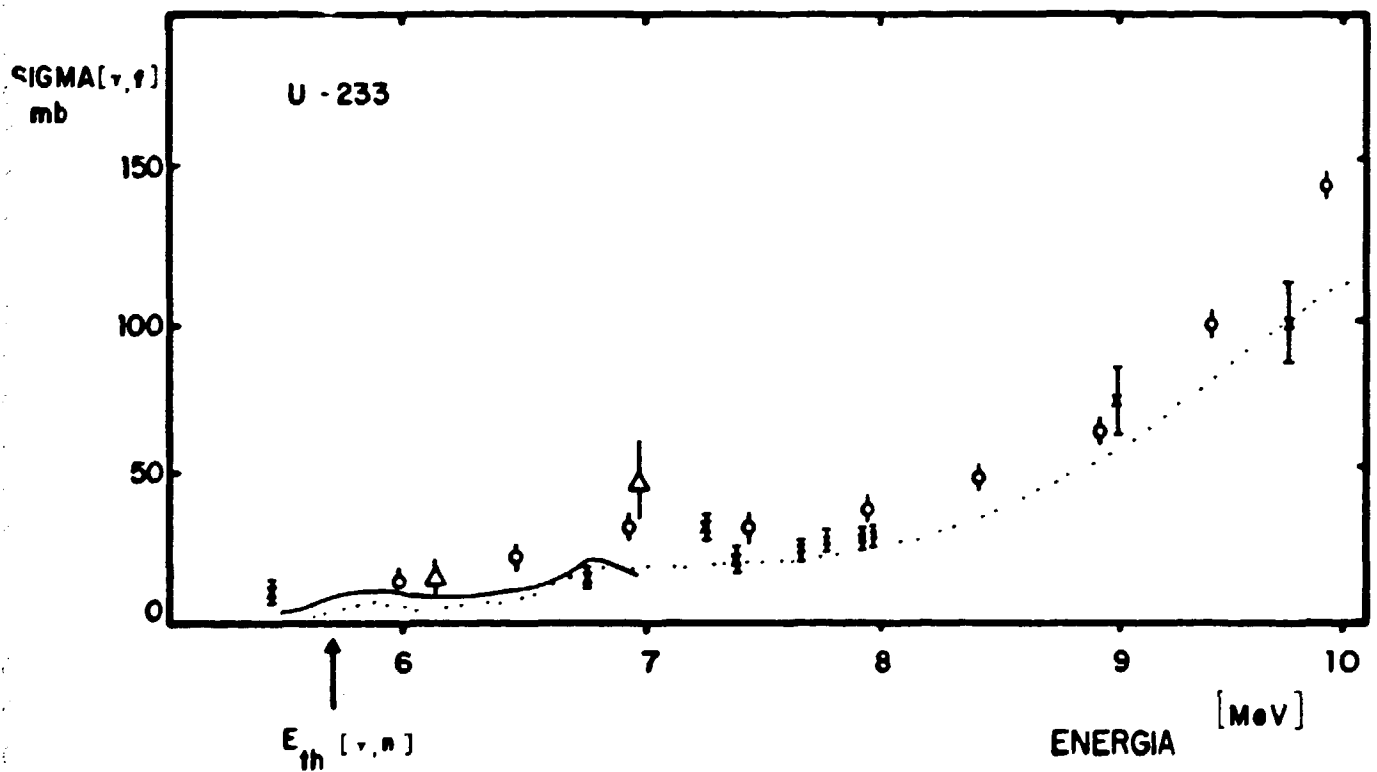


GRAFICO IV-4-2-1- Secções de choque de fotofissão do U-233 obtidas por diversos autores em função da energia de excitação. Os símbolos significam : X = este trabalho (122); o = referência (13)
 Δ = referência (62) ; — = referência (137)
 ... = referência (81)

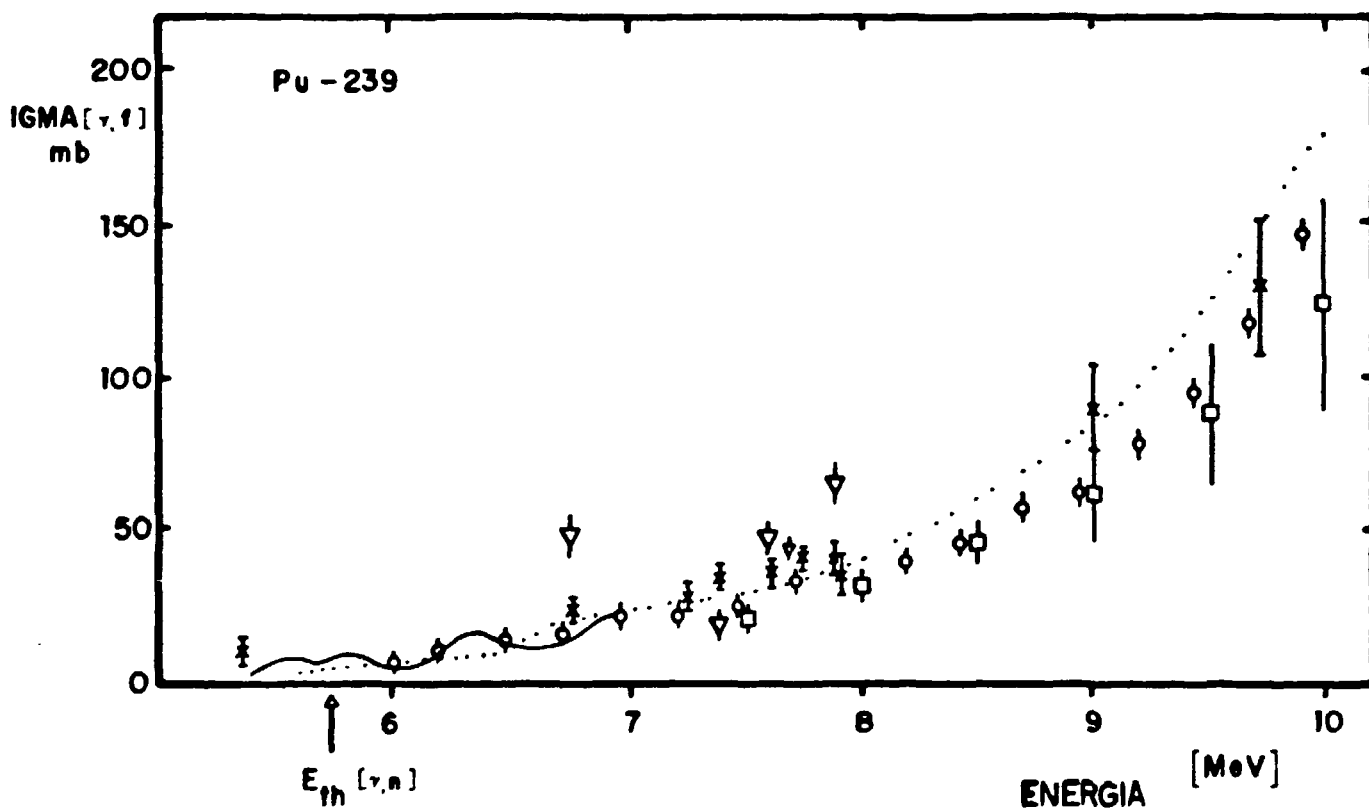


GRAFICO-IV-4-2-2-seções de choque de fotofissão do Pu-239 obtidas por diversos autores em função da energia de excitação. Os símbolos significam: X = este trabalho (122); ∇ = referência (40); \circ = referência (13); \square = referência (145); — = referência (137); ... = referência (81)

Observa-se nestes dois gráficos que existe um acôrdo muito satisfatório entre os nossos dados e os obtidos com fontes gama do tipo "Linha STRAHLUNG" , publicados por KATZ(81), OSTAPENKO (137), e SHAPIRO (145),para os núcleos de U-233 e Pu-239.Quando se comparam os nossos dados com os obtidos empregando fótons nucleares de maior resolução, observa-se que existe acôrdo em alguns casos,mas não em todos.As secções de choque publicadas por BERMAN (13),para o U-233,tem uma tendência de serem maiores que as nossas em cerca de 30 % na região de energia mais baixa, até aproximadamente 8 MeV.Para energias mais altas,os dados concordam melhor entre si. Para o nucleo do Pu-239 existe uma concordância muito melhor em toda a faixa de energia.

Para o U-233,uma possível estrutura foi observada nos nossos dados,próxima a energia de 7.23 MeV (alvo de manganês),fato esse que pode ser endossado pelos dados publicados nas energias de 6.13 MeV e 6.92 MeV por HUIZENGA (62).Apesar deste trabalho apresentar dados das secções de choque em duas energias somente,fica claro a possível existência de uma estrutura nesta região,porque não se esperaria que os valores das secções de choque medidas por esse autor continuassem a crescer na mesma razão (observar o gráfico IV-4-2-1).Pela grande carência de dados nesta região de energia, já que os mais próximos estão em 6.75 MeV e 7.38 MeV,não se pode obter nenhuma conclusão definitiva e categórica a respeito deste fato.Esta estrutura não foi observada pelos outros autores(cite-se porém,que ao ser feita uma observação visual nos dados publicados sob a forma de gráficos na referência (13) ,sobre a referida secção de choque,nota-se uma suave variação no comportamento da secção de choque nesta região,porém isto não foi comentado pelo autor).

Podemos observar também,que existem sérias discrepâncias entre não só os nossos dados ,mas o conjunto de dados apresentados em outros trabalhos , com relação aos dados publicados por DRAGNEV (40), que também usou radiação gama de captura de nêutrons para o

estudo do Pu-239. Os resultados apresentados por este autor estão sistematicamente bem maiores que os demais.

O fato mais notável dessas medidas de secções de choque de fotofissão foi sem dúvida a possível existência de um pico localizado próximo a energia de 7.23 MeV, produzindo uma estrutura na secção de choque do U-233, fato este corroborado pelos dados publicados na referência (62). Pelo motivo de ter sido utilizada uma fonte com resolução em energia da ordem de 20 eV (118), e ainda considerando que o espaçamento entre os níveis do núcleo composto é desta ordem de grandeza ou maior (106), pode ter ocorrido apenas uma ressonância na estrutura fina desta secção de choque.

Alguns autores, usando radiação gama de alta resolução (48,108) , tem observado estruturas nas secções de choque de fotofissão, principalmente localizadas em energias próximas ao limiar da reação de fotoneutrons (39). As explicações dadas sobre a razão da existência dessas estruturas , por esses autores, não tem um caráter categórico, porém eles são unânimes em acreditar que essas estruturas devam ser outra característica peculiar das secções de choque fotonucleares. Os alvos usados neste trabalho não fornecem linhas gama principais com energias próximas a região do limiar da reação de fotoneutrons para os dois núcleos , impossibilitando uma contribuição significativa para o esclarecimento desta controvérsia.

IV-4-3-BARREIRAS SIMPLES DE FISSÃO

A altura da barreira simples , prevista pelo modelo da gota líquida representa aproximadamente a altura da maior das duas barreiras (161) , levando em conta o modelo da barreira dupla de fissão. De acórdio com o modelo da gota líquida, a barreira simples

de fissão pode ser representada por uma parábola simples, invertida, de altura E_f e curvatura $\hbar\omega_f$. A transmissão T_f através desta barreira pode ser descrita por meio da seguinte expressão (60):

$$T_f(E) = (1 + \exp(2\pi \times (E_f - E) / \hbar\omega_f))^{-1} \quad (4)$$

sendo E a energia de excitação.

Por outro lado, a largura de fissão ou de decaimento gama de um nível nuclear composto, em uma energia de excitação E , está relacionada com a penetrabilidade quântica, ou transmissão de barreira, segundo a seguinte expressão (23):

$$\Gamma_1(J, E) = D(J, E) \times T_1(J, E) / 2\pi \quad (5)$$

Os termos desta expressão significam:

$\Gamma_1(J, E)$ = largura de fissão ou gama;

$T_1(J, E)$ = transmissão de fissão ou gama;

$D(J, E)$ = espaçamento de níveis com spin J e energia E ;

Considerando ainda a região de energia compreendida abaixo do limiar para a reação de fotonêutrons, podemos escrever a equação relacionando as secções de choque de absorção total e a de fotofissão da seguinte forma (161):

$$\sigma(\gamma, f)(E) = \sigma(\gamma, A)(E) \times (\Gamma_f / [\Gamma_f + \Gamma_\gamma]) \quad (6)$$

Relacionado as expressões (5) e (6) obtém-se a seguinte expressão, que explicita a transmissão da barreira em função das

secções de choque de fotofissão e de fotoabsorção total :

$$T_f (E) = T_\gamma (E) \times \sigma (\gamma, f) (E) / (\sigma (\gamma, A) (E) - \sigma (\gamma, f) (E)) \quad (7)$$

sendo:

$T_\gamma (E)$ = a transmissão gama na energia E.

A expressão (7) foi usada para a obtenção dos valores da transmissão de barreira $T_f (E)$ para os núcleos de U-233 e Pu-239. Considerando as linhas principais dos diversos alvos empregados neste trabalho, somente a energia de 5.43 MeV, referente ao alvo de enxofre, está abaixo do limiar da reação de fotoneutrons para esses núcleos, conforme tabela II-1-1-. Por este motivo, as transmissões de barreiras para o U-233 e Pu-239 foram calculadas usando as secções de choque medidas nesta energia. Os valores das secções de choque de absorção total para esses núcleos, para esta faixa de energia, foram obtidas do trabalho de BERMAN (13). A expressão usada para o cálculo da transmissão gama, T_γ , foi aproveitada do trabalho de VANDENBOSCH E HUIZENGA (161). GERALDO (48) ajustou os dados experimentais publicados nesta referência (161), chegando a seguinte expressão semi-empírica para o cálculo da transmissão gama, válida somente na faixa de energia entre 4.5 MeV e 6.5 MeV e para núcleos com spin 1/2 :

$$T_\gamma (1/2, E) = 0.1 \times \exp ((E - 6.02) / 0.41) \quad (8)$$

A expressão (8) é diretamente aplicável ao núcleo do Pu-239, que possui spin igual a 1/2. Para núcleos com diferentes spins, como é o presente caso do U-233, que possui spin igual a 5/2, a expressão que relaciona a transmissão gama é (161) :

$$T_\gamma (5/2, E) = 2.68 \times T_\gamma (1/2, E) \quad (9)$$

Para o cálculo final da altura da barreira, de acordo com a expressão (4), foi necessário ainda considerar os valores adequados das curvaturas hw_f das mesmas, valores esses obtidos na referência (161). Os valores das curvaturas de barreiras citadas nesta referência foram baseados em cálculos efetuados segundo o modelo da gota líquida.

Os valores das barreiras simples de fissão determinadas para o U-233 e Pu-239 estão relacionadas e comparadas com os dados publicados por outros autores na tabela IV-4-3-1-.

Como pode-se observar nesta tabela, os dados referentes às barreiras simples de fissão são bastante escassos. Dentro dos erros experimentais, a altura de barreira simples de fissão para o U-233 medida neste trabalho está em ótimo acordo com os resultados publicados nas referências (22,161). Para o núcleo do Pu-239 as mesmas considerações podem ser feitas, porém ao se comparar com os dados publicados nas referências (9,22,89), dados esses referentes às barreiras duplas de fissão, ocorre um razoável desacordo.

As alturas das barreiras simples de fissão obtidas, (5.6 +/- 0.2) MeV para o U-233 e (5.7 +/- 0.2) MeV para o Pu-239 representam, em princípio, a energia na qual a penetração é igual a $1/2$, para o estado mais baixo da transição, ou seja :

$$J = 3/2 \text{ e } K = 1/2 \text{ para o U-233 ;}$$

$$J = 1/2 \text{ e } K = 1/2 \text{ para o Pu-239.}$$

Os erros totais apresentados para as alturas das barreiras, explicitados na tabela IV-4-3-1-, representam apenas o cálculo da propagação dos erros referentes às secções de choque de fotofissão do U-233 e Pu-239 medidas neste trabalho, e às secções de choque de absorção total tiradas da referência (13). Não foram considerados os erros dos outros parâmetros presentes nas expressões (4) e (7) .

TABELA-IV-4-3-1

U-233		
Ef (MeV)	hwf (MeV)	REFERENCIA
5.6 +- 0.2	0.56 +-	ESTE TRABALHO (122)
5.7 +- 0.3	-	161
5.97 +- 6.20 +- (*)	-	89
5.53 +- 5.65 +- (*)	-	98
5.6 +- 5.5 +- (*)	-	22
<5.8	-	22
* = PARÂMETROS DE BARREIRA DUPLA DE FISSÃO		
PU-239		
Ef (MeV)	hwf (MeV)	REFERENCIA
5.7 +- 0.2	0.57 +-	ESTE TRABALHO (122)
5.8 +- 0.3	-	161
6.43 +- 0.2 5.58 +- (*)	1.00 +- 0.1 0.55 +-	89
6.48 +- 5.65 +- (*)	-	89
5.48 +- 5.15 +- 0.20 (*)	0.82 +- 0.10 0.53 +- 0.06	21
6.38 +- 5.78 +- (*)	0.80 +- 0.52 +-	22
5.82 +- 5.26 +- (*)	-	98
5.6 +- 5.1 +- (*)	-	22
6.2 +- 5.5 +- (*)	-	91
6.1 +- 5.8 +- (*)	-	91

TABELA-IV-4-3-1-Valores das barreiras simples e duplas de fissão ,juntamente com as respectivas curvaturas de barreiras calculadas por diversos autores, para os núcleos de U-233 e Pu-239.

IV-4-4-FISSIONABILIDADE RELATIVA

O parâmetro fissionabilidade relativa foi definido por HUIZENGA (62) ,como sendo a razão entre o valor da secção de choque de fissão obtida para um certo núcleo relativa a secção de choque de fissão obtida para o núcleo de U-238, na mesma energia de excitação, e surgiu nos trabalhos publicados por vários autores devido às dificuldades na determinação de secções de choque absolutas, quando do uso de fontes gama do tipo "BREMSSTRAHLUNG" (62,73,80).

Com o intuito de estudar este parâmetro, as secções de choque de fotofissão do U-238 foram aproveitadas das referências (108,109,116)pelo fato desses autores terem usado nas determinações destas secções de choque, radiação gama de captura de nêutrons térmicos em arranjos muito semelhantes àquele utilizado neste trabalho.

Na tabela IV-4-4-1- estão relacionados os valores das secções de choque do U-238,juntamente com os valores obtidos para a fissionabilidade relativa do U-233 e do Pu-239,nas energias coincidentes com aquelas estudadas para esses alvos

Após uma análise dos valores obtidos para as fissionabilidades relativas do U-233 e do Pu-239,em função da energia de excitação,pode-se afirmar que eles são aproximadamente constantes , dentro dos erros experimentais , nesta faixa de energia,excluindo o resultado em 7.23 MeV para o U-233, onde uma possível estrutura na secção de choque foi observada, o mesmo não tendo sido observado para o U-238.

Os valores médios obtidos foram (2.12 +/- 0.25) para o U-233 e (3.25 +/- 0.39) para o Pu-239,indicando que esses núcleos são mais fotofísséis que o U-238 ,nesta faixa de energia,por esses fatores . Os erros apresentados para esses valores da fissionabilidade relativa destes dois núcleos são referentes a

TABELA-IV-4-4-1

ALVOS ENERGIA (MeV)	U-238 + $\sigma < \gamma, f >$ mb	$\sigma < \gamma, f >$ (U-233)	$\sigma < \gamma, f >$ (Pu-239)
		$\sigma < \gamma, f >$ (U-238)	$\sigma < \gamma, f >$ (U-238)
Ti - 6.73	10.4 +- 1.7	1.35 +- 0.30	2.00 +- 0.38
Mn - 7.23	7.17 +- 1.50 *	4.15 +- 1.02	3.74 +- 1.16
Pb - 7.38	10.2 +- 1.1	2.05 +- 0.32	3.38 +- 0.53
Fe - 7.64	10.0 +- 4.3	2.18 +- 0.99	3.76 +- 1.70
Al - 7.72	9.2 +- 2.6	2.91 +- 0.90	4.81 +- 1.51
Zn - 7.88	11.1 +- 3.4	2.35 +- 0.79	3.82 +- 1.35
Cu - 7.91	14.3 +- 1.5	2.03 +- 0.37	2.53 +- 0.42
Ni - 9.00	37.0 +- 11.0	1.97 +- 0.66	2.50 +- 0.85
Média		2.12 +- 0.25 **	3.32 +- 0.39

* = valor da secção de choque obtida na referência (116).

+ = valores das secções de choque obtidas na referência (108).

** = média obtida sem levar em conta o dado da fissionabilidade relativa obtida na energia de 7.23 MeV.

TABELA-IV-4-4-1-Valores das secções de choque de fotofissão do U-238 e valores das fissionabilidades relativas do U-233 e Pu-239 ,em função da energia de excitação.

propagação dos erros aplicado às expressões pertinentes ,quando do cálculo das razões das secções de choque.

Com a finalidade de se fazer uma comparação entre os dados publicados por outros autores sobre esse parâmetro para os dois núcleos em questão, a tabela IV-4-4-2- foi construída .

Conforme pode ser apreciado, os nossos dados estão de bom acôrdo com os resultados apresentados por outros autores, levando-se em conta os erros experimentais apresentados.Os dados publicados por outros autores foram todos obtidos com fontes gama do tipo "BREMSSTRAHLUNG" abrangendo um intervalo muito maior de energia.

Alguns autores (48, 62) têm correlacionado o parâmetro fissionabilidade relativa com o parâmetro Z^2 / A ,proveniente da aplicação do modelo da gota líquida ao processo de fissão. O gráfico IV-4-4-1- reúne os dados referentes aos valores desta fissionabilidade relativa publicados em outras referências para diversos núcleos ,assim como os dados obtidos neste trabalho.Foi traçada a " melhor reta" aos pontos experimentais ,pelo método dos mínimos quadrados, conforme esboçada no referido gráfico , e o que se observa é um bom acôrdo dos nossos dados com relação a esta tendência.

TABELA - I U - 4 - 4 - 2

$\sigma (\gamma, f)$ (U-233)	$\sigma (\gamma, f)$ (Pu-239)	TIPO DE RADIACÃO GAMA EMPREGADA	INTERVALO DE ENERGIA (MeV)	REFERÊNCIA
$\sigma (\gamma, f)$ (U-238)	$\sigma (\gamma, f)$ (U-238)			ESTE TRABALHO
2.12 +- 0.25	3.32 +- 0.41	CAPTURE DE NEUTRONS	6.73-9.00	(112)
2.49 +-	2.51 +-	BREMSSTRAHLUNG	12.0 -20.0	(62)
(2.36 - 2.62) +- (4 - 20 %)	(3.1 - 3.51) +- (4 - 20 %)	BREMSSTRAHLUNG	12.0 -20.0	(81)
2.30 +-	3.55 +-	BREMSSTRAHLUNG	5.0 -20.0	(73)
-	3.00 +-	BREMSSTRAHLUNG	5.0 -12.0	(73)

TABELA-IV-4-4-2- Valores das fissionabilidades relativas do U-233 e do Pu-239 determinados por diversos autores, empregando diferentes técnicas.

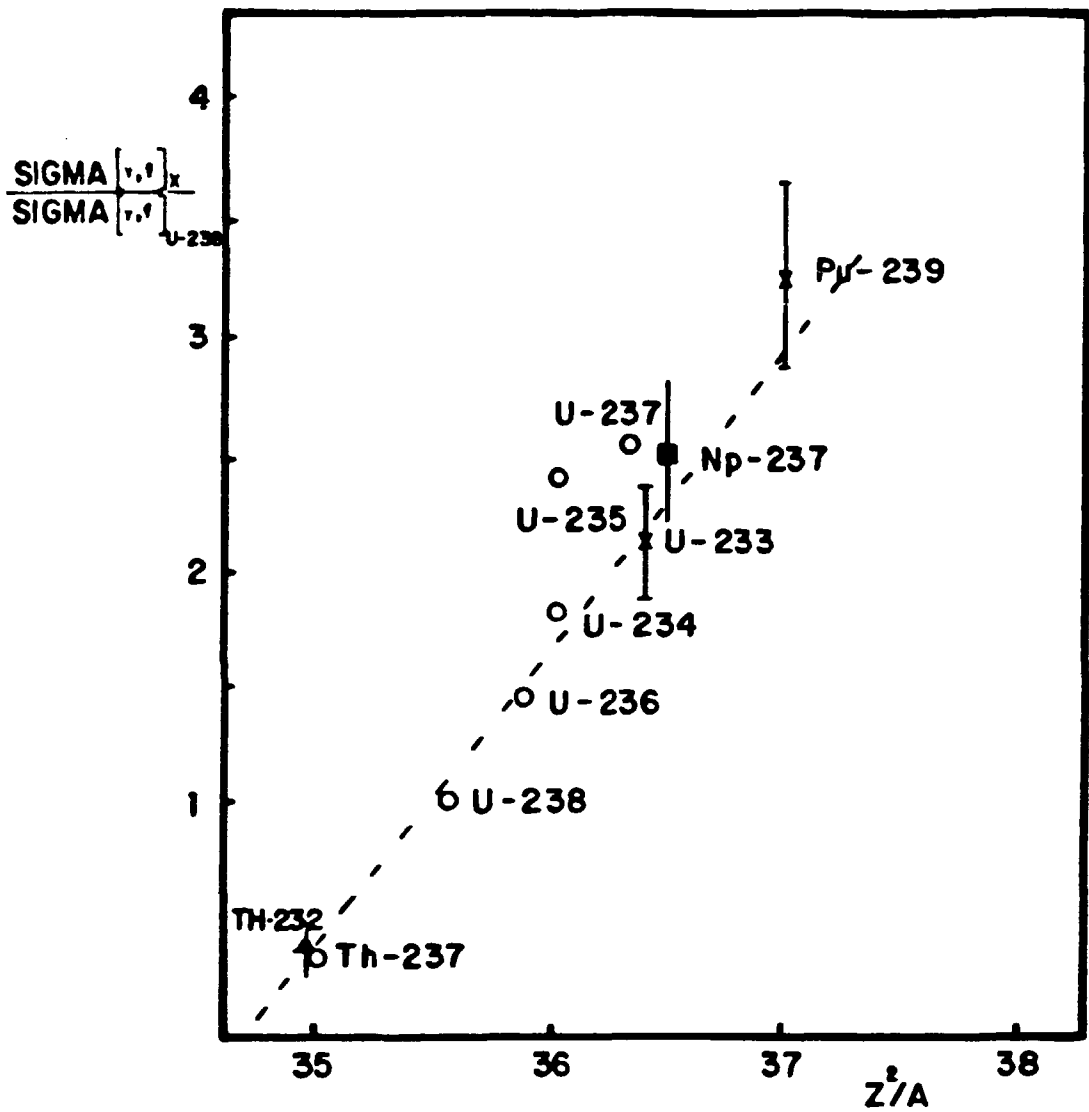


GRAFICO IV-4-4-1- correlação entre o parâmetro fissionabilidade relativa e o parâmetro Z^2/A do modelo da gota líquida. Os símbolos significam :

o = referência (62) . Dados obtidos com "BREMSSTRALUNG " ,representando uma média de diversos valores obtidos por diversos autores;

■ = referência (48) . Dado obtido com captura de nêutrons térmicos para o núcleo de Np-237;

▲ = referência (108) . Dado obtido com captura de nêutrons térmicos para o núcleo de Th-232 ;

X = este trabalho

IV-4-5-DISTRIBUIÇÃO DOS FRAGMENTOS DE FISSÃO DO Pu-239

O estudo da distribuição angular dos fragmentos de fotofissão para o Pu-239 foi feito em duas energias. Uma bem próxima ao limiar da reação de fotofissão, em 5.43 MeV, empregando o alvo de enxofre, onde pode-se esperar obter alguma anisotropia, e outra numa energia mais alta, 7.35 MeV, utilizando o alvo de chumbo. Os tempos de irradiações empregados foram de 30 dias e 20 dias respectivamente, correspondendo a um fluxo integrado de $\phi = 1.79 E^{11} \gamma / cm^2$ para o alvo de enxofre e $\phi = 2.57 E^{11} \gamma / cm^2$ para o alvo de chumbo (considerando 8 horas de tempo de irradiação por dia).

Como os fragmentos de fissão emitidos estão separados por um ângulo de 180° , devido às propriedades de conservação de quantidade de movimento, e a distribuição angular depende do fator do $\sin^2 \theta$ (65), os ângulos, por exemplo, de 45° , 135° , 225° , e 315° são equivalentes neste tipo de estudo e correspondem apenas a emissão dos fragmentos formando um ângulo de 45° com a direção do feixe. Devido a baixa estatística de eventos de fotofissão, o número total final de traços para cada ângulo foi obtido como uma somatória do número de traços em cada ângulo correspondente à primeira câmara, somado então com o valor correspondente da segunda câmara. Para a correção devida a influência da linha gama do alumínio estrutural foi adotado o seguinte método:

- inicialmente foram obtidas as distribuições angulares referentes a linha gama do alumínio estrutural, nos mesmos tempos empregados para as medidas da distribuição dos dois alvos utilizados; em seguida, essas distribuições angulares foram corrigidas pela atenuação da linha do alumínio estrutural em cada um dos dois alvos usados, conforme TABELA III-2-2-1, e então subtraídos das distribuições devidas a cada alvo.

