

34.072719



BR0343045



AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE
DE SÃO PAULO

**FOTOPRODUÇÃO DE NÊUTRONS NO ^{232}Th E ^{238}U COM
RADIAÇÃO GAMA DE CAPTURA DE NÊUTRONS
TÉRMICOS NO INTERVALO DE ENERGIA
ENTRE 5,61 A 10,83 MeV**

ODAIR LELIS GONÇALEZ

Tese apresentada como parte dos
requisitos para obtenção do Grau de
Doutor em Ciências na Área de
Tecnologia Nuclear.

Orientador:
Dr. Luiz Paulo Geraldo

São Paulo

1998

22.164:

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
Autarquia associada à Universidade de São Paulo

**FOTOPRODUÇÃO DE NÊUTRONS NO ^{232}Th E ^{238}U COM
RADIAÇÃO GAMA DE CAPTURA DE NÊUTRONS TÉRMICOS NO
INTERVALO DE ENERGIA ENTRE 5,61 A 10,83 MeV**

ODAIR LELIS GONÇALEZ

**Tese apresentada como parte dos requisitos para
obtenção do grau de Doutor em Ciências na Área
de Tecnologia Nuclear.**

**Orientador:
Dr. Luiz Paulo Geraldo**

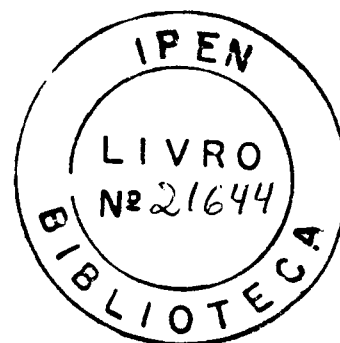
SÃO PAULO

1998

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
Autarquia associada à Universidade de São Paulo

**FOTOPRODUÇÃO DE NÊUTRONS NO ^{232}Th E ^{238}U COM
RADIAÇÃO GAMA DE CAPTURA DE NÊUTRONS TÉRMICOS NO
INTERVALO DE ENERGIA ENTRE 5,61 A 10,83 MeV**

ODAIR LELIS GONÇALEZ



**Tese apresentada como parte dos requisitos para
obtenção do grau de Doutor em Ciências na Área
de Tecnologia Nuclear.**

**Orientador:
Dr. Luiz Paulo Geraldo**

SÃO PAULO

1998

à minha filha Luciana,
minha melhor contribuição para a
humanidade.

AGRADECIMENTOS

Ao Dr Luiz Paulo Geraldo, pela orientação paciente e segura deste trabalho, cuja amizade e profissionalismo muito me ajudaram a vencer as dificuldades.

À M.C. Lêda Shizue Yanagihara Rigolon, do Instituto de Estudos Avançados do CTA, pelo apoio incondicional e pela grande competência na substituição em minhas ausências no nosso local de trabalho.

Ao M.C. Renato Semmler, do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, pela constante ajuda na execução dos experimentos.

Ao M.C. Angelo Passaro, pelo auxílio e pelas proveitosas discussões na elaboração da metodologia de análise de dados e no cálculo numérico, desenvolvidos neste trabalho.

Ao Dr. Firmin de la Caridad Garcia Velasco, do Instituto Superior de Ciências e Tecnologias Nucleares de Havana, Cuba, pelo apoio nos cálculos e interpretação teórica dos resultados e ao Bel. em Física Joel Mesa Hormaza pelo processamento computacional dos correspondentes programas de cálculo.

Aos colegas Jonas Rubini Júnior, Cláudio Antonio Federico, Francisco Sircilli Neto, Marisa de Moraes Cunha e Maria Cecília Évora Mota, do Instituto de Estudos Avançados, por toda a ajuda prestada.

Ao Prof. Dr. J. D .T. Arruda-Neto, do Instituto de Física da Universidade de São Paulo, pelo incomensurável incentivo e pelas suas “forças de troca” capazes de unir coerentemente teóricos e experimentais.

À Comissão Nacional de Energia Nuclear e ao Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares por terem possibilitado a realização deste trabalho.

Ao CNPq, pelo apoio financeiro dentro do Programa RHAE/Energia e ao Dr Jaime Anaf, coordenador deste programa no Instituto de Estudos Avançados, pela excelente condução do mesmo, além do seu incentivo pessoal.

Ao Instituto de Estudos Avançados do CTA, pelas condições e apoio que me foram dados para desenvolver o trabalho junto ao reator IEA-R1 do IPEN, em São Paulo.

**FOTOPRODUÇÃO DE NÊUTRONS NO ^{232}Th E ^{238}U
COM RADIAÇÃO GAMA DE CAPTURA DE NÊUTRONS
TÉRMICOS NO INTERVALO DE ENERGIA ENTRE 5,61 A 10,83 MeV**

Odair Lelis Gonçalez

RESUMO

Estudos sobre a fotoprodução de nêutrons no ^{232}Th e ^{238}U foram realizados no intervalo de energia entre 5,6 e 10,8 MeV, empregando radiação gama de alta resolução em energia (3 a 21 eV) produzida na captura de nêutrons térmicos por 30 materiais alvo, quando posicionados no interior de um canal tangencial, junto ao núcleo do reator de pesquisa IEA-R1 (2 MW) do IPEN/CNEN-SP. As amostras (17,76 g de U_3O_8 empobrecido a 0,349% de ^{235}U e 19,93 g de ThO_2) foram irradiadas no interior de um sistema detector de nêutrons "Long Counter", de geometria 4π , à 520,5 cm de distância do alvo de captura. O fluxo de raios gama foi determinado por meio da análise do espectro gama obtido fazendo uso de um detector de estado sólido do tipo Ge(Li) (EG&G ORTEC, 25 cm³, 5%), previamente calibrado com raios gama de captura produzidos por uma amostra padrão de nitrogênio (Melamina). A secção de choque de fotoprodução de nêutrons foi medida para o espectro de raios gama de captura de cada alvo (secção de choque composta). Uma metodologia foi desenvolvida para a desconvolução do conjunto de valores experimentais da secção de choque composta, com a finalidade de obter a secção de choque em valores específicos de energia de excitação (energia das linhas gama principais dos alvos de captura). As secções de choque obtidas para os núcleos de ^{232}Th e ^{238}U , nas energias das linhas gama principais de todos os alvos, foram comparadas com as medidas realizadas por outros autores utilizando diferentes fontes de radiação gama e com os resultados de cálculos realizados empregando o modelo estatístico. Uma boa concordância foi observada entre os resultados experimentais e algumas estruturas na secção de choque de fotofissão para estes núcleos, relatadas na literatura, foram também identificadas nas secções de choque de fotoprodução de nêutrons obtidas neste trabalho..

**NEUTRON PHOTOPRODUCTION IN ^{232}Th AND ^{238}U
USING THERMAL NEUTRON CAPTURE GAMMA-RAYS
IN THE ENERGY INTERVAL FROM 5.61 TO 10.83 MeV**

Odair Leis Gonalez

ABSTRACT

Neutron photoproduction studies for ^{232}Th and ^{238}U were carried out from 5.6 to 10.8 MeV, using neutron capture gamma-rays with high resolution in energy (3 to 21 eV), produced by 30 target materials, placed inside a tangential beam port, near the core of the IPEN/CNEN-SP IEA-R1 2 MW research reactor. The samples (17.76 g of U_3O_8 depleted to 0.349% in ^{235}U and 19.93 g of natural ThO_2) have been irradiated inside a 4π geometry neutron detector system "Long Counter", 520.5 cm away from the capture target. The capture gamma-ray flux was determined by means of the analysis of the gamma spectrum obtained by using a Ge(Li) solid-state detector (EG&G Ortec, 25 cm³, 5%), previously calibrated with capture gamma-rays from a standard target of Nitrogen (Melamine). The neutron photoproduction cross section has been measured for each target capture gamma-ray spectrum (compound cross section). A methodology for unfolding the set of experimental compound cross sections, has been developed in order to obtain the cross sections at specific excitation energy values (principal gamma line energies of the capture targets). The cross sections for ^{232}Th and ^{238}U nuclei obtained at the energy values of the principal gamma lines were compared with experimental data reported by other authors, which have employed different gamma-ray sources, and with the results from a statistical model calculation. A good agreement was observed among the experimental data and some structures reported in the literature in the photofission cross sections for both nuclei, were also identified in the neutron photoproduction cross section obtained in this work..

SUMÁRIO

	Página
1 INTRODUÇÃO E OBJETIVOS	
1.1 Introdução.....	1
1.2 Objetivos	3
1.3 Roteiro do trabalho	4
2 A SECÇÃO DE CHOQUE DE FOTOPRODUÇÃO DE NÊUTRONS	
2.1 Definição de secção de choque de fotoprodução de nêutrons	6
2.2 Medidas experimentais das secções de choque de reações que resultam na emissão de nêutrons.....	7
2.3 Dependência da secção de choque com a energia de excitação.....	15
3 METODOLOGIA PARA OBTENÇÃO DA SECÇÃO DE CHOQUE NA ENERGIA DA LINHA GAMA PRINCIPAL	
3.1 Definição de secção de choque composta.....	29
3.2 Metodologia desenvolvida.....	32
3.3 Programas computacionais.....	39
4 PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL	
4.1 Descrição do arranjo experimental.....	45
4.2 Geometria do feixe de raios gama de captura.....	50
4.3 Determinação da eficiência do "Long Counter"	52
4.4 Calibração do detetor GeLi usado como monitor de fluxo gama.....	54
4.5 Contagem de nêutrons fotoproduzidos.....	60
4.6 Avaliação da contribuição da radiação gama de fundo na fotoprodução de nêutrons.....	63
5 RESULTADOS E DISCUSSÃO	
5.1 Resultados experimentais.....	69
5.2 A secção de choque composta de fotoprodução de nêutrons do ^{232}Th e ^{238}U	75
5.3 A secção de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{232}Th e ^{238}U em função da energia de excitação.....	85
6 CONCLUSÃO	104
APÊNDICE - Espectros de raios gama de captura dos alvos.....	107
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	114

1 INTRODUÇÃO E OBJETIVOS

1.1 Introdução

O uso de pontas de prova eletromagnéticas, como fótons e elétrons, no estudo da estrutura nuclear, tanto do estado fundamental quanto de estados excitados, apresenta a vantagem da sua interação com o núcleo ser do tipo eletromagnética, a qual é completamente conhecida (isto é, a hamiltoniana pode ser estabelecida da forma matematicamente exata⁽¹⁾), com regras de seleção bem estabelecidas. Como consequência destas regras de seleção, a absorção de um fóton pelo núcleo é caracterizada por uma alta seletividade em spin.

As reações fotonucleares tem sido extensivamente estudadas por muitas décadas, cobrindo praticamente toda a tabela periódica, principalmente com o uso de aceleradores de elétrons, por meio de radiação de espectro contínuo de freamento de elétrons ("bremsstrahlung")⁽²⁾, fótons virtuais⁽³⁾ transferidos em reações de eletrodesintegração, fótons monocromáticos de aniquilação de pósitrons em vôo⁽⁴⁾ e fótons marcados (monocromador de "bremsstrahlung")⁽⁵⁾. Fótons produzidos em algumas reações nucleares com feixes de prótons acelerados, conhecidos como fótons de ressonância (p, γ), e, também de outras, tal como, $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$, com $E_\gamma \approx 7,12$ MeV, com razoável resolução em energia (de uma dezena a algumas centenas de keV), também têm sido utilizados⁽⁶⁾.

O estudo de reações fotonucleares induzidas por fótons reais em energias próximas ao limiar, devido a absorção do fóton pelo núcleo ter um caráter predominantemente de dipolo elétrico (E1), apresenta a vantagem da alta seletividade de momento angular do canal de entrada, resultando num número restrito de estados do núcleo composto. A fotofissão é particularmente útil no estudo da forma da barreira de fissão em energias abaixo do limiar de emissão de nêutrons, região esta que não pode ser explorada na fissão induzida por esta partícula. Além disso, o uso de fótons torna simples o estudo da fissão e emissão de nêutrons em actinídeos do tipo par-par como o ^{232}Th e ^{238}U , pelo fato de que estes sistemas compostos não podem ser obtidos com facilidade pela absorção de um nêutron, bem como, quando obtidos por reações de transferência de partículas, a

interpretação dos dados experimentais requer que se calcule a distribuição de spins dos estados excitados.

A praticidade de experimentos de fotofissão com fótons reais em baixa energia (5-8 MeV) tem sido limitada principalmente pelo baixo valor da secção de choque e pela dificuldade de se obter fontes intensas de fótons monocromáticos. A viabilidade do uso de reatores nucleares como uma fonte alternativa de radiação gama intensa e discreta foi apontada por Jarczyk em 1961⁽⁷⁾. Posteriormente esta técnica foi implantada em diversos laboratórios onde um reator de pesquisa era disponível^(8,9).

Neste caso, a radiação gama é produzida pela captura de nêutrons térmicos em diversos materiais alvo convenientemente escolhidos para esta finalidade. Apresenta por um lado a vantagem de alta resolução em energia (unidades a poucas dezenas de eV) e razoável intensidade (na prática de 10^2 a 10^5 fótons/cm².s, mesmo a alguns metros do alvo gerador), mas, por outro lado, possui a desvantagem de não se poder variar continuamente a energia dos raios gama e de muitos elementos usados como alvo apresentarem mais de uma linha gama com razoável intensidade. Estas desvantagens podem, entretanto, serem contornadas pela escolha de materiais alvo convenientes para a geração dos raios gama de captura e pelo tratamento adequado dos dados experimentais, no sentido de se descontar a interferência das linhas secundárias.

Estudos de reações fotonucleares para alguns núcleos pesados foram nos últimos anos realizados neste laboratório⁽¹⁰⁻¹⁴⁾, utilizando um número limitado (máximo 12) de linhas gama de captura. Consequentemente o número obtido de dados experimentais tem sido pequeno, dificultando assim a extração de informações mais detalhadas que aquelas já disponíveis com fontes de pior resolução.

Com o objetivo de aprimorar e complementar os estudos no campo das reações fotonucleares em baixas energias com raios gamas de captura de nêutrons térmicos, foi instalado no canal tangencial BH-4-12 do reator de pesquisa tipo piscina IEA-R1 (2 MW) do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, em São Paulo, um aparato experimental para a produção e utilização desse tipo de radiação gama (fótons reais), empregando 30 alvos de captura, o que permite a obtenção de dados experimentais em até

30 valores discretos de energia, no intervalo entre 5,5 e 11 MeV⁽¹⁵⁾.