Os resultados finais das contagens de traços obtidas, em cada ângulo, empregando os alvos de enxofre e chumbo, podem ser vistos na tabela IV-4-5-1.

TABELA-IV-4-5-1

DISTRIBUIÇÃO ANGULAR		
W(°)	ALUO ENXÔFRE	ALUO CHUMBO
0	2352 +- 52	1840 +- 54
22.5	2255 +- 62	1843 +- 55
45.0	2261 +- 69	1864 +- 59
67.5	2257 +- 64	1794 +- 57
90.0	2148 +- 59	1844 +- 53

TABELA IV-4-5-1- Distribuições angulares nas energias de 5.43 MeV e 7.35 MeV..

Nestes dados já foi descontada a contribuição da linha gama do alumínio estrutural. Os valores apresentados representam a soma do número de traços obtidos em cada ângulo, nas duas câmaras.

Os erros respectivos a contagem de traços em cada ângulo representam somente os erros estatísticos de contagem.

Analisando a tabela IV-4-5-1, observa-se uma anisotropia da distribuição obtida com o alvo de enxofre e praticamente uma isotropia da distribuição obtida com o alvo de chumbo. Comente-se ainda que esses comportamentos foram obtidos em cada câmara separadamente.

Uma outra correção importante que precisou ser feita foi a da presença das linhas secundárias dos dois alvos empregados. Na tabela-VI-4--5-3- estão relacionadas as linhas gama mais intensas de cada um dos alvos empregados, assim como os valores das secções de choque de fotofissão para o Pu-239, calculadas no item IV-4-2- pertinentes a cada uma destas energias gama.

Para realizar a correção das linhas secundárias, diversos autores (33,50,114) tem usado o método de se considerar uma energia média resultante para a energia gama de excitação, ponderada com a intensidade relativa das mesmas. Este método é válido somente se as energias consideradas estiverem próximas, ou seja, as secções de choque de fotofissão possam ser consideradas iguais. O critério usado neste trabalho foi o de considerar uma energia média de excitação para cada alvo, média esta calculada pela ponderação das intensidades relativas de cada linha secundária e dos valores das secções de choque de fotofissão calculadas neste trabalho para o Pu-239.

Para o caso do alvo de chumbo, o efeito da linha secundária em 6.74 MeV é praticamente desprezível, resultando uma energia média para o alvo de 7.35 MeV.

Para o caso do alvo de enxofre, foi observado um outro critério: as linhas secundárias foram reunidas em dois grupos;

TABELA-IV-4-5-3

ALVOS	ENERGIAS GAMA (MeV)	INTENSIDADE RELATIVA *	$\sigma(\gamma, f)$ (Pu-239) (mb) **
ENXÔFRE	5.43	59.88	8.89
	5.58	1.25	8.90
	7.88	3.91	43.00
	8.64	2.61	68.00
CHUMBO	6.74	5.84	38.00
	7.37	94.06	34.52

* = VALORES OBTIDOS NA REFERÊNCIA (101) .

** = VALORES OBTIDOS NESTE TRABALHO (122) .

TABELA-IV-4-5-3-Principais linhas secundárias dos alvos de enxôfre e chumbo ,suas intensidades relativas e as secções de choque de fotofissão correspondentes,usadas para o cálculo das energias médias dos alvos.

obtendo-se uma energia média entre as linhas de 5.42 MeV e 5.58 MeV e uma média nas energias entre 7.8 MeV e 8.64 MeV. Pelo fato delas estarem muito separadas, o que foi feito foi subtrair da distribuição angular total obtida, a fração correspondente a energia média de 8.2 MeV, e que foi considerada isotrópica (baseando-se principalmente na isotropia encontrada para o alvo de chumbo em 7.36 MeV). Desta forma, a distribuição angular resultante foi considerada como sendo representante da energia média de 5.43 MeV.

Foram efetuados ajustes polinomiais pelo método dos mínimos quadrados, aos valores experimentais das distribuições angulares usando o programa "LSOLVER", um "software" dos microcomputadores PC. A curva que melhor se ajustou aos dados experimentais foi do tipo $W(\theta) = A + B \times (\cos^2 \theta)$, correspondendo a absorção de dipolo elétrico. Esses valores podem ser observados nos gráficos IV-4-5-1- e IV-4-5-2-.

Os valores dos coeficientes A e B obtidos deste ajuste estão explicitados na tabela-IV-4-5-3-. Desta forma, os resultados finais para a razão entre esses coeficientes são:

B/A (enxofre) = - (0.122 ± 0.036)- correspondendo a uma anisotropia de 12 % ;

B/A (chumbo) = - (0.010 ± 0.020)- correspondendo a uma isotropia.

Conforme já discutido na parte introdutória da teoria, vide capítulo-II, é de se esperar que ocorram anisotropias acentuadas somente em energias de excitação próximas a barreira de fissão. Assim a isotropia obtida em 7.35 MeV já era esperada. O fato notável encontrado foi a anisotropia obtida em 5.43 MeV.

O Pu-239 possui spin = 1/2 e na fotoabsorção de dipolo elétrico são formados apenas os seguintes estados compostos (J, M_{\pm}) (3/2, 3/2 \pm) ; (3/2, 1/2 \pm) e (1/2, 1/2 \pm) com probabilidades de formação de 1/2, 1/6 e 1/3 (55).

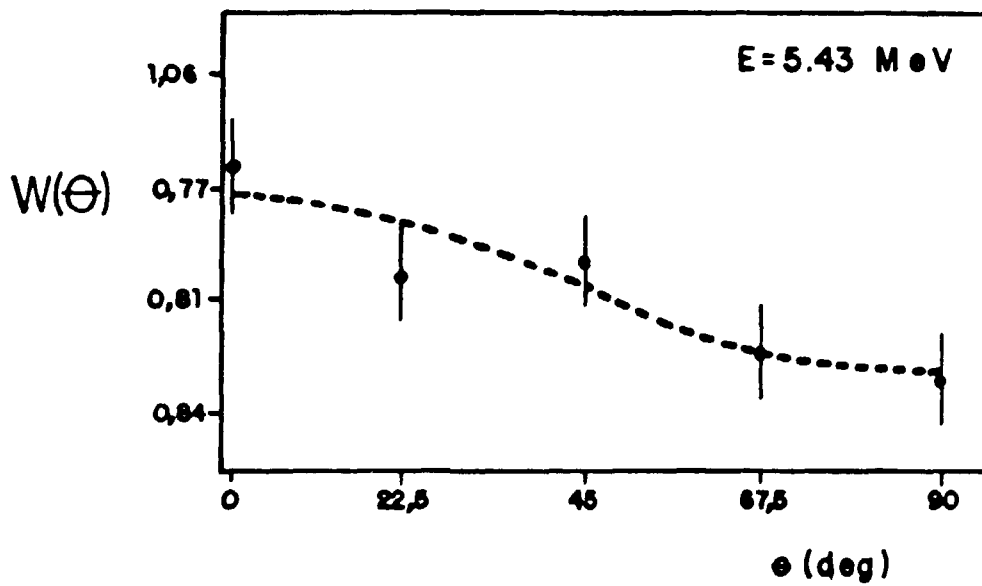


GRAFICO IV-4-5-1- Distribuição angular $W(\theta)$ do Pu-239 na energia média de excitação de 5.43 MeV.

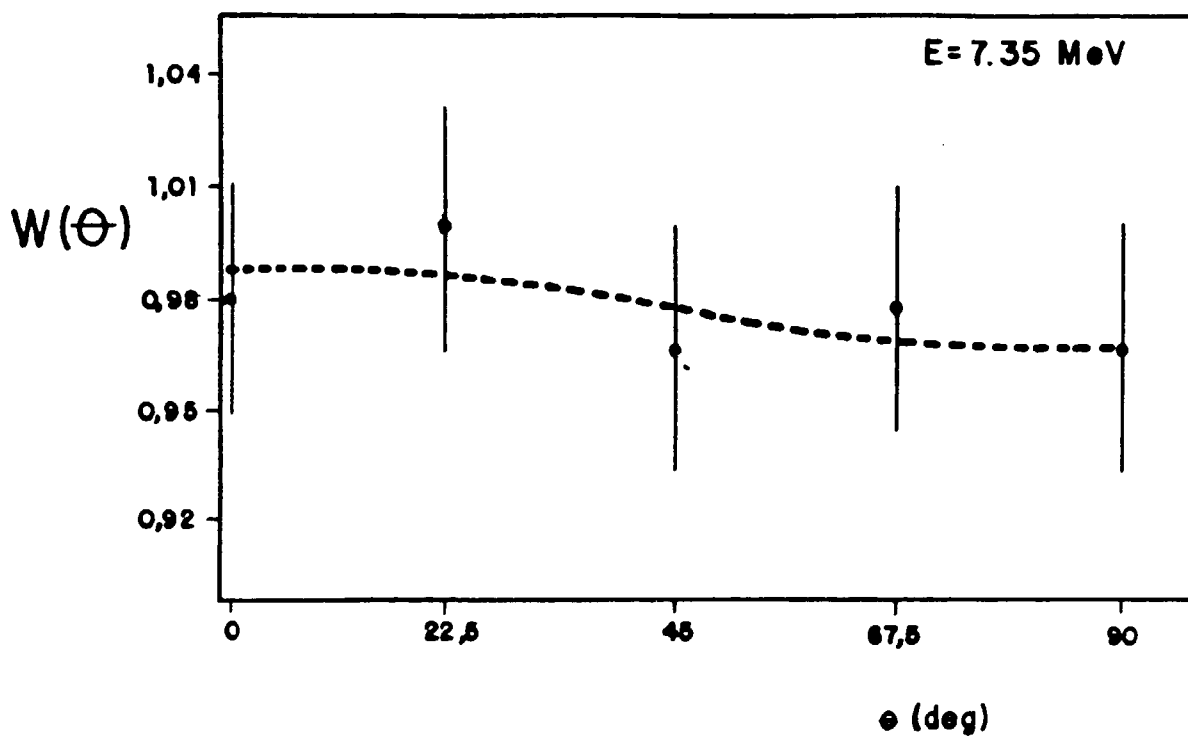


GRAFICO IV-4-5-2- Distribuição angular $W(\theta)$ do Pu-239 na energia média de excitação de 7.35 MeV.

TABELA-IV-4-5-4

COEFICIENTES	5.43 MeV	7.35 MeV
A	0.980 +- 0.022	0.990 +- 0.010
B	- 0.120 +- 0.035	- 0.010 +- 0.020
B/A	- 0.122 +- 0.036	- 0.010 +- 0.020

TABELA-IV-4-5-4- Coeficientes da distribuição angular $W(\theta) = A + B \times (\text{seno}^2 \theta)$, obtidos pelo ajuste polinomial.

De acôrdo com RABOTNOV (140) , a distribuição angular do Pu-239 pode ser expressa pela seguinte fórmula :

$$W (\theta) = 1/3 \times (2 - X) + 1/4 \times (2X - 1) \times \text{seno}^2 (\theta)$$

onde

- X é a probabilidade para a fissão para um dado valor do parâmetro K.

Para o caso do Pu-239 , existem somente dois valores possíveis de K : 1/2 e 3/2. Considerando ainda que a probabilidade de fissão para o canal K= 1/2 deva ser diferente da do canal K= 3/2, para que se justifique uma anisotropia na distribuição angular, sendo estas probabilidades (X) e (1 - X) respectivamente , têm-se então que :

$$B / A = (1/4 \times (2X - 1)) / (1/3 \times (2 - X))$$

Para reproduzir a anisotropia de B/A = - (0.122 +/- 0.036) encontrada experimentalmente neste trabalho, têm-se que : X = 63%, indicando esta ser a probabilidade de ocorrer a fissão via canal K = 3/2 , e por conseguinte a probabilidade da fissão ocorrer via canal K=1/2 é 37 % .

Nossos dados experimentais estão comparados com os outros dados experimentais publicados por outros autores no gráfico IV-4-5-3-.

A análise destes dados indicam que o nosso valor encontrado na energia de 7.35 MeV esta de pleno acôrdo com os dados encontrados em 7.5 MeV nas referências (10 , 147), todos eles indicando isotropia na distribuição angular. O dado encontrado em 5.43 MeV não está em total acôrdo com os dados obtidos na referência (147). Este autor obteve valores entre 20 % e 16 % para a anisotropia, considerando a faixa de energia entre 5.2 e 5.6 MeV.

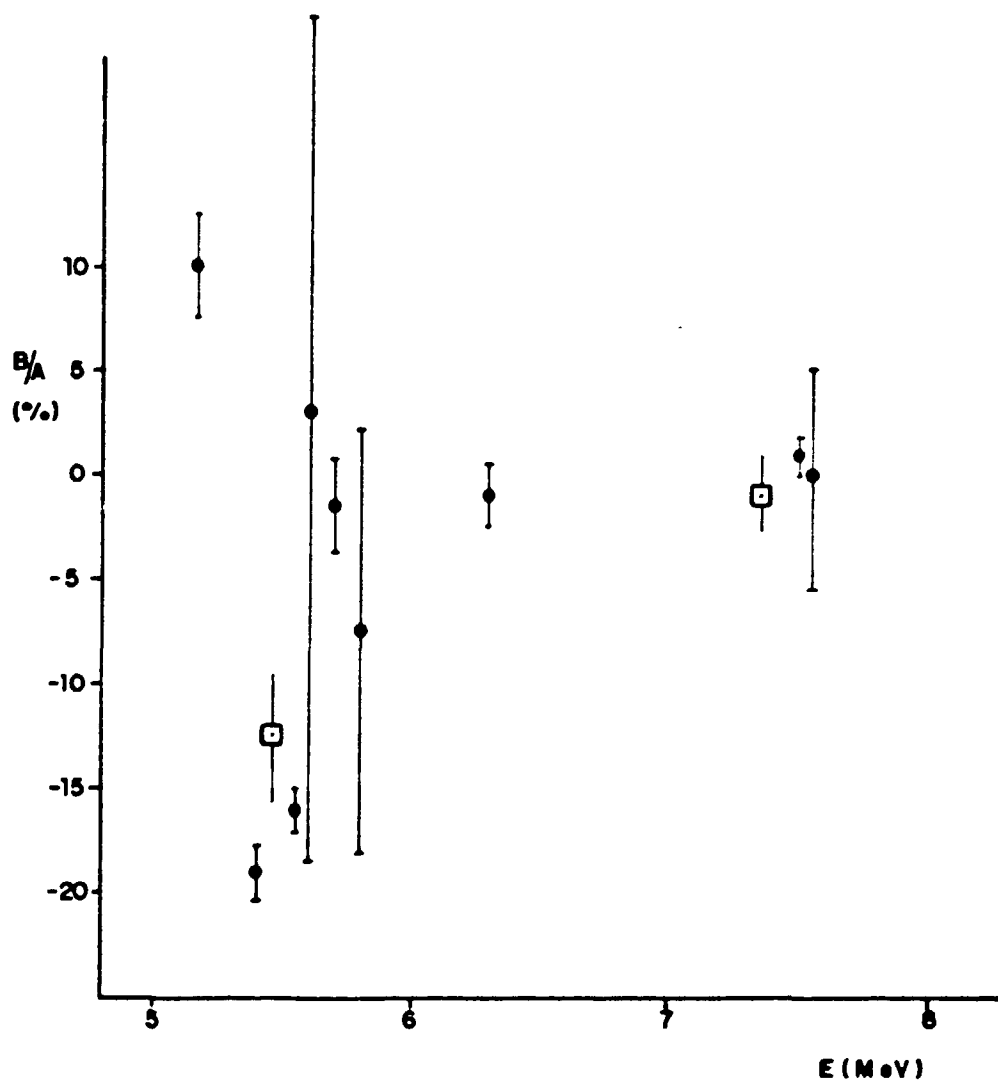


GRAFICO IV-4-5-3- Anisotropias B/A (%) encontradas para o núcleo de Pu-239 , por diversos autores , em função da energia de excitação . Os símbolos significam :

- = referência (10) ;
- = referência (147) ;
- = este trabalho (125)

Desta maneira, o nosso dado ,indicando uma anisotropia da ordem de 12 % na energia de 5.43 MeV está um pouco inferior, quando comparado.

IV-5-EFICIENCIA DO DETECTOR "LONG COUNTER "

A eficiência total do sistema detector "LONG COUNTER" cujo procedimento experimental para a sua obtenção foi descrito no capítulo-III, foi de $Ef_n = (0.38 \pm 3.1 \%)$. Este valor foi comparado com os resultados de outros autores que trabalharam com arranjos similares, conforme correlacionados na tabela -IV-5-1-.

O que se pode observar é que o valor da eficiência obtida neste trabalho esta de acôrdo com os valores obtidos por outros autores.Entretanto, deve-se observar também é que uma comparação direta com o valor da referência (48), que usou um sistema idêntico,mostra que o nosso valor está cerca de 5% mais baixo. A explicação para tal fato é que a medida que esses detectores são usados, as suas eficiências diminuem.

Conforme discutido no capítulo anterior,o valor desta eficiência apresentada e uma média de mais de 30 medidas realizadas durante todo o transcorrer da obtenção dos dados experimentais;portanto o erro da medida apresentado é o desvio padrao da média desses valores. Foram realizadas ,também, medidas complementares para a verificação da variação da eficiência em função do posicionamento da amostra,na direção longitudinal,dentro do detector. Observou-se que mesmo para variações da ordem de 7.5 cm,para frente ou para trás da posição central,a eficiência permaneceu praticamente constante,apresentando variações da ordem de 0.1 %.Variações de posicionamento vertical foram realizadas,concluindo-se também que as flutuações da eficiência eram desprezíveis..

Diversos autores tem demonstrado a necessidade de se corrigir a eficiência destes detectores em função da energia do

TABELA - I U - 5 - 1

EFICIÊNCIA	FAIXA DE ENERGIA (MeV)	REFERÊNCIA
0.380 +- 0.011	FONTE DE Cf-252	ESTE TRABALHO
0.4331 +- 0.0014	FONTE DE Cf-252	(48)
0.40	0.5 - 4.0	(97)

TABELA-IV-5-1-Valores das eficiências do sistema detector " LONG COUNTER "medidas por diversos autores.

neutron incidente (13,26,27).A técnica comumente empregada por esses autores consiste em se calibrar o sistema detector com diversas fontes de nêutrons com energias e fluxos conhecidos, em função da razão das contagens entre o anel de detectores mais externo e o mais interno (13, 27, 30).

Pela falta de fontes de nêutrons calibradas e com diferentes energias , não foi possível que fosse feita esta correção de energia,e então, este valor encontrado para a eficiência de 38% foi considerado constante em todos os cálculos efetuados.Apesar disto, deve ser levada em conta também a seguinte argumentação: conforme já mencionado no capítulo-II- ,na fissão nuclear , os nêutrons emitidos apresentam-se sob um amplo espectro de energia,porém os valores de máximos ocorrem nas energias entre 1 e 2 MeV. Por outro lado, a distribuição de fotoneutrons emitidos é do tipo "maxwelliana",cujo máximo ocorre em 1.35 MeV. A fonte utilizada na obtenção da eficiência foi a de Cf-252 (fissão espontânea),que apresenta nêutrons com um amplo espectro de energia,porém com valor máximo localizado em 2.1 MeV (84).Conforme consta na tabela VI-5-1, a eficiência desses detectores , segundo alguns autores (48,97), dentro da faixa de energia entre 1 e 2 MeV , é realmente constante. Ampliando esta faixa de energia, podem ocorrer variações na eficiência de até 5 % (97) . Desta forma,justifica-se a não necessidade do uso da correção do valor da eficiência em função da energia,uma vez que o erro cometido pode ser considerado desprezível frente aos outros erros .

IV-6-SECÇÕES DE CHOQUE DE FOTONEUTRONS

IV-6-1- DESCRIÇÃO GERAL

Conforme já abordado em itens anteriores ,a detecção de

nêutrons provindos da fissão nuclear não pode ser distinguida da detecção dos fotoneutrons oriundos da reação (γ, n) . Portanto, o número total de nêutrons detectados no detector "LONG COUNTER" refere-se à soma dos nêutrons emitidos nos dois processos fotonucleares em estudo, de tal forma que :

$$\sigma(\gamma, N)(E) = \sigma(\gamma, n)(E) + (\nu(E) \times \sigma(\gamma, f))(E) \quad (1)$$

sendo:

- $\sigma(\gamma, N)(E)$ = secções de choque de nêutrons totais ;
- $\nu(E)$ = é o número médio de nêutrons emitidos na fissão.

O cálculo das secções de choque de nêutrons totais, $\sigma(\gamma, N)$, pode ser feito através da seguinte expressão :

$$N(E) = CN(E) / Efn = \sigma(\gamma, N)(E) \times N \times \phi(E) \quad (2)$$

sendo :

- $CN(E)$ = a contagem total do número de nêutrons obtidos na energia E por unidade de tempo ;
- Efn = eficiência do sistema detector "LONG COUNTER" ;
- N = número de átomos presentes nas amostras de U-233 ou Pu-239 ;
- $\phi(E)$ = fluxo gama de energia E, incidente nas amostras ;
- $N(E)$ = número total de nêutrons detectados corrigidos pelo fator de eficiência.

De uma maneira análoga àquela já discutida em relação a obtenção das secções de choque de fotofissão, a expressão anterior, deve ser usada para o cálculo das secções de choque de nêutrons

totais após sofrerem duas correções :

A) Correção na contagem do número total de nêutrons.

Pelo fato de existirem diversos arranjos experimentais próximos a nossa montagem experimental, relacionados a outros estudos em Física Nuclear, a radiação de fundo ("background ") , é razoavelmente grande. Pode-se citar, além disso, que a população desses nêutrons de " background " também aumenta pela presença de diversos materiais que possuem o limiar da reação do tipo (γ, n) abaixo dos valores das energias gama dos alvos por nós utilizados. A correção efetuada neste caso foi a seguinte: para cada alvo foram feitas diversas irradiações com as amostras de U-233 e Pu-239, colocadas na posição das medidas, durante 1000 segundos, obtendo-se dessa forma ,uma média desses valores. Em seguida, intercalaram-se irradiações apenas com o porta-amostra de alumínio mais um disco de titânio , que foi construído para levar em conta o efeito de espalhamento dos nêutrons no substrato das amostras. O limiar da reação (γ, n) para o titânio é de 11 MeV (144), portanto não interferindo nas medidas. Para a correção final foi feito o desconto das contagens devidas ao alumínio estrutural: com o alvo branco colocado na posição de irradiação obteve-se uma contagem média líquida de nêutrons . O efeito da atenuação da radiação gama do alumínio estrutural nos diferentes alvos foi levada em conta considerando-se os valores presentes na tabela III-3-2-1- e usando os mesmo procedimento descrito no item IV-2 .

B) Correção para as linhas secundárias.

Pelos mesmos argumentos descritos quando do cálculo das secções de choque de fotofissão, capítulo-IV, item IV- 4 , a expressão que descreve o cálculo das secções de choque de fotoneutrons total, levando-se em conta as linhas gama secundárias de cada alvo é :

$$\sum_i \sigma(\gamma, N)_i(E) R_i = CN / (E f_n \times N \times \phi_p(E)) \quad (3)$$

Os significados desses termos são os mesmos da expressão (2) anterior.

Considerando os alvos usados neste trabalho e as aproximações em energias já comentadas, obteve-se um sistema de dez equações a 40 incógnitas que foi resolvido pelo programa SISEQ. É necessário comentar também que, apesar dos limites da reação de foneutrons para os dois núcleos aqui estudados serem superiores (169) ao valor de 5.43 MeV, energia esta proveniente do alvo de enxofre, para o cálculo das secções de choque, este alvo foi levado em conta considerando-se o valor da expressão $(\nu \times \sigma(\gamma, f))$ para esta energia.

IV-6-2- $\sigma(\gamma, N)(E)$ PARA O U-233 E Pu-239

Os valores das secções de choque de nêutrons totais em função das energias de excitação, para os dois núcleos estudados encontram-se na tabela IV-6-2-1- e gráficos IV-6-2-0-A, IV-6-2-0-B, valores esses calculados após serem feitas as devidas correções, citadas no item anterior.

Observa-se que os valores das secções de choque do Pu-239 são sistematicamente maiores que as do U-233. Verifica-se também que o valor encontrado para a secção de choque do Pu-239, na energia de 7.81 MeV (alvo de cobre), contraria o comportamento geral dos resultados. Apesar disto, se considerarmos a barra de erro deste dado, permanece o comportamento crescente do valor das secções de choque em função do aumento da energia de excitação.

Os erros das secções de choque calculados e apresentados na tabela IV-6-2-1- estão relacionados com a aplicação da propagação dos erros relativos a cada um dos parâmetros da expressão (3). As principais fontes de erros consideradas foram: na determinação do fluxo gama de 10-13 %; no valor da eficiência do "LONG COUNTER"

TABELA-IV-6-2-1

SECCOES DE CHOQUE DE NEUTRONS TOTAL		
ALVOS ENERGIA (MeV)	$\sigma(\gamma, N)(U-233)$ (mb)	$\sigma(\gamma, N)(PU-239)$ (mb)
Ti - 6.73	44.9 +- 11.0	74.6 +- 13.4
Mn - 7.23	82.8 +- 14.6	96.4 +- 20.8
Pb - 7.38	60.5 +- 9.3	117.8 +- 19.0
Fe - 7.64	64.3 +- 10.7	137.4 +- 23.5
Al - 7.72	84.0 +- 13.1	153.5 +- 23.6
Zn - 7.88	81.3 +- 16.8	150.7 +- 28.2
Cu - 7.91	90.2 +- 12.5	126.5 +- 24.4
Ni - 9.00	221.6 +- 35.7	344.8 +- 53.1
Cr - 9.72	339.8 +- 71.9	543.1 +- 117.5

TABELA-IV-6-2-1- Secções de choque de nêutrons total $\sigma(\gamma, N)(E)$ em função das energias gama de excitação.

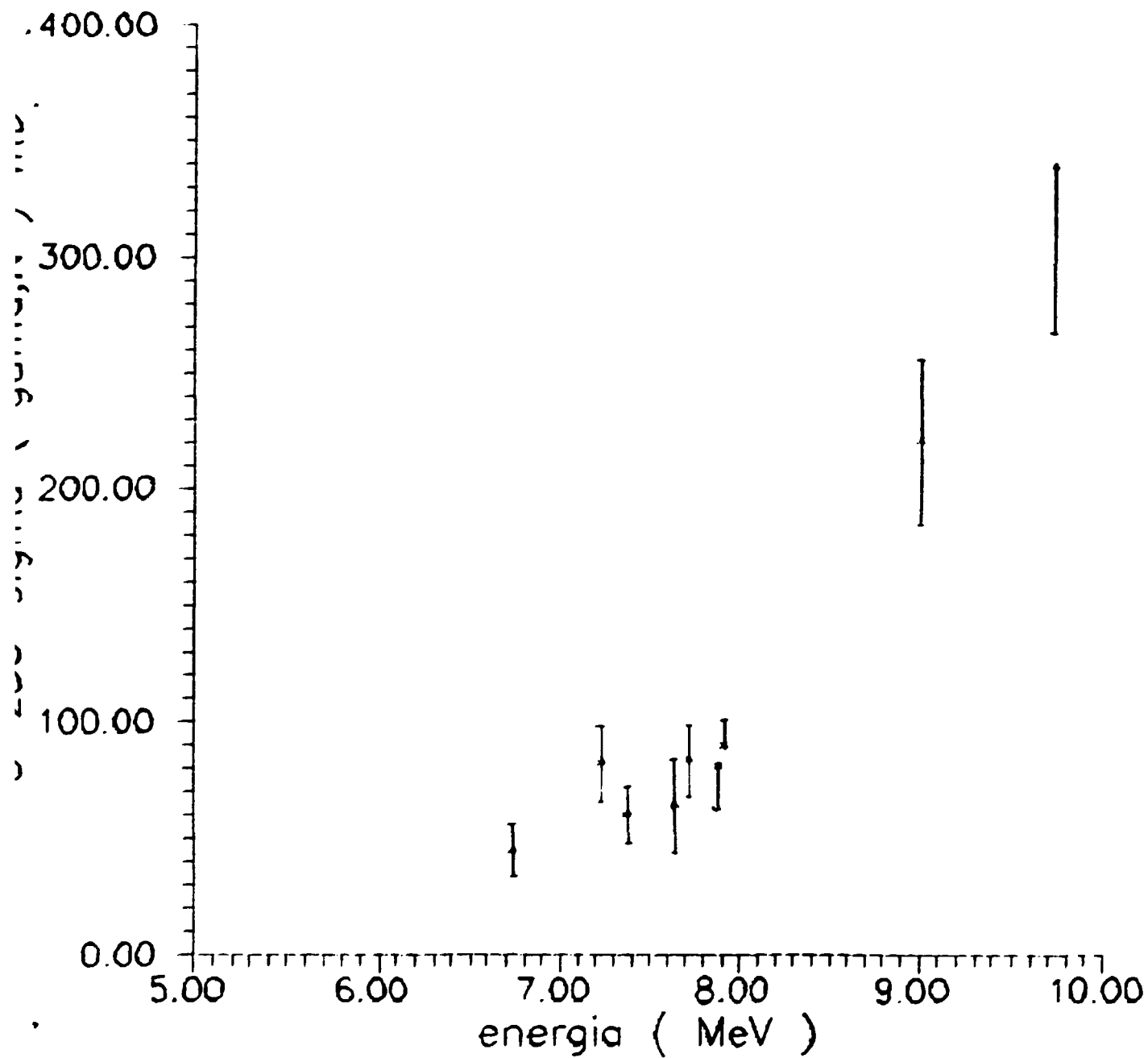


GRAFICO-IV-6-2-0-A- Secções de choque de nêutrons total obtidas neste trabalho para o núcleo de U-233, em função da energia gama de excitação.