O presente trabalho descreve os estudos realizados da fotoprodução de nêutrons no ^{232}Th e ^{238}U utilizando este arranjo experimental, os procedimentos para a caracterização e calibração do feixe de radiação gama e detetores, bem como a metodologia empregada na extração, redução e análise dos dados experimentais.

1.2 Objetivos

Os objetivos principais do presente trabalho foram: a medida da secção de choque de fotoprodução total de nêutrons no ^{232}Th e ^{238}U na região de energia compreendida entre 5607,75 e 10829,18 keV e o estabelecimento da metodologia de extração, redução e análise dos dados experimentais, no arranjo de irradiação com gamas de captura de nêutrons térmicos montado junto ao canal tangencial do reator de pesquisa IEA-R1 do IPEN. É estabelecida e avaliada uma formulação matemática que permite o cálculo do efeito das linhas secundárias a fim de se obter a dependência da secção de choque com a energia de excitação e que possibilita ainda o tratamento estatístico adequado dos dados experimentais, levando-se em conta as correlações entre os valores da secção de choque em diferentes energias de excitação, correlações estas devidas principalmente às linhas secundárias.

A mais completa compilação de secções de choque de reações fotonucleares, obtidas com fótons monocromáticos, que resultam na geração de nêutrons é aquela apresentada na forma de um atlas por S. S. Dietrich e B. L. Bermann⁽¹⁶⁾. Este atlas baseia-se principalmente em resultados experimentais obtidos com fótons de aniquilação de pósitrons em vôo nos laboratórios de Livermore e Saclay. É apresentada uma descrição detalhada da região da ressonância gigante de dipolo elétrico, onde são tabelados parâmetros físicos importantes, extraídos do ajuste de curvas lorentzianas aos valores experimentais das secções de choque fotonucleares no intervalo de energia entre 9 a 21 MeV.

Estudos de reações fotonucleares para núcleos actinídeos par-par têm sido realizados com diversas fontes de raios gama no intervalo de energia de 5 a 20 MeV, porém

como pode ser constatado na literatura⁽¹⁷⁻³⁷⁾, existem poucos dados disponíveis para as secções de choque obtidas com fótons reais na região de 5 a 10 MeV e, ainda, os resultados divulgados apresentam discrepâncias acentuadas em diversas energias de excitação⁽³⁶⁾.

Um levantamento da disponibilidade de dados experimentais avaliados da fotoprodução total de nêutrons para os núclídeos em estudo neste trabalho, em centros internacionais de avaliação e distribuição de dados nucleares, mostrou que não existem tais dados avaliados, com exceção de um trabalho de avaliação da secção de choque da reação $^{238}\text{U}(\gamma, f)$, realizado por Soldatov e Smirenkin na URSS em 1992, divulgado pelo INDC (“International Nuclear Data Committee”) da IAEA⁽³⁸⁾. Além disso, são escassos os dados experimentais tabelados na EXFOR¹, particularmente para a reação (γ, n) . Levantamentos no sistema CINDA⁽³⁹⁾ e em outras fontes de referências bibliográficas⁽⁴⁰⁻⁴²⁾, confirmam este cenário.

Dessa forma, medidas experimentais com alta resolução em energia e próximas ao limiar das reações de fotofissão e fotonêutrons, onde são esperadas estruturas na secção de choque, são importantes não só para melhorar o grau de conhecimento desse parâmetro nuclear importante, mas também, para revelar eventuais estruturas estreitas na secção de choque de fotoprodução de nêutrons, não observadas em experimentos que utilizam fontes de radiação gama de menor resolução em energia. Além disso, como se trata de informações experimentais obtidas com fótons de captura, radiações estas sempre presentes na proximidade dos núcleos de reatores nucleares, é de se esperar que os resultados deste trabalho sejam também de interesse para a área de tecnologia de reatores.

1.3 Roteiro do trabalho

No capítulo 2 são apresentadas as principais medidas experimentais divulgadas na literatura sobre as secções de choque das reações induzidas por fótons reais que resultam na emissão de nêutrons. É também apresentada uma breve discussão teórica

¹ EXFOR (“Exchange Format”) é um sistema computadorizado no qual se encontram armazenados de uma forma padronizada dados experimentais de todos os tipos de reações nucleares. O intercâmbio destes dados é feito entre os diversos centros regionais de avaliação de dados nucleares coordenados pela IAEA. Estes dados podem ser solicitados diretamente ao INDC (“International Nuclear Data Committee”) da IAEA ou acessados diretamente “on line” pela rede INTERNET.

do comportamento esperado para a secção de choque de fotoprodução de nêutrons em função da energia de excitação. Por fim, com base num conjunto selecionado de dados experimentais foi construída uma curva dessa secção de choque em função da energia do fóton incidente para o intervalo de 5 a 11 MeV. Esta curva foi usada para iniciar o processo iterativo de cálculo da secção de choque nas energias das linhas gama principais a partir dos valores experimentais da secção de choque composta e no cálculo de uma secção de choque composta de fotoprodução de nêutrons do ^{232}Th e do ^{238}U , como referência para comparação com os valores experimentais obtidos neste trabalho.

No capítulo 3 é apresentada a metodologia desenvolvida para calcular o valor da secção de choque nas energias das linhas gama principais a partir dos valores experimentais da secção de choque composta. O modelo matemático desenvolvido permite reduzir o problema de desconvolução do espectro de linhas dos raios gamas de captura (mencionado anteriormente como o desconto do efeito das linhas secundárias), a um sistema de N equações a N incógnitas, onde N é o número de alvos utilizados no experimento e é também o número de valores de energia (linhas gama principais) nos quais a secção de choque pode ser calculada. Esta formulação para a análise dos dados experimentais em conjunto permite um tratamento estatístico mais rigoroso, onde todas as correlações entre os erros experimentais envolvidos são consideradas.

No capítulo 4 é descrito o arranjo experimental e os procedimentos adotados para a medida das secções de choque compostas de fotoprodução de nêutrons no ^{232}Th e ^{238}U utilizando os espectros de raios gama produzidos pelos 30 alvos de captura.

No capítulo 5 são apresentados e discutidos os resultados experimentais da secção de choque composta obtidos neste trabalho e os valores das secções de choque nas energias das linhas gama principais, calculados de acordo com o método desenvolvido e apresentado no capítulo 3.

No capítulo 6 são apresentadas as conclusões finais do presente trabalho, onde é feita uma breve análise das potencialidades e restrições do emprego dos fótons de captura de nêutrons térmicos como ferramenta experimental no estudo de reações fotonucleares.

2 A SECÇÃO DE CHOQUE DE FOTOPRODUÇÃO DE NÊUTRONS

2.1 Definição de secção de choque de fotoprodução de nêutrons

A secção de choque de fotoprodução de nêutrons $\sigma_{\gamma N}(E_\gamma)$ de um determinado nuclídeo pode ser definida como sendo o parâmetro microscópico que possibilita determinar a taxa de produção de nêutrons, R , quando uma amostra, contendo N átomos desse nuclídeo, é imersa num fluxo homogêneo de fótons $\phi(E_\gamma)$:

$$R = N\sigma_{\gamma N}(E_\gamma)\phi(E_\gamma) \quad (2.1)$$

Se nêutrons são produzidos por mais de uma reação nuclear, então a secção de choque de fotoprodução de nêutrons é a soma das secções de choque de todas estas reações, multiplicadas pelo número de nêutrons emitidos em cada reação. Usando a notação de Berman⁽¹⁶⁾:

$$\sigma(\gamma, N) = \sigma(\gamma, n) + \nu\sigma(\gamma, f) + (\nu + 1)\sigma(\gamma, nf) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots + \sigma(\gamma, pn) + \dots \quad (2.2)$$

onde ν é o número médio de nêutrons emitidos por fissão e os pares de símbolos entre parênteses indicam o tipo de reação, a saber: (γ, n) emissão de um fotonêutron, (γ, f) fotofissão, (γ, nf) emissão de um nêutron seguida de fissão, $(\gamma, 2n)$ emissão de dois fotonêutrons, etc. Ainda, nessa notação: $\sigma(\gamma, F) = \sigma(\gamma, f) + \sigma(\gamma, nf) + \dots + \sigma(\gamma, xf)$

Conforme pode ser verificado na tabela 2.1, para os actinídeos estudados neste trabalho e no intervalo de energia de excitação compreendido entre 5,5 e 11 MeV, só estão abertos os canais de fissão e de emissão de um fotonêutron. Assim, a secção de choque de fotoprodução de nêutrons é dada por:

$$\sigma_{\gamma N}(E_\gamma) = \sigma_m(E_\gamma) + \nu(E_\gamma)\sigma_f(E_\gamma) \quad (2.3)$$

considerando a dependência dos parâmetros com a energia de excitação E_γ .

Para a multiplicidade de nêutrons, $\nu(E_\gamma)$, é admitida uma dependência linear⁽⁴⁵⁾ com a energia de excitação E_γ :

:

$$\nu(E_\gamma) = \nu_0 + \left(\frac{\partial \nu}{\partial E_\gamma} \right) E_\gamma \quad (2.4)$$

onde os coeficientes são obtidos a partir de ajustes a dados experimentais.

Tabela 2.1
Altura das barreiras de fissão e limiares de reação do ^{238}U e ^{232}Th

Nuclídeo	E_I (MeV)	E_{II} (MeV)	B_n (MeV)	B_{nf} (MeV)	B_{2n} (MeV)	B_{np} (MeV)
^{238}U	5,9	6,1	6,153	12,3	11,278	13,6
^{232}Th	5,8	6,2	6,436	12,6	11,557	13,7

E_I e E_{II} são as alturas das barreiras interna e externa, respectivamente. Valores das ref. 43 e 32.
 B_n , B_{nf} , B_{2n} e B_{np} são os limiares de emissão de um fotonêutron, emissão de um nêutron seguida de fissão, emissão de dois nêutrons e emissão de um próton e um nêutron, respectivamente. Valores das ref. 33 e 27.

2.2 Medidas experimentais das secções de choque que resultam na emissão de nêutrons

Nas tabelas 2.2 e 2.3 são listados os principais trabalhos divulgados na literatura que relatam medidas experimentais de secções de choque de reações induzidas por fótons reais, resultando na emissão de nêutrons, para os núclídeos de ^{238}U e ^{232}Th .

Observa-se, de imediato, no conjunto de medidas experimentais relacionadas nestas tabelas, as grandes diferenças na resolução em energia, entre as fontes de radiação empregadas. Isto torna difícil a comparação entre si de resultados provenientes de diferentes experimentos. Observa-se também que a maior quantidade de trabalhos referem-se à fissão, visto que, a secção de choque em função da energia de excitação, para esse processo, pode oferecer uma maior riqueza de informações a respeito da forma e estrutura do núcleo que se

fissiona, ao passo que a emissão de fotonêutrons nos dá informações da densidade de níveis do núcleo residual. A razão entre as secções de choque de fissão e de fotonêutrons permite que se estude a competição entre esses desses dois processos⁽³⁴⁾.

As medidas da secção de choque dessas duas reações, quando estendidas para a região de ressonância gigante de dipolo elétrico (RGD), somadas às secções de choque para outros processos que são abertos com o aumento da energia de excitação, permitem que se obtenha os parâmetros das curvas lorentzianas usadas para descrever a secção de choque de absorção de fótons:

$$\sigma_a(E_\gamma) = \frac{\sigma_1}{1 + [(E_\gamma^2 - E_1^2)^2 / E_\gamma^2 \Gamma_1^2]} + \frac{\sigma_2}{1 + [(E_\gamma^2 - E_2^2)^2 / E_\gamma^2 \Gamma_2^2]} \quad (2.5)$$

Na tabela 2.4 são apresentados os parâmetros das lorentzianas ajustada aos dados experimentais de Caldwell e col.⁽³³⁾.

Tabela 2.2
Medidas da secções de choque fotonucleares do ²³⁸U com fótons reais.

Autor	Ano	Tipo de fonte de radiação γ	Resolução.	Energia (MeV)	Tipo de medida ¹
Gindler e Huizenga ⁽¹⁷⁾	1956	Bremsstrahlung	600 keV	5 a 20	(γ ,n) e (γ ,F)
Katz e col. ⁽¹⁹⁾	1957	Bremsstrahlung	600 keV	5 a 23	(γ ,N)
Huizenga e col. ⁽⁶⁾	1962	F ¹⁹ (p, $\alpha\gamma$) ¹⁶ O	130 keV	6,14 e 7,12	(γ ,f)
Manfredini e col. ⁽²¹⁾	1965	Rad. γ de captura	10 eV	5,43 a 7,72	(γ ,f)
Rabotinov e col. ⁽²⁴⁾	1970	Bremsstrahlung	600 keV	5 a 9,25	(γ ,f)
Mafra e col. ⁽²⁶⁾	1972	Rad. γ de captura	10 eV	5,43 a 9,0	(γ ,n) e (γ ,f)
Khan e Knowles ⁽²⁵⁾	1972	Espalh.Compton de Ni(γ ,n)	300 keV	5,0 a 8,3	(γ ,f)
Veyssièr e col. ⁽²⁷⁾	1973	Aniquilação de pósitrons	250 keV	7.8 a 25	(γ ,n),(γ ,F), (γ ,2n) e ν
Mafra e col. ⁽³⁰⁾	1973	Rad. γ de captura	10 eV	6,07 a 9,00	(γ ,n)
Anderl e col. ⁽²⁹⁾	1973	Espalh.Compton de Ni(γ ,n)	300 keV	5 a 8	(γ ,n)
Dickey e Axel ⁽³²⁾	1975	Monocromador de Bremss.	100 a 400 keV	5 a 8	(γ ,n) e (γ ,f)
Caldwell e col. ⁽³³⁾	1980	Aniquilação de pósitrons	250 keV	limiar a 18,3	(γ ,n), (γ ,F) e (γ ,2n)
Varhue e Williamson ⁽³⁶⁾	1987	Rad. γ de captura	20 eV	5 a 11	(γ ,n) e (γ ,f)
Soldatov e Smirenkin ⁽³⁷⁾	1995	Bremsstrahlung	600 keV	5 a 11	(γ ,f)

¹ Notação de Berman⁽¹⁶⁾. Vide definições no texto

Tabela 2.3
Medidas da secções de choque fotonucleares do ^{232}Th com fótons reais.