3.1 %; no número de contagens no detector que variou entre 2 a 13% que resultaram em erros totais finais nas referidas secções de choque de 20 a 25 %.

Na pesquisa bibliográfica efetuada, somente um autor (80) publicou dados referentes a essa secção de choque para esses nuclídeos. A comparação entre os nossos dados e os de KATZ et al. (80), publicadas em 1958, pode ser apreciada através dos gráficos IV-6-2-1- e IV-6-2-2-.

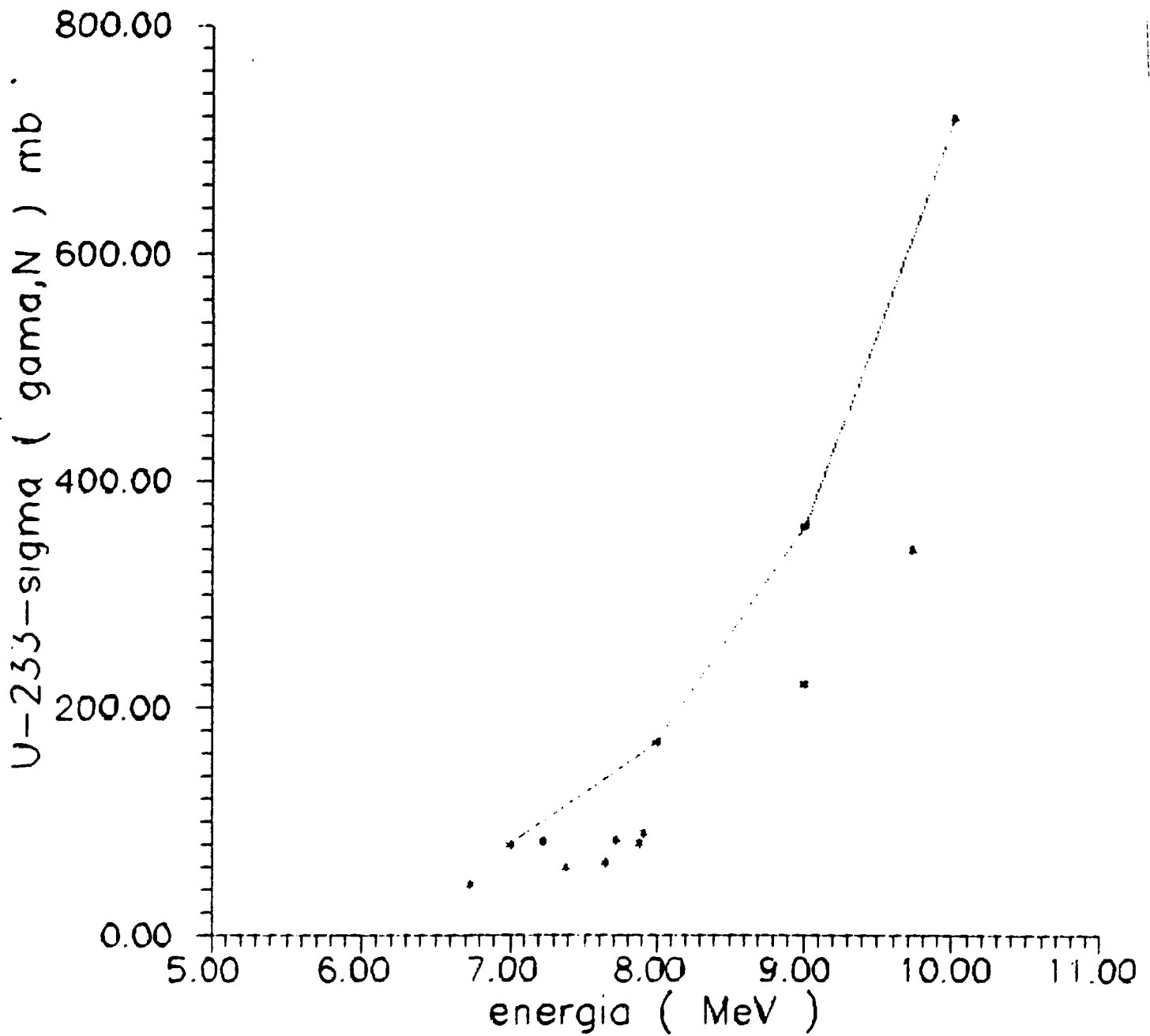
Observa-se nestes gráficos que não existe uma boa concordância entre os dados comparados.

IV-6-3- NUMERO MEDIO DE NEUTRONS ν EMITIDOS NA FOTOFISSÃO

De acordo com a expressão (1) , as secções de choque de fotoneutrons podem ser obtidas das secções de choque de neutrons totais, desde que se conheça o número médio de neutrons emitidos na fotofissão. A pesquisa bibliográfica efetuada nos mostrou que existem escassos dados deste parâmetro publicados na literatura, (13,26,28), e ainda mais, não foi encontrada nenhuma publicação deste parâmetro para os núcleos do U-233 e Pu-239, usando fótons de captura de neutrons.

Alguns autores, calcula as secções de choque de fotoneutrons para outros núcleos (81,108) , chegaram a usar um valor para ν constante, independente da energia de excitação, ou então, calcularam o equivalente relativo aos ν obtidos em estudos de fissão ocasionada por neutrons (16%), levando em conta a argumentação que a dependência deste parâmetro com a energia não é muito grande entre 5 e 11 MeV.

Neste trabalho não foram feitas as medidas dos valores de $\nu(E)$. Foram utilizados os dados de $\nu(E)$ publicados recentemente por BERMAN (13) , que realizou estudos sistemáticos em vários



· GRAFICO-IV-6-2-1- Comparação entre os dados experimentais referentes às secções de choque de nêutrons totais obtidas para o U-233 neste trabalho ,em relação aos dados de outros autores.

— ■ referência (80) ; • = este trabalho.

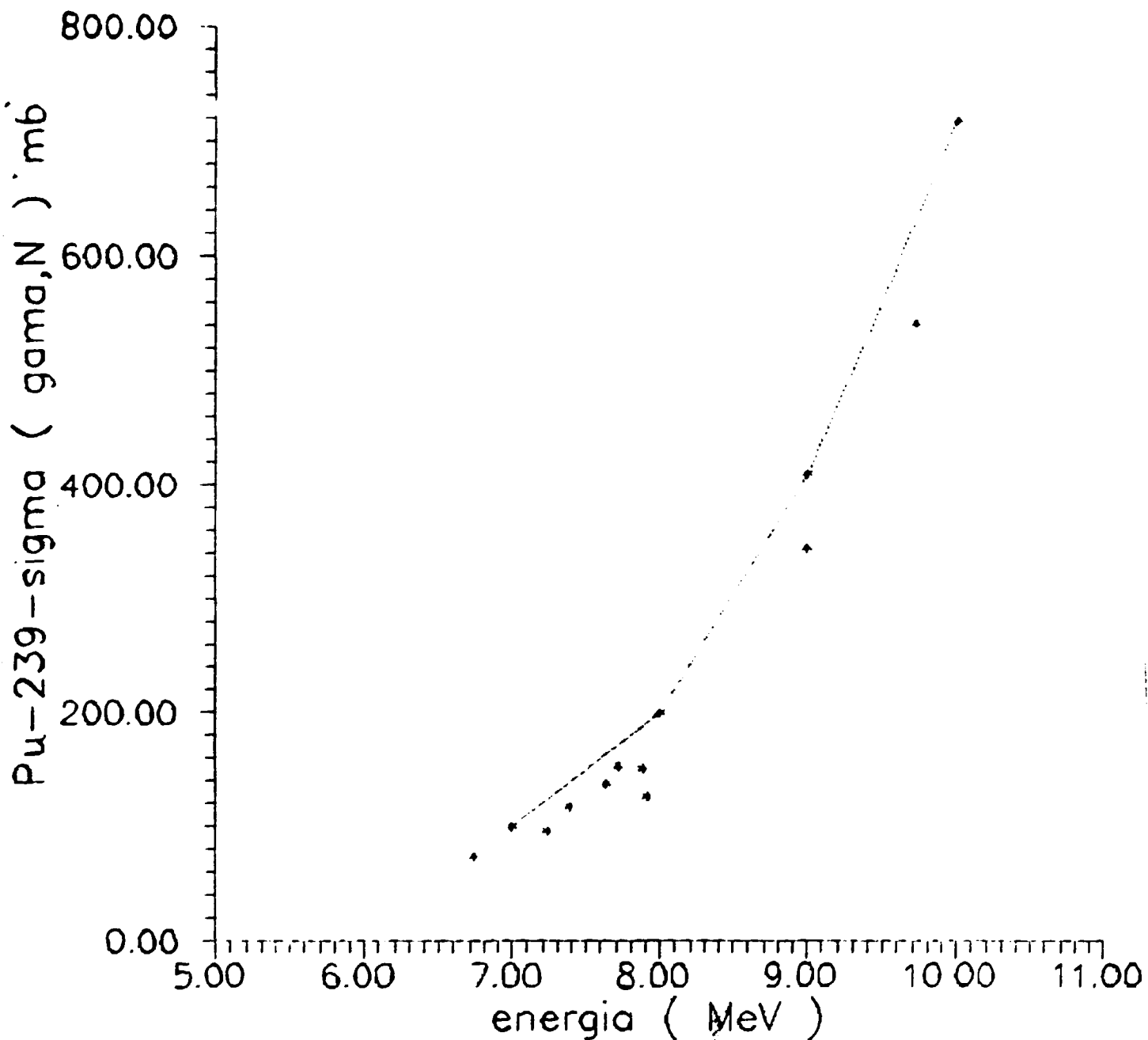


GRAFICO-IV-6-2-2-Comparação entre os dados experimentais referentes às secções de choque de nêutrons totais obtidas para o núcleo de Pu-239 neste trabalho em relação aos dados de outros autores :

— = referência (80) ; * = este trabalho

actinídeos.) só na região limiar, mas também além da ressonância gigante , obtendo valores para diversos parâmetros nucleares. Esse autor mediu os valores de $\nu(E)$ em função da energia de excitação, e após um ajuste linear dos dados, obteve as seguintes expressões:

$$\begin{aligned} - \nu(E) (\text{U-233}) &= [(0.1693 \times E) + 1.194] \\ - \nu(E) (\text{Pu-239}) &= [(0.1803 \times E) + 1.760] \end{aligned}$$

sendo E ,expresso em MeV.

Considerando essas expressões e a faixa de energia por nós utilizada,os valores do $\nu(E)$ para o U-233 variam entre 2.33 a 2.84,e para o Pu-239 , de 2.98 a 3.51 ,ou seja,variações da ordem de 10% em relação a um valor médio, se este fosse considerado constante.

A tabela IV-6-3-1- mostra os valores de $\nu(E)$ usados neste trabalho para o cálculo das secções de choque de fotoneutrons.

Os erros considerados para esse parâmetro não foram explicitados pelo autor na referência (13).Dessa maneira, considerou-se o erro como relativo ao último algarismo significativo dos valores obtidos na expressões anteriores.

IV-6-4-SECÇÕES DE CHOQUE DE FOTONEUTRONS PARA O U-233 E Pu-239

Os resultados das secções de choque de fotoneutrons para os núcleos de U-233 e Pu-239 ,em função da energia de excitação,obtidos pelo uso da expressão (1) ,de acôrdo com os procedimentos e correções descritos nos itens IV-2- , estão mostrados na tabela IV-6-4-1- e gráficos-IV-6-4-0-A- e IV-6-4-0-B.

TABELA-IV-6-3-1

$\bar{\nu}$ MÉDIO (*)		
ENERGIA MeV	U-233	PU-239
5.43	2.1133	2.7390
6.73	2.3333	2.9734
7.23	2.4180	3.0635
7.38	2.4434	3.0906
7.64	2.4874	3.1374
7.72	2.5009	3.1519
7.88	2.5280	3.1807
7.91	2.5334	3.1861
9.00	2.7177	3.3827
9.72	2.8395	3.5125

* = REFERÊNCIA 13

TABELA-IV-6-3-1- Valores do número médio de nêutrons emitidos por fotofissão do U-233 e Pu-239 em função da energia de excitação.

TABELA - IU - 6 - 4 - 1

SECCOES DE CHOQUE DE FOTONEUTRONS		
ALVOS ENERGIA (MeV)	$\sigma (\gamma, n) (\text{U-233}) (\text{mb})$	$\sigma (\gamma, n) (\text{Pu-239}) (\text{mb})$
Ti - 6.73	12.2 +- 6.2	12.7 +- 6.8
Mn - 7.23	10.7 +- 5.3	14.2 +- 1.8
Pb - 7.38	9.4 +- 3.4	11.1 +- 6.8
Fe - 7.64	10.0 +- 2.7	19.5 +- 6.9
Al - 7.72	17.0 +- 3.8	14.2 +- 4.1
Zn - 7.88	15.2 +- 7.5	15.7 +- 4.4
Cu - 7.91	16.5 +- 1.6	11.1 +- 8.9
Ni - 9.00	23.6 +- 4.3	31.3 +- 2.9
Cr - 9.72	60.1 +- 22.8	79.9 +- 29.6

TABELA IV-6-4-1-Valores das secções de choque de fotoneutrons $\sigma(\gamma, n) (E)$, para os núcleos de U-233 e Pu-239, em função da energia de excitação.

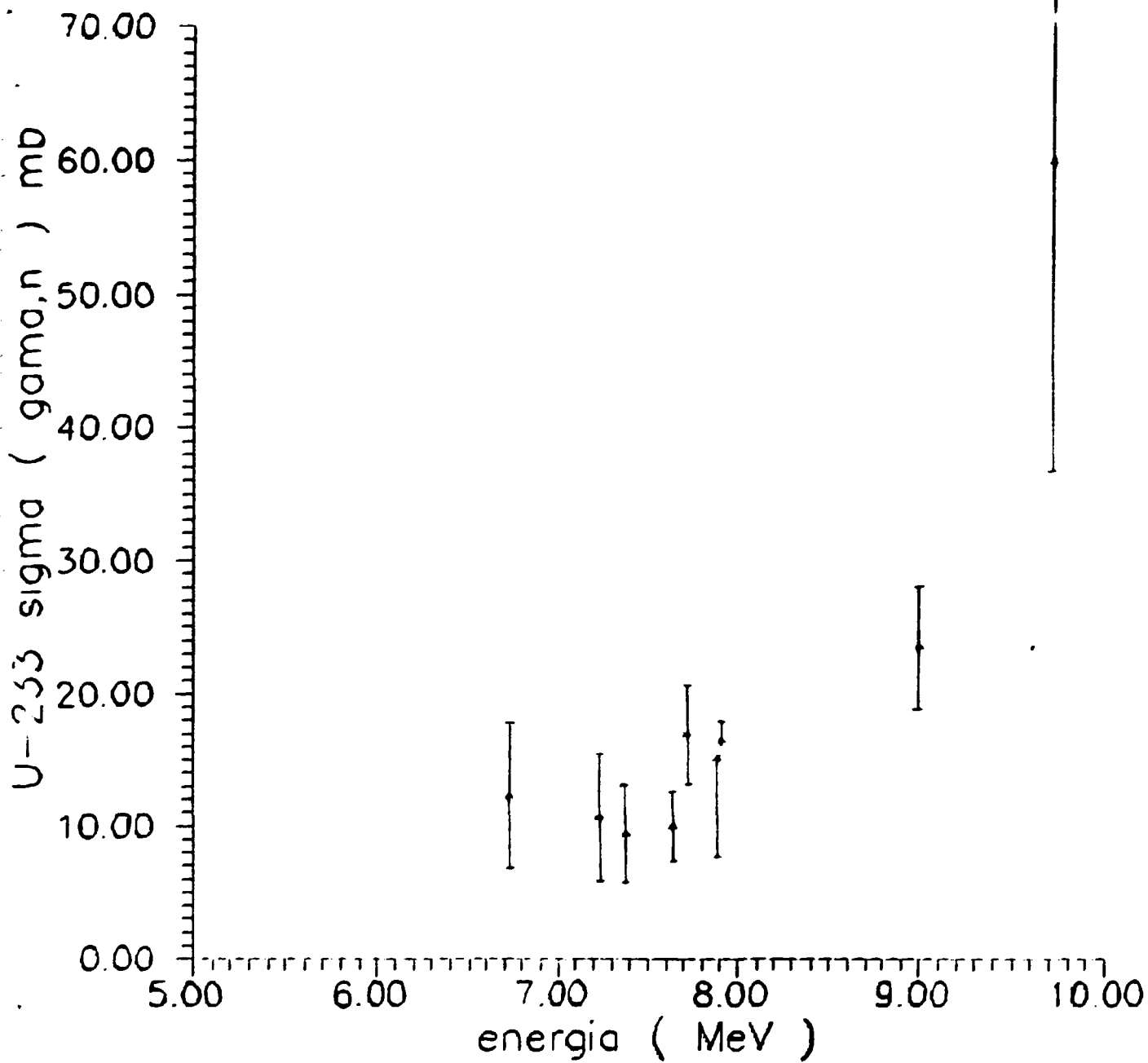
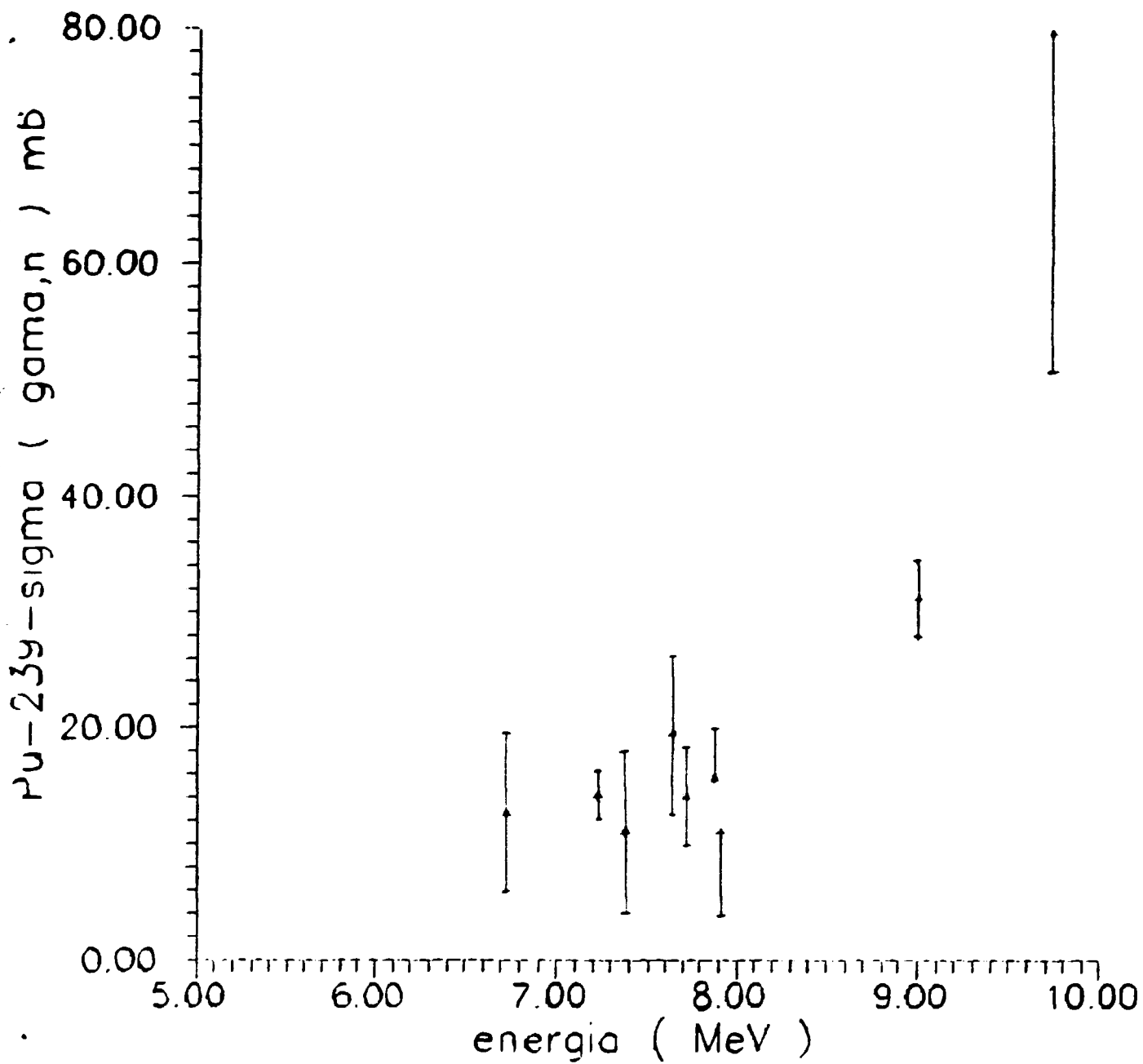


GRAFICO-IV-6-4-0-A-Secções de choque de fotonêutrons do núcleo de U-233 obtidas neste trabalho em função da energia gama de excitação



· GRAFICO-IV-6-4-0-B-Secções de choque de fotoneutrons para o núcleo de Pu-239 obtidas neste trabalho em função da energia gama de excitação.

Observa-se nesta tabela que os valores das secções de choque de fotoneutrons para o Pu-239 são sistematicamente maiores que as do U-233, comportamento este já observado nas secções de choque de fotofissão e de nêutrons totais, além dos valores de ν (E). O comportamento dos valores das secções de choque é crescente em relação ao aumento de energia, não tendo sido observada nenhuma estrutura.

Os erros presentes nestas medidas são relativamente grandes, e são oriundos da aplicação da teoria de propagação dos erros à expressão (1). Pelo fato desta secção de choque ser obtida através de uma diferença de secções de choque, os erros são somados, produzindo erros altos, da ordem de até 50% nas secções de choque. Em decorrência das secções de choque de fotofissão e de nêutrons totais estarem correlacionadas entre si pelo valor do fluxo gama, a metodologia do cálculo do erro final foi feita levando-se em conta esse fato, conforme explicado no apêndice 04.

A pesquisa bibliográfica efetuada indicou a escassês desses dados na literatura. Somente uma publicação foi encontrada (13). Nossos dados e os dados dessa publicação foram colocadas nos gráficos IV-6-4-1- e IV-6-4-2-, permitindo uma comparação visual entre elas. Cite-se também a existência da referência (01) que publicou o valor da secção de choque de fotoneutrons para o núcleo de U-233 na energia de 7.72 MeV, usando fótons de captura de nêutrons (alvo de alumínio) :

$$\sigma (\gamma, n) = (14.1 \pm 1.7) \text{ mb}$$

resultado este em razoável acôrdo com os nossos dados e os da referência (13).

Pode-se afirmar ,que dentro dos erros experimentais, os dois conjuntos de valores das secções de choque de fotoneutrons estão em boa concordância entre si.

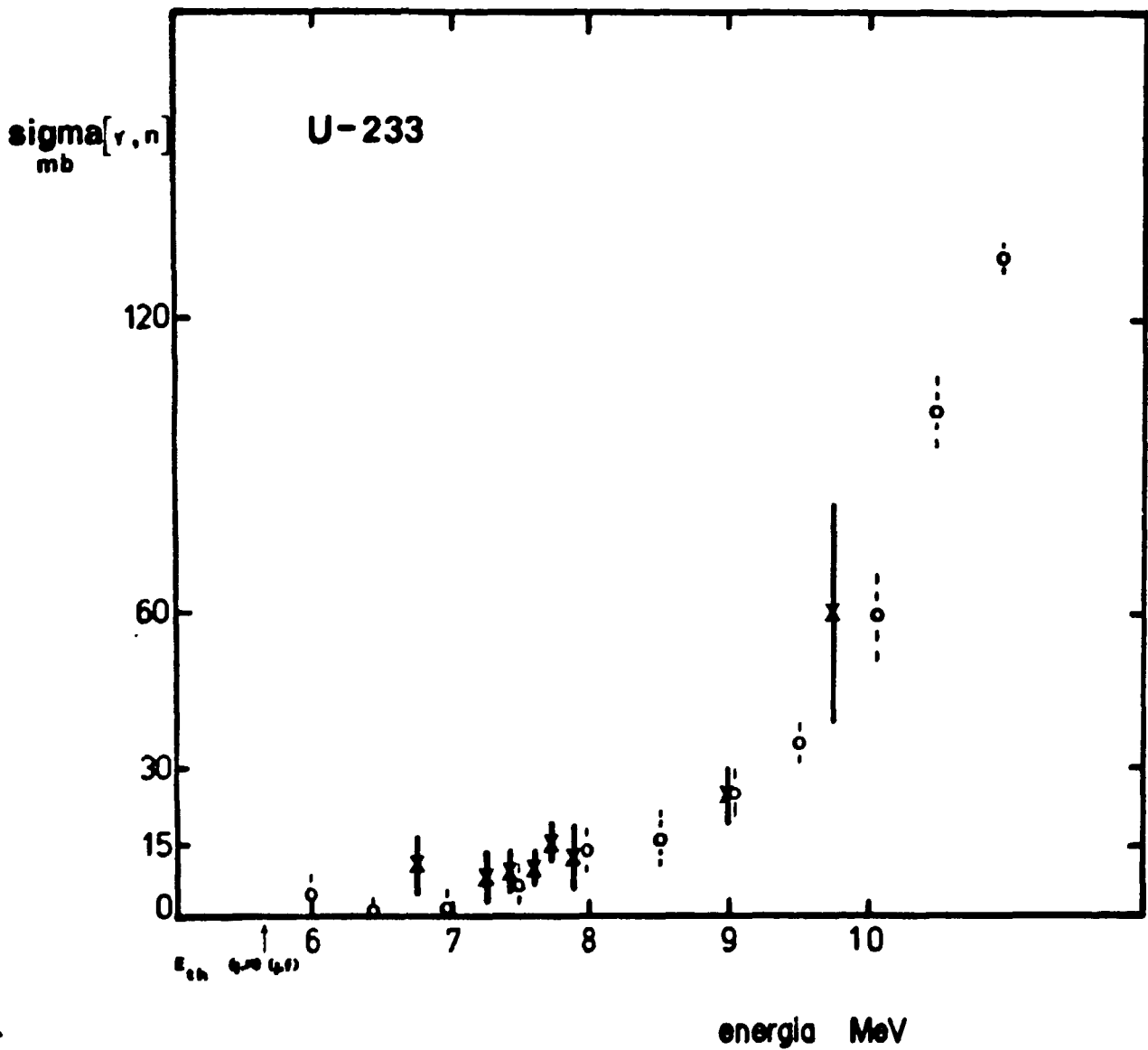


GRAFICO-IV-6-4-1- Secções de choque de fotoneutrons para o U-233 em função da energia de excitação. Os simbolos significam:

- o = referência (13)
- X = este trabalho

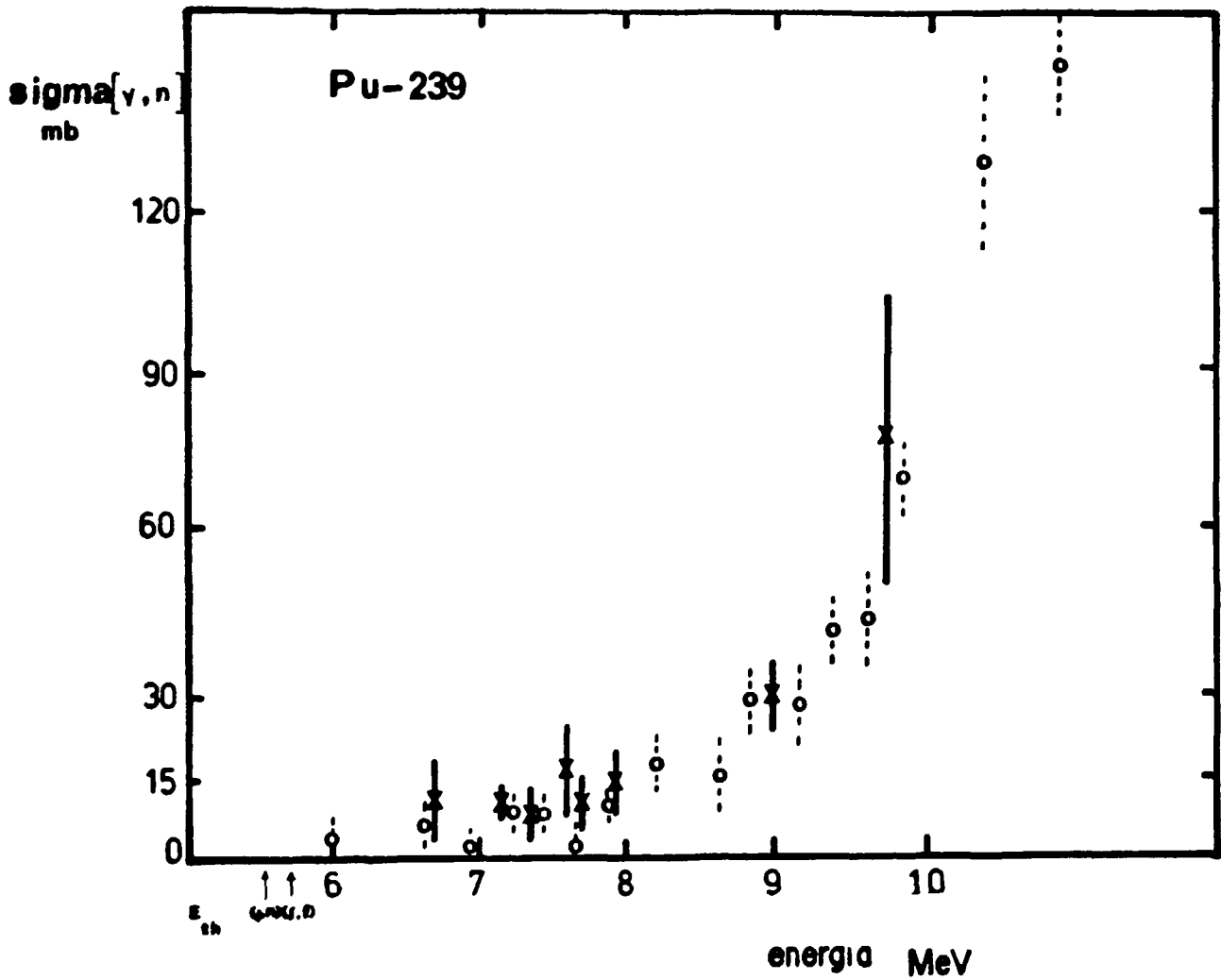


GRAFICO-IV-6-4-2- Secções de choque de fotoneutrons para o Pu-239, em função da energia de excitação. Os simbolos significam:

- o = referência (13);
- X = este trabalho

IV-6-5-COMPETIÇÃO $\Gamma_n / \Gamma_f (E)$

Conforme foi descrito e demonstrado no capítulo II deste trabalho, a secção de choque para um determinado evento pode ser relacionado as larguras de níveis por meio da seguinte expressão (4):

$$\sigma_e (E) = \sigma (T) \times [\Gamma_e / \Gamma T] (E) \quad (4)$$

Considerando que , na região de energia de excitação usada neste trabalho, o espalhamento gama $\sigma (\gamma , \gamma')$ possa ser considerado desprezível (acima dos valores limiares de reação de fissão e de fotoneutrons) , podemos reescrever a expressão (4) na seguinte forma :

$$\Gamma T = \Gamma f + \Gamma n \text{ e então } \sigma (\gamma , T) = \sigma (\gamma , f) + \sigma (\gamma , n)$$

ou ainda,

$$\sigma (\gamma , f) = [\sigma (\gamma , f) + \sigma (\gamma , n)] \times \Gamma f / (\Gamma f + \Gamma n)$$

de tal forma que:

$$\sigma (\gamma , n) (E) / \sigma (\gamma , f) (E) = \Gamma n / \Gamma f (E) \quad (5)$$

Esta expressão (5) nos dá conta que a competição entre a emissão de nêutrons e a fotofissão pode ser avaliada e estudada pela simples comparação entre a razão de suas respectivas secções de choque.