Autor	Ano	Tipo de fonte de radiação γ	Resolução	Energia (MeV)	Tipo de medida ¹
Gindler e Huizenga ⁽¹⁷⁾	1956	Bremsstrahlung	600 keV	5 a 20	(γ,n) e (γ,F)
Katz e col. ⁽¹⁹⁾	1957	Bremsstrahlung	600 keV	5 a 23	(γ,N)
Huizenga e col. ⁽⁶⁾	1962	F19(p, $\alpha\gamma$) ¹⁶ O	130 keV	6,14 e 7,12	(g,f)
Manfredini e col. ⁽²³⁾	1969	Rad. γ de captura	10 eV	5,47 a 8,86	(γ,f)
Rabotinov e col. ⁽²⁴⁾	1970	Bremsstrahlung	600 keV	5 a 9,25	(g,f)
Mafra e col. ⁽²⁶⁾	1972	Rad. γ de captura	10 eV	5,43 a 9,0	(γ,n) e (γ,f)
Khan e Knowles ⁽²⁵⁾	1972	Espalh. Compton de Ni(γ,n)	300 keV	5 a 8,3	(γ,f)
Veyssière e col. ⁽²⁷⁾	1973	Aniquilação de pósitrons	250 keV	7.8 a 25	(g,n), (g,F), (g,2n) e n
Yester e col. ⁽²⁸⁾	1973	Espalh. Compton de Ni(γ,n)	300 keV	5 a 8	(γ,f)
Mafra e col. ⁽³¹⁾	1974	Rad. γ de captura	10 eV	6,07 a 10,83	(γ,n)
Dickey e Axel ⁽³²⁾	1975	Monocromador de Brems.	100 a 400 keV	5 a 8	(γ,n) e (γ,f)
Caldwell e col. ⁽³³⁾	1980	Aniquilação de pósitrons	250 keV	limiar a 18,3	(γ,n), (γ,F) e ($\gamma,2n$)
Zhang e col. ⁽³⁵⁾	1986	Ressonâncias (p, γ)	300 eV	5,8 a 12	(γ,f)
Varhue e Williamson ⁽³⁶⁾	1987	Rad. γ de captura	20 eV	5 a 11	(γ,n) e (γ,f)
Soldatov e Smirenkin ⁽³⁷⁾	1995	Bremsstrahlung	600 keV	5 a 11	(γ,f)

¹ Notação de Berman⁽¹⁶⁾. Vide definições no texto

Tabela 2.4
Parâmetros do ajuste de duas lorentzianas (eq. 2.5) aos dados experimentais de secção de choque de fotoabsorção na região da ressonância gigante de dipolo elétrico (RGD) para os núcleos de ^{238}U e ^{232}Th ^(16,33)

Nuclídeo	σ_1 (mb)	E_1 (MeV)	Γ_1 (MeV)	σ_2 (mb)	E_2 (MeV)	Γ_2 (MeV)
^{238}U	311 ± 20	$10,77 \pm 0,04$	$2,37 \pm 0,13$	459 ± 9	$13,80 \pm 0,09$	$5,13 \pm 0,35$
^{232}Th	302 ± 19	$11,03 \pm 0,04$	$2,71 \pm 0,13$	449 ± 9	$13,87 \pm 0,08$	$4,77 \pm 0,28$

Em medidas de espalhamento elástico de fótons no ^{238}U , entre 4,8 e 6,4 MeV, Birenbaum e col.⁽⁴⁴⁾, mostraram que ainda é válida, nesta faixa de energia, a extrapolação do ajuste lorentziano da RGD para descrever a secção de choque total de absorção de fótons. Os resultados experimentais de Birenbaum e col.⁽⁴⁴⁾ são apresentados na

figura 2.1 (extraída do artigo original), juntamente com a curva calculada para $\sigma_a(E_\gamma)$ (equação 2.4) utilizando os parâmetros da tabela 2.4

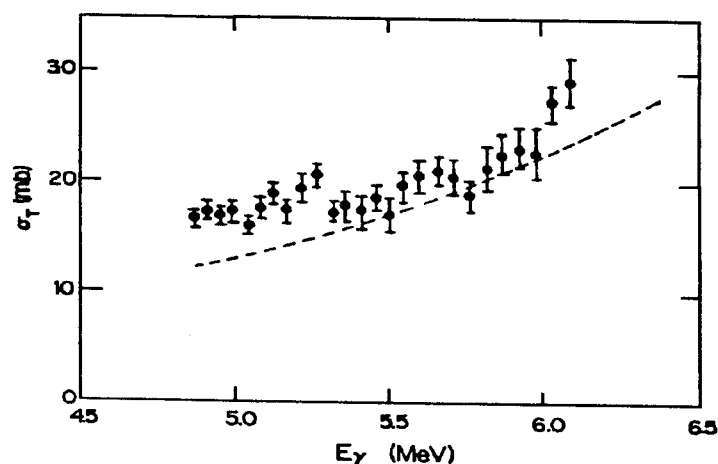


Figura 2.1 Secção de choque total de fotoabsorção no ^{238}U (pontos experimentais e ajuste de lorentzianas da RGD (curva pontilhada) extraída da ref.44

Nas figuras 2.2 e 2.3, extraídas do trabalho de Varhue e Williamson⁽³⁶⁾, são apresentadas as revisões dos principais resultados experimentais disponíveis até 1987 sobre a secção de choque de fotofissão do ^{238}U e ^{232}Th , respectivamente. Apenas um trabalho significativo foi publicado posteriormente a esta revisão, o de Soldatov e Smirenkin⁽³⁷⁾. Nestas figuras, as medidas realizadas com alta resolução em energia (fótons de captura) são aquelas representadas pelos pontos experimentais. As medidas realizadas com pior resolução são apresentadas na forma de curvas.

Nas figuras 2.2 e 2.3 pode-se observar, para ambos os nuclídeos, que existem grandes variações entre os resultados experimentais obtidos pelos diversos autores, com diferentes fontes de radiação gama, em especial para as medidas realizadas com alta resolução em energia.

No trabalho de Varhue e Williamson⁽³⁶⁾, embora as medidas experimentais da secção de choque tenham sido realizadas com alta resolução em energia, no procedimento de desconvolução para desconto da contribuição das linhas secundárias, a resolução foi perdida, e os autores apresentaram os resultados finais da secção de choque em função da energia de excitação na forma de uma curva lisa. O procedimento empregado no desconto das linhas secundárias incorpora princípios do programa SAND II, que é rotineiramente

empregado na desconvolução de espectro de nêutrons a partir de medidas de ativação de folhas. O cálculo executado por este programa é iterativo, impondo-se uma função de alisamento ("smoothing") na curva desconvoluída, que no presente caso é a secção de choque. Como um exemplo dos resultados de Varhue e Williamson, nas figuras 2.4 e 2.5 são apresentadas as curvas de secção de choque da reação $^{232}\text{Th}(\gamma, F)$ obtidas por meio de dois critérios diferentes de alisamento. Observa-se que o resultado final obtido com menor alisamento apresenta ainda uma perda de resolução, porém é alcançada uma maior aproximação aos resultados de Khan e Knowles⁽²⁵⁾.

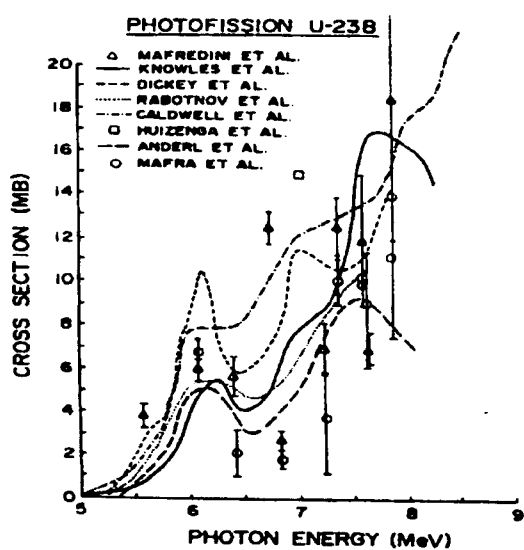


Figura 2.2 Fotofissão do $^{238}\text{U}^{(36)}$

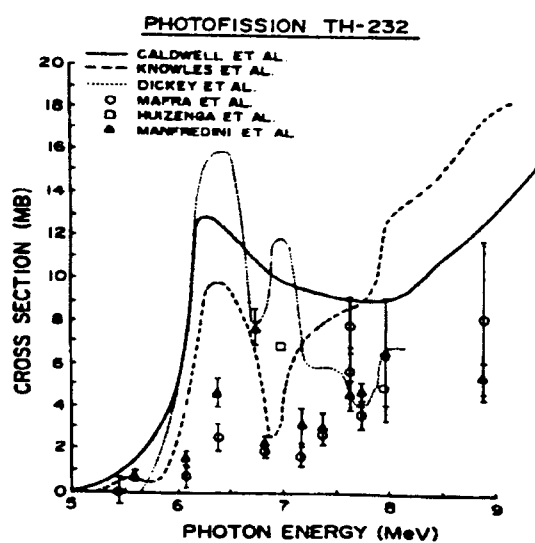


Figura 2.3 Fotofissão do $^{232}\text{Th}^{(36)}$

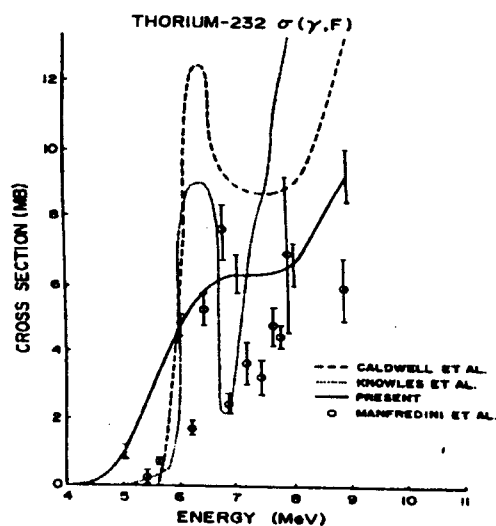


Figura 2.4 Secção de choque de fotofissão do ^{232}Th obtida por Varhue e Williamson⁽³⁶⁾ por desconvolução de medidas por raios gama de captura, usando o programa SAND II

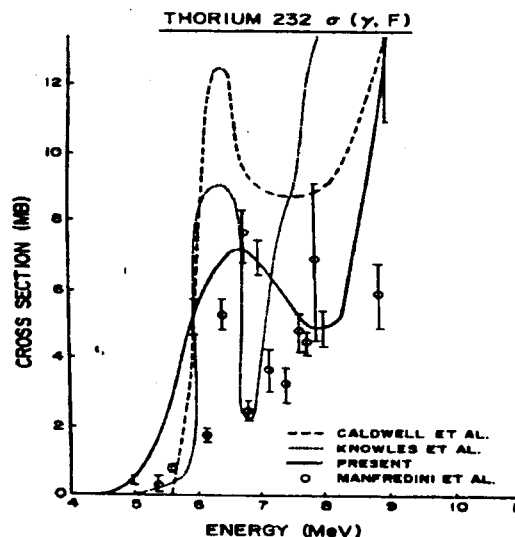


Figura 2.5 Secção de choque de fotofissão do ^{232}Th obtida por Varhue e Williamson⁽³⁶⁾ por desconvolução de medidas por raios gama de captura, usando o programa SAND II (com menor alisamento: 3 pontos)

Os dois conjuntos mais completos de dados experimentais utilizados para comparação com os resultados do presente trabalho foram os de Caldwell e col.⁽³³⁾ e de Dickey e Axel⁽³²⁾. As medidas as secções de choque de fotofissão e fotonêutrons, foram ambas realizadas nos mesmos valores de energia e a multiplicidade de nêutrons adotada pelos autores para obtenção da secção de choque de fotofissão foi relatada. Isto permitiu-nos obter a secção de choque experimental de fotoprodução de nêutrons, fazendo uso das equações 2.3 e 2.4, com os parâmetros para o cálculo da multiplicidade de nêutrons constantes da tabela 2.5. Para a multiplicidade de nêutrons referente ao ²³²Th, entretanto, foi realizado um novo ajuste (figura 2.6), em virtude de que o ajuste realizado por Caldwell⁽⁴⁶⁾ consistia de duas retas e apresentava uma descontinuidade entre 8,2 e 8,5 MeV. Nas figuras 2.7(a) a 2.7(f) são apresentados os resultados experimentais de Dickey e Axel⁽³²⁾ e nas figuras 2.8(a) a 2.8(f), os resultados experimentais de Caldwell e col.⁽³³⁾. As curvas traçadas sobre os pontos experimentais resultam do ajuste de uma função arbitrária lisa “spline”.

Tabela 2.5
Coeficientes ajustados para a dependência linear da multiplicidade de nêutrons com a energia de excitação E_γ em MeV (equação 2.4)

Nuclídeo	Dickey e Axel ⁽³²⁾		Caldwell e col. ⁽⁴⁶⁾		Intervalo de energia (MeV)
	ν_0	$\left(\frac{\partial \nu}{\partial E_\gamma}\right)$	ν_0	$\left(\frac{\partial \nu}{\partial E_\gamma}\right)$	
²³⁸ U	2,00	0,13	1,862	0,123	5,5 a 18
²³² Th	1,40	0,13	0,747 ¹	0,163 ¹	5,5 a 18

¹ Resultados do nosso ajuste aos dados originais de Caldwell (vide figura 2.6). O ajuste proposto por Caldwell⁽⁴⁶⁾ apresenta uma descontinuidade entre 8,2 e 8,5 MeV.

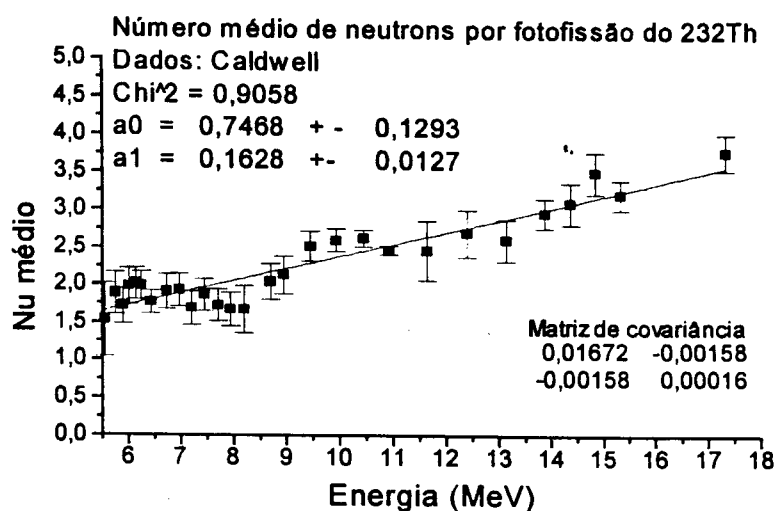


Figura 2.6 Ajuste linear aos dados experimentais de Caldwell⁽⁴⁶⁾ para a dependência com a energia de excitação do número médio de nêutrons por fissão

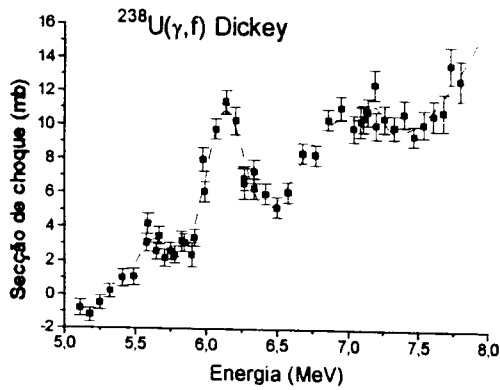


Figura 2.7(a) Secção de choque de fotofissão do $^{238}\text{U}^{(32)}$

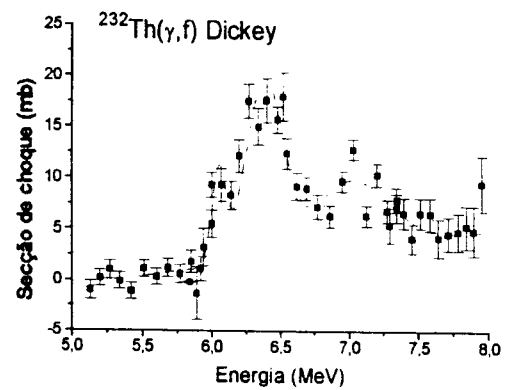


Figura 2.7(b) Secção de choque de fotofissão do $^{232}\text{Th}^{(32)}$

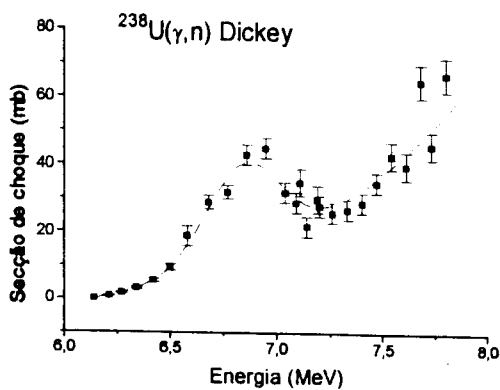


Figura 2.7(c) Secção de choque de fotoneutrons do $^{238}\text{U}^{(32)}$

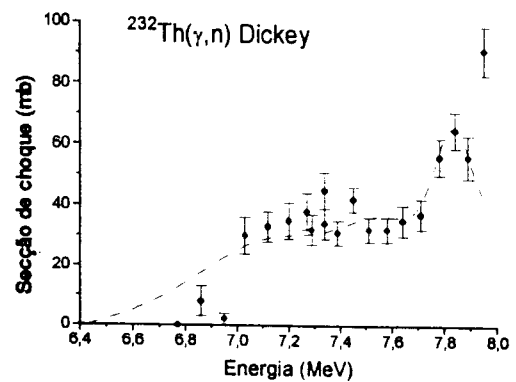


Figura 2.7(d) Secção de choque de fotoneutrons do $^{232}\text{Th}^{(32)}$

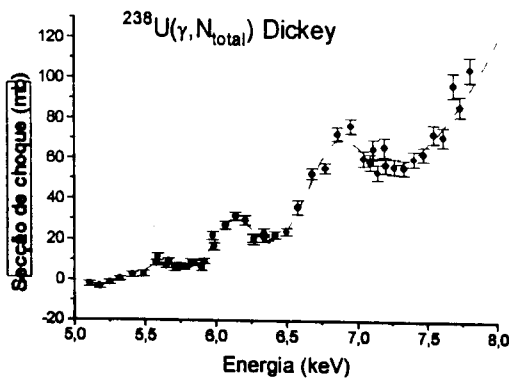


Figura 2.7(e) Secção de choque de fotoprodução de nêutrons do $^{238}\text{U}^{(32)}$

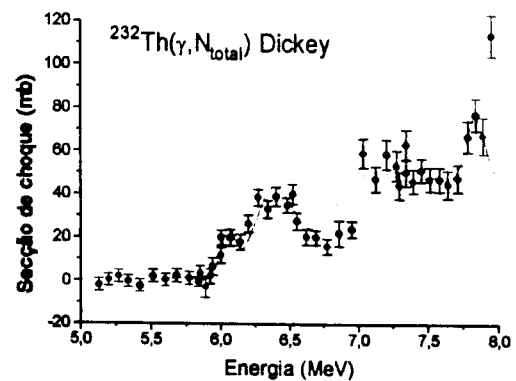


Figura 2.7(f) Secção de choque de fotoprodução de nêutrons do $^{232}\text{Th}^{(32)}$

A curva “lisa” ajustada aos dados experimentais da seção de choque de fotoprodução de nêutrons de Caldwell e col.⁽³³⁾ foi utilizada no presente trabalho para início do processo iterativo no cálculo das seções de choque nas energias das linhas principais a partir dos valores experimentais das seções de choque compostas, discutido no capítulo 3. Este conjunto de dados experimentais foi escolhido como referência pelas seguintes razões:

a) O conjunto de dados cobre toda a faixa de energia de excitação utilizada neste trabalho:

- b) As medidas experimentais realizadas por estes autores envolvem as principais reações fotonucleares e se estendem até a ressonância gigante de dipolo elétrico, tendo a sua autoconsistência avaliada pela aplicação de regras de soma para integrais da secção de choque de fotoabsorção⁽¹⁶⁾;
- c) A secção de choque experimental tem um comportamento relativamente suave com a energia de excitação, não apresentando estruturas estreitas, que poderiam impor a sua existência já no início do processo iterativo.

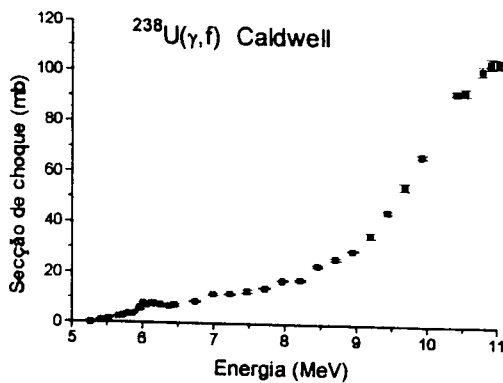


Figura 2.8(a) Secção de choque de fotofissão do $^{238}\text{U}^{(33)}$

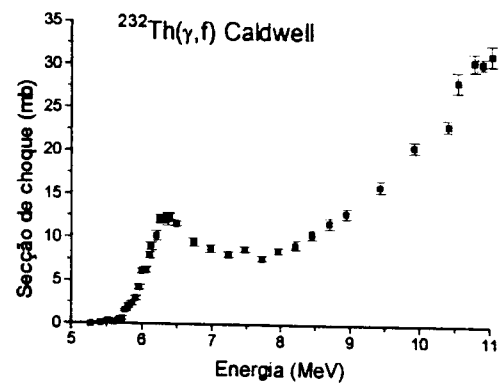


Figura 2.8(b) Secção de choque de fotofissão do $^{232}\text{Th}^{(33)}$

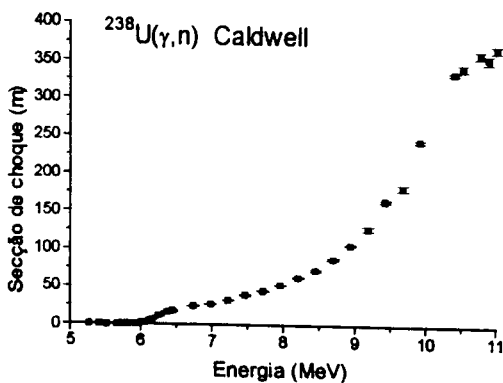


Figura 2.8(c) Secção de choque de fotonêutrons do $^{238}\text{U}^{(33)}$

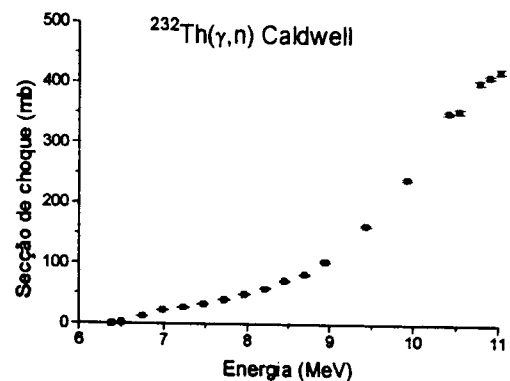


Figura 2.8(d) Secção de choque de fotonêutrons do $^{232}\text{Th}^{(33)}$

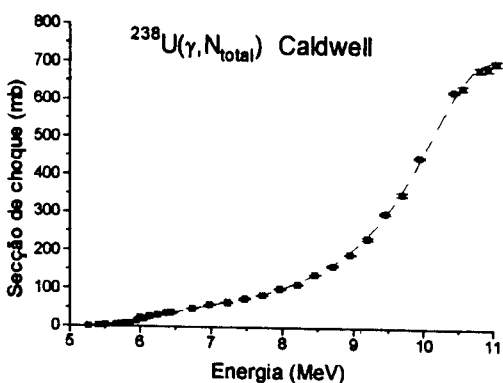


Figura 2.8(e) Secção de choque de fotoprodução de nêutrons do $^{238}\text{U}^{(33)}$

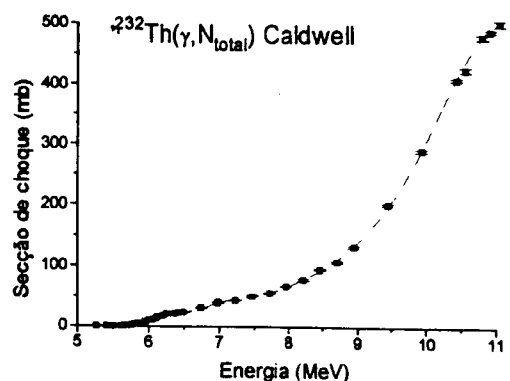


Figura 2.8(f) Secção de choque de fotoprodução de nêutrons do $^{232}\text{Th}^{(33)}$

2.3 Dependência da secção de choque com a energia de excitação

Um grande número de reações nucleares pode ser explicado fazendo uso do modelo de núcleo composto, proposto por Niels Bohr em 1936⁽⁴⁷⁾. Segundo este modelo, uma reação nuclear ocorre em duas etapas distintas: a formação de um núcleo composto com um tempo de existência bem definido e, a seguir, a desintegração do núcleo composto nos produtos de reação. Os modos de desintegração do núcleo composto são determinados apenas pela energia disponível, momento angular e paridade, e independem do seu modo de formação. Dessa forma, uma reação nuclear do tipo $A(x,y)B$, onde A representa o núcleo alvo, bombardeado pela partícula x , produzindo um núcleo produto B e a partícula y , é descrita pela secção de choque:

$$\sigma(x,y) = \sigma_{\lambda a}(x) P_{\lambda}(y) \quad (2.6)$$

onde $\sigma_{\lambda a}(x)$ é a secção de choque para a formação do núcleo composto no estado $\lambda(E, J_c^{\pi})$, definido pela energia de excitação E e spin e paridade J_c^{π} e $P_{\lambda}(y)$ é a probabilidade do núcleo composto decair pela emissão da partícula y . Desde que o decaimento pelo canal de emissão da partícula y pode ocorrer, deixando o núcleo residual num estado μ :

$$P_{\lambda}(y) = \sum_{\mu} P_{\lambda\mu}(y) \quad (2.7)$$

onde $P_{\lambda\mu}(y)$ é a probabilidade do núcleo composto, no estado $\lambda(E, J_c^{\pi})$, decair pelo canal específico $\mu(E, J^{\pi})$ com a emissão da partícula y . Os modos (ou canais) de decaimento são determinados pela disponibilidade de energia e pelas regras de seleção de spin e paridade.

Levando em conta o principio da incerteza de Heisenberg, define-se a largura total de nível do núcleo composto Γ_{λ} no estado λ em função da vida média τ_{λ} do núcleo neste estado por:

$$\Gamma_{\lambda} = \frac{\hbar}{\tau_{\lambda}} \quad (2.8)$$

Pelo fato do núcleo composto poder decair por vários canais (modos de decaimento), a largura de nível deste núcleo pode ser expressa como a soma das larguras parciais associadas a cada modo de decaimento:

$$\Gamma_{\lambda} = \sum_{\mu, y} \Gamma_{\lambda\mu, y} \quad (2.9)$$

e as larguras parciais podem ser, da mesma forma que a largura de nível do núcleo composto, relacionada com a vida média, $\tau_{\lambda\mu, y}$, para aquele canal em particular:

$$\Gamma_{\lambda\mu, y} = \frac{\hbar}{\tau_{\lambda\mu, y}} \quad (2.10)$$

A probabilidade de decaimento do núcleo composto no estado λ pelo canal μ , com a emissão da partícula y , pode ser relacionada com as larguras de nível da seguinte forma:

$$P_{\lambda\mu}(y) = \frac{\Gamma_{\lambda\mu, y}}{\Gamma_{\lambda}} \quad (2.11)$$

conduzindo a uma forma mais geral para a secção de choque:

$$\sigma(x, y) = \sigma_{\lambda a}(x) \frac{\sum \Gamma_{\lambda\mu, y}}{\Gamma_{\lambda}} = \sigma_{\lambda a}(x) \frac{\Gamma_{\lambda, y}}{\Gamma_{\lambda}} \quad (2.12)$$

A meia vida de um particular modo de decaimento do núcleo composto pode ser obtida a partir de considerações estatísticas, com os argumentos simplificados de Blatt e Weisskopf⁽⁴³⁾. Considerando um sistema com níveis uniformemente espaçados, com espaçamento D , e autovalores de energia $E_n = E_0 + nD$, o comportamento clássico do sistema no tempo é descrito superpondo-se um número grande de auto funções. A função de onda do sistema é:

$$\Psi(t) = \sum_n a_n \Phi_n \exp\left(\frac{-iE_n t}{\hbar}\right) = \exp\left(\frac{-iE_0 t}{\hbar}\right) \sum_n a_n \Phi_n \exp\left(\frac{-inDt}{\hbar}\right) \quad (2.13)$$

onde Φ_n contém a dependência espacial.