Uma justificativa bastante forte para a realização do estudo desta competição reside no fato de que fornece meios de se comparar o processo de emissão neutrônica , que é um processo envolvendo

partícula única, e o processo de fissão, que é um processo coletivo do núcleo.

Os valores obtidos destas razões para os núcleos de U-233 e Pu-239 para cada energia de excitação se encontram especificados na tabela IV-6-1- .

Como pode ser observado nesta tabela, a razão entre a emissão de fotonêutrons e a fotofissão entre as energias de 6.7 MeV a 9.7 MeV para os dois núcleos em estudo é praticamente constante, considerando-se os erros experimentais. A conclusão obtida deste fato é que a taxa de abertura de canais para os dois modos de decaimento se mantém aproximadamente iguais , neste intervalo de energia de excitação. Obteve-se então, uma média destes valores, correspondendo o valor de (0.54 +/- 0.06) para o U-233 , e (0.44 +/- 0.05) para o Pu-239. Os erros apresentados para esses valores referem-se somente a propagação de erros relativos a cada uma das secções de choque da razão $\sigma(\gamma, n) / \sigma(\gamma, f)$.

Considerando estudos desta competição feitas com radiação gama similar a esta empregada neste trabalho, para outros núcleos como é o caso do U-238, Th-232 e Np-237 (48 , 108), alguns autores (48) encontraram também valores constantes para esta competição, nesta faixa de energia, porém outros não (108).

Na tabela IV-6-2- seguinte são apresentados os resultados obtidos por outros autores, empregando diversas técnicas para o estudo da competição $\Gamma_n / \Gamma_f(E)$ do U-233 e do Pu-239.

O fato de se ter encontrado um valor constante para esta competição nesta faixa de energia pode ser endossado pelas conclusões tiradas por VANDENBOSCH (161), após a análise de dados obtidos por diversos tipos de experimentos, de que a competição Γ_n / Γ_f entre 8 e 40 MeV , para os núcleos pesados , é constante.

MAFRA (108) obteve um valor assintótico para o núcleo do Th-232, somente após a energia de 9 MeV.

TABELA-IV-6-1

COMPETIÇÃO Γ_n / Γ_f		
ALUOS ENERGIA (MeV)	U-233	Pu-239
Ti - 6.73	0.87 +- 0.31	0.61 +- 0.27
Mn - 7.23	0.36 +- 0.13	0.53 +- 0.05
Pb - 7.38	0.45 +- 0.11	0.32 +- 0.15
Fe - 7.64	0.46 +- 0.06	0.52 +- 0.11
Al - 7.72	0.64 +- 0.05	0.32 +- 0.05
Zn - 7.88	0.58 +- 0.20	0.37 +- 0.06
Cu - 7.91	0.57 +- 0.03	0.31 +- 0.21
Ni - 9.00	0.32 +- 0.01	0.34 +- 0.02
Cr - 9.72	0.61 +- 0.12	0.61 +- 0.11
média	0.54 +- 0.05	0.44 +- 0.05

TABELA-IV-6-1- Valores obtidos para a competição Γ_n / Γ_f (E) para os núcleos de U-233 e Pu-239

TABELA-IV-6-2

competicao Γ_n / Γ_f			
U-233			
Γ_n / Γ_f	ENERGIA (MeV)	TIPO DE RADIAÇÃO GAMA	REFERÊNCIA
0.54 +- 0.05	6.73 - 9.72	CAPTURA DE NÊUTRONS	ESTE TRABALHO
0.49	11	CAPT. PÓSITRONS EM VÔO	(13)
0.50	-	REAC. SPALLATION	(160)
1.00	8.0 - 12.0	BREMSSTRAHLUNG	(161)
0.44	(- 2)	REAÇÕES (n,f)	(72)
0.67	(- 2)	REAÇÕES (n,f)	(90)
0.66	-	TRABALHO TEÓRICO	(90)
0.61	-	TRABALHO TEÓRICO	(82)
0.72	-	TRABALHO TEÓRICO	(89)
Pu-239			
Γ_n / Γ_f	ENERGIA (MeV)	TIPO DE RADIAÇÃO GAMA	REFERÊNCIA
0.51	-	REAÇÕES (n,f)	(72)
0.69	-	TRABALHO TEÓRICO	(92)
0.74	-	TRABALHO TEÓRICO	(90)
0.67	-	REAÇÕES (n,f)	(90)
0.40	8.0 - 12.0	" BREMSSTRAHLUNG "	(161)
0.38 - 0.34	-	REAC. TIPO SPALLATION	(160)
0.62	11	CAPT. PÓSITRONS EM VÔO	(13)
0.44 +- 0.05	6.73 - 9.72	CAPTURA DE NÊUTRONS	ESTE TRABALHO
0.29 - 1.02	10 - 12	" BREMSSTRAHLUNG "	(28)
0.67	11	CAPT. PÓSITRONS EM VÔO	(29)
0.81	-	TEÓRICO	(89)

TABELA-IV-6-2- Valores da competição Γ_n / Γ_f obtidos por diversos autores para os núcleos de U-233 e Pu-239.

Com a finalidade de fazer uma comparação entre os dados obtidos para alguns dos actínidos ,do valor de $\Gamma_n / \Gamma_f(E)$,em que foram usados fótons de captura de nêutrons , foram aproveitados os dados referentes ao núcleo de Np-237 (referência 48) e aos núcleos de Th-232 e U-238 (referência 108).Numa tentativa de normalizar os dados,principalmente no que se refere ao valor dos $\nu(E)$ empregados por outros autores,o método utilizado foi o de recalcular todas as secções de choque de fotoneutrons para os núcleos de Np-237,U-238 e Th-232,empregando as secções de choque de fotofissão obtidos pelos referidos autores, e usar os valores de $\nu(E)$ obtidos na referência (13). Os dados obtidos desta maneira para esses referidos núcleos se encontram no apêndice 01,e foram utilizados para as comparações seguintes..

Diversos autores (13,30,47,164) têm correlacionado o valor da competição $\Gamma_n / \Gamma_f(E)$ com alguns parâmetros nucleares , na tentativa de observar correspondências com alguns modelos nucleares.Dentro desta correlação, são levados em conta medidas dos valores das secções de choque obtidas de diversas maneiras diferentes ,como "spallation",partículas carregadas,fotofissão e fotoneutrons. Uma das correlações feitas leva em conta o parâmetro da fissionabilidade Z^2/A ,fundamentado pelo modelo da gota líquida.No gráfico IV-6-1- abaixo são mostrados os dados obtidos por diversos autores,empregando diferentes técnicas, desta correlação.

Observa-se que os nossos dados experimentais estão em bom acôrdo com a tendência apresentada pela totalidade dos dados.Conforme também pode ser observado no resultado de BERMAN (13) , existe um desvio do comportamento dos valores da competição Γ_n / Γ_f na região próxima de $Z=94$ (Pu).Os valores medidos da competição Γ_n / Γ_f são maiores que os previstos, indicando que estes núcleos não são tão fissionáveis, quanto o modelo da gota líquida prevê.

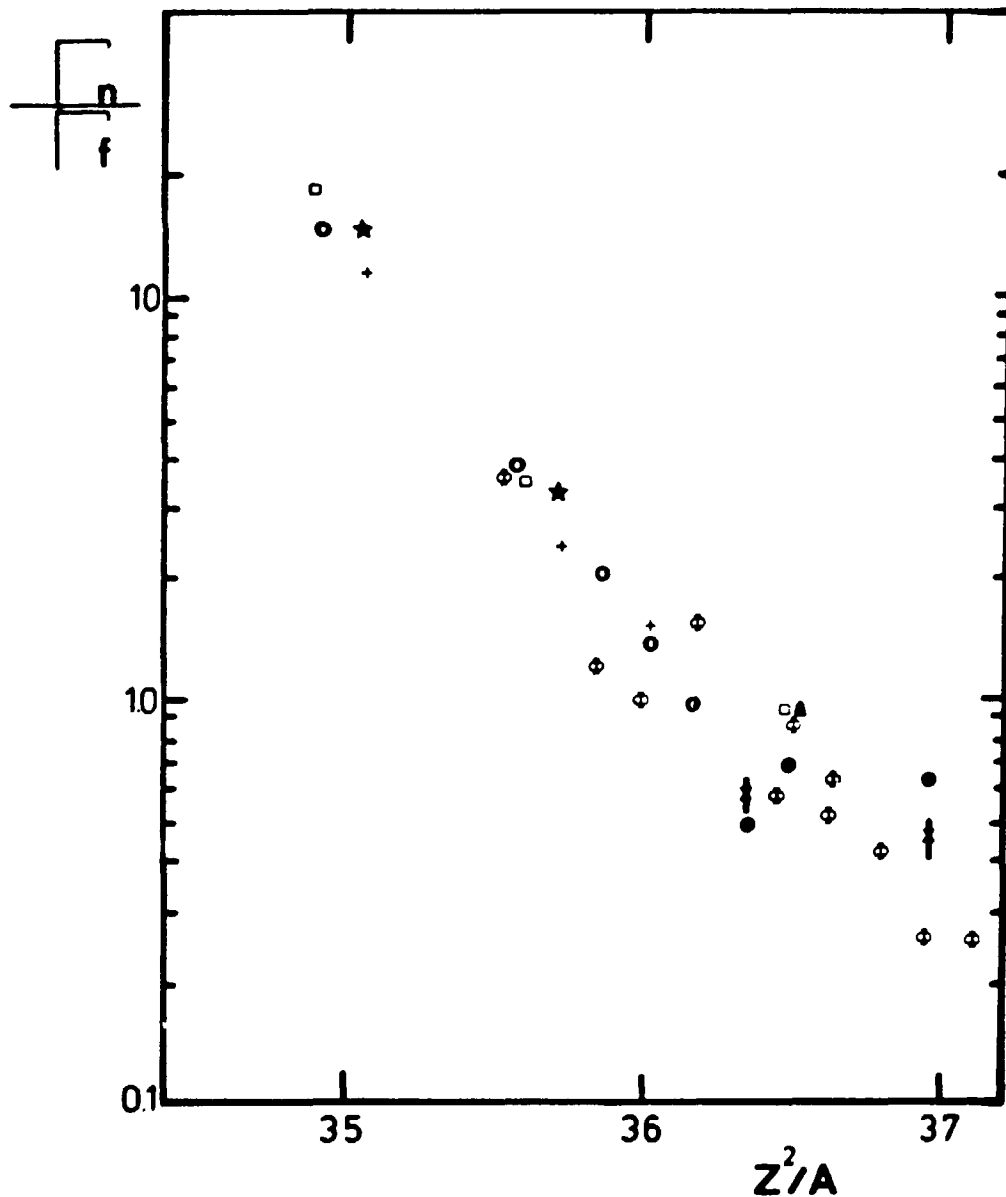


GRAFICO-IV-6-1- Correlação entre o valor da competição Γ_n / Γ_f e o parâmetro de fissionabilidade Z^2/A fundamentado pelo modelo da gota líquida. Os símbolos significam :

- ■ referência (13);
- ■ referência (47);
- o,+ ■ referência (30);
- ▲ ■ referência (48);
- ,□ ■ referência (164);
- X ■ este trabalho.

No gráfico IV-6-1-A- podem ser vistos os dados referentes ao parâmetro Γ_n/Γ_f dos núcleos de U-238,Th-232,Np-237,U-233 e Pu-239 em função do parâmetro Z^2/A , todos eles obtidos com fótons de captura de nêutrons.

Observa-se que há uma razoável concordância entre os dados.

Uma das outras correlações consideradas é com o número de massa A. Segundo pode ser visto na referência (161), existe uma forte tendência dos elementos de mesmo número atômico Z estarem correlacionados linearmente, quando relacionados a competição Γ_n/Γ_f e o número de massa A. Isto porque, para um mesmo valor de Z, a energia de ligação do neutron tende a diminuir a medida que ocorre um aumento do número de massa.

No gráfico IV-6-2- estão mostrados os nossos resultados da competição Γ_n/Γ_f para o U-233 e Pu-239 em função do número de massa A dos diferentes isótopos, juntamente com os dados obtidos por outros autores.

Os nossos resultados estão de bom acôrdo com a tendência apresentada, principalmente para o caso do Pu-239, considerando a melhor reta que passa pelos pontos (obtida pelo método dos mínimos quadrados), conforme indicada no gráfico IV-6-2-.

Outra importante correlação considerada por diversos autores (160,161) é feita entre a competição Γ_n/Γ_f e a diferença entre os limiares efetivos de fissão de de nêutrons ($E_f' - B_n'$). A razão da escolha da correlação entre esses dois parâmetros será esclarecida e apreciada no próximo item, quando será comentado o cálculo da temperatura nuclear. Conforme introduzido no capítulo-II, existe a necessidade de correções a serem aplicadas aos limiares de fotoneutrons para o U-233 e Pu-239, e os valores (161) usados neste trabalho foram de $\Delta n = 0.7$ MeV. Alguns autores (108,160), utilizaram outros valores para essas correções, e mesmo valores diferentes para cada uma delas (160). Os valores limiares para a secção de choque de fotofissão para os dois núcleos foram obtidos nas

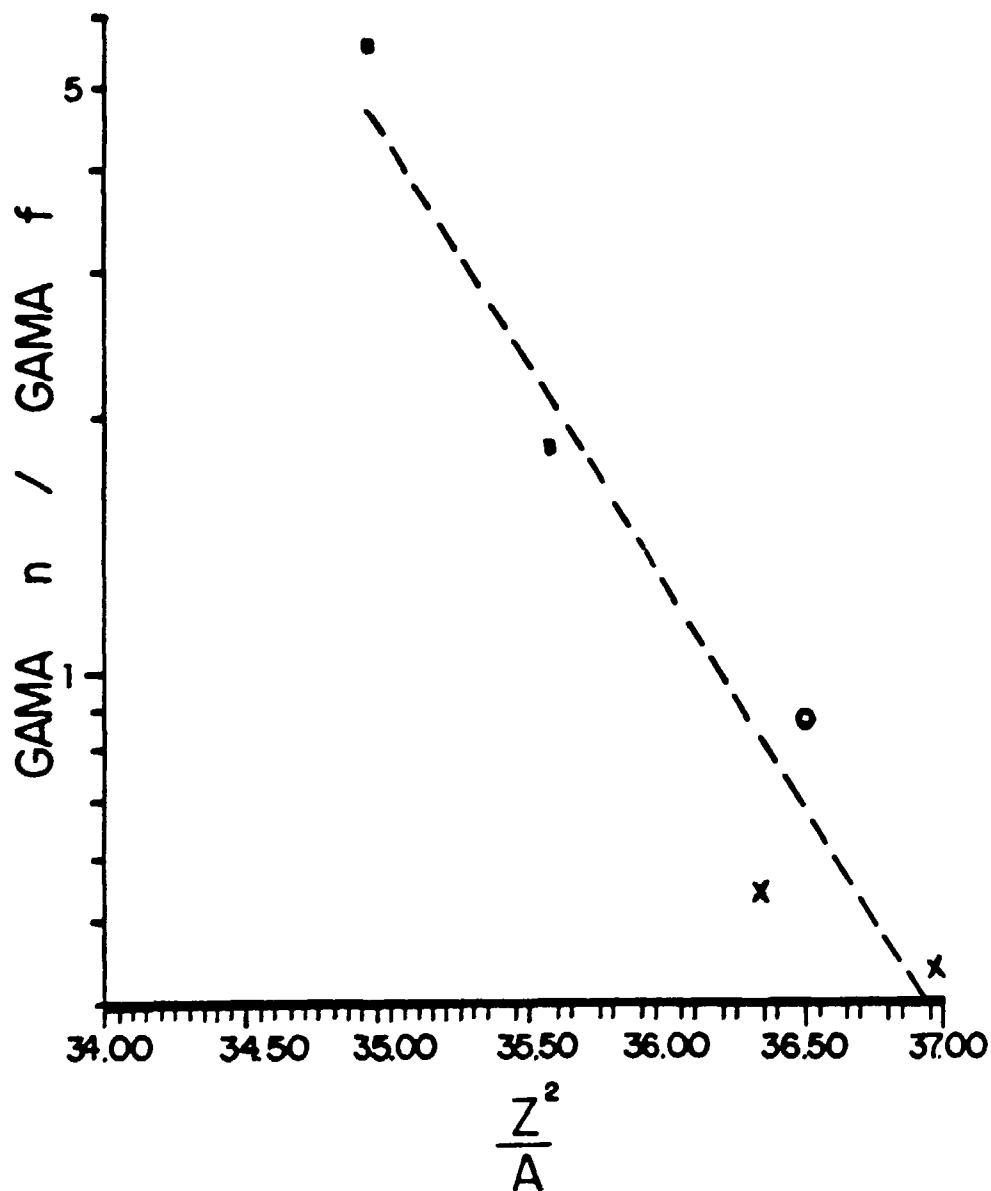


GRAFICO-IV-6-1-A-Valores do parâmetro Γ_n / Γ_f de diversos actínideos obtidos através de fótons de captura de nêutrons em função do parâmetro de fissionabilidade Z^2/A da gota líquida.

X ■ este trabalho

; o ■ referência (48)

■ ■ referência (108)

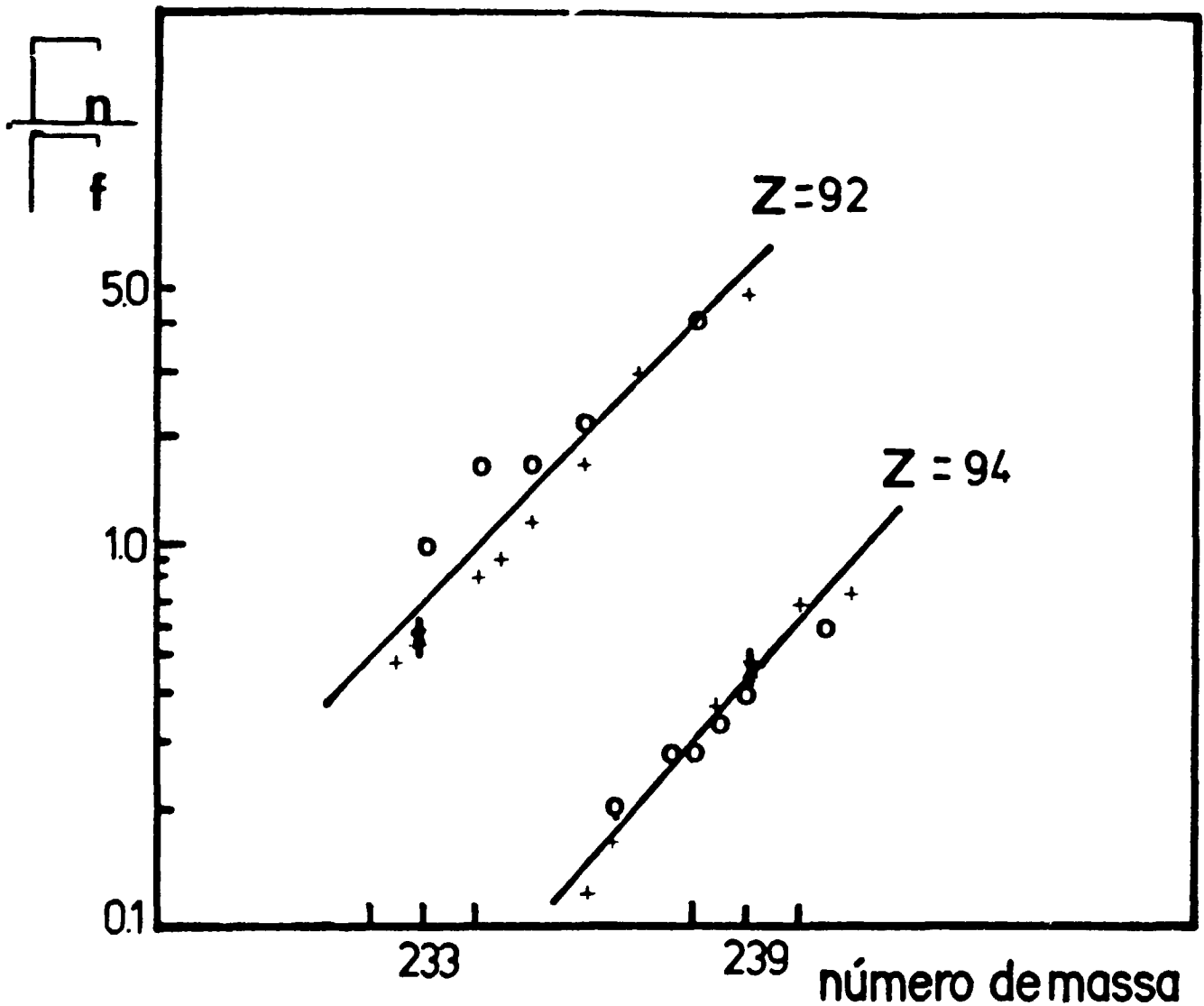


GRAFICO-IV-6-2- Resultados da competição Γ_n / Γ_f em função do número de massa A para os núcleos de Z = 92 e Z = 94 obtidos por diversos autores. Os símbolos significam :

- o = referência (160) - secções de choque de fotofissão;
- + = referência (160) - secções de choque de fissão com nêutrons;
- X = este trabalho.

referências (150,161) ,enquanto que os limiares para a emissão de fotoneutrons foram obtidos na referência (169) . Dessa forma, os valores calculados para ($E_f' - B_n'$) para o U-233 e Pu-239 foram respectivamente [- 0.75] e [- 0.55] . Esses valores estão relacionados com os valores obtidos por diversos autores, empregando diferentes métodos, para diferentes nucleos , no gráfico IV-6-3-A.

Observa-se neste gráfico, que existe uma grande dispersão dos dados apresentados pelos diversos autores.Uma explicação direta para esse fato, reside na observação de que para nucleos que apresentam valores de A diversos, podem apresentar um único valor de ($E_f' - B_n'$) ,gerando portanto esta grande dispersão.

Ainda explorando os dados deste gráfico , foi traçada, considerando todos os dados experimentais, a melhor reta, pelo método dos mínimos quadrados. Conforme será melhor esmiuçado no próximo item, a inclinação desta reta representa o valor da temperatura nuclear, e o valor obtido foi de 0.60.

Seguindo o mesmo método de comparações, no gráfico IV-6-3-B- foram correlacionados os valores de Γ_n / Γ_f para os cinco nucleos estudados por meio de fótons de captura de nêutrons, em função dos respectivos limiares efetivos.

Observa-se que é necessário desprezar o valor de Γ_n / Γ_f obtido para o Th-232 para se obter um bom ajuste linear para os dados. Em se fazendo isto, obtêm-se um valor para a inclinação da reta igual a 0.62, que é o valor da temperatura nuclear, muito próximo ao valor obtido no estudo anterior. Nota-se entretanto, que a correlação entre os dados obtidos com fótons de captura de neutrons estão muito melhor correlacionados entre si do que com os outros dados, conforme evidenciado no gráfico-IV-6-3-A.

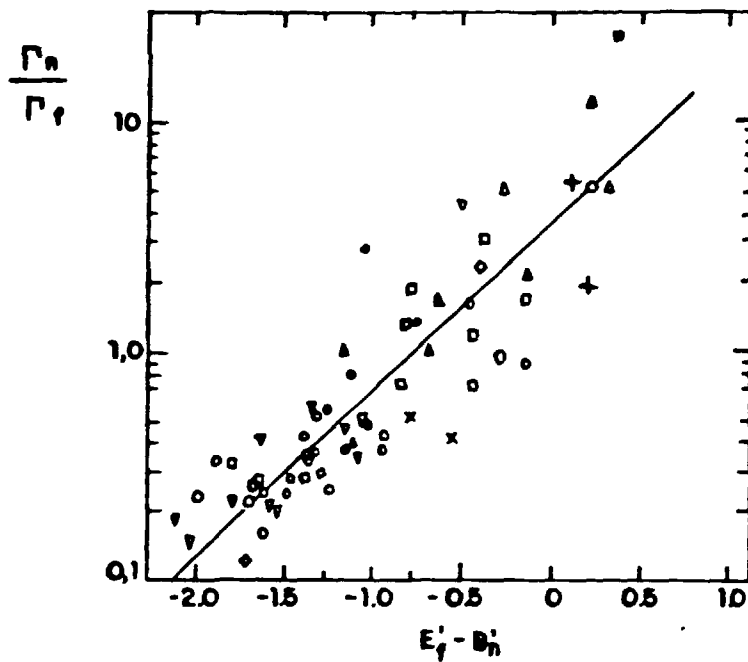


GRAFICO-IV-6-3-A- Correlação entre a competição Γ_n / Γ_f em função do parâmetro $(E_f' - B_n')$, que simboliza a diferença entre os limiares efetivos de fissão e de nêutrons. Os símbolos significam:

- Δ = referência (160) - $\sigma(\gamma, n)$ e $\sigma(\gamma, f)$ - $8 < E < 12$ MeV
- \square = referência (160) - $\sigma(n, f)$ - $10 < E < 12$ MeV
- \circ = referência (160) - secções de choque tipo "spallation" - $E^{\#} \sim 13$ MeV
- ∇ = referência (160) - secções de choque tipo "spallation" - $E^{\#} \sim 18$ MeV
- \circ = referência (48) - $\sigma(\gamma, n)$ e $\sigma(\gamma, f)$ - $5 < E < 11$ MeV
- $+$ = referência (108) - $\sigma(\gamma, n)$ e $\sigma(\gamma, f)$ - $5 < E < 11$ MeV
- \times = este trabalho.