O período clássico de movimento dessa função é:

$$P = \frac{2\pi\hbar}{D} \quad (2.14)$$

Assim, a configuração clássica correspondente a um particular modo ou canal μ pelo qual o núcleo composto poderia ter se formado, será repetido após um período de tempo da ordem de P . O núcleo estando na configuração do estado λ , poderá decair pela reação inversa para o estado μ mais uma partícula, sendo inibido de evoluir para esta configuração por uma determinada barreira caracterizada pelo coeficiente de transmissão T_μ (probabilidade de transmissão). Assim a meia vida para este modo de decaimento é da ordem de P/T_μ e a largura parcial dada na equação (2.10) será:

$$\Gamma_{\lambda\mu,y} = \frac{D_\lambda}{2\pi} T_{\lambda\mu,y} \quad (2.15)$$

onde $T_{\lambda\mu,y}$ é o coeficiente de transmissão para o decaimento do núcleo composto com a emissão da partícula y , deixando o núcleo residual no estado μ , caracterizado por uma energia de excitação ϵ e spin e paridade J^π .

No caso de reações fotonucleares em núcleos pesados induzidas por fótons reais, a absorção é predominantemente de dipolo elétrico, cujo modo de excitação é coletivo, e podem ser descritas pelo mecanismo de núcleo composto. Para $Z \geq 90$ existem vários canais de saída que competem entre si, como a emissão de raios gamas, a fissão e a emissão de partículas. A probabilidade de decaimento para cada um desses canais é determinada pelas larguras parciais Γ_γ , Γ_f , Γ_n , Γ_p , etc... Especificamente para os núcleos estudados neste trabalho, na faixa de energia do limiar até 10,829 MeV, o decaimento por emissão de partículas carregadas é inibido pela grande barreira coulombiana, ficando

disponíveis para o decaimento do núcleo composto apenas os canais de espalhamento gama (γ, γ'), de fotofissão (γ, f) e de emissão de um fotonêutron (γ, n). Uma visão esquemática desses canais de decaimento do núcleo composto é apresentada na figura 2.9.

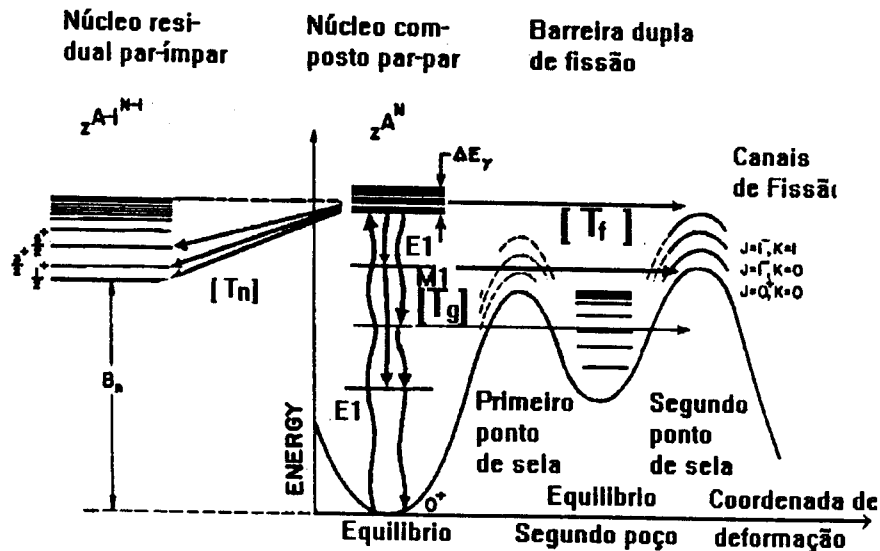


Figura 2.9 Esquema de decaimento do núcleo composto par-par

As secções de choque, de acordo com a equação 2.12, para as reações (γ, γ), (γ, f) e (γ, n) são dadas por:

$$\sigma_{\gamma\gamma}(E) = \sigma_a(E) \frac{\Gamma_\gamma(E)}{\Gamma_\gamma(E) + \Gamma_f(E) + \Gamma_n(E)} \quad (2.16)$$

$$\sigma_{\gamma f}(E) = \sigma_a(E) \frac{\Gamma_f(E)}{\Gamma_\gamma(E) + \Gamma_f(E) + \Gamma_n(E)} \quad (2.17)$$

$$\sigma_{\gamma n}(E) = \sigma_a(E) \frac{\Gamma_n(E)}{\Gamma_\gamma(E) + \Gamma_f(E) + \Gamma_n(E)} \quad (2.18)$$

onde o índice λ , que indica os possíveis estados do núcleo composto, foi omitido, visto que o canal de entrada é único (γ) e o estado formado na energia de excitação E é também único com $J^\pi=1^-$, considerando que a absorção do raio gama (fóton real) nos núcleos par-par ^{232}Th e ^{238}U (estado fundamental com $J^\pi=0$) é do tipo dipolo elétrico (E1). A secção de choque de absorção do fóton, $\sigma_a(E)$, nesta região de energia, conforme discutido na secção 2.1, pode ser razoavelmente descrita pela curva ajustada na ressonância gigante de dipolo

elétrico (equação 2.5)

O coeficiente de transmissão para cada canal de reação deve ser obtido pela somatória sobre todas as suas componentes, ou seja, pela soma dos coeficientes de transmissão correspondentes a cada estado final $\mu(E, J_c^\pi, \varepsilon_i, K, l)$, onde E é a energia de excitação do núcleo composto, J_c^π é o spin e paridade do núcleo composto, ε_i é a energia de excitação do i -ésimo estado do núcleo residual, l é o momento angular carregado pela partícula emitida (para nêutron $l=0, 1, 2, \dots$ e para fótons $l=L=1, 2$) e K são as projeções do momento angular do núcleo na direção do eixo de simetria do núcleo (no caso do canal de fissão).

A energia ε_i relaciona-se com a energia carregada pela partícula ou radiação emitida e a energia de excitação E da seguinte maneira:

$$\varepsilon_\gamma = E - \varepsilon_i \quad (2.19)$$

$$\varepsilon_n = E - B_n - \varepsilon_i \quad (2.20)$$

$$\varepsilon_f = E - E_B - \varepsilon_i \quad (2.21)$$

onde ε com os índices γ , n e f referem-se à energia do raio gama emitido, à energia cinética do nêutron emitido e à energia cinética e interna dos fragmentos de fissão no ponto de sela, respectivamente; B_n é a energia de ligação do nêutron no núcleo residual e E_B é a altura da barreira de fissão no ponto de sela.

Assim, substituindo-se a equação 2.15 nas equações 2.16-2.18, a largura de nível para cada canal de reação fica expressa por:

$$\begin{aligned} \Gamma_\gamma(E) &= \frac{D(E)}{2\pi} T_\gamma(E) = \frac{D(E)}{2\pi} \sum_\mu T_{\mu,\gamma}(E, J_c^\pi, \varepsilon_\gamma) \\ &= \frac{D(E)}{2\pi} \sum_i \sum_L \sum_{J=|J_c-L|}^{J_c+L} T_\gamma(E, J_c^\pi, J^\pi, L, \varepsilon_i) \end{aligned} \quad (2.22)$$

$$\begin{aligned}\Gamma_f(E) &= \frac{D(E)}{2\pi} T_f(E) = \frac{D(E)}{2\pi} \sum_{\mu} T_{\mu,f}(E, J^{\pi}, \varepsilon_{\gamma}) \\ &= \frac{D(E)}{2\pi} \sum_i \sum_{J^{\pi}} \sum_{K=-J}^J T_f(E, J_c^{\pi}, J^{\pi}, K, \varepsilon_i)\end{aligned}\quad (2.23)$$

$$\begin{aligned}\Gamma_n(E) &= \frac{D(E)}{2\pi} T_n(E) = \frac{D(E)}{2\pi} \sum_{\mu} T_{\mu,n}(E, J^{\pi}, \varepsilon_{\gamma}) = \\ &= \frac{D(E)}{2\pi} \sum_i \sum_l \sum_{S=|l-1/2|}^{S=l+1/2} \sum_{J=|J_c-S|}^{J=J_c+S} T_n(E, J_c^{\pi}, J^{\pi}, l, \varepsilon_i)\end{aligned}\quad (2.24)$$

Os coeficientes de transmissão são calculados de acordo com o canal de reação, levando em conta o tipo de barreira envolvida (por exemplo, a barreira centrífuga, para nêutrons), a distribuição de níveis do núcleo residual e a energia de excitação. Para o decaimento via canal gama o cálculo disponível é estatístico⁽⁴³⁾ e o coeficiente de transmissão é dado por:

$$T_{\gamma}(E) = \int_0^E F(E, \varepsilon_{\gamma}) \left(\sum_L \sum_{J_f=|L-L|}^{1+L} \rho_c(E - \varepsilon_{\gamma}, J_f^{\pi}) \right) \partial \varepsilon_{\gamma} \quad (2.25)$$

onde $\rho(E - \varepsilon_i, J_f^{\pi})$ é a densidade de níveis do núcleo composto e $F(E, \varepsilon_{\gamma})$ é o fator espectroscópico. O fator $F(E, \varepsilon_{\gamma})$, calculado a partir da RGD, para núcleos deformados, é dado por⁽⁴³⁾:

$$F(E, \varepsilon_{\gamma}) = \frac{8}{3} \frac{NZ}{A} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{(1 + 0,8x)}{mc^2} \sum_{i=1}^2 \left(\frac{i}{3} \right) \frac{\Gamma_i \varepsilon_{\gamma}^4}{(\varepsilon_{\gamma}^2 - E_i^2)^2 + (\Gamma_i \varepsilon_{\gamma})^2} \quad (2.26)$$

onde N, Z e A são o número de nêutrons, o número atômico e o número de massa do núcleo composto, respectivamente; e é a carga do elétron; c é a velocidade da luz; m é a massa de um nucleon, x ($\approx 0,5$) é a fração da força de troca entre o próton e o nêutron e os demais símbolos Γ_i e E_i referem-se aos parâmetros das Lorentzianas ajustadas à RGD.

Para o cálculo do coeficiente de transmissão de nêutrons $T_n(E)$, os valores

individuais de $T_n(E, J^{\pi}, J^{\pi}, l, \epsilon_i)$ podem ser calculados pelo formalismo da matriz-R⁽⁴³⁾. Parâmetros numéricos para obter o coeficiente de transmissão por meio deste formalismo são usualmente calculados a partir de um modelo óptico de reações nucleares, freqüentemente com canais específicos, incluídos por um tratamento de canais acoplados. Porém há poucas medidas experimentais para validar tais cálculos.

Desde que $T_n(E)$, é o resultado da soma de várias componentes, flutuações individuais não devem afetar significativamente o seu valor e, para energias entre 1 e 2 MeV acima do limiar de emissão de nêutrons⁽⁴⁸⁾, pode-se fazer estimativas pelo modelo estatístico sobre as somas nos possíveis valores de momento angular do nêutron emitido e nas energias de excitação do núcleo residual, indicadas na equação 2.24, resultando⁽⁴³⁾:

$$T_n(E) = \frac{2m}{\pi \hbar^2} \sum_{J^{\pi}} (2J+1) \int_0^{E-B_n} \sigma_{abs.n}(\epsilon_n) \epsilon_n \rho(E-B_n-\epsilon_n, J^{\pi}) d\epsilon_n \quad (2.27)$$

onde $\sigma_{abs.n}(\epsilon_n)$ é a secção de choque de absorção de um nêutron pelo núcleo residual (A-1), $\rho(E-B_n-\epsilon_n)$ é a densidade de estados do núcleo residual e m é a massa reduzida do nêutron no núcleo. Fora da faixa de ressonâncias na absorção de nêutrons pelo núcleo (A-1), a secção de choque de absorção pode ser substituída, com boa aproximação, pela secção de choque geométrica:

$$\sigma_{abs.n}(\epsilon_n) = \pi(R + \lambda)^2 \quad (2.28)$$

onde R é o raio do núcleo ($R=r_0 A^{1/3}$) e λ é o comprimento de onda de De-Broglie do nêutron dividido por 2π .

No caso da fissão, nas expressões para o cálculo do coeficiente de transmissão deve-se levar em conta duas regiões de energia de excitação: abaixo da barreira de fissão ($E < E_B$) e acima da barreira de fissão ($E > E_B$). Considerando-se uma barreira dupla com altura E_I e E_{II} , tem-se:

$$T_f(E, J_c^\pi, J^\pi, K, \varepsilon_i) = \frac{T_A(E, J_c^\pi, J^\pi, K, \varepsilon_i) \cdot T_B(E, J_c^\pi, J^\pi, K, \varepsilon_i)}{T_A(E, J_c^\pi, J^\pi, K, \varepsilon_i) + T_B(E, J_c^\pi, J^\pi, K, \varepsilon_i)} + T_{res.}(E = E_n, J^\pi) \quad (2.29)$$

onde $T_A(E, J^\pi, K)$ e $T_B(E, J^\pi, K)$ são os coeficientes de transmissão para cada uma das barreiras calculados individualmente e $T_{res.}(E, E_n, J_c^\pi, J^\pi)$ são os termos de ressonância associados aos níveis do segundo poço. Estes termos são incluídos quando a energia de excitação E é menor que ambas as barreiras e assume valores muito próximos aos níveis de energia do segundo poço. O coeficiente de transmissão para cada barreira é dados por:

$$T_A(E, J^\pi, K) = \left\{ 1 + \exp[2\pi(E_I(J^\pi, K) - E) / (\hbar\omega_I(J^\pi, K))] \right\}^{-1} \quad (2.30a)$$

$$T_B(E, J^\pi, K) = \left\{ 1 + \exp[2\pi(E_{II}(J^\pi, K) - E) / (\hbar\omega_{II}(J^\pi, K))] \right\}^{-1} \quad (2.30b)$$

onde $\hbar\omega_I$ e $\hbar\omega_{II}$ são as curvaturas das barreiras.

Para energias de excitação pouco superiores às barreiras de fissão as equações 2.29 e 2.30 continuam válidas, a menos do termo ressonante. No caso da fotofissão induzida por fótons reais (excitação $E1$) poucos são os canais de fissão disponíveis ($k=0, J^\pi=1^-$) e ($k=1, J^\pi=1^-$), conforme pode ser observado na figura 2.10. Nesse caso a soma indicada na equação 2.23 reduz-se a:

$$T_f(E) = T_f(E, 1^-, 1^-, 0, \varepsilon_1) + 2T_f(E, 1^-, 1^-, 1, \varepsilon_1) \quad (2.31)$$

onde o fator multiplicativo 2 aparece devido ao fato de haver duas projeções para K .

Para energias mais elevadas (~ 1 a 2 MeV acima da barreira), o coeficiente de transmissão (equações 2.29 e 2.30) atinge valores muito próximos à unidade. As somas indicadas na equação 2.23 resultam no número total de níveis do núcleo disponíveis no estado de transição para a fissão (canais de fissão de Bohr). A estimativa estatística do número de níveis corresponde à integral sobre a densidade de níveis $\rho(E-E_B-\varepsilon_i)$ no ponto de sela:

$$T_f(E) = \sum_{k=-J}^J \int_0^{E-E_B} \rho(\varepsilon_i, J^\pi, K) \partial \varepsilon_i = \sum_{K=-J}^J \int_0^{E-E_B} \rho(E - E_B - \varepsilon_f, J^\pi, K) \partial \varepsilon_f \quad (2.32)$$

onde ε_f é a energia cinética dos fragmentos de fissão no ponto de sela dada pela equação 2.21

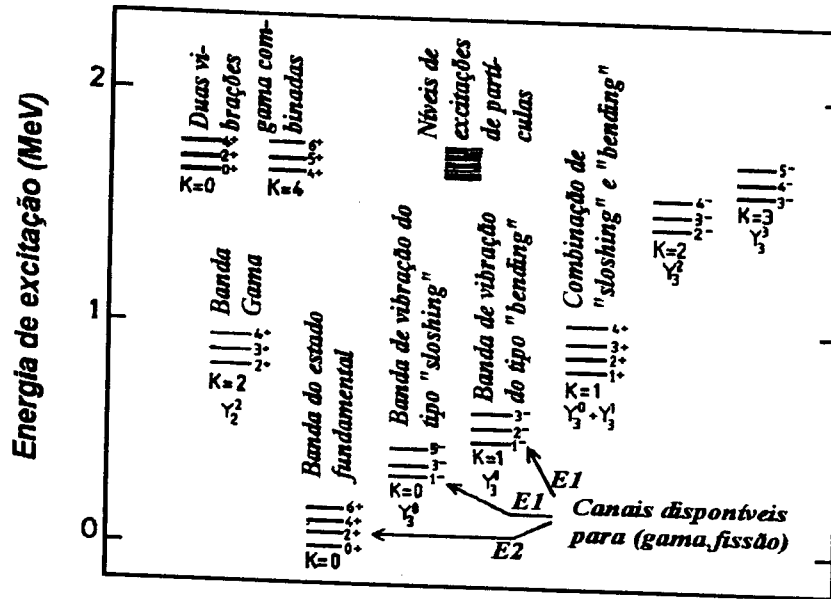


Figura 2.10 Diagrama esquemático mostrando as possíveis bandas coletivas de um núcleo de transição (ponto de sela) par-par com uma deformação estável de quadrupolo⁽⁴⁸⁾, indicando os possíveis canais de fissão induzida por fótons reais⁽⁴⁹⁾

Vandenbosch e Huizenga⁽⁴⁸⁾ estenderam a aplicação da equação 2.32 para energias abaixo da barreira, incluindo a penetração da barreira:

$$T_f(E) = \sum_{k=-J}^J \int_{-E_B}^{E+E_B} \left(\frac{\rho(E - E_B - \varepsilon_f, J^\pi, K)}{1 + \exp(-2\pi\varepsilon_f / \hbar\omega(J^\pi, K))} \right) \partial \varepsilon_f \quad (2.33)$$

onde os valores negativos para a energia cinética¹ estão associados ao tunelamento quântico do sistema através da barreira de fissão. Cabe entretanto lembrar que esta extensão para

¹ Na referência citada o extremo inferior da integral é $-\infty$ e não $-E_B$ indicado na equação 2.33. Adotou-se esta notação por precisão de linguagem e não há alteração no resultado da integral pois, segundo os autores, só contribuem para a integral os valores negativos de ε_f muito próximos de zero.

energias abaixo da barreira não contém os termos de ressonância, referentes ao acoplamento com níveis do segundo poço. Esta expressão descreve o comportamento “liso” do fator de transmissão. Na figura 2.11 é mostrado esquematicamente o comportamento de $T_f(E)$ para uma barreira dupla de fissão⁽⁵³⁾ onde foram incluídas as ressonâncias esperadas em consequência dos níveis do segundo poço (cálculo por WKB e cálculo exato resolvendo a equação de Schrödinger).

Estas estruturas ressonantes em $T_f(E)$ aparecem em medidas da secção de choque de fissão com fótons reais de boa resolução em energia. Na figura 2.12 é mostrada a secção de choque de fotofissão do ^{232}Th obtida com fótons de ressonância (p,γ) por Zhang e col.⁽³⁵⁾, para algumas faixas de energia, onde são identificadas ressonâncias com larguras da ordem de unidades de keV, comparada com as medidas de Khan e Knowles⁽²⁵⁾. Nos resultados experimentais de Khan e Knowles é possível identificar⁽⁵³⁾ algumas estruturas não resolvidas em 5,5, 5,6, 5,7, 5,92, 6,03 e 6,11 keV.

Com base no comportamento dos coeficientes de transmissão para fissão e emissão de nêutrons em função da energia de excitação, pode ser apresentada uma descrição qualitativa do comportamento da secção de choque de fotoprodução total de nêutrons (equação 2.3). A menos das estruturas de ressonância e absorção exponencial nas energias de excitação abaixo da barreira de fissão, os coeficientes de transmissão somados, representam uma contagem dos níveis disponíveis para o decaimento do núcleo composto: os níveis na deformação do ponto de sela, para a fissão, e os níveis do núcleo residual para a emissão de nêutrons. Assim, a secção de choque de fotoprodução de nêutrons deve crescer com a energia de excitação da mesma forma que a secção de choque de fotoabsorção (RGD), apresentando estruturas ressonantes e efeitos de barreira, nas energias próximas à barreira de fissão. Deve-se lembrar que na fotoprodução de nêutrons a secção de choque de fissão aparece “amplificada” pela multiplicidade de nêutrons. Em medidas com altíssima resolução em energia (unidades de eV) é possível que se evidenciem nas ressonâncias com estados vibracionais do segundo poço, as microestruturas devidas aos níveis do primeiro poço, similarmente ao que ocorre nas ressonâncias observadas na absorção de nêutrons de baixa energia⁽⁴³⁾. Em energias acima da barreira (>1 MeV) é possível observar-se algumas estruturas na secção de choque devidas a níveis de excitações de partículas do núcleo no ponto de sela, no canal de fissão⁽³²⁾.

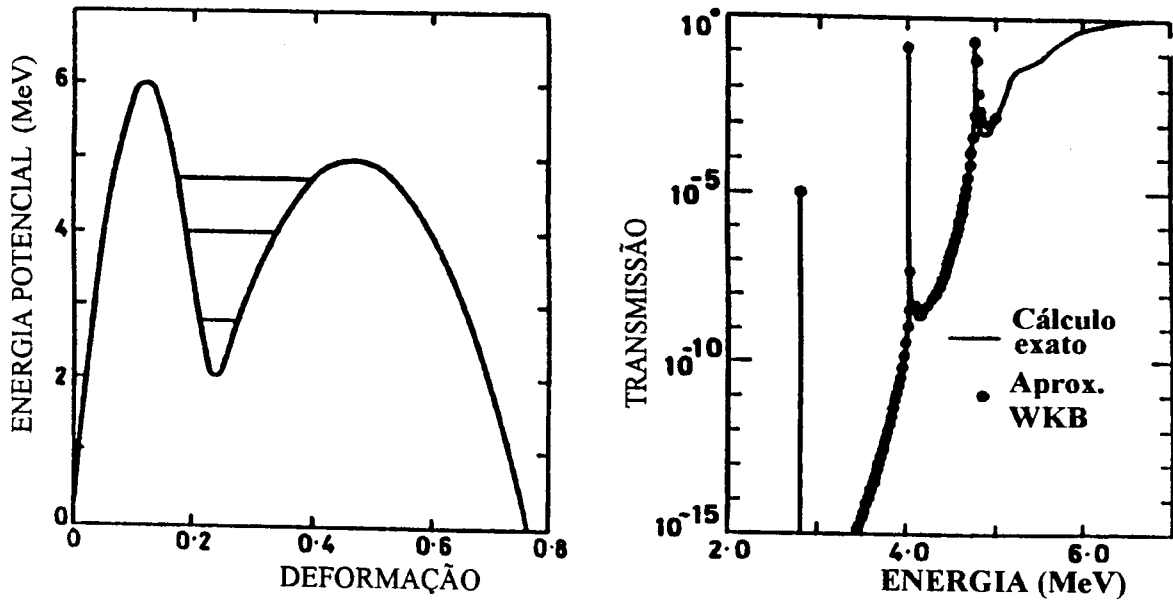


Figura 2.11 Coeficiente de transmissão para uma barreira dupla composta por duas parábolas⁽⁴³⁾

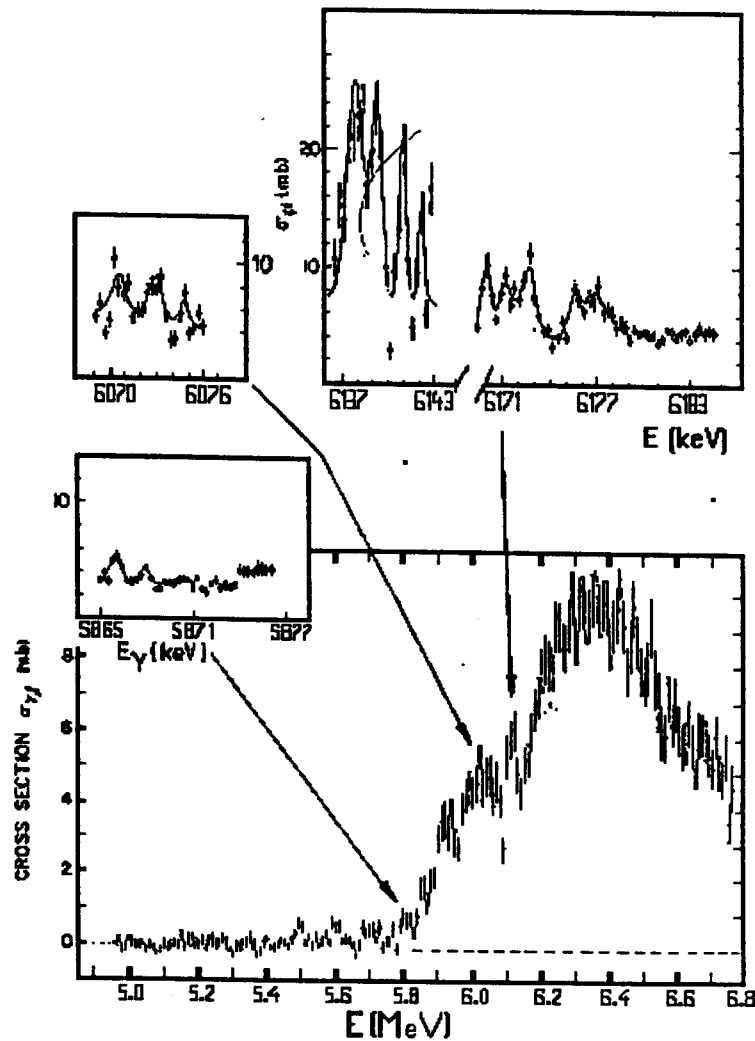


Figura 2.12 Secção de choque experimental de Zhang e col.⁽³⁵⁾ (inserções superiores), comparada com as medidas de Khan e Knowles⁽²⁵⁾ (quadro inferior) adaptada da ref.53.

Nos cálculos estatísticos das larguras parciais Γ_γ , Γ_n e Γ_f (equações 2.25, 2.27 e 2.33) é fundamental uma descrição realista da densidade de níveis do núcleo composto, do núcleo residual resultante da emissão de um nêutron e do núcleo de transição na fissão (ou seja, na deformação do ponto de sela). Os modelos usualmente adotados para a descrição da densidade de níveis (gás de Fermi⁽⁴³⁾, gota líquida^(50,26), Fujimoto-Yamaguchi⁽⁵¹⁾ e temperatura nuclear constante⁽⁴⁸⁾) em estudo realizado neste laboratório com fótons de captura⁽⁵²⁾ não resultaram em diferenças significativas na análise dos resultados experimentais da razão Γ_n/Γ_f .

Para comparação com os resultados experimentais foi realizado um cálculo estatístico da secção de choque de fotoprodução de nêutrons, que descreve o comportamento suave desse parâmetro em função da energia de excitação. A secção de choque foi calculada fazendo uso das equações 2.3 e 2.16 a 2.18, com os valores da multiplicidade de nêutrons obtidos do ajuste aos dados experimentais de Caldwell e col.⁽³³⁾ (tabela 2.5) e da secção de choque de fotoabsorção calculadas utilizando os parâmetros da RGD^(16,33) (tabela 2.4).

As larguras parciais foram calculadas por meio de uma versão modificada do programa STAPRE² e adaptada para reações fotonucleares³. As densidades de níveis na deformação do estado de equilíbrio para todos os nuclídeos envolvidos (²³¹Th, ²³⁷U, ²³²Th e ²³⁸U) e nos pontos de sela para o ²³²Th e ²³⁸U foram calculadas por um método semi-microscópico combinado^(54,55). Os parâmetros de deformação nuclear usados para o cálculo dos estados de quasi-partículas num potencial deformado⁴ são apresentados na tabela 2.6.

O cálculo estatístico das larguras de fissão foi realizado considerando-se uma barreira dupla de fissão formada por três parábolas suavemente interligadas. Os parâmetros de barreira adotados para o cálculo estão relacionados na tabela 2.7

² Modificações realizadas por F.Garcia e avaliada por H.Derrien: "Results of an International Code Intercomparison for Fission Cross Section Calculations", NEA/P&T Report No. 8 NEA/NSC/DOC(9-.),6, Feb94, (<http://db.mea.fr/html/science/pt/fission.htm>)

³ As adaptações e o processamento do programa foram realizados por F.Garcia no Instituto de Física da Universidade de São Paulo.