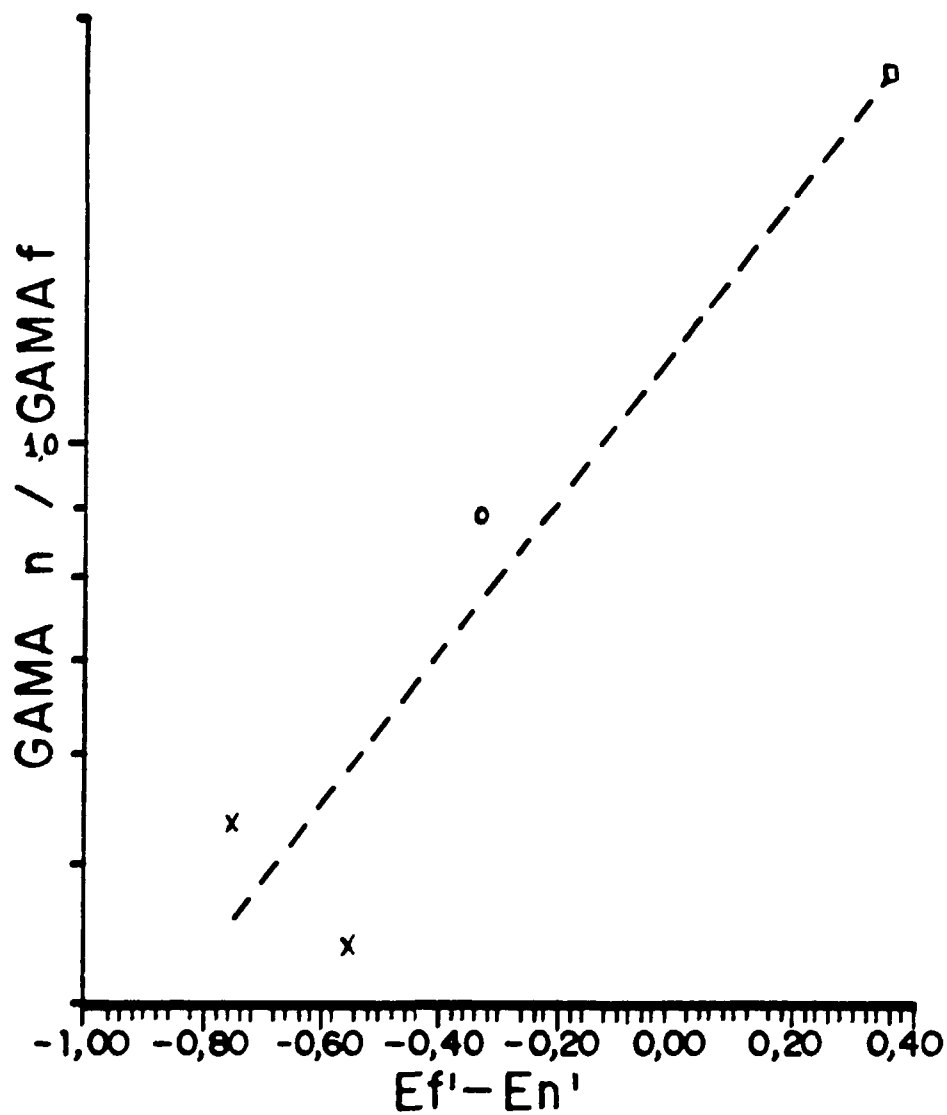


GRAFICO-IV-6-3-B-Valores da correlação do parâmetro Γ_n/T_f com os limiares efetivos para os actinídeos estudados , por meio de fótons de captura de nêutrons.

o = referência (48) ; □ = referência (108)
 X = este trabalho

IV-6-6- TEMPERATURAS NUCLEARES

O estudo da competição $\Gamma_n / \Gamma_f(E)$,em termos de modelos nucleares teóricos existentes, está restrito e condicionado a forma funcional da densidade de níveis ,segundo cada um dos modelos apresentados no capítulo-II. Os principais modelos são :

- modelo da Gota Líquida;
- modelo do Gás de Fermi;
- modelo de Fujimoto-Yamaguchi;
- modelo da Temperatura Nuclear Constante

Verificouse que os valores da competição Γ_n / Γ_f para os núcleos do U-233 e Pu-239 obtidos neste trabalho podem ser considerados constantes nesta faixa de energia estudada (entre 6.7 MeV e 9.7 MeV),dentro dos erros experimentais envolvidos,conforme discutido no item anterior.Dentre esses quatro modelos apresentados ,os que mais estão de acórdio com este comportamento são os modelos de Fujimoto-Yamaguchi e o da Temperatura Nuclear Constante.Os outros dois modelos apresentam no intervalo de energia entre 6 MeV e 11 MeV uma variação bem acentuada desta competição, tornando-se assintótica apenas em energias de excitação superiores a 15 MeV.

Os valores da competição Γ_n / Γ_f segundo esses modelos são:

$$\Gamma_n / \Gamma_f = (T \times A^{2/3} / 10) \times \exp [(E_f - B_n) / T] \quad (1) \text{ MODELO FUJIMOTO-YAMAGUCHI}$$

$$\Gamma_n / \Gamma_f = (2 \times T \times A^{2/3} / 10) \times \exp [(E_f - B_n) / T] \quad (2) \text{ MODELO TEMP.NUCLEAR CONST}$$

Conforme se observa, a diferença básica entre os dois modelos esta num fator 2 multiplicativo a mais,segundo o modelo da Temperatura Nuclear Constante.

Nestas equações, a temperatura nuclear é supostamente expressa por $T = 3.17 \times (E / A)^{1/2}$, segundo seus autores (45), sendo E a energia de excitação. Assim sendo, para os núcleos de U-233 e Pu-239 a variação da temperatura nuclear esperada para as energias de excitação entre 6.73 MeV e 9.72 MeV varia de 0.54 MeV a 0.65 MeV. Podemos, dentro de limites razoáveis, considerarmos uma temperatura nuclear média de $T=0.6$ MeV, de modo a definir uma invariância da competição Γ_n / Γ_f com a energia.

Nas expressões (1) e (2) anteriores, deve-se empregar os valores dos limiares efetivos ($E_f' - B_n'$) ao invés dos valores reais de ($E_f - B_n$). Para os núcleos do U-233 e Pu-239, que são núcleos do tipo par-ímpar, tem-se então que:

$$(E_f' - E_f) = 0 \quad \text{e} \quad (B_n' - B_n) = \Delta n$$

Conforme já citado anteriormente, o valor de Δn empregado foi de 0.7 MeV. Assim, tem-se que:

$$(E_f' - B_n') [\text{U-233}] = [- 0.75]$$

$$(E_f' - B_n') [\text{Pu-239}] = [- 0.55]$$

Usando esses valores calculados para os limiares efetivos nas expressões (1) e (2), foram obtidas as seguintes temperaturas nucleares para os dois núcleos, de modo a reproduzir os valores das competições Γ_n / Γ_f medidas experimentalmente, valores esses indicados na tabela IV-6-6-1-.

Para o cálculo dos erros totais das referidas temperaturas nucleares, apresentadas na tabela anterior, foram considerados apenas os erros relativos aos valores das competições Γ_n / Γ_f respectivas.

TABELA - IV - 6 - 6 - 1 - A

TEMPERATURAS NUCLEARES (MeU)		
U-233	Pu-239	MODÉLO
0.76 +- 0.07	0.62 +- 0.06	FUJIMOTO - YAMAGUCHI
0.69 +- 0.06	0.49 +- 0.05	TEMPERATURA CONSTANTE

TABELA IV-6-6-1-A-Valores das temperaturas nucleares obtidas para os núcleos de U-233 e Pu-239 segundo os modelos de Fujimoto-Yamaguchi e o da Temperatura Nuclear Constante.

Na tabela IV-6-6-1 estão relacionadas os valores das temperaturas nucleares calculadas para o Pu-239 e U-233 por diversos autores e empregando diversos modelos e em diversas faixas de energia de excitação.

A análise dos valores obtidos nesta tabela mostra que não existe uma boa concordância entre os diferentes dados obtidos. Mesmo uma comparação feita entre as temperaturas nucleares calculadas para diferentes núcleos, empregando diversos modelos e calculadas por diversos autores, conforme mostradas na tabela-IV-6-6-2 demonstram que as informações obtidas provenientes de experimentos e modelos diferentes empregados não estão em concordância.

TABELA-IV-6-6-1

temperaturas nucleares

U-233

T (MeV)	ENERGIA (MeV)	MODELO DENSIDADE NÍVEIS	REFERÊNCIA
0.40	DIVERSAS	TEMPERATURA CONSTANTE	(161)
0.60	DIVERSAS	FUJIMOTO- YAMAGUCHI	(160)
1.35	DIVERSAS	EVAPORAÇÃO DE NEUTRONS	(49)
0.76 +- 0.08	6.73 - 9.72	FUJIMOTO - YAMAGUCHI	ESTE TRABALHO
0.60 +- 0.06	6.73 - 9.72	TEMPERATURA CONSTANTE	ESTE TRABALHO

Pu-239

T (MeV)	ENERGIA (MeV)	MODELO DENSIDADE NÍVEIS	REFERÊNCIA
0.40	DIVERSAS	TEMPERATURA CONSTANTE	(161)
0.60	DIVERSAS	FUJIMOTO- YAMAGUCHI	(160)
1.35	DIVERSAS	EVAPORAÇÃO DE NEUTRONS	(49)
0.62 +- 0.06	6.73 - 9.72	FUJIMOTO- YAMAGUCHI	ESTE TRABALHO
0.49 +- 0.05	6.73 - 9.72	TEMPERATURA CONSTANTE	ESTE TRABALHO

TABELA-IV-6-6-1 Valores das temperaturas nucleares para os núcleos do U-233 e Pu-239 calculados por diversos autores ,empregando modelos nucleares e faixas de energia de excitação diferentes.

TABELA-IV-6-6-2

temperaturas nucleares				
DIVERSOS NUCLÍDEOS				
T (MeV)	ENERGIA (MeV)	MODELO DENSIDADE NÍVEIS	NUCLÍDEOS	REFER.
0.60 +- 0.10	9.5 - 11.5	ESTATÍSTICO	U-237	(164)
0.90	6.0 - 9.0	TEMPERATURA CONSTANTE	U-238	(109)
1.40	6.0 - 9.0	TEMPERATURA CONSTANTE	Th-232	(109)
0.40	DIVERSAS	TEMPERATURA CONSTANTE	DIVERSOS	(161)
0.60 +- 0.02	6.7 -10.80	TEMPERATURA CONSTANTE	Np-237	(49)
0.60	DIVERSOS	FUJIMOTO -YAMAGUCHI	DIVERSOS	(160)
0.84 +- 0.06	6.7 -10.80	FUJIMOTO -YAMAGUCHI	Np-237	(49)
1.35	DIVERSOS	EVAPORAÇÃO DE NÊUTRONS	DIVERSOS	(49)
0.76 +- 0.08	6.73 - 9.72	FUJIMOTO-YAMAGUCHI	U-233	(124)
0.62 +- 0.06	6.73 - 9.72	FUJIMOTO-YAMAGUCHI	Pu-239	(123)
0.60 +- 0.06	6.73 - 9.72	TEMPERATURA CONSTANTE	U-233	(124)
0.49 +- 0.05	6.73 - 9.72	TEMPERATURA CONSTANTE	Pu-239	(123)

TABELA-IV-6-6-2- Valores das temperaturas nucleares calculadas por diversos autores empregando modelos e faixas de energias de excitação diferentes, para diversos actínidos.

IV-7 SECÇÕES DE CHOQUE DE FOTOABSORÇÃO TOTAL

IV-7-1-DESCRIÇÃO GERAL

As secções de choque de fotoabsorção total, $\sigma(\gamma, A)(E)$, em função da energia, para os núcleos estudados foram calculadas, somando-se os valores das secções de choque de fotofissão, $\sigma(\gamma, f)(E)$, e a de fotoneutrons, $\sigma(\gamma, n)(E)$, obtidas experimentalmente. Frise-se, novamente, que com este procedimento adotado, esta sendo desprezada a secção de choque de espalhamento gama, $\sigma(\gamma, \gamma')$, argumento que torna-se cada vez mais válido, a medida em que se aumenta a energia de excitação.

IV-7-2- $\sigma(\gamma, A)(E)$ PARA O U-233 E Pu-239

Os valores das secções de choque de absorção total, $\sigma(\gamma, A)(E)$, para os núcleos do U-233 e Pu-239 encontram-se na tabela IV-7-2-1- e nos gráficos IV-7-2-0-A, IV-7-2-0-B-.

Observa-se nesta tabela e gráficos correlacionados, que os valores das secções de choque de fotoabsorção total do Pu-239 são sistematicamente maiores que as do U-233, em decorrência do fato das secções de choque de fotofissão e de fotoneutrons o serem separadamente.

Os erros totais apresentados para a referida secção de choque para os dois núcleos, apresentadas nesta tabela IV-7-2-1- representam o resultado da aplicação da propagação dos erros à expressão (2), apresentada no capítulo-II.

Nos gráficos IV-7-2-1- e IV-7-2-2 subsequentes são mostrados os nossos dados experimentais juntamente com os dados obtidos por outros autores, a respeito das referidas secções de choque, em função da energia de excitação. Conforme pode ser verificado nas

TABELA-IV-7-2-1

SECCÕES DE CHOQUE DE ABSORÇÃO TOTAL		
ALUOS ENERGIA (MeV)	$\sigma(\gamma, A)(U-233)(mb)$	$\sigma(\gamma, A)(Pu-239)(mb)$
Ti - 6.73	26.2 +- 8.3	33.5 +- 4.7
Mn - 7.23	40.5 +- 9.2	41.0 +- 8.0
Pb - 7.38	30.3 +- 5.9	45.6 +- 10.7
Fe - 7.64	31.8 +- 5.9	57.1 +- 12.2
Al - 7.72	43.8 +- 7.5	58.4 +- 10.3
Zn - 7.88	41.4 +- 11.2	58.1 +- 11.9
Cu - 7.91	45.6 +- 5.9	47.3 +- 13.8
Ni - 9.00	96.5 +- 15.8	124.0 +- 17.7
Cr - 9.72	158.6 +- 40.1	211.8 +- 54.8

TABELA-IV-7-2-1- Valores das secções de choque de fotoabsorção total $\sigma(\gamma, A)(E)$, em função da energia, calculadas para os núcleos de U-233 e Pu-239.

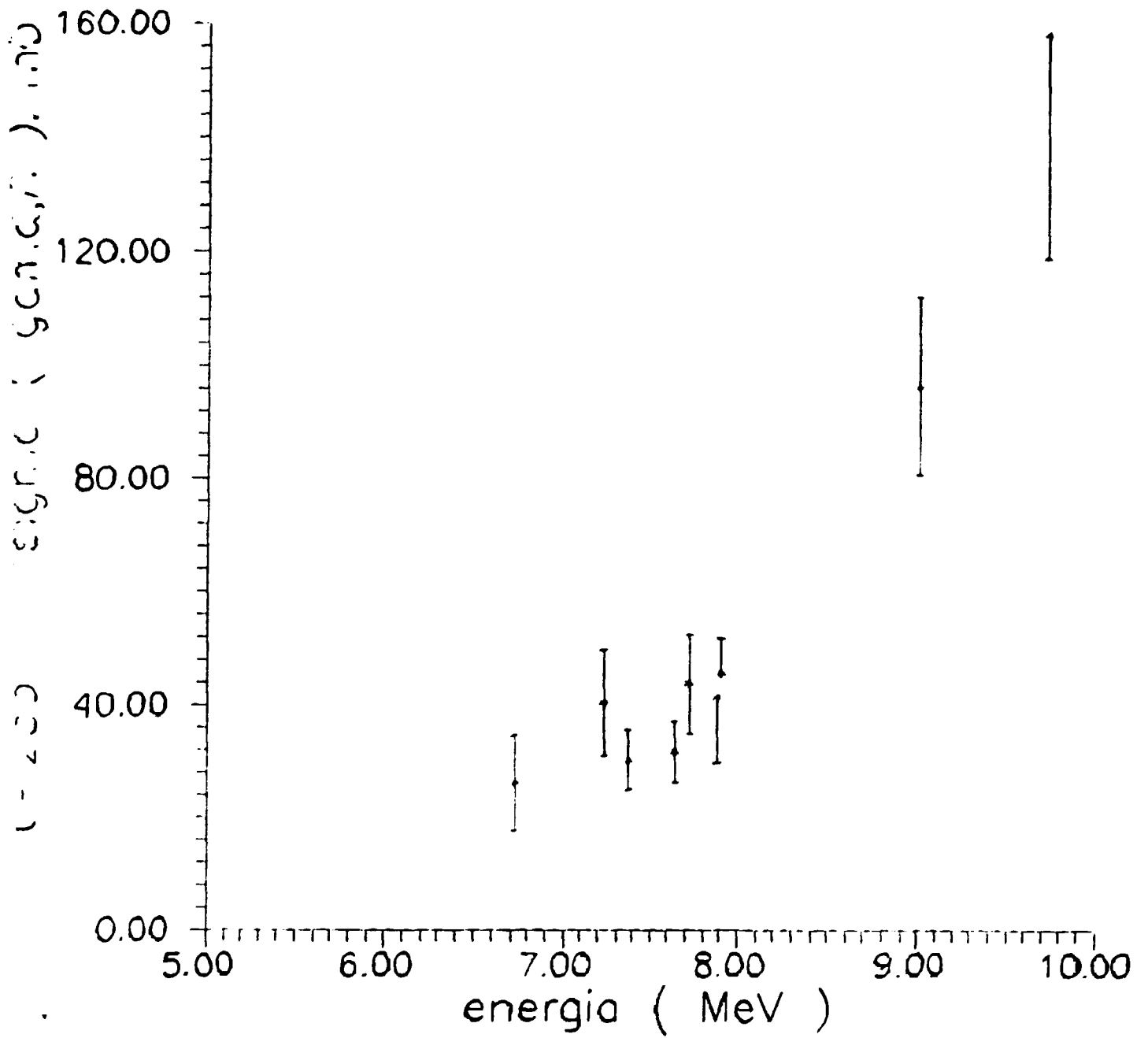


GRAFICO-IV-7-2-0-A-Secções de choque de fotoabsorção total do U-233 obtidas neste trabalho em função da energia de excitação gama.

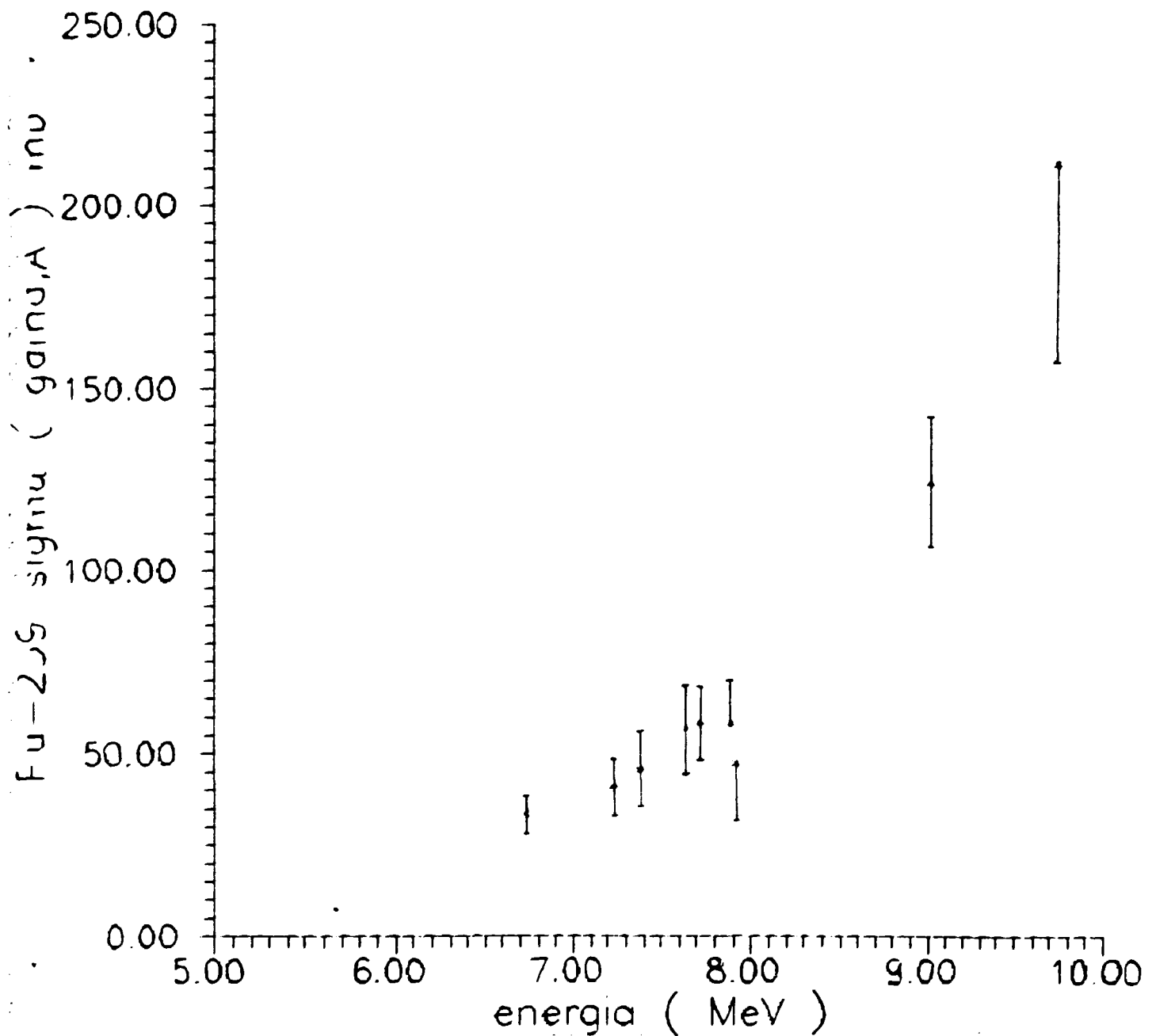


GRAFICO-IV-7-2-0-B-Secções de choque de fotoabsorção total do Pu-239 ,obtidas neste trabalho em função da energia gama de excitação.

referências (13,57) ,os dados desses autores a respeito das secções de choque de absorção total, se referem a energias de excitação muito além da região do limiar, estendendo-se até além da região da ressonância gigante, além de terem sido consideradas as secções de choque de espalhamento gama . Para esses dois gráficos foram aproveitadas apenas as secções de choque obtidas próximas ao limiar.

Nos gráficos IV-7-2-3 e IV-7-2-4 são comparados os nossos dados das secções de choque de absorção total dos núcleos de U-233 e Pu-239 com relação as previsões dadas por Axell (02) a respeito das mesmas. Como resultado de suas observações,este autor admite que as respectivas secções de choque dos actíneos devem seguir um comportamento de acódo com a seguinte expressão :

$$\sigma (\gamma ,A) = K \times (E / 7) \times (0.01 \times A)^{8/9}$$

sendo K uma constante igual a 5.2 , E (MeV) a energia de excitação e A o número de massa do actíneo. ZHUCHKO (165) em estudos posteriores admitiu um comportamento idêntico para as secções de choque,apenas considerando um valor diferente de K = 3.5.Os nossos resultados mostraram estar mais de acódo com os valores previstos por ZUHCHKO (165),entre as energias de 6.5 a 8.0 MeV.Para energias superiores o desacódo entre os dados é notavel.

Podemos afirmar ,ao analisarmos esses dois gráficos que os nossos valores obtidos estão em boa concordância com os obtidos por outros autores,levando-se em conta os erros experimentais de medidas envolvidos.Pode-se dizer ainda que, no caso do núcleo do U-233,houve um bom acódo com relação aos dados da referência (13) (gráfico-IV-7-2-1-), enquanto que para o caso do Pu-239 ,houve um acódo muito bom com os dados das referências (13 ,57) (gráfico-IV-7-2-2-).

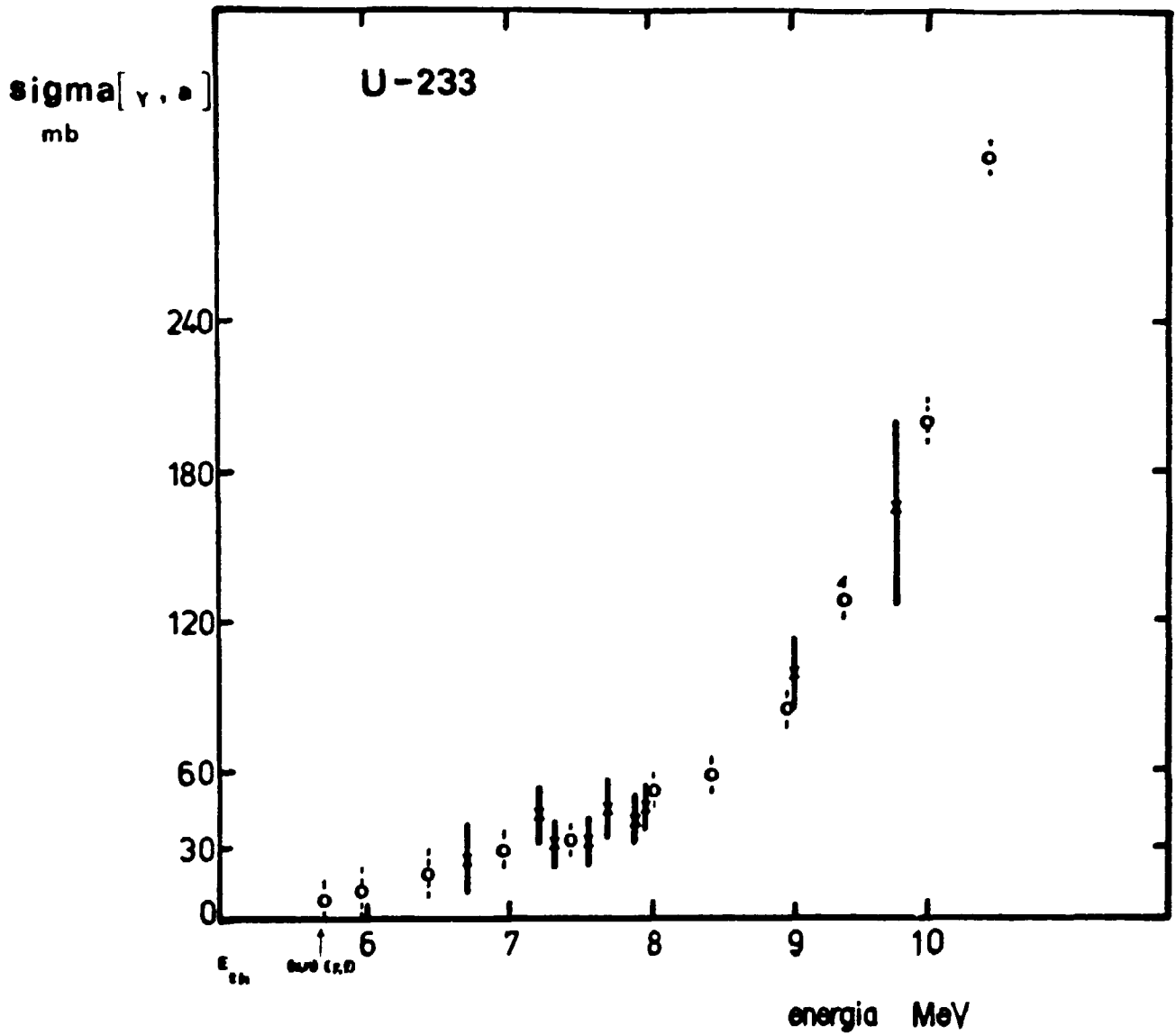


GRAFICO-IV-7-2-1-Secções de choque de fotoabsorção total $\sigma(\gamma, A)(A)$, para o U-233, em função da energia de excitação, segundo diversos autores. Os símbolos significam :

o = referência (13)