⁴ F. Garcia : Comunicação privada

Tabela 2.6
Parâmetros de deformação nuclear

Núcleo	Estado de equilíbrio		Primeiro ponto de sela		Segundo ponto de Sela		
	ϵ	α_4	ϵ	α_4	ϵ	α_3	α_4
^{238}U	0,23	0,06	0,38	-0,07	0,70	0,11	0,03
^{237}U	0,23	0,06	-	-	-	-	-
^{232}Th	0,22	0,07	0,44	-0,03	0,71	0,11	0,04
^{231}Th	0,21	0,07	-	-	-	-	-

Tabela 2.7
Parâmetros de barreira dupla para o ^{238}U e ^{232}Th ⁽⁵⁵⁾

Núcleo	E_I (MeV)	$\hbar \omega_I$ (MeV)	E_{II} (MeV)	$\hbar \omega_{II}$ (MeV)
^{238}U	5,9	1,18	6,10	0,63
^{232}Th	5,8	1,04	6,2	0,6

Nas figuras 2.13 e 2.14 são apresentados as probabilidades de decaimento do núcleo composto para cada canal de reação em função da energia de excitação, calculadas a partir das larguras parciais, para os núcleos de ^{238}U e ^{232}Th , respectivamente. A secção de choque de fotoprodução de nêutrons calculada para ambos os núcleos em estudo são apresentadas na forma de curvas no capítulo 5, juntamente com os resultados experimentais. Na figura 2.15 é mostrada a dependência do espaçamento médio de níveis com $J^\pi = 1^-$, obtido a partir da densidade de níveis calculada pelo programa DENCOM⁽⁵⁵⁾, supondo-se válida a seguinte relação:

$$D(E, J^\pi = 1^-) = \frac{1}{2} \frac{1'}{\rho(E, J = 1)} \quad (2.34)$$

Os resultados apresentados na figura 2.15 devem ser comparados com a resolução em energia da radiação gama utilizada, a fim de se investigar possíveis ocorrências de ressonâncias na fotoabsorção.

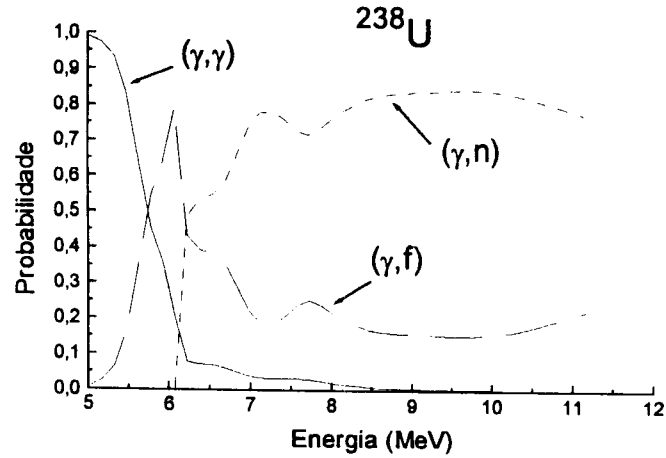


Figura 2.13 Probabilidade de decaimento do núcleo composto de ^{238}U pelos canais de espalhamento gama, emissão de um nêutron e fissão em função da energia de excitação, calculada a partir das larguras parciais.

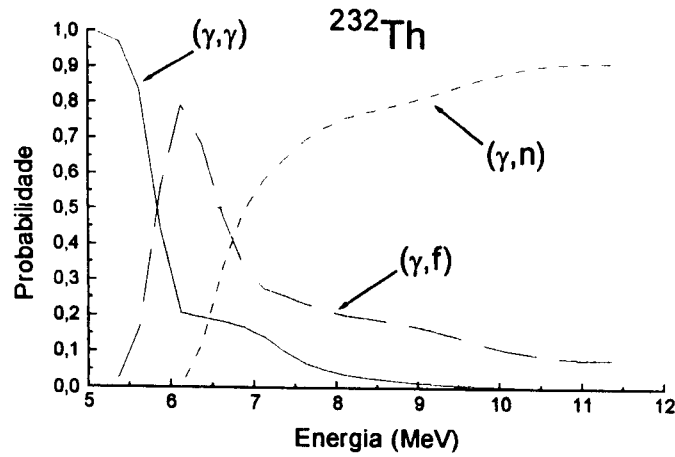


Figura 2.14 Probabilidade de decaimento do núcleo composto de ^{232}Th pelos canais de espalhamento gama, emissão de um nêutron e fissão em função da energia de excitação, calculada a partir das larguras parciais.

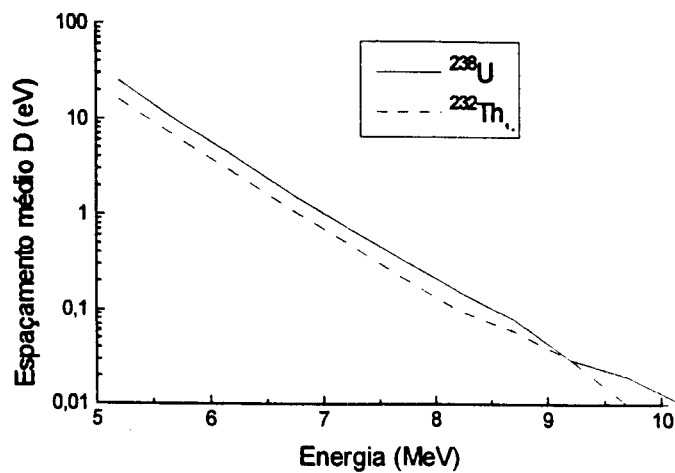


Figura 2.15 Espaçamento médio de níveis $J^\pi = 1^-$ para o ^{238}U e ^{232}Th calculada a partir da densidade de níveis $J=1$

3 METODOLOGIA PARA OBTENÇÃO DA SECÇÃO DE CHOQUE NA ENERGIA DA LINHA GAMA PRINCIPAL

3.1 Definição da secção de choque composta

Medidas experimentais de secções de choque de reações fotonucleares com radiação gama de captura de nêutrons térmicos, em geral, não fornecem diretamente a secção de choque num particular valor de energia pelo fato de que, estas radiações gama não se constituem numa fonte exatamente monoenergética. Os alvos utilizados para a geração do feixe de fótons são selecionados de modo a se aproximarem o tanto quanto possível de uma fonte monoenergética, o que corresponde a apresentar uma linha mais intensa, denominada linha principal, e o menor número possível de linhas menos intensas, denominadas linhas secundárias, com energias acima do limiar da reação fotonuclear em estudo. Além disso, como a secção de choque das reações fotonucleares têm um comportamento exponencialmente crescente com a energia de excitação, é conveniente que a linha principal seja, o tanto quanto possível, a linha de maior energia de cada alvo selecionado.

Pode-se definir uma secção de choque composta experimental S_i , para a reação fotonuclear produzida na amostra em estudo pelo espectro de raios gama de captura do alvo i , como sendo a secção de choque na energia da linha principal acrescida da contribuição das secções de choque nas energias correspondentes às linhas secundárias. Esta contribuição é proporcional à intensidade relativa destas linhas secundárias, conforme descrito a seguir.

A taxa de contagem registrada pelo detector dos produtos da reação fotonuclear em estudo, para uma amostra imersa num fluxo homogêneo de fótons de captura, é dada por:

$$R_i = N\varepsilon \sum_{j=1}^{n_i} \phi(E_{ij})\sigma(E_{ij}) \quad (3.1)$$

onde N é o número de núcleos de interesse na amostra, ε é a eficiência do detector dos produtos da reação fotonuclear, $\phi(E_{ij})$ é o fluxo de raios gama de captura com energia E_{ij} , $\sigma(E_{ij})$ é a secção de choque de reação e n_i é o número de linhas gama no espectro do alvo i .

Colocando em evidência o fluxo na energia da linha gama principal do alvo i , indicado pelo índice $j=P$, tem-se:

$$R_i = N\varepsilon\phi(E_{iP}) \sum_{j=1}^{n_i} I(E_{ij})\sigma(E_{ij}). \quad (3.2)$$

onde: $I(E_{ij})$ é a intensidade das demais linhas gama em relação à intensidade da linha gama principal, que é determinada pela razão entre os fluxos de raios gama na linha com energia E_{ij} e o fluxo na linha principal de energia E_{iP} :

$$I(E_{ij}) = \frac{\phi(E_{ij})}{\phi(E_{iP})} \quad (3.3)$$

O fluxo de raios gama de captura para um determinado alvo i , em cada linha de energia E_{ij} proveniente do canal tangencial do reator, após a passagem pelos colimadores e filtros, é dado por:

$$\phi(E_{ij}) = \frac{Qi(E_{ij})}{4\pi d^2} F_{ALV}(E_{ij})B_{FIL}(E_{ij})F_{AMO}(E_{ij}) \quad (3.4)$$

onde Q é a taxa de reação de captura de nêutrons térmicos no alvo, $i(E_{ij})$ é a intensidade da linha gama gerada na desexcitação do núcleo composto formado pela captura de nêutrons térmicos no alvo (expresso em número de gamas por 100 nêutrons capturados), $F_{ALV}(E_{ij})$ e $F_{AMO}(E_{ij})$ são os fatores de auto blindagem do alvo e da amostra, respectivamente, $B_{FIL}(E_{ij})$ é a atenuação do feixe devida aos filtros utilizados e d é a distância da face interna do colimador de chumbo do canal ao local de irradiação da amostra¹. Estes fatores, que

¹ No arranjo experimental utilizado neste trabalho o diâmetro do alvo de captura é maior que o diâmetro do colimador do canal que define a geometria do feixe, de modo que é a área circular correspondente à face interna do colimador que define o ângulo sólido dentro do qual o alvo é "visto" pela amostra.

atenuam o feixe são dados por:

$$F_{ALV}(E_{ij}) = \frac{1 - \exp[-\mu_{ALV}(E_{ij})x_{ALV}]}{\mu_{ALV}(E_{ij})x_{ALV}} \quad (3.5)$$

$$F_{AMO}(E_{ij}) = \frac{1 - \exp[-\mu_{AMO}(E_{ij})x_{AMO}]}{\mu_{AMO}(E_{ij})x_{AMO}} \quad (3.6)$$

$$B_{FIL}(E_{ij}) = \sum_K \exp[-\mu_K(E_{ij})x_K] \quad (3.7)$$

onde $\mu_x(E_{ij})$ são os coeficientes de atenuação de massa para fótons de energia E_{ij} dos materiais que compõem o alvo, a amostra e cada filtro K no canal, e x_x as respectivas espessuras.

Assim, as intensidades relativas $I(E_{ij})$ são dadas por:

$$I(E_{ij}) = \frac{i(E_{ij})B_{FIL}(E_{ij})F_{ALV}(E_{ij})F_{AMO}(E_{ij})}{i(E_{iP})B_{FIL}(E_{iP})F_{ALV}(E_{iP})F_{AMO}(E_{iP})} \quad (3.8)$$

onde o índice $j=P$ indica tratar-se da linha principal. Observa-se por esta expressão que as intensidades relativas das linhas no espectro de raios gama de captura na posição da amostra, dependem do tipo de filtros e atenuadores usados, além do "branching ratio" da cascata de desexcitação dos núcleos excitados, formados na captura de nêutrons térmicos pelos núcleos do alvo i , expresso pelo valor de $i(E_{ij})$.

Assim, define-se a secção de choque composta S_i para o espectro de raios gama de captura do alvo i , em termos de grandezas medidas experimentalmente, como:

$$S_i = \sum_{j=1}^n I(E_{ij})\sigma(E_{ij}) = \frac{R_i}{N\varepsilon\phi(E_{iP})} \quad (3.9)$$

Observa-se que a secção de choque composta é uma quantidade que depende diretamente dos resultados experimentais obtidos, conforme indicado pelo último membro da equação 3.9.

A secção de choque composta, assim definida, permite o cálculo da taxa da reação fotonuclear de interesse induzida na amostra, pelos raios gama de captura de nêutrons térmicos de um determinado alvo, a partir da medida ou cálculo do fluxo dos raios gama da linha principal.

Observa-se também que a secção de choque composta é uma combinação linear de n_i valores da secção de choque nas energias de todas as linhas do espectro de radiação gama do alvo, sendo que, pela escolha apropriada da linha gama principal, tem-se: $I(E_{ij=p})=1$ e as demais intensidades relativas: $I(E_{ij \neq p}) < 1$. Nestas condições, a principal componente da secção de choque composta é a secção de choque na energia da linha principal. No caso de alvos com um número grande de linhas secundárias intensas (relativamente à linha principal) ou linhas secundárias com energia maior que a linha principal, a contribuição destas linhas na composição do valor da secção de choque composta será mais significativa. Assim, fazendo uma escolha apropriada do alvo e da linha gama principal, esta contribuição pode ser tratada, em primeira aproximação, como uma correção, quando se deseja obter a secção de choque na energia da linha principal a partir do valor experimental da secção de choque composta.

3.2 Metodologia desenvolvida

Para se obter o valor da secção de choque em função da energia de excitação, utilizando-se diversos alvos de captura de nêutrons térmicos, é preciso estabelecer uma metodologia de análise dos resultados experimentais. O problema consiste na resolução de um sistema de N equações a M incógnitas, onde N é o número de alvos e M é o número total de linhas gama dos espectros de raios gama de captura de todos os alvos:

$$S_1 = \sum_{j=1}^{n_1} I(E_{1j})\sigma(E_{1j}) \quad (3.10a)$$

$$S_2 = \sum_{j=1}^{n_2} I(E_{2j})\sigma(E_{2j}) \quad (3.10b)$$

⋮

$$S_N = \sum_{j=1}^{n_N} I(E_{Nj})\sigma(E_{Nj}) \quad (3.10n)$$

onde : $M=n_1+n_2+\dots+n_N$ e $M>N$, pois os valores de E_{ij} de alvos diferentes não são necessariamente coincidentes, ou seja: $E_{1j} \neq E_{2j} \neq E_{3j} \dots$. Trata-se de um sistema com um número de incógnitas maior que o número de equações e terá portanto $M-N$ conjuntos de possíveis soluções $\sigma(E_{ij})$.