X = este trabalho

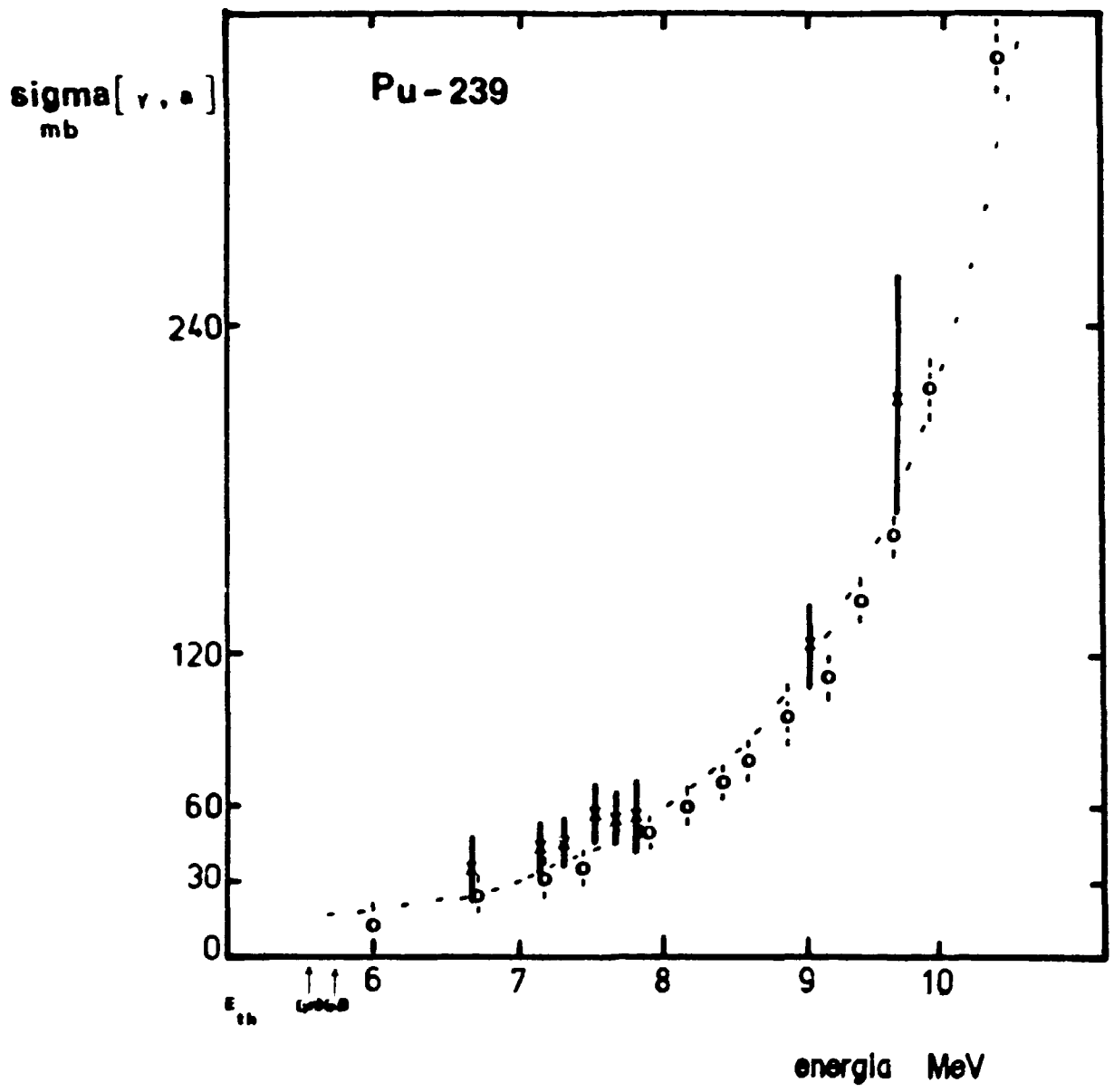


GRAFICO-IV-7-2-2- Seções de choque de fotoabsorção total, $\sigma(\gamma, A)(E)$, para o Pu-239, em função da energia de excitação obtidas por diversos autores. Os símbolos significam :

- o = referência (13)
- = referência (57)
- X = este trabalho

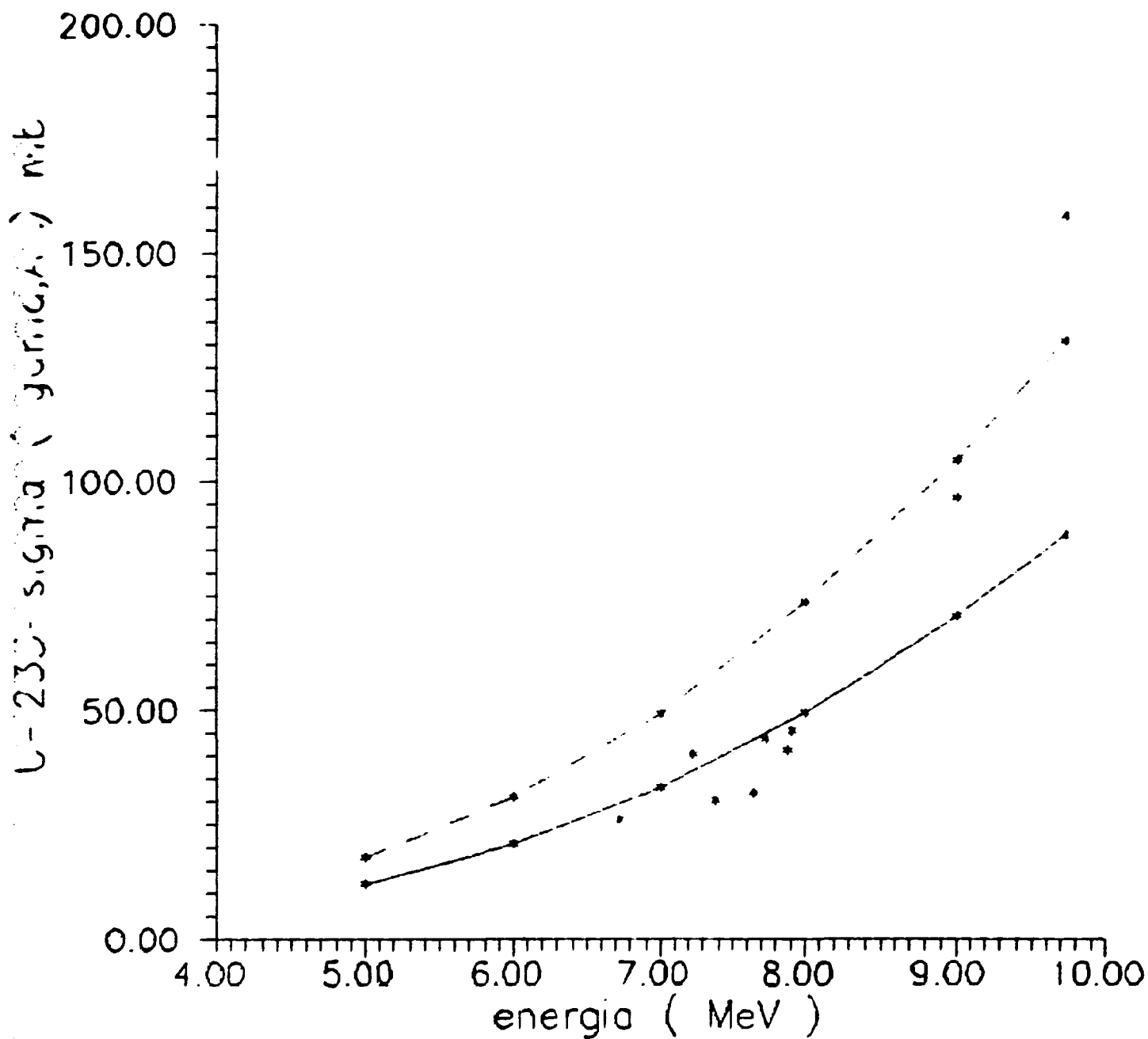


GRAFICO-IV-7-2-3-Comparação entre os valores das secções de choque de absorção total do U-233 obtidas neste trabalho em relação aos valores calculados por outros autores. Os simbolos significam :

- ■ referência (02)
- ■ referência (165)
- * ■ este trabalho.

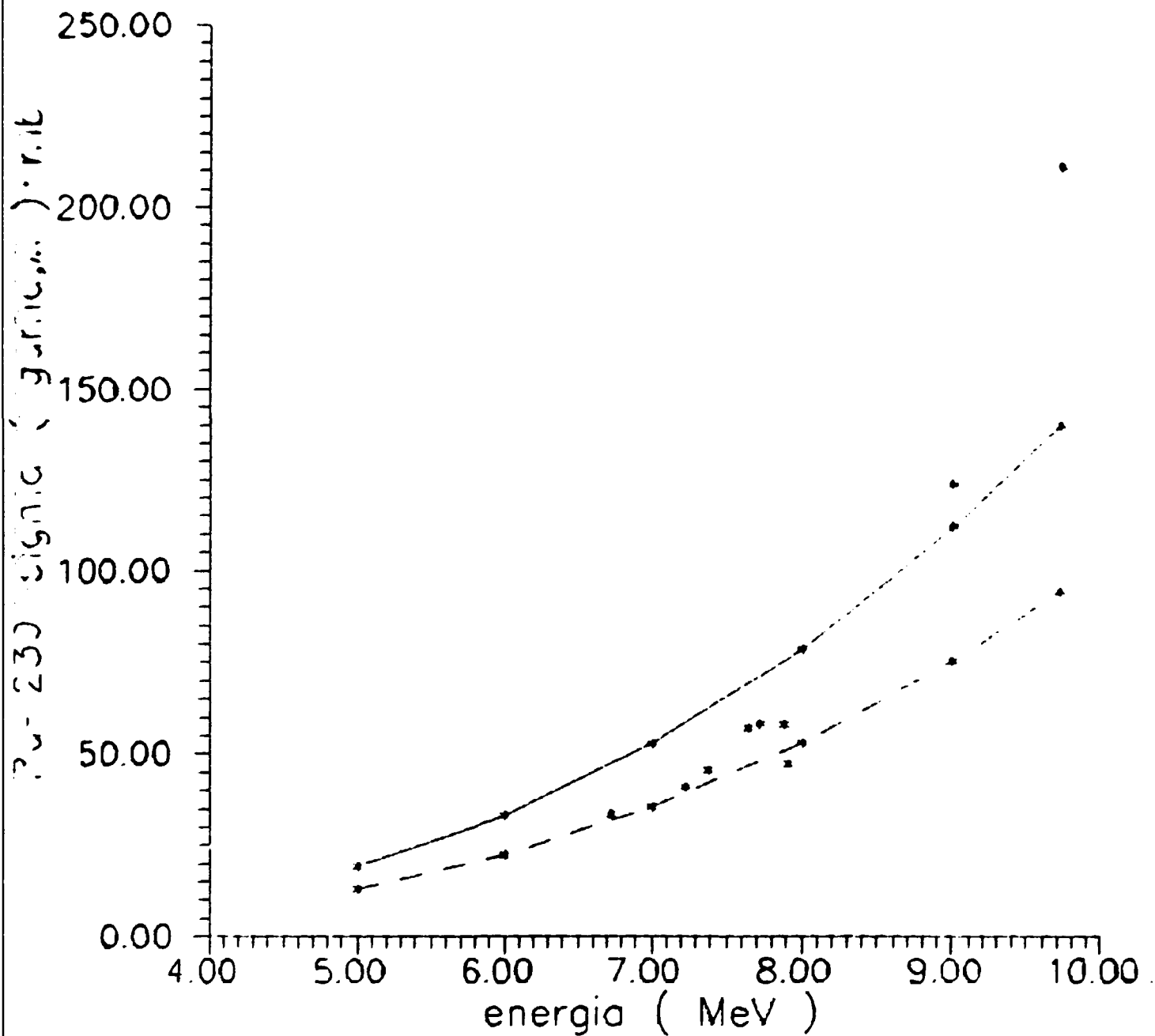


GRAFICO-IV-7-2-4- comparação entre os valores das secções de choque de fotoabsorção do Pu-239 obtidas neste trabalho em relação aos valores calculados por outros autores. Os simbolos significam :

- ■ referência (02)
- ■ referência (165)
- ■ este trabalho

IV-7-2-COMPETIÇÃO $\Gamma_f / \Gamma_A(E)$

A obtenção da secção de choque de fotoabsorção total, $\sigma(\gamma, A)(E)$, estudada no item anterior, fornece a possibilidade de se obter outro parâmetro muito importante, a competição $\Gamma_f / \Gamma_A(E)$ chamada também de probabilidade de fissão $P_f(E)$, definida como a razão da largura de fissão e a largura de absorção total. Pelos mesmos motivos descritos no capítulo-II, chega-se a uma conclusão que o estudo desta probabilidade $P_f(E)$ pode ser feita pela simples comparação entre a razão das secções de choque de fotofissão, $\sigma(\gamma, f)(E)$, e a secção de choque de absorção total, $\sigma(\gamma, A)(E)$.

Os valores obtidos desta competição P_f para os núcleos de U-233 e Pu-239, em cada energia de excitação, encontram-se na tabela-IV-7-3-1.

Os erros totais apresentados para os valores obtidos nesta tabela se referem a aplicação da propagação dos erros a razão das secções de choque de fotofissão e absorção total.

A análise dos dados, que constituem a tabela ora referida, levam a conclusão que podemos associar também um valor constante da competição P_f nesta faixa de energia, para os núcleos de U-233 e Pu-239, considerando-se os erros experimentais. Os valores médios constantes obtidos foram de: (0.66 ± 0.02) para o U-233 e (0.70 ± 0.02) para o Pu-239. Desses resultados, podemos concluir que quando bombardeado com fótons, 66 % das reações fotonucleares ocorrem via fotofissão para o núcleo de U-233 e 70 % para o Pu-239, entre 6.7 MeV e 9.7 MeV, desde que desprezadas as secções de choque de espalhamento gama.

Os valores da competição P_f obtidos neste trabalho, para os dois núcleos em estudo estão colocados junto com os outros dados publicados na literatura, na tabela-IV-7-3-2.

TABELA-IV-7-3-1

COMPETIÇÃO Γ_f / Γ_a		
ALUOS ENERGIA (MeV)	U-233	Pu-239
Ti - 6.73	0.53 +- 0.08	0.62 +- 0.06
Mn - 7.23	0.74 +- 0.07	0.65 +- 0.03
Pb - 7.38	0.69 +- 0.05	0.76 +- 0.09
Fe - 7.64	0.69 +- 0.02	0.66 +- 0.05
Al - 7.72	0.61 +- 0.02	0.76 +- 0.03
Zn - 7.88	0.63 +- 0.08	0.73 +- 0.06
Cu - 7.91	0.64 +- 0.01	0.76 +- 0.07
Ni - 9.00	0.76 +- 0.01	0.75 +- 0.02
Cr - 9.72	0.62 +- 0.04	0.62 +- 0.04
Média	0.66 +- 0.02	0.70 +- 0.02

TABELA-IV-7-3-1- Valores da competição $\Gamma_f (E)$ em função da energia de excitação para os núcleos de U-233 e Pu-239.

TABELA-IV-7-3-2

competição $\Gamma_f / \Gamma_A = P_f$			
U-233			
Γ_f / Γ_A	ENERGIA (MeV)	TIPO DE RADIAÇÃO GAMA	REFERÊNCIA
0.66 +- 0.02	6.73 - 9.72	CAPTURA DE NÊUTRONS	ESTE TRABALHO
0.7	11 (VALOR ASSINT)	CAPT. PÓSITRONS EM VÔO	(13)
0.49	8 - 12	" BREMSSTRAHLUNG "	(63)
Pu-239			
Γ_f / Γ_A	ENERGIA (MeV)	TIPO DE RADIAÇÃO GAMA	REFERÊNCIA
0.70 +- 0.06	6.73 - 9.72	CAPTURA DE NÊUTRONS	ESTE TRABALHO
0.6	11 (VALOR ASSINT)	CAPT. PÓSITRONS EM VÔO	(13)
0.70	8 - 12	" BREMSSTRAHLUNG "	(63)

TABELA-IV-7-3-2-Valores da probabilidade de fissão dos núcleos de Pu-239 e U-233 calculados neste trabalho em comparação com os dados publicados por outros autores, usando métodos diferentes.

A análise entre os dados permite dizer que há uma boa concordância entre eles.

Nos gráficos IV-7-2-1- e IV-7-2-2- encontram-se comparados com os dados de outros autores, os dados experimentais de Pf medidos para o U-233 e Pu-239 ,em função da energia de excitação.

Conforme pode-se observar nestes dois gráficos referidos, existe uma concordância satisfatória entre os nossos dados em relação aos dados experimentais da referência (13).Os nossos dados, referentes ao Pu-239 mostram-se sistematicamente maiores, apesar dos valores médios calculados serem aproximadamente iguais, considerando-se os erros experimentais.

O autor HUIZENGA (62) ,de posse de uma série de medidas experimentais, correlacionou o valor da competição Γ_f / Γ_A linearmente ao parâmetro Z^2 / A ,considerando diversos núcleos submetidos a fissão causada por nêutrons e\ou "BREMSSTRAHLUNG".Os resultados obtidos mostraram estar de bom acôrdo.Os valores obtidos neste trabalho desta competição para os núcleos de U-233 e Pu-239,juntamente com os valores recalculados para os núcleos de U-238 e Th-232 (108), Np-237 (48),conforme apêndice 01,foram acrescentados a esses dados (63),e são apresentados na figura-IV-7-2-3. A análise destes resultados sugere que os dados obtidos por radiação gama de captura de nêutrons (48 , 108 , este trabalho) parecem estar correlacionados entre si, muito mais do que com os outros dados (63).

Na referência (03) o autor ALESANDROV obteve como resultado da Pf do U-238 o valor de (0.22 +/-0.02). Podemos, à partir deste dado, chegar aos valores encontrados no item IV-3 para o parâmetro fissionabilidade relativa ,em cada energia de excitação,pela comparação da razão das Pf do U-233 e do Pu-239 com os dados publicados na referência (03) para o U-238.Obtém-se ,desta forma:

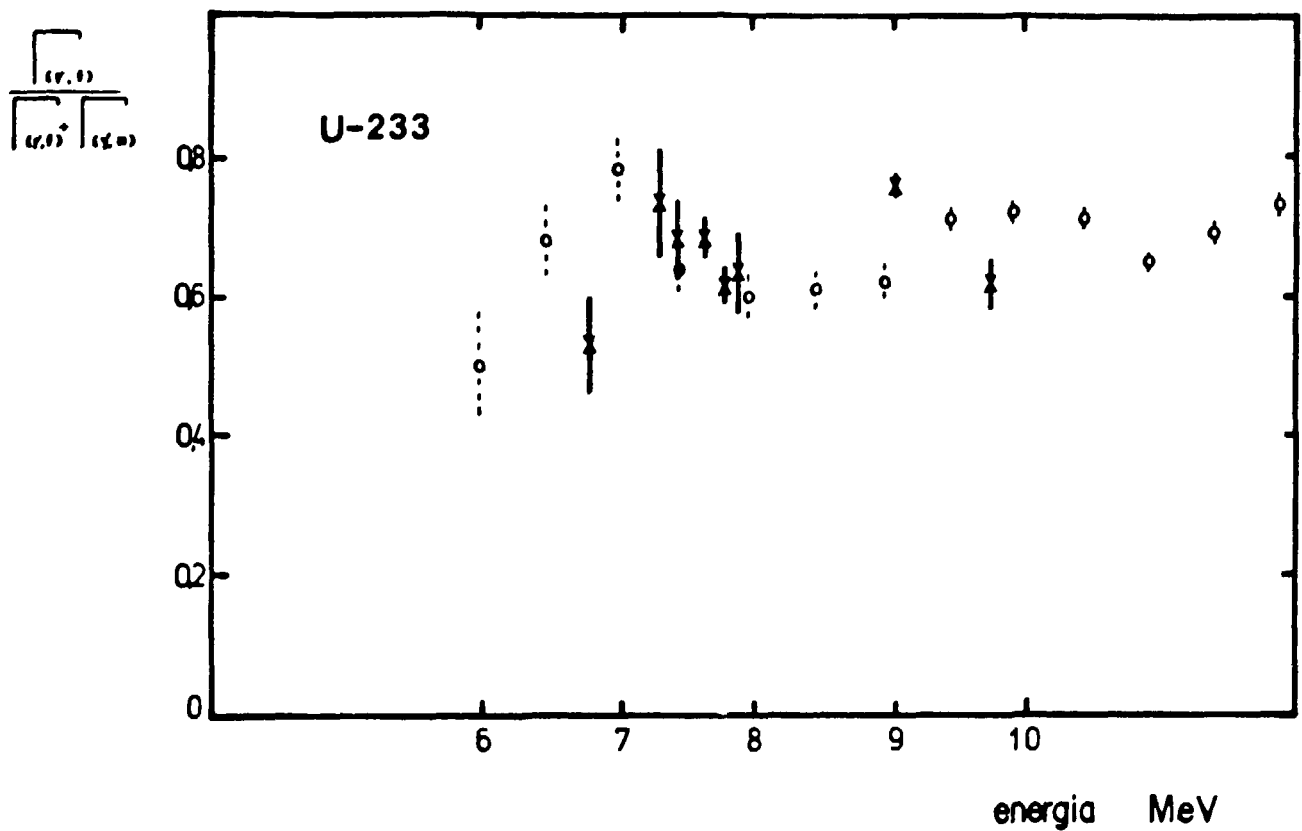


GRAFICO-IV-7-3-1- Valores da competição Pf (E) em função da energia de excitação para o núcleo do U-233 medidos neste trabalho e por outros autores. Os símbolos significam :

o = referência (13)

X = este trabalho

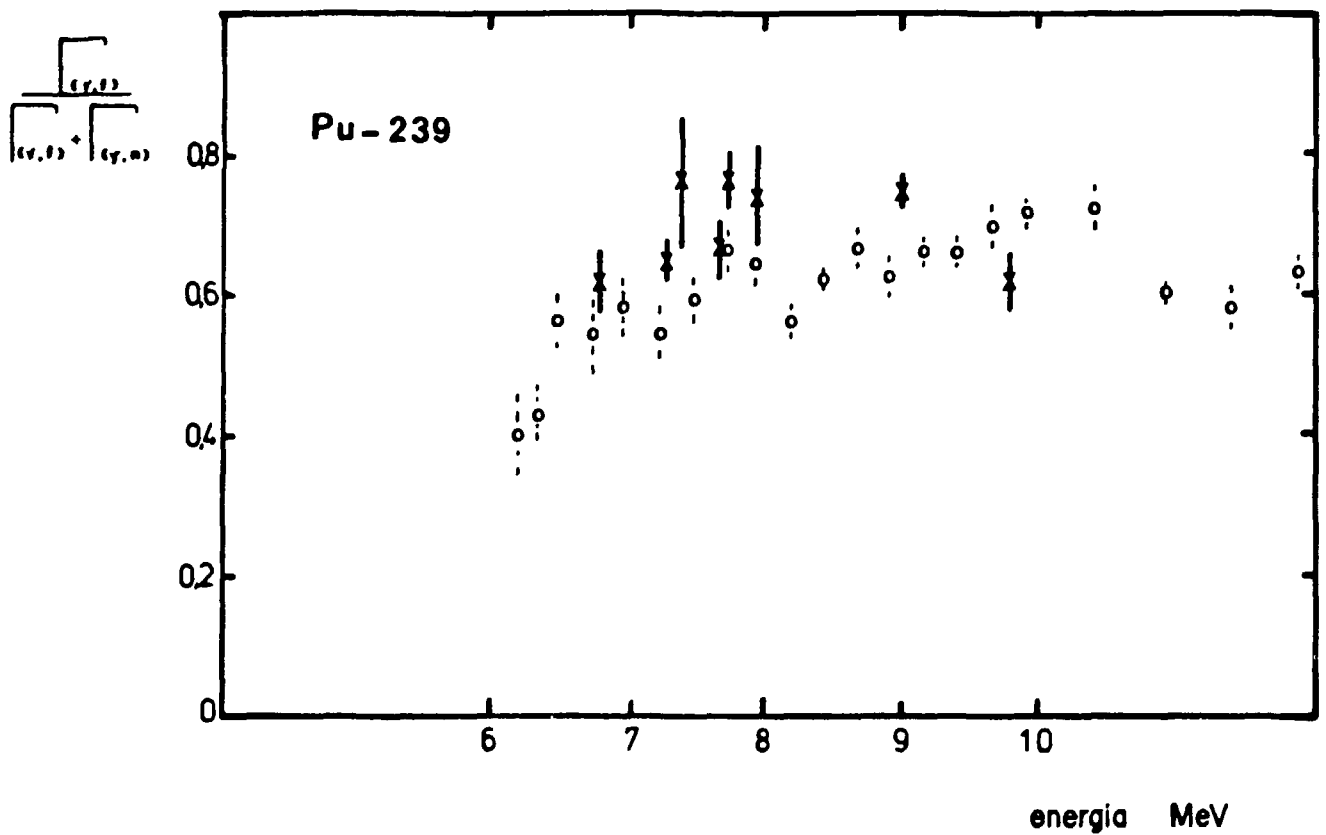
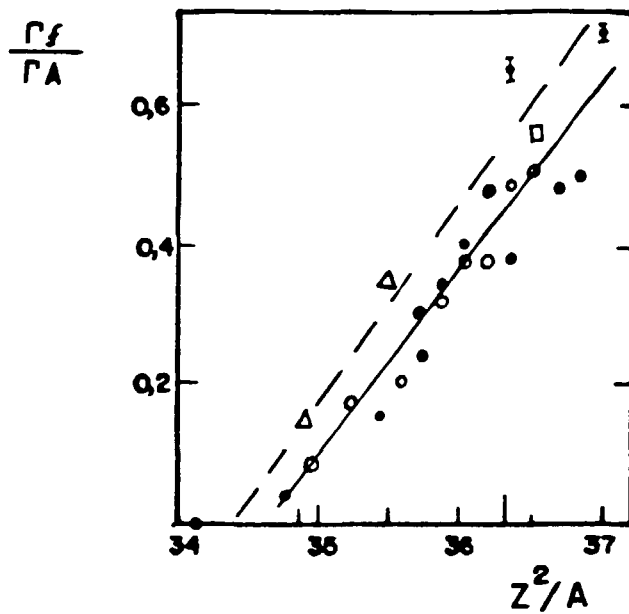


GRAFICO-IV-7-3-2- Valores da competição $P_f(E)$ em função da energia de excitação para o núcleo do Pu-239 medidos neste trabalho e por outros autores. Os símbolos significam :

- o = referência (13)
- X = este trabalho



• GRAFICO-IV-7-3-3- Valores da competição Γ_f / Γ_A obtidos por diversos autores para diversos núcleos ,empregando métodos diferentes,em função do parâmetro Z^2 / A .

o = referência (63)-energia de excitação tipo "BREMSSTRAHLUNG"

● = referência (63)-energia de excitação tipo com neutrons;

Δ.O.X = este trabalho.

FR (U-233) = (9.00 +/- 0.31);

FR (Pu-239) = (3.18 +/- 0.41)

Comparando com os valores obtidos anteriormente, somente para o caso do núcleo do Pu-239 existe um bom acordo entre as fissionabilidades relativas obtidas pelos dois métodos.

CAPITULO-V-CONCLUSOES FINAIS

V-1- SUMARIO

V-2- SUGESTOES PARA TRABALHOS FUTUROS

V-1-SUMARIO

Neste trabalho foram realizadas as medidas das secções de choque de fotofissão e de fotoneutrons para os nucleos de U-233 e Pu-239, no intervalo de energia entre 5.43 MeV e 9.72 MeV, proximas portanto das energias limiares destas duas reacções, utilizando fótons discretos e praticamente monocromaticos, obtidos pela captura de neutrons termicos em 10 alvos colocados junto ao nucleo do reator de pesquisas IEA-R1, pertencente ao IPEN/CNEN/SP, além da distribuição angular dos fragmentos de fotofissão do Pu-239 em duas energias, de 5.43 MeV e 7.95 MeV, satisfazendo plenamente os objetivos delineados no primeiro capítulo desta tese. Conforme já comentado, o argumento fundamental que justifica estas medidas é a ausência quase que total desses dados na literatura, empregando esta fonte gama de alta resolução, além da existência de poucos dados na literatura, mesmo obtidos com outras fontes de excitação gama.

Os valores das medidas das secções de choque de fotofissão do U-233 e do Pu-239, obtidas neste trabalho, estão de bom acórdio com as obtidas por outros autores que empregaram diferentes fontes gama. A observação de uma provável estrutura na secção de choque do U-233, que pode inclusive ser corroborada pelo trabalho de HUIZENGA (62), foi o fato mais interessante observado nestas medidas. Fora este fato, pode-se dizer que os dados relacionados com os de outros autores concordam entre si, dentro dos erros experimentais.

A partir destes dados fez-se o estudo dos valores das barreiras simples de fissão para esses nucleos e os resultados obtidos, (5.6 ± 0.2) MeV e (5.7 ± 0.2) MeV respectivamente, mostraram estar de bom acórdio com os resultados publicados por outros autores. Não foi possível se fazer o estudo da barreira dupla de fissão, pela falta de um maior número de dados disponíveis.

Estudou-se também o parâmetro fissionabilidade relativa, comparando os valores das secções de choque do U-233 e do Pu-239 com os resultados das secções de choque do U-238, também obtidos com gama de captura de nêutrons. O resultado final obtido mostrou que este parâmetro é independente da energia, nesta faixa estudada, e que ambos os núcleos são mais fotofisíveis que o U-238 pelos fatores de (2.12 ± 0.25) e (3.32 ± 0.41) respectivamente..

A distribuição angular do Pu-239 forneceu-nos uma anisotropia de $(12.2 \pm 3.6) \%$, encontrada na energia média de excitação de 5.43 MeV, muito próxima portanto ao limiar da reação de fotofissão, e o estudo desta distribuição nos permite indicar quais os canais de fissão são os mais prováveis responsáveis por esta anisotropia.

Os valores das medidas das secções de choque de fotoneutrons foram obtidas indiretamente, através dos valores medidos experimentalmente para as secções de choque de fotofissão e a de nêutrons total, em cada energia de excitação. Os valores do número médio de nêutrons emitidos na fissão, NIMÉDIO ν , que foram utilizados nos cálculos das secções de choque de fotoneutrons foram obtidos na literatura. Foi usado um NIMÉDIO ν dependente da energia. Conforme já comentado, um único valor destas secções de choque foi encontrado na literatura. A comparação dos nossos dados com este único dado encontrado, demonstrou uma boa concordância entre eles.

A competição entre a emissão de fotoneutrons e fotofissão Γ_n / Γ_f , em função da energia de excitação, pode ser estudada nos dois núcleos pela simples comparação das razões entre as secções de choque de fotoneutrons e de fotofissão, tendo-se obtido também um valor constante para os dois núcleos, (0.54 ± 0.05) para o U-233, e (0.44 ± 0.05) para o Pu-239. Esses valores foram correlacionados com os parâmetros: ν - número de massa A; parâmetro de fissionabilidade da gota líquida Z^2/A ; com a diferença entre os limiares efetivos $B_n' - E_f'$; tendo-se obtido resultados de acordo com os apresentados em outros trabalhos. Ainda,

A partir desse parâmetro, e usando dois modelos teóricos que prevêem uma invariabilidade deste parâmetro nesta faixa de energia, conforme foi obtido experimentalmente, o de FUJIMOTO-YAMAGUCHI e o da TEMPERATURA NUCLEAR CONSTANTE, obteve-se os valores das temperaturas nucleares para os dois núcleos. Esses valores foram respectivamente : (0.76 ± 0.07) MeV e (0.60 ± 0.06) MeV para o U-233 e (0.62 ± 0.06) MeV e (0.49 ± 0.05) MeV para o Pu-239.

Foram obtidas ainda as secções de choque de fotoabsorção total em função da energia, como sendo a soma das secções de choque de fotofissão e de fotoneutrons, tendo sido considerada desprezível a secção de choque de espalhamento gama. Os resultados obtidos mostraram também estar de acordo com os publicados por outros autores. De posse desta secção de choque, fez-se o estudo de outro parâmetro nuclear importante, a probabilidade de fissão P_f definida como a razão Γ_f / Γ_A , que mostrou ser também independente da energia, para os dois núcleos estudados. Os valores finais obtidos foram (0.66 ± 0.02) para o U-233 e (0.70 ± 0.02) para o Pu-239.

É claro que, apesar deste trabalho ter sido completado segundo os objetivos iniciais, comentados no capítulo I, ele está longe de ter esgotado todas as possibilidades de estudos. No próximo item serão discutidas algumas sugestões que permitem enriquecer e complementar estas medidas realizadas.

V-2-SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Conforme ficou evidente no transcorrer desta tese, existe uma carência de dados na região de energia de excitação entre 5.5 MeV e 6.75 MeV, impossibilitando o cálculo das secções de choque nesta faixa de energia. É justamente nesta faixa de energia que se encontram os limiares de fissão e de fotoneutrons. Um maior número de dados, próximos ao limiar da reação de fotoneutrons, poderia dar

uma contribuição significativa ao esclarecimento da existência ou não de uma estrutura, atribuída por outros autores como uma outra característica das secções de choque fotonucleares ,além da ressonância gigante.

Frise-se novamente que houve a tentativa da utilização de alvos de cálcio ($E = 6.47$ MeV), de potássio ($E = 5.70$ MeV), e de itrio ($E = 6.07$ MeV), porém não foi possível a obtenção de fluxos razoáveis, mesmo colocando-se um alvo de bismuto com 1 cm de espessura ,entre o núcleo do reator e os alvos, tentando minimizar a contribuição da radiação de captura gama ,proveniente do alumínio estrutural.Pelo fato de se ter usado a maior densidade possível desses materiais,no maior volume disponível,conclui-se que para esse tipo de arranjo radial, esses alvos dificilmente podem ser aproveitados. Um outro alvo importante que foi tentado foi o de disprósio ($E = 5.58$ MeV),que pela pouca massa de material disponível, também não pode ser aproveitado .

A possível existência da estrutura na secção de choque de fotofissão do U-233 em 7.23 MeV observada neste trabalho ,endossada também por um dos trabalhos da literatura,não fica inteiramente comprovada,precisando de um maior número de dados para se chegar a uma conclusão definitiva.A utilização de alvos com energias próximas a esta energia,como por exemplo o alvo de berílio ($E = 6.83$ MeV) poderiam auxiliar em muito neste esclarecimento. Esta região deve pois ser mais intensamente explorada.

O alvo de nitrogênio ($E = 10.83$ MeV) que foi feito porém que também não deu bons resultados pela falta de massa disponível,poderia fornecer um dado a mais nas secções de choque,completando os dados possíveis a serem obtidos com este tipo de radiação gama.

Medidas da distribuição angular em energias abaixo de pelo menos 7.35 MeV seriam necessárias para o elucidamento completo do processo de fotofissão do núcleo de Pu-239 .Novamente ,medidas com alvos como o de cálcio e disprósio poderiam fornecer anisotropias

angulares de modo a esclarecer os canais de fissão mais prováveis, além de fornecer parâmetros sobre a barreira de fissão. Apesar do U-233 possuir um spin $5/2$, tendo portanto chances remotas de serem observadas anisotropias na sua distribuição angular, estudos deste tipo devem acontecer com energias gama de alta resolução, principalmente próximas a barreira.

Um estudo completo das secções de choque fotonucleares, usando este tipo de arranjo so seria possível se houvesse também uma determinação simultânea do valor do número médio de nêutrons emitidos na fotofissão. NIMÉDIO ν , em função da energia. Esforços devem ser concentrados neste sentido.

O uso de um canal tangencial do reator traria enormes benefícios, pois se evitaria quase que totalmente a influência da radiação gama do alumínio estrutural do reator, o que possibilitaria o uso de menor quantidade de massa para a confecção dos diversos alvos, além de simplificar as correcções necessárias aos cálculos finais dos parâmetros. Apenas, que maiores cuidados devem ser empregados quando da troca dos alvos.

A troca do detector de NaI(Tl) por um de maior resolução do tipo GeLi, Ge-Hp, permitiria um aproveitamento maior das linhas gama utilizáveis de cada alvo, aumentando bastante o número de energias de excitação consideradas, produzindo quase que um espectro contínuo de energias. Esta mudança exigiria uma cuidadosa calibração em eficiência deste detector.

Para se ter um estudo completo das reacções fotonucleares em núcleos com A ímpar, usando ftons de captura de nêutrons, outros núcleos devem ser estudados, como é o caso do U-235, Am-241, Am-243 para se tentar fazer um estudo sistemático dos parâmetros nucleares envolvidos.

APENDICE 01

Neste apêndice são mostrados nas tabelas-1-1 ,1-2 e 1-3 subsequentes , os valores das secções de choque de fotoneutrons, $\sigma (\gamma , n)$, e da competição Γ_n / Γ_f em função da energia de excitação, para os núcleos de Np-237 , U-238 e Th-232. Esses valores foram recalculados neste trabalho em função dos parâmetro $\nu (E)$ obtidos na referência (13), para possibilitar que fossem feitas comparações entre si e correlações com outros parâmetros, conforme pode ser observado no capítulo-IV.

Na tabela-1-4 são mostrados os valores dos parâmetros Γ_n / Γ_f e Γ_f / Γ_A , calculado como sendo $[1 / (1 + \Gamma_n / \Gamma_f)]$, destes mesmos núcleos, correlacionados com os parâmetros Z^2/A e $(E_f' - B_n')$.

Na tabela-1-5 são mostrados os valores da fissionabilidade relativa do Th-232 , em função da energia de excitação.

APÊNDICE 01

TABELA-1-1

NP-237 (*)

NP-237 (*)			
$Z^2 / A = 36.49$	(**) $B_n = 6.628$	(***) $E_f = (5.6 \pm 0.3)$	(****) $\gamma(E) = 0.2266 E + 0.977$
ENERGIA (MeV)	σ (E)	σ (γ , n) (E)	Γ_n / Γ_f (E)
6.73	2.5828	19.39 \pm 3.84	0.68 \pm 0.02
7.23	2.6153	12.30 \pm 3.34	1.18 \pm 0.01
7.38	2.6493	18.89 \pm 2.78	0.84 \pm 0.03
7.64	2.7082	16.78 \pm 2.98	0.85 \pm 0.02
7.72	2.7264	21.31 \pm 2.68	0.77 \pm 0.01
7.88	2.7626	32.84 \pm 8.00	0.90 \pm 0.06
7.91	2.7694	37.42 \pm 5.88	0.87 \pm 0.02
9.00	3.0164	42.53 \pm 5.67	1.04 \pm 0.06
9.72	3.1796	61.82 \pm 16.65	0.98 \pm 0.01
MÉDIA			0.89 \pm 0.01
* = REFERÊNCIA (48)			** = REFERÊNCIA (169)
*** = REFERÊNCIA (161)			**** = REFERÊNCIA (13)

APÊNDICE 01

TABELA - 1 - 2

U-238 (*)			
Z²/ A = 35.56	B_n = 6.153 (**)	E_f = (5.8 +- 0.2) (***)	v(E) = 0.1230 E + 1.8620 (****)
ENERGIA (MeV)	γ (E)	σ (γ ,n) (E)	Γ_n /Γ_f (E)
6.73	2.6898	20.79 +- 2.74	1.96 +- 0.06
7.23	2.7513	05.35 +- 2.92	1.41 +- 0.23
7.38	2.7697	19.42 +- 1.75	1.85 +- 0.02
7.64	2.8017	19.44 +- 4.08	1.89 +- 0.08
7.72	2.8116	16.57 +- 2.41	1.76 +- 0.16
7.88	2.8312	22.52 +- 1.16	1.98 +- 0.25
7.91	2.8349	-	-
9.00	2.9690	75.87 +- 9.74	2.01 +- 0.02
MÉDIA			1.84 +- 0.06
* = REFERÊNCIA (108)		** = REFERÊNCIA (169)	
*** = REFERÊNCIA (161)		**** = REFERÊNCIA (13)	

APÊNDICE 01

TABELA-1-3

Th-232 (*)			
$Z^2/A = 34.91$	(**) $B_n = 6.436$	(***) $E_f = (6.0 \pm 0.2)$	(E) = $-0.143E+2.826; E < 8.2$ (E) = $0.175E+0.453; E > 8.2$
ENERGIA (MeV)	τ (E)	σ (γ, n) (E)	Γ_n / Γ_f (E)
6.73	1.8636	30.78 \pm 2.01	3.90 \pm 0.12
7.23	1.7921	06.57 \pm 1.58	3.65 \pm 0.07
7.38	1.7707	18.26 \pm 1.97	6.30 \pm 0.06
7.64	1.7335	25.99 \pm 4.33	4.64 \pm 0.37
7.72	1.7220	22.06 \pm 3.38	5.81 \pm 0.41
7.88	1.6992	26.98 \pm 3.15	5.87 \pm 0.06
7.91	1.6949	-	-
9.00	2.0280	73.46 \pm 14.47	8.75 \pm 0.79
MÉDIA			5.56 \pm 0.14
* = REFERÊNCIA (108)		** = REFERÊNCIA (169)	
*** = REFERÊNCIA (161)		**** = REFERÊNCIA (13)	

APÊNDICE 01

TABELA-1-4

NUCLÍDEOS	$E_f^* - B_n^*$	Γ_n / Γ_f	Z^2 / A	Γ_f / Γ_A
Np-237	- 0.33	0.89 +- 0.01	36.49	0.53
U-238	0.35	1.84 +- 0.06	35.56	0.35
Th-232	0.26	5.56 +- 0.14	34.91	0.15
U-233	-0.75	0.54 +- 0.05	36.33	0.66+-0.02
Pu-239	-0.55	0.44 +- 0.05	36.97	0.70+-0.02

APÊNDICE 01

TABELA-1-5

ENERGIA (MeV)	$\sigma (\gamma, f)(Th-232) / \sigma (\gamma, f)(U-238)$ ^(*)
6.73	0.75 +- 0.11
7.23	0.47 +- 0.21
7.38	0.28 +- 0.04
7.64	0.43 +- 0.12
7.72	0.40 +- 0.04
7.88	0.40 +- 0.08
7.91	0.34 +- 0.05
9.00	0.22 +- 0.04
MÉDIA	0.41 +- 0.04
(*) - SECCÕES DE CHOQUE DE FOTOFISSÃO OBTIDAS NA REFERÊNCIA (108).	

APÊNDICE 02

Neste apêndice 02 são mostrados nas tabelas-2-1 e 2-2 respectivamente . os erros estatísticos e sistemáticos considerados para os cálculos finais das secções de choque de fotofissão.neutrons totais e fluxos gama.Conforme exposto no decorrer deste trabalho, os erros finais destas medidas foram obtidos pela aplicação da teoria de propagação de erros as expressões adequadas para os cálculos, indicadas no apêndice 04..Estas tabelas que constituem o apêndice 02 fornecem subsídios para que sejam feitos cálculos mais refinados com relação aos erros totais dos parâmetros medidos neste trabalho,de acôrdo com as novas teorias sobre erros.conforme pode ser apreciado na referência (146)

APÊNDICE 02

TABELA-2-1

1- ERROS ESTATÍSTICOS	$\sigma (\gamma, f) (E)$	$\sigma (\gamma, N) (E)$	$\delta (\gamma/cm^2s)$
TEMPO DE IRRADIAÇÃO DAS AMOSTRAS	0.1 %	0.1 %	0.1 %
REPRODUTIBILIDADE CONTAGEM GAMA/AJ. GAUSSIAN.	-	-	2.1 - 7.6 %
REPRODUTIBILIDADE CONTAGEM TRAÇOS FISSÃO	1.5 - 5.1 %	-	-
REPRODUTIBILIDADE CONTAGEM NEUTRONS TOTAIS	-	2 - 13 %	-

TABELA - 2 - 2 -

2 - ERROS SISTEMÁTICOS		d (r, f) (E)		d (r, N) (E)		d (r / cm ² s)	
EFICIÊNCIA CONTAGEM GAMA		-	-	-	-	-	-
ERRO FATOR GEOMÉTRICO CONTAGEM GAMA		-	-	-	-	3.1 %	-
EFICIÊNCIA DO DETECTOR TRACOS DE FISSÃO		3.1 %	-	-	-	-	-
NÚMERO DE ÁTOMOS DAS AMOSTRAS		2.8 %	-	2.8 %	-	-	-
AJUSTE DAS LINHAS GAMA SECUNDÁRIAS		< 0.1 %	< 0.1 %	< 0.1 %	-	-	-
CORREÇÃO PARA PERCENTAGEM ISOTÓPICA		0.3 - 1 %	0.3 - 1 %	0.3 - 1 %	-	-	-
CORREÇÃO PARA AUTO AB-SORÇÃO: FRAG. FISSÃO		3.5 - 3.8 %	-	-	-	-	-
CORREÇÃO PARA AUTO AB-SORÇÃO: NEUTRONS		-	-	DESPREZÍVEL	-	-	-
CORREÇÃO PARA FISSÕES OCASIONADAS NEUTRONS		2 - 5 %	2 - 5 %	2 - 5 %	-	-	-
SUBTRACAO CONTAGENS RELATIVAS ALUMINIO ESTRUT		2 - 4 %	2 - 4 %	8 - 10 %	1 - 3 %	-	-
ATENUAÇÃO NOS ALVOS DO ALUMINIO ESTRUTURAL		DESPREZÍVEL	DESPREZÍVEL	DESPREZÍVEL	-	-	-
MEIAS VIDAS DO U-233 ; PU-239 E CF-252		DESPREZÍVEL	DESPREZÍVEL	DESPREZÍVEL	-	-	-
INTENSIDADES RELATIVAS DAS LINH. SECUNDÁRIAS		DESPREZÍVEL	DESPREZÍVEL	DESPREZÍVEL	-	-	-
AJUSTE ENERGIAS GAMA NO SISTEMA EQUAÇÕES		0.6 - 1.1 %	0.6 - 1.1 %	0.6 - 1.1 %	-	-	-
GEOMETRIA COLOCAÇÃO AMOSTRAS-LONG COUNTER		0.1 %	0.1 %	0.1 %	-	-	-
POSICIONAMENTO AMOSTRAS DETEIORES NO FORN-AMO.		DESPREZÍVEL	DESPREZÍVEL	DESPREZÍVEL	-	-	-
EFICIENCIA DO DETECTOR LONG - COUNTER		-	-	3.6 %	-	-	-

APENDICE 03

Neste apêndice 03 são mostrados na tabela-3-1 os valores das eficiências do detector cintilador NaI (TI) (3 x 3)", em função da energia, empregados neste trabalho para o cálculo dos fluxos gama incidentes nas amostras. Esses valores foram obtidos na referência (76).

APÊNDICE 03

TABELA-3-1

ENERGIA (MeV)	EFICIÊNCIA (*)
5.43	0.163 +- 0.010
6.76	0.085 +- 0.008
7.23	0.082 +- 0.008
7.38	0.081 +- 0.008
7.64	0.080 +- 0.008
7.72	0.079 +- 0.008
7.88	0.078 +- 0.008
7.91	0.078 +- 0.008
9.00	0.074 +- 0.007
9.72	0.071 +- 0.007

(*) - REFERENCIA (76)

APENDICE 04

PROPAGAÇÃO DE ERROS

Em todos os cálculos, envolvendo os valores das secções de choque de fotofissão,neutrons totais,fotoneutrons,fotoabsorção total e parâmetros relacionados como as competições Γ_n / Γ_f , Γ_f / Γ_A , altura de barreira simples de fissão , fissionabilidade relativa,temperaturas nucleares,efetuados neste trabalho foi empregado o método da propagação dos erros as expressões pertinentes . Neste apêndice será descrita de forma bastante suscinta a metodologia da propagação de erros,enfatizando principalmente a obtenção das expressões práticas usadas quando dos referidos cálculos das secções de choque.Este resumo foi baseado principalmente nas referências (6 , 11).

Quando se está trabalhando com ciência experimental,não se conhece com precisão os erros reais envolvidos na determinação de um parâmetro qualquer y (1) ,mas tem-se apenas uma idéia aproximada , por meio do erro estimado , tal como o desvio padrão σ (y) , obtido através de um certo número de determinações deste parâmetro.Este desvio padrão é calculado por meio da seguinte expressão, por definição:

$$\sigma^2 (y) = \lim_{N \rightarrow \infty} (1 / N) \sum_1^N [y (i) - Y]^2 (1)$$

sendo :

$\sigma^2 (y)$ = é a variância da distribuição ;

Y = é a média de um numero grande de medidas, N

Considerando ainda que a medida y seja dependente do valor

medido de x , e que este valor seja obtido com um erro Δx , isto irá repercutir num erro Δy ao parâmetro y . Partindo do pressuposto que os erros envolvidos Δx e Δy são na prática pequenos, quando comparados a y e x , então aproxima-se o valor da razão $\Delta y / \Delta x$ a derivada da função num ponto genérico qualquer (x, y) , de tal modo que :

$$\Delta y / \Delta x \approx dy / dx$$

Este conceito, quando expandido para uma função de diversas variáveis independentes, fornece a seguinte expressão :

se $y = f(u, v, \dots)$, então :

$$dy = \left[\partial f / \partial u \right] du + \left[\partial f / \partial v \right] dv + \dots \quad (2)$$

Nesta expressão foram desprezados os termos de ordem superior, tais como as derivadas de segunda ordem e as derivadas cruzadas:

$$\frac{\partial^2 f}{\partial u^2} \quad \frac{\partial^2 f}{\partial v^2} \quad \frac{\partial^2 f}{\partial u \partial v}$$

quando da expansão da função f em série de TAYLOR, sob a hipótese de que os erros considerados são pequenos.

Podemos então correlacionar as expressões (1) e (2), tendo em vista que, por aproximação, podemos supor que :

$$dy \sim [y(i) - Y]; \quad du \sim [u(i) - U]; \quad dv \sim [v(i) - V]; \dots$$

(Y, U, V, \dots são os valores médios das variáveis), e então :

$$\sigma^2(y) \sim \lim_{N \rightarrow \infty} (1/N) \sum_1^N [u(i) - U]^2 \left[\partial y / \partial u \right]^2 + [v(i) - V]^2 \left[\partial y / \partial v \right]^2 + \dots$$

$$\sim \lim_{N \rightarrow \infty} 1/N \sum_1^N [u(i) - U]^2 \left[\partial y / \partial u \right]^2 + [v(i) - V]^2 \left[\partial y / \partial v \right]^2 + \dots$$

$$+ 2 [u(i) - U] [v(i) - V] \partial y^2 / \partial u \partial v + \dots$$

ou seja :

$$\sigma^2 (y) \sim \sigma^2 (u) \left(\frac{\partial y}{\partial u} \right)^2 + \sigma^2 (v) \left(\frac{\partial y}{\partial v} \right)^2 + 2 \sigma (uv) \left(\frac{\partial y^2}{\partial u \partial v} \right) + \dots \quad (3)$$

Simplificando a expressão (3) para uma situação onde a função $y = f (u , v)$ somente explicitadas em termos das constantes C e K reais e positivas, as formulas práticas para a propagação de erros podem ser obtidas a partir do uso das seguintes expressões :

ADIÇÃO E SUBTRAÇÃO

$$y = [Ku + / - Cv]$$

$$\sigma^2 (y) = K^2 \sigma^2 (u) + C^2 \sigma^2 (v) + / - 2KC \sigma^2 (uv) \quad (4)$$

MULTIPLICAÇÃO

$$y = [+ / - Kuv]$$

$$\sigma^2 (y) = K^2 v^2 \sigma^2 (u) + K^2 u^2 \sigma^2 (v) + 2 K^2 uv \sigma^2 (uv) \quad , \text{ou}$$

$$\sigma^2 (y) = y^2 \left(\left[\sigma (u) / u \right]^2 + \left[\sigma (v) / v \right]^2 + 2 \sigma^2 (uv) / uv \right) \quad (5)$$

DIVISÃO

$$y = + / - [Ku / v]$$

$$\sigma^2 (y) = K^2 \sigma^2 (u) / v^2 + K^2 u^2 \sigma^2 (v) / v^4 + 2K^2 u \sigma^2 (uv) / v^3$$

ou seja:

$$\sigma^2 (y) = y^2 \left(\left[\sigma (u) / u \right]^2 + \left[\sigma (v) / v \right]^2 - 2 \sigma^2 (uv) / uv \right) \quad (6)$$

Normalmente ,quando as variáveis u e v não são correlacionadas, os terceiros termos das expressões finais (4) , (5) e (6) são desprezados. Porém , nos cálculos efetuados neste trabalho esses termos foram levados em conta, uma vez que as secções de choque de fotofissão e de neutrons total estão correlacionadas em termos da medida do fluxo gama.

APENDICE 05

Neste apêndice 05 são mostrados na tabela-5-1- os dados referentes ao número de traços de fotofissão e o número de neutrons detectados para as amostras de U-233 e Pu-239 ,usados para o cálculo das secções de choque de fotofissão e de neutrons totais.

APÊNDICE 05

TABELA - 5 - 1

ENERGIA (MeV)	σ (γ, f) [cont.liquidas]		σ (γ, N) [cont.liquidas]	
	U-233	Pu-239	U-233	Pu-239
5.43	3185 +- 112	4005 +- 164	-	-
6.73	14852 +- 199	6431 +- 133	1149 +- 74	1914 +- 165
7.23	4553 +- 63	4975 +- 325	959 +- 123	1425 +- 107
7.38	2101 +- 30	3226 +- 24	524 +- 36	979 +- 121
7.64	13824 +- 141	5717 +- 171	941 +- 77	1823 +- 129
7.72	2595 +- 21	3655 +- 131	723 +- 80	1230 +- 75
7.88	3729 +- 34	5172 +- 48	897 +- 47	1570 +- 116
7.91	14317 +- 207	5227 +- 44	1585 +- 174	1095 +- 34
9.00	19913 +- 419	12186 +- 597	2657 +- 148	4029 +- 255
9.72	18747 +- 227	11032 +- 557	2841 +- 218	3709 +- 307
AL. ESTRUTURAL	13574 +- 124	4593 +- 79	576 +- 48	1252 +- 101

BIBLIOGRAFIA

001- AHLFELD,C.E.; BAUMAN ,N.P.- Measurement of sigma (γ ,n) cross sections of Th-232,U-233 and Np-237 with aluminium capture gamma rays. Trans.Am.Nucl.Soc. 14(2), p. 807-808, 1971.

002- AXELL P.- Physical Review 126, pg.671.

003- ALEKSANDROV,B.;KRIVOKHATSKI,A.;LAZAREVA,L.;NIKITINA N. RANYUK,Y. - Relative probabilities of photofission of U-235,U-238,Np-237,Pu-239,Am-241,Am-243,in the gamma ray energy region 100-1000 MeV. Sov.J.Nucl.Phys. 28 (5),p. 600-601, 1978.

004- ANDERL,R.A.;YESTER,M.V. ;MORRISON,R.C. - Photofission cross sections of U-238 and U-235 from 5.0 to 8.0 MeV. Nucl.Phys.A-212, p.221-240, 1973.

005- ARRUDA,J.; HERDADE,S. ; BHANDARI,B. ; NASCIMENTO, I. - Eletrofission and fotofission of U-238 in the energy range 6-60 MeV.Physical Review C vol 14 n 4 ,p.1499-1505,1976.

006- ATALLA,L. - Interpretação quantitativa de resultados experimentais- SÃO PAULO-INSTITUTO DE ENERGIA ATÔMICA, maio de 1978-IEA-INF-60.

007- BACK,B.;HANSEN,O.; BRITT,H.;GARRET,J.;LEROUX,B.-Fission barriers for doubly even actinide nuclei from (t,pf),(p,pf),(he3,df),(t,f) studies.Physics and Chemistry of fission.Proceedings of...ROCHESTER,1973 p. 25-36. IAEA-VIENNA

008- BACK,B.;BRIT,H.;HANSEN,O.;LEROUX,B.- Fission of U , Pu , Np and Am isotopes excited in the (d , p) reactions.Nucl.Physics A165, p. 449-74, 1971.

009- BACK,B. ; HANSEN,O. ; BRITT,H. ; GARRET,J. ; LEROUX,B.- Experimental fission barriers of actinide nuclei-IAEA-Physics and Chemistry of fission.Proceedings of....ROCHESTER,August 1973, p.1 , .VIENNA

010- BAERG,A.P.;BARTHOLOMEU,R.;BROWN,F.;KATZ,L.; KOWALSKI,S. -The angular distribution of photofission fragments- Can.J.Physics vol.37,p.1418-1437.1959.

011- BEVINGTON,P.-Data reduction and errors analysis for the physical sciences. New York ,Macgraw-hill, 1969.

012- BURNET,D;GATH,R;PLASIL,F;PRICE,P;SWIATECKI,W;THONSOM
Fission barrier of Thallium-201.Phys.Review 134, p. 952-63, 1964.

013- BERMAN,B ;CALDWELL,J ;DOWDY,E ;DIETRICH,S ;MEYER,S;
ALVAREZ,R.- Photofission and photoneutron cross sections and photofission neutron multiplicities for U-233,U-234,Np-237 ,and Pu-239-Physical Review C,vol 34(6),p. 2201-2214,1986.

014- BHANDARI,B;NASCIMENTO,I.-Present status of photofission of actinides near threshold-Nucl.Sci.Eng. 60 ,p.19-26,1976.

015- BHANDARI,B-Penetrability through a three humped barrier in quasi-classical approximation-Nuclear Physics A ,p.271-276,1976.

016- BHANDARI,B.-Subbarrier photofission of U-238-Physical Review C,vol 22(2),p. 606-615,1980.

017- BOHR,A.- On the theory of nuclear fission-UNITED NATIONS PEACEFUL USES OF ATOMIC ENERGY.Proceedings of the international conference..held in Geneva,-1956, APUD referéncia 158.

018- BOHR,N.;WHEELER,J.- The mechanism of nuclear fission-Physical Review vol 56, p. 426-450,1939.

019- BOWMAN,C.;AUCHAMPAUGH,G.;FULTZ,S.- Photodesintegration of U-235-Physical Review vol. 133(b) n3 ,p.676-683,1963.

020- BRANDT,R.-Overall review of the applications of SSNTDS in fission physics- Nucl.Inst.Meth. 173,p.147-153,1980.

021- BRITT,H.;BOLSTERLI,M.;NIX,J.;NORTON,J.-Fission barriers deduced from the analysis of fission isomer results-L.A.DC-72-1307, 1972.

022- BJORNHOLM,S.;LYNN,J.E.-The double humped fission barrier.Rev.Modern.Phys. vol52,n4,october 1980,p 725-931.

023- BLATT,J.M. ; WEISSKÖPF,V.F.-Theoretical nuclear physics. N.Y.-N.Y.-John Willey ed., 1952.

024- BOLDMAN,J.W.- Review of nimedia for Cf-252 and thermal neutron fission.Symposium held at NBS-Gaithersburg M.D.-8-31 MARCH 1977- GAITHERSBURG 1977,P.182-83.

- 025- BIANCHINI,F.-Determinação de spin e larguras radioativas dos níveis nucleares do telúrio com raios γ de captura.Campinas,1973-Tese de Doutorado-Instituto de Física.
- 026- CALDWELL,J.;DOWDY,E.- Experimental determination of photofission neutron multiplicities for eight isotopes in the mass range 232 to 239.Nucl.Sci.Eng. 56, p. 179-187,1975.
- 027- CALDWELL,J. ; DOWDY,E.-Experimental determination of photofission neutron multiplicities for U-235,U-236,U-238 and Th-232,using monoenergetic photons. Nucl.Sci.Eng. 73,p.153-163,1980
- 028- CALDWELL,J.; DOWDY,E. ; WORTH,G. - Prompt and delayed neutron yields from low energy photofission of Th-232 ,U-235 ,U-238, and Pu-239.IAEA SM-174\1-00 ,p. 430-445.
- 029- CALDWELL,J.;DOWDY,E.;BERMAN,B.;ALVAREZ,R.;MEYER,P.-Photo nuclear measurements on fissionable isotopes using monenergetic photons.Gordon conference-AUGUST 8-13,1976-Plymouth,New Hampshire . LAUA-76-1615.
- 030- CALDWELL,J.;DOWDY,E.;BERMAN,B.;ALVAREZ,R.;MEYER,P.-Giant resonance of the actinide nuclei:photoneutron and photofission cross sections for U-235,U-236,U-238 and Th-232.Physical Review C vol. 21(4), p.1215-1231, 1980.
- 031- CEMBER, H.- Introduction to health physics.Pergamon press,NEW YORK, 1969.
- 032- CESAR,M.- Secção de choque do Li-6, Li natural e Bi-209 para a reação (γ, n) junto ao limiar. São Paulo, 1970. (dissertação de mestrado- Escola Politécnica- UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO.)
- 033- CARVALHO,H.;MANFREDINI,A.;MUCHNIK,M.;SEVERI,M;WOFLI,W.- Th-232 and U-238 fission induced by low energy monochromatic gamma rays. Nuovo Cimento 29 (2),p.463-75,1963.
- 034- CLARK,D.- Shape isomers and the double humped barrier . Physics Today, dec. 1971, p.23-31.

035- CLARKE,K.- On the photofission cross sections near threshold of nuclei in the region of the very heavy elements- ANL-5853- Thesis -Chemistry Division- 1958- relatory.

036- CRAMER,J.;BRITT,C.-Fission studies for U, Th. and Pu isotopes with (t,pf) reactions. Physical Review C vol2 (6),p.2350-2357,1970.

037- CHADWICK,J. ; GOLDHABER.M. - A nuclear photoeffect-desintegration of the deuteron by gamma rays. Nature,134 ,LONDRES p.237-238, 1934.

038- CROSS,W.G.;TOMMASINO,L.A.-A rapid reading technique for nuclear particle damage track in thin foils .Radioat.Effects 5.p.85-9,1970.

039- DICKEY,P.;AXEL,P.-U-238 and Th-232 photofission and phtoneutron emission near threshold-Physical Review Letters, vol 35(8), p. 501-504, 1975.

040- DRAGNEV,E.; DERMENDJIEV,N.; KALINKOVA,N. ; KASHUKEEV,N.; TSCHIKLOV,N.;YANEVA,N.-Progress report on nuclear data activities in BULGARIA (1973), APUD REFERENCIA 13.

041- EAST,L.;WALTON,R.-Polyethylene moderated He3 neutron detectors-Nucl.Instr.Methods 72,p.161-66,1969.

042- FONG,P.-Statistical theory of nuclear fission:assymetric fission-Physical Review 102(2),p.434-448,1956.

043- FRANKEL,S.;METROPOLIS,N.-Calculations in the liquid drop model of fission-Physical Review 72(10),p.914-925,1947.

044- FLOCARD,H.;QUENTIN,P.;VANTHERIN,D.;KERMAN,K.-Conference on Physics and Chemistry of Fission,ROCHESTER. 1,p.221, 1973.

045- FUJIMOTO,Y.;YAMAGUCHI,Y.-Note on very large cosmic ray stars-Progress of theoretical Physics , vol 5 n1 ,p.76-81,1950.

046- FLEISCHER,R.;PRICE,P.;WALKER,R.- Nuclear Track in solids:principle and applications.Berkeley C.A.Univ.California,1975

047- GAVRON,A.;BRITT,H.;KONECNY,E.;WEBER,J.;WILHELMY,J.- Γ_n/Γ_f for actinide nuclei using (He^3,df) reactions. Physical Review C vol. 13(6),p.2374-2384.

048- GERALDO,L.-Estudo de reações fotonucleares junto ao limiar para o Np-237 com radiação gama de captura de neutrons termicos,Sao Paulo, 1982.(tese de doutoramento - IPEN/CNEN/SP.USP)

049- GERALDO,L. ; VINHAS,L. ; CESAR,M. - Study of Np-237 photonuclear reactions near threshold induced by gamma rays from thermal neutron capture.Nucl.Sci.Eng. 89, p. 150-158,1985.

050- GERALDO,L.- Angular distribution of the photofission fragments of Np-237 at threshold energy. J.Nucl.Phys. G V.12 (12),P.1423-1431.

051- GEILIKAN,B.-Some problems on the theory of nuclear fission.UNITED NATIONS PEACEFUL USES OF ATOMIC ENERGY held in Geneva,1958, p. 201.APUD referencia 158.

052- GINDLER,J. ; HUIZENGA,J.; SCHMITH,R.- Photofission and photoneutron emission in thorium and uranium.Physical Review vol. 104(2),p.425-433,1956.

053- GLASS,R.;THOMPSON,S.;SEABORG,G.- Nuclear thermodynamics of the heaviest elements.J.I.Nucl.Chemistry, vol11 p.3-44,1955.

054- GOLDENBERG,J.-Prompt and delayed photofission- Lectures MONTBLANK International Summer School-Canadian Association of Physicists- August 1-14,1971.

055- GRIFFIN,J.-Energy dependence of fission fragment anisotropy.Physical Review vol 116(1),p.107-118,1959.

056- GROSHEV,L.V.;LUTSENKO,V.N.;DEMODOV,A.M.;PELEKHOV,V.I. - Atlas of gamma ray spectra from radiative capture of thermal neutrons,LONDON, PERGAMON, 1959.

057- GUREVICH,G.;LAZAREVA,L;MAZUR,V.;SOLODUKHOV,G.;TULUPOV,B -Giant resonance in the total photoabsorption cross section of Z=90 nuclei. Nuclear Physics A-273,p.326-340, 1976.

058- HANSON,A.;MCKIBBEN,H;-A neutron detector having uniform sensitivity from 10 keV to 3 MeV.Physical Review v.72(8),p.673-677, 1947.

059- HAXBY,R.;SHOUP,W.;STEPHENS,W.WELLS,W.- Photofission of uranium and thorium.Physical Review vol 59, pg.57-63,1941.

060- HILL,D. ; WHEELER,J. - Nuclear constitution and the interpretation of fission phenomena.Physical Review 89 n5,p.1102-1145,1953.

061- HUIZENGA,J.;GINDLER,J;DUFFIELD,R.-Relative photofission yields of several fissionable materials.Physical Review vol .95(4),p.1009-1011,1954.

062- HUIZENGA,J.;CLARKE,K.;GINDLER,J.;VANDENBOSCH,R. - Photo fission cross sections of several nuclei with monoenergetic gamma rays. Nuclear Physics 34, p. 439-456, 1962.

063- HUIZENGA,J. - Correlation of the competition between neutron emission and fission.Physical Review vol 109(2),p.484-486,1958.

064- HUIZENGA,J-The nuclear fission process. Proceedings of UNITED NATIONS PEACEFUL USES OF ATOMIC ENERGY,GENEVE ,1956,APUD REFERENCIA 158.

065- HUIZENGA,J.- Near barrier fission induced with photons Nucl. Tech. vol. 13, p. 20-31, 1972.

066- HUIZENGA,J.;BRITT,H.- Theoretical photofission theory and Experiment.In Berman:Photonuclear reactions and applications.Proceedings of the international conference in...held in Asilomar,Oad Ridge Tenesses, v2,p 833-4 , 1973.

067- HYDE,E.-The nuclear properties of the heavy elements fission phenomena. NEW JERSEY,PRENTICE HALL, v.3 , 1964.

068- HALPERN,I.;STRUTINSKI,G.-Proceedings of the second internacional conference on the peaceful uses of atomic energy,Geneve,1958, p./ 1513.

069- HAHN,O.- The discovery of fission . Scientific American

070- HEATH,R.- Scintillation spectrometry gamma ray spectrum catalogue .IDAHO Falls id, USAEC Idaho Operations Office, August 1964.(IDO-16880).

- 071- IGNATYUK,A.;RABOTNOV,N.;SMIRENKIN,G.;SOLDATOV,A.;TSIPENIUK V. - Subbarrier photofission of even-even nuclei.Soviet. Physics-JETP .v. 24(3),p.684-693,1972.
- 072- ISTEKOV,K.;KUPRIANOV,V.;FURSOV,B.;SMIRENKIN,G.- On the applicability of the conventional systematics of the fission probability.Sov.J.Nucl.Phys. vol 29(5),p.595-602,1979.
- 073- IVANOF,K. ; PETRZHAK,A. - Relative photofissibility of Th-232,U-235,Np-237 and Pu-239.Soviet Atom.Energy vol 36 (5),p. 405-406.
- 074- IYER,R.;SAGU,M.-Fragment angular distribution in the 14 MeV neutron induced fission of Th-232,U-233,U-235,U-238,Np-237 Pu-239 and Am-241,using solid state track detectors
- 075- JARCZYK,L.;KNOEPEL,H.L.;LANG,J.;MULLER,R.;WOLFLI,W.-The nuclear reactor as a high intensity source for discrete gamma rays up 11 MeV.Nucl.Instr.Method. 13, p.287-296,1961.
- 076- JARCZYK,L.;KNOEPEL,H.;LANG,J.;MULLER,R.;WOLFLI,W.-Photo peak efficiency and response function of various NaI(Tl) and CsI(Tl) crystals in the energy range up to 11 MeV .Nucl.Instrum.Methods 17, p. 310-320,1962.
- 077- KAHANE,S.;WOLF,A.-Photofission of U-238 with neutron capture gamma rays.Physical Review C vol. 32(6),p.1944-1954,1985.
- 078- KATZ,L.- Photofission of U-238.Physical Review 99(1),p.98-106. 1955.
- 079- KARMAYAN,S.-Corrections to the formulas for the neutron evaporation width Γ_n and the fission width Γ_f .Soviet J.Nucl.Physics 27(6),p.775-778,1978.
- 080- KATZ,L. ; MCNEILL,K. ; LEBLANC,M.;BROWN,F.-Photoneutron emission from Th-232,U-233 ,U-238,Pu-239. Canadian J.of Physics 35, p. 470-476, 1957.
- 081- KATZ,L.;BAERG,A.;BROWN,F.-Photofission in heavy elements .Peacefull uses of... p. 188-199,p/200. section a-21. in UNITED NATIONS PEACEFUL USES OF ATOMIC ENERGY ,APUD referéncia 158 .

082- KHAN,A.;KNOWLES,J.-Photofission of Th-232,U-238,U-235 near threshold using a variable energy beam of gamma rays. Nuclear Physics A-179,p.333-352,1972.

083- KNOWLES,J.;MAFRA,O.-Intermediate structure in the photoneutron cross sections near the photofission threshold of U-238.Atomic Energy of Canada Limited-CHALK RIVER- Ontario.

084- KNOU,G.- Radiation Detection and Measurement.

085- KNOWLES,J.-Photofission in U-238 and Th-232-University of Toronto Physics Seminar,October 16, 1969, and Saclay in 19/02/72.

086- KNOWLES,J.;AHMED,N.- Methods of applying compton scattered neutron capture radiation to nuclear photo-excitation-AECL-2535- CHALK RIVER-Ontario, march 14, 1966,CANADA.

087- KOCH,H. ; MCELHINNEY,J. ; GASTEIGER,E. - Experimental photofission threshold in U-233 ,U-235 ,Pu-239 and Th-232.Physical Review 77(3), p. 929-936.

088- KUNIOSHI,S.-Distribuição angular dos fragmentos de fotofissão do U-238 na energia de 5.43 MeV.(dissertação de mestrado -Instituto de Física da USP- 1973.).

089- KUPRIANOV,K.;ISTEKOV,K.;FURSOV,B.;SMIRENKIN,G. - Simple description of the dependence of the fission barriers and the ratio Γ_n / Γ_f on the nucleonic composition for transuranium nuclei.J.Nucl.Physics 32(2),p.180-191,1980.

090- KUPRIANOV,K. ; SMIRENKIN,G. ; FURSOV,B.- Systematics of neutron cross section of the fission of transuranium nuclei. Soviet J.Nucl. Physics 27(6),p.775-778, 1978.

091- KUPRIANOV,K.;SMIRENKIN,G.;FURSOV,B.-The ratio Γ_n / Γ_f and the fission barriers of cold and heated heavy nuclei. Soviet J.Nucl.Physics 39(3), p. 352-357,1984.

092- KUPRIANOV,K.;SMIRENKIN,G.;FURSOV,B.-Fission barriers and Γ_n / Γ_f systematics for heavy nuclei.($Z= 92-100$) . INDC (CCP)-200/L-IAEA Nuclear Data Section, 1983.

093- KOSKINAS,M.-Laboratório de metrologia nuclear do IPEN/CNEN/SP- comunicação pessoal.

094- LAMPHERE,R.-Fission cross sections and fragment angular distribution for fast neutron induced fission of U-234.Nuclear Physics 38,p.561-589,1962.

095- LEACHMAN,R.-Nuclear Fission.Scientific American,p.49-59 , august 1965.

096- LEACHMAN,R.-The fission process- mechanism and data. Session A-22. p/2467, UNITED NATIONS PEACEFUL USES OF ATOMIC ENERGY,GENEVE,1958 p.229-243. APUD REFERENCIA 158.

097- LEES,E. ; PATRICK,B. ; BOWEY,E.- A high efficiency bf-3 detector assembly for photofission and photoneutron studies. Nucl.Instrum.Meth. 171, p.29-41, 1980.

098- LINDGREEN,L.;SANDEL,A.-Study of the differential cross section in subbarrier photofission of u-238. Z.Phys.A-285,p./415-422, 1978.

099- LYNN,J.- Theoretical neutron calculation the cross section of fissionable nuclei.In Michaudon :Nuclear Fission and neutron induced fission cross sections.vol 1,APUD REFERENCIA 106.

100- LINDNER,M.-Radiochemical study of the competition between neutron emission and fission in U-238 at discrete excitation near the binding energy.Nucl.Physics 61,p.17-24,1965.

101- LONE,M.;LEAVITT,R.;HARRISON,D.-Prompt gamma rays from thermal neutron capture.ATOMIC DATA AND NUCLEAR DATA TABLES 26,p.511-559,1981.

102- LORENZ,A.-Proposed recommende list of heavy element radion. decay data. INDC(NDS)- 149/NE, 1983.

103- LORENZ,A.-Nuclear decay data radionuclides used as calibration standards. VIENNA-International Data Committee, 1983.IUDC(NDS)-145/GEI.

104- LYNN,J.-Structure in subthreshold fission modes.Report AERE-R-5891, UKAEA, and Symposium on Nucl.Struc.,p. 463,DUBNA, 1968

105- LOW energy photon spectrometer detector series
GPL.HPG.Oak Ridge Tn. (manual de equipamento).

106- MICHAUDON,A.- Nuclear fission and neutron induced
fission cross sections.voll Pergamon Press editor .1981.

107- MAFRA,O-Arranjo experimental para produção e utilização
de raios gama de captura radioativa de neutrons. SÃO
PAULO,1969.(dissertação de mestrado:Escola Politécnica, USP).

108- MAFRA,O.- Estudo da competição entre a emissão de
fotoneutrons e a fotofissão no U-238 e Th-232 junto ao limiar.SÃO
PAULO, 1971.(tese de doutoramento, Escola Politecnica,USP.).

109- MAFRA,O. ; KUNIOSHI,S. ; GOLDENBERG,J.- Intermediate
structure in the photoneutron and photofission cross sections in
U-238 and Th-232.Nucl.Physics A-186,p.110-126,1972.

110- MAFRA,O. ; CESAR,M. ;RENNER,C.;GOLDENBERG,J.-The Th-232
(γ,n) cross section near threshold.Nucl.Physics A-236,p.1-9,1974.

111- MCDONALD- Structure and electromagnetic interaction.
EDINBURG AND LONDON, 1964.

112- McELHINEY,J. ; OGLE,W. - Relative photofission cross
sections of several fissionable material.Phys.Review 81(3),p.342-46

113- MARMIER,P.;SHELDON E.- Physics of nuclei and
particles.New York Academic, 1971.

114- MANFREDINI,A.;FIORE,L.;RAMORINO,C.;CARVALHO,H.;WOFLI,W.-
Angular distribution of U-238 photofission fragments for 12
different monoenergetic gamma rays.Nucl.Phys.A-123,p.664-72,1969.

115- MANFREDINI,A.;FIORE,L.;RAMORINO,C.;CARVALHO,H.;WOFLI,W.-
Cross sections for the photofission of Th-232 induced by mono-
energetic gamma rays of 12 energies. Nucl.Phys.A-127,p.687-92, 1969.

116- MANFREDINI,A.;MUCHNIK,M;FIORE,L.;RAMORINO,C.;CARVALHO,H
.;BOSCH,R.- Results on the cross sections of U-238 photofission
induced by low energy monoenergetic gamma rays. Nuovo Cimento 44
,p.218-221,1966.

117- MIGNECO,E.;THEOBALD,A.-Resonance grouping structure in neutron induced subthreshold fission of pu-240.Nuclear Physic A-112 p.603-608,1968.

118- MOREH,R.-Review of intense gamma sources using neutron capture. Nucl.Instrum.Methods 166 ,p.29-38,1979.

119- MOREH,R.;JACOB,I.;MOURAD,R.-A new high resolution gamma ray monochromador.Nucl.Instrum.Methods 127,p.193-203, 1975.

120- MUGHABGHAB,S. ; DIVADEENAN,M. ; HOLDEN,N.-Neutron cross sections, voli-neutron reactor parameter and thermal cross sections-part A-B. ACADEMIC-PRESS. 1984.

121- MORAES,M.A.P.V.;PUGLIESI,R.-Determinação de massas de U-233 e Pu-239 por espectrometria gama.IPEN-PUB-206, Setembro de 1988, 10 páginas.

122- MORAES,M.A.P.V.;CESAR,M.T.-Photofission cross sections of U-233 and Pu-239 near threshold using neutron capture gamma rays.Nuclear Instruments and Methods A277, p.467-472 ,1989. (série IPEN-PUB-249,fevereiro de 1989)

123- MORAES,M.A.P.V. ; CESAR,M.F. - Photoabsorption cross sections of Pu-239 using neutron capture gamma rays.Proceedings of the "FIFTY YEARS WITH NUCLEAR FISSION " held in Gaithersburg-Maryland, april, 25-28, 1989.

124- MORAES,M.A.P.V.,CESAR,M.F.-Photonuclear cross sections of U-233 using neutron capture gamma rays,near threshold.Proceedings of the "FIFTY YEARS RESEARCH IN NUCLEAR FISSION", held in Berlin, april, 3-7, 1989.

125- MORAES,M.A.P.V. ; CESAR,M.F.- Angular distribution of Pu-239 photofission fragments using neutron capture gamma rays. Proceedings of the "International Conference on Nuclear Physics",SÃO PAULO,Agosto, 1989.

126- MAFRA,O.;CESAR,M.F.;GERALDO,L.;TANAKA,E;RENNER,C.-Determination of the U-235 content in enriched samples by the fission track registration technique. Nucl. Instrum. Methods 4 ,p.2775-80, 1980.

127- MAFRA,O.;COUTO,M.;GERALDO L.P.- Determination of uranium content of tubers by the track registration technique Nucl.Tracks 4,p.277-80, 1980.

128- MEADOWS,J.- comunicação pessoal.A ser publicado na serie ANL (ARGONNE NATIONAL LABORATORY).

129- MEITNER,L.;FRISCH,O.R.- Nature 143,p.239,APUD BOHR and WHEELER J.. The mechanism of nuclear fission . Physical Review 56(5),p.426-50,1939.

130- NEW England Nuclear calibration certificate,(NES-1305), (NES-1305),MAY, 1982.

131- NIX,J.-The normal modes of oscillation of a uniformly charged drop about its saddle point shape-Annals of Physics 41,p.52-107,1967.

132- NIFENECKER ,H.-Low energy nuclear fission. In nuclear structure- edited by Abrahams K.,Allaart K., Dieperink,a.- Plenum Press- N.Y. , 1981. p. 309.

133- NILSSON,S.;TSANG,C.;NILSSON,B.-On the nuclear structure and stability of heavy and superheavy elements.Nucl.Phys. A 131,p.1-66, 1969.

134- NIX,J.-Calculation of fission barriers for heavy and super-heavy nuclei.Am.Rev.Nucl. 72 ,p.65-120, 1972.

135- NILSSON,S.-Binding states of individual nucleon in strongly deformed nuclei.Math.Fys.Medd. 29 (16),p.1-68,1955.

136- OSTAPENKO,Y.;SMIRENKIN,G.;SOLDATOV,A.- Photofission at subbarrier excitation. Sov.J.Part.Nucl. 12(6),p.545-573,1981.

137- OSTAPENKO,Y.;SMIRENKIN,G.;SOLDATOV,A.;ZUCKO,V.;TSIPENYUK,Y - Submitted to Vopr.At.Teck.Ser.Yad.Konst, APUD Referência 13.

138- PIK-PICHAK,G.-On the stability of the saddle point figures of a fissioning nucleus in the liquid drop model. Soviet. J. Nucl.Phys. 41(2),p.189-192,1985.

139- POLIKANOV,S. ; DRUIN,V. ; KARNAUKHOV,V. ; FOMICHT,V. - Spontaneous fission with an anomalously short period.Soviet Physics JETP, vol.15(6),p.1016-1021,1962.

- 140- RABOTNOV,N.;SMIRENKIN,G.;SOLDATOV,A;USACHOV,L;KAPITZA,S
- Photofission angular anisotropy and the parity of the ground state of Pu-239.Nucl.Phys. 77,p.92-98,1966.
- 141- REUS,V. ; WESTMEIER,W. - Catalog of gamma rays from radioactive decay .AT.DATA NUCL. DATA TABLES, 29(2),p.193-406,1983.
- 142- RENNER,G.; LOURENCO,A. ; MAFRA,O. - Makrofol as fission fragment detectors. SÉRIE IEA-PUB-323,São Paulo, janeiro 1974,IEA.
- 143- SCHMITT,R.;DUFFIELD,R.-Low energy activation functions for photofission of U-238 and Th-232.Physical Review. 105(4),p.1277-1284,1957.
- 144- SEGRE,E.-Thresholds for (γ, n) and $(\gamma, 2n)$ reactions neutrons bindings energies. Experimental Nuclear Physics vol. III,p.332. N.Y., John Willey 1959.
- 145- SHAPIRO,A.;STUBBINS,W.- Photofission cross sections of Pu-238 and Pu-239.Nucl.Sci.Eng. 45, p. 47-51,1971.
- 146- SCHMIT D. - Covariance matrices and applications to the field of nuclear data.Argonne National Laboratory,Applied Physics Division. Argonne, Illinois, U.S.A.Comunicação Pessoal.
- 147- SOLDATOV,A.;TSIPENYUK,Y;SMIRENKIN,G.-Angular anisotropy of photofission of pu-239.Soviet,J.Nucl.Phys. 11(5),p.552-556,1972.
- 148- STRUTINSKY,V.-Shells in deformed nuclei. Nucl. Phys. A-122,p. 33, 1968.
- 149- STRUTINSKI,V.-Shells effects in nuclear masses and deformation energies. Nucl.Physics A-95,p.420-442,1967.
- 150- SWIATECKI,W.-Systematics of fission thresholds.Physical Review vol 101(1), p.97-100,1956.
- 151- STRASSMAN,H.- Naturwiss. 27, p.11, 1939.APUD REFERÊNCIA 18.
- 152- SET of 8 calibrated gamma emitting sources (EMS-A2) VIENNA. IAEA,jan 1982.
- 153- STORM,E.;ISRAEL,H.- Photon cross sections from 1 keV to 100 MeV for elements 1 through 100. NUCLEAR DATA TABLES a7(6),p.565 1970.

154- SIMMONS,J.;HENKEL,R.-Angular distribution of fragments in fission induced by MeV neutrons Physical Review vol.120 (1),p.198-210.

155- TROUBETZKOY,E;GOLDSTEIN,H.-A compilation of information on gamma ray spectra resulting from thermal neutron capture.ORNL 2904-UC-34-1961.

156- TANAKA,E.-Desenvolvimento da técnica do registro de traços de fragmentos de fissão para a determinação de contaminação de urânio-SAO PAULO, 1979.(dissertação de mestrado-Escola Politécnica, USP- IEA-DT-100.).

157- UKAEA- Atomic Energy Research Establishment, Chemistry Division,HARWELL ENGLAND- private communication.

158- UNITED NATIONS PEACEFULL USES OF ATOMIC ENERGY - Proceedings of the international conference on... held in Geneva, 8-20, August, 1955, v.2:physics research reactors. N.Y., 1956.

159- UNITED NATIONS PEACEFULL USES OF ATOMIC ENERGY - Proceedings of the international conference on...held in Geneva, 1-13,September, 1958,vol.15:physics in nuclear energy, 1958.

160- VANDENBOSCH,R.;HUIZENGA,J.- Nuclear fission process : a study of the competition between fission and neutron emission as a function of excitation energy and nuclear type.In UNITED NATIONS PEACEFUL USES OF ATOMIC ENERGY ,p.284-294,Geneva, 1958.APUD REFERENCIA 158.

161- VANDENBOSCH,R.;HUIZENGA,R.- Nuclear Fission . NEW YORK ,N.Y.ACADEMIC. 1973.

162- VARHUE,W.;WILLIAMSON,T.-Photoneutron and photofission cross sections for u-238 and th-232 using neutron capture gamma rays.Appl.Radiat.Isot. vol.38(7),p.561-568,1987.

163- VERBINSKI,V.; CASSAPAKIS,C.; HAGAH,W.; SIMMONS,G.-Photo interference corrections in neutron dosimetry for reactor pressure vessel lifetime studies. Nucl.Sci.Eng. 75,p.159-166, 1980.

- 164- VEYSSIERE,A.;BEIL,H.;BERGERE,R.;CARLOS,P.;LEPETRE,A.- A study of the photofission and photoneutron processes in the giant dipole resonance of Th-232 , U-238 and Np-237. Nucl.Physics A-199 p.45-64,1973.
- 165- ZHUCHKO,V.;OSTAPENKO,Y.;SMIRENKIN,G.;SOLDATOV,A.;TSIPENYUK,-Study of the probability of near threshold fission of the isotopes of Th,U,Np,Pu,Am, by "Bremsstrahlung". Soviet. J.Nucl.Physics 28(5) p.602-610, 1978.
- 166- WAKI,M.- Determinação da multiplicidade de neutrons prontos emitidos na fotofissão do U-238 com fôtons monocromáticos de alta resolução . SÃO PAULO , 1979 . (dissertação de mestrado- Instituto de Física da USP).
- 167- WASSON,O.;CARLSON,A.;DUVALL,K.- Measurements of the U-235 neutron induced fission cross sections at 14 MeV Nucl.Sci.Eng 80 , p. 282-303, 1982.
- 168- WHEELER,J.- Channels analysis of fission. In Marion J.,Fowler J., eds . Fast neutron Physics . New Interscience p.2051-184,1963.
- 169- VAPSTRA,A.;BOSS,K.-Atomic Data and Nuclear Data Tables, vol.19, p.215,1977.
- 170- WHEELER,J.-Fission physics and nuclear theory.In UNITED NATIONS PEACEFUL USES OF ATOMIC ENERGY , GENEVE , 1956, APUD REFERENCIA 158.
- 171- WILETS,A.-Theories of nuclear fission.OXFORD CLARENDON, 1964.
- 172- WILLIAMSON,T.;LAMAZE,G.;GILLIAM,D.;EISENHAUER,C.- Iron and cadmium capture gamma ray photofission measurements.To be published in Nucl.Sci. Eng.
- 173- WINHOLD,E.;HALPERN,I.-Anisotropic photofission.Physical Review v. 103(4),p.990-1000,1956.
- 174- YOUNG,C.;DONAHUE,D. - Nuclear elastic scattering of monoenergetic neutron capture gamma rays. Physical Review 132(4),p.1724-32,1963.

175- YESTER, M. ; ANDERL, R. ; MORRISON, R. - Photofission cross sections of Th-232 and U-236 from threshold to 8 MeV .Nucl.Physics A-206. p.593-613. 1973.

DEDICATÓRIA

Dedico este trabalho
A MINHA MÃE ,
MEUS IRMÃOS ,
E A MEMÓRIA DE MEU PAI.

AGRADECIMENTOS

Gostaria de fazer um agradecimento coletivo a todas as pessoas que ajudaram de diversas maneiras para a complementação desta tese ;

Agradeço ao IPEN/CNEN/SP por ter me oferecido a oportunidade do uso de seus laboratórios da área de Física Nuclear, para a aquisição dos dados experimentais , e a Agência Internacional de Energia Atômica , pelo envio das amostras ;

Agradeço também a COPESP/ARAMAR/LAB.RADIOECOLÓGICO pela possibilidade do uso de seus computadores e preparo do texto final desta tese;

Gostaria de fazer também dois agradecimentos pessoais e especiais :

A doutora Marília T.F.Cesar Khouri pela orientação durante todos esses anos e pelas correções do texto final desta tese ;

Ao doutor Reinaldo Pugliesi pelo estímulo recebido durante todos esses anos e pela inestimável ajuda recebida quando da medida das massas das amostras;

Registre-se aqui o meu muito obrigado.