Considerando, como já mencionado, a contribuição das linhas gama secundárias no valor experimental da secção de choque composta como uma correção, o valor da secção de choque na energia da linha gama principal pode ser, pelo menos em primeira aproximação, calculado a partir da secção de choque experimental S_i^{exp} , quando já se dispõe de uma boa estimativa do comportamento dos valores da secção de choque em função da energia de excitação. Desde que $I(E_{iP}) = 1$ para a linha gama principal, a secção de choque na energia correspondente, pode ser extraída da medida experimental por meio das seguintes expressões:

$$\sigma^{\text{exp}}(E_{iP}) = S_i^{\text{exp}} - \sum_{j=1, j \neq P}^{n_i} I(E_{ij})\sigma(E_{ij}) \quad (3.11)$$

ou

$$\sigma^{\text{exp}}(E_{iP}) = \frac{S_i^{\text{exp}}}{R_i} \quad (3.12)$$

com

$$R_i = 1 + \sum_{j=1, j \neq P}^{n_i} I(E_{ij})\sigma(E_{ij}) / \sigma(E_{iP}) \quad (3.13)$$

Estas duas expressões são equivalentes; entretanto a segunda expressão, quando utilizada num processo iterativo, garante que a secção de choque na energia da linha principal não assumirá valores negativos, devidos a flutuações no valor de S_i^{exp} (erros experimentais), em nenhuma etapa do processo. Esta situação é muito inconveniente pois poderia fazer o processo iterativo divergir, além do que, um valor negativo para a secção de choque não tem significado físico.

Uma forma de solução deste sistema incompleto de equações é, portanto, por meio de um processo iterativo, partindo-se de uma boa estimativa da curva de secção de choque obtida na literatura. O processo consiste em se calcular inicialmente os valores da secção de choque nas energias das linhas gama principais, $\sigma(E_{iP})$, pela equação 3.12. A seguir calculam-se todos os valores de $\sigma(E_{ij})$ nas energias das linhas gama secundárias por interpolação entre os valores da secção de choque nas energias de duas linhas gama principais consecutivas (onde $E_{iP} < E_{ij} < E_{i+1,P}$) para, novamente, substituindo-se na equação 3.12, calcular novos valores para $\sigma(E_{iP})$.

O processo iterativo pode ser repetido até que todos os valores de $\sigma(E_{iP})$ calculados em duas iterações sucessivas venham a diferir por uma quantidade pequena preestabelecida. É importante ressaltar que nesse processo são efetivamente calculados N valores de $\sigma(E_{iP})$ e os demais valores $\sigma(E_{ij})$ são obtidos por interpolação linear, sendo portanto este, um dos M-N conjuntos de possíveis soluções. É evidente que o número de alvos determina o número máximo de diferentes valores de energia de excitação nos quais a secção de choque pode ser calculada. Tanto melhor será a aproximação dos resultados quanto maior for o número de alvos utilizados, devido ao processo de interpolação linear.

Cabe também ressaltar que a interpolação linear do valor da secção de choque nas energias das linhas secundárias, na realidade, acrescenta M-N equações linearmente independentes ao sistema de equações (3.10a-3.10n), tornando-o um sistema completo de M equações a M incógnitas.

Pode-se, entretanto, com base na validade dessa interpolação linear, reduzir o sistema para N equações a N incógnitas, extrapolando-se a intensidade de cada linha secundária, $I(E_{ij})$, para as energias das duas linhas principais adjacentes. Pode-se, também,

mostrar que esta extrapolação, para o cálculo das secções de choque compostas, $S_i = \sum_j I(E_{ij}) \sigma(E_{ij})$, é equivalente à interpolação linear do valor da secção de choque na energia E_{ij} da linha secundária a partir de dois valores da secção de choque nas energias das linhas principais, próximas e adjacentes a E_{ij} .

A secção de choque composta, conforme definida na equação 3.9, é uma soma de produtos das intensidades relativas, $I(E)$, pelas secções de choque, $\sigma(E)$, nas energias, E , de todas as linhas do espectro de raios gama de captura do alvo. Sejam σ_1 e σ_2 as secções de choque nas energias das linhas principais E_1 e E_2 , respectivamente, onde E é tal que: $E_1 \leq E \leq E_2$. A secção de choque interpolada na energia E é dada por:

$$\sigma = \sigma_1 + \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{E_2 - E_1} (E - E_1) = \sigma_1 \frac{E_2 - E}{E_2 - E_1} + \sigma_2 \frac{E - E_1}{E_2 - E_1} \quad (3.14)$$

Multiplicando-se por $I(E)$ a secção de choque interpolada dada pela equação 3.14, tem-se:

$$I(E)\sigma(E) = I(E)\sigma_1 \frac{E_2 - E}{E_2 - E_1} + I(E)\sigma_2 \frac{E - E_1}{E_2 - E_1} \quad (3.15)$$

A intensidade $I(E)$ da linha secundária pode ser decomposta em duas parcelas I_1 e I_2 , correspondentes à extrapolação para as energias das linhas principais E_1 e E_2 , de tal forma que:

$$I(E) = I_1 + I_2 \quad (3.16)$$

e

$$\sigma(E)I(E) = I_1\sigma_1 + I_2\sigma_2 \quad (3.17)$$

de onde, por meio da comparação entre as equações (3.17) e (3.15), obtém-se:

$$I_1 = I(E) \frac{E_2 - E}{E_2 - E_1} \quad (3.18)$$

$$I_2 = I(E) \frac{E - E_1}{E_2 - E_1} \quad (3.19)$$

Assim, a intensidade de qualquer linha gama, situada entre duas linhas gama principais, pode ser substituída por duas parcelas equivalentes às intensidades de duas linhas gama nas energias das linhas principais adjacentes, de modo que o valor calculado da secção de choque composta não será alterado. Desde que, agora, tem-se um conjunto de intensidades e secções de choque em valores definidos de energia (energias das N linhas principais), pode-se substituir a notação funcional $f(E_{ij})$ por índices (i,j) :

$$I(E_{ik}) = I_{ik} + I_{i(k+1)} \quad (3.20)$$

$$I(E_{ik})\sigma(E_{ik}) = I_{ik}\sigma_k + I_{i(k+1)}\sigma_{(k+1)} \quad (3.21)$$

onde o índice i indica o alvo gerador de raios gama e o índice k a energia da k -ésima linha principal ($i=1, \dots, N$ e $k=1, \dots, N$).

Quando houver mais de uma linha gama secundária no intervalo situado entre duas linhas principais E_j e E_{j+1} , as intensidades relativas na energia da linha principal E_j devem ser somadas:

$$I_j = \sum_{k=1}^{m_j} I_{ik} \quad (3.22):$$

onde m_j é o número de linhas secundárias no intervalo (E_j, E_{j+1}) . Isto porque, no cálculo da secção de choque composta, a soma da contribuição das linhas secundárias na energia E_j reduz-se a :

$$\sum_{k=1}^{m_j} I_{ik}\sigma_k = \sigma_j \sum_{k=1}^{m_j} I_{ik} = I_j\sigma_j \quad (3.23)$$

uma vez que $\sigma_1 = \sigma_2 = \dots = \sigma_k = \sigma_j$, trata-se da secção de choque na energia da linha principal E_j . O mesmo se aplica para o outro extremo do intervalo, isto é, na energia da linha

principal E_{j+1} .

Nestas condições o sistema de equações (3.10a)-(3.10n) pode ser reescrito da seguinte forma:

$$S_i = \sum_{j=1}^N I_{ij} \sigma_j \quad (i = 1, 2, \dots, N) \quad (3.24)$$

constituindo um sistema de N equações a N incógnitas, onde N é o número de alvos (e de linhas gama principais). Este sistema pode ser exatamente resolvido, ou seja, possui solução única. Na forma matricial, é representado por:

$$S = M \cdot \sigma \quad (3.25)$$

sendo S o vetor coluna com N elementos, contendo os valores da secção de choque composta da amostra para cada alvo, M a matriz de dimensão $N \times N$ contendo nas i -linhas as intensidades das linhas secundárias de cada alvo i , extrapoladas e agrupadas, distribuídas nas j -colunas, correspondentes às energias das linhas principais de todo o conjunto e σ é o vetor coluna contendo as N secções de choque nas energias das linhas principais. Os elementos da diagonal da matriz M são as intensidades das linhas gama principais e os demais são as intensidades das linhas gama secundárias agrupadas.

Desde que os elementos do vetor S e da matriz M são conhecidos, as secções de choque nas energias das linhas gama principais são dadas por:

$$\sigma = M^{-1} S \quad (3.26)$$

Cabe salientar que esta redução do número de incógnitas, tornando o sistema de equações solúvel exatamente, decorre diretamente da interpolação linear, hipótese esta feita sobre a secção de choque. Portanto, não se introduz nenhuma simplificação ou aproximação adicional ao método iterativo discutido anteriormente, o que torna ambos os métodos de solução equivalentes. A vantagem da formulação matricial é a possibilidade de aplicar-se artifícios matemáticos mais rigorosos de tratamento de dados experimentais, já

testados e aplicados a problemas similares, tais como, medidas de espectros de nêutrons por ativação de folhas, esferas de Bonner e detectores limiares⁽⁵⁷⁾.

A interpolação linear da secção de choque entre os valores de energia de duas linhas principais vizinhas, contida no método, poderá mascarar ou alargar, eventuais estruturas estreitas na secção de choque, cuja largura seja menor que o espaçamento entre duas linhas principais do conjunto de alvos escolhidos. Porém, o seu efeito não será completamente perdido quando se trabalha com um número grande de alvos, como no presente caso, o que abre a possibilidade da existência de alguma linha secundária que coincide com a estrutura. Neste caso, dependendo do algoritmo de cálculo utilizado, o efeito se transferirá para as secções de choque nas energias das linhas gama principais da vizinhança.

Outro aspecto importante a se considerar quanto à solução exata do sistema por inversão de matriz, equação 3.26, é a possibilidade de aparecerem oscilações com valores negativos na curva de secção de choque, em virtude do vetor S ser constituído pelos valores experimentais da secção de choque composta, valores estes sujeitos a erros experimentais. Assim, métodos iterativos, partindo-se de uma curva de secção de choque obtida com bases físicas (experimental ou avaliada), podem ser aplicados com maior facilidade computacional por meio desta formulação matricial.

O método dos mínimos quadrados, aplicado neste caso, com o número de graus de liberdade igual a zero, resulta também na solução exata, porém, os valores envolvidos no cálculo são ponderados pelos erros experimentais. Uma vantagem em relação aos métodos iterativos é que o método dos mínimos quadrados permite um tratamento estatístico mais adequado dos erros experimentais. Em especial, no caso das medidas de secção de choque composta, que são realizadas num mesmo arranjo experimental, os erros envolvidos são fortemente correlacionadas⁽⁵⁸⁾, sendo por isso este tipo de tratamento estatístico altamente recomendado.

Sendo V a matriz de covariância das secções de choque compostas experimentais, a solução pelo método dos mínimos quadrados do sistema de equações, representado genericamente pela equação. 3.25, é dada por^(58,59):

$$\sigma = PM^tV^{-1}S \quad (3.27)$$

onde o superescrito t indica a matriz transposta e -1 indica a matriz inversa. A matriz P é a matriz de covariância das secções de choque calculadas nas energias das linhas principais σ_i , e é dada por:

$$P = (M^tV^{-1}M)^{-1} \quad (3.28)$$

Sendo uma matriz de covariância, P é simétrica, com os elementos da diagonal principal P_{ii} positivos e iguais ao quadrado dos erros absolutos das secções de choque σ_i calculadas nas energias das linhas principais. Os demais elementos, $P_{ij} = P_{ji}$, são as covariâncias entre os erros das secções de choque calculadas em diferentes energias de linha principal, σ_i e σ_j . A matriz de correlação C é definida a partir dos elementos da matriz de covariância⁽⁵⁸⁾:

$$C_{ij} = \frac{P_{ij}}{\sqrt{P_{ii}P_{jj}}} \quad (3.29)$$

Cabe, por fim ressaltar, que a formulação matricial, tanto para os métodos iterativos como para a solução exata ou por mínimos quadrados, torna o processamento numérico (computacional) bastante simplificado. No capítulo 5 (Resultados e Discussão) é verificado, que as secções de choque compostas do ^{232}Th e ^{238}U calculadas com agrupamento de linhas (equação 3.24) e calculadas sem agrupamento de linhas (equação 3.9), são praticamente iguais para todos os 30 alvos de captura empregados neste trabalho, ou seja, diferem de um valor muito menor do que o erro experimental.

3.3 Programas computacionais

Para se obter o valor da secção de choque nas energias das linhas gama principais a partir de um conjunto de secções de choque compostas experimentais e das intensidades das linhas gama agrupadas, seguindo o critério discutido na secção anterior,

foram elaborados cinco programas de computador, em linguagem FORTRAN77 para microcomputadores compatíveis ao IBM-PC, com sistema operacional DOS de 16 bits.

Três desses programas foram elaborados usando algoritmos iterativos para solução do sistema de equação 3.24 e os outros dois envolveram a inversão de matrizes (métodos diretos) para solução da equação matricial, equação 3.25. O processo iterativo consiste em corrigir iterativamente um conjunto inicial de valores da secção de choque nas energias das linhas principais, por meio de um determinado critério, de modo que os valores da secção de choque composta calculada (S_i), para cada alvo, venham a convergir aos valores experimentais obtidos para a secção de choque composta, (S_i^{exp}). O processo é interrompido, considerando que a convergência estipulada foi alcançada, quando o valor calculado da secção de choque composta na n-ésima iteração (S_i^n) e o valor experimental (S_i^{exp}) diferem por um valor (Δ) arbitrariamente pequeno. O valor de Δ , nos programas, é um dado fornecido pelo usuário.

Sucintamente, o critério de correção (incremento no valor da secção de choque nas energias das linhas principais) utilizado no processo iterativo em cada um dos programas desenvolvidos é o seguinte:

a) SIGMALP1: A secção de choque na energia da linha principal, para cada alvo, é corrigida na n-ésima iteração por um fator igual à razão entre a secção de choque composta experimental correspondente àquele alvo e a secção de choque composta calculada, com os valores de secção de choque nas energias das linhas principais obtidas na iteração anterior:

$$\sigma_i^n = \frac{S_i^{exp}}{S_i^{n-1}} \sigma_i^{n-1} \quad (3.30)$$

b) SIGMALP2: A secção de choque na energia da linha principal na n-ésima iteração é a soma algébrica do valor calculado na iteração anterior com uma parcela igual à diferença entre a secção de choque composta experimental e a secção de choque composta calculada na iteração anterior, multiplicada por um fator peso, α_i , proporcional à contribuição relativa da linha principal na secção de choque composta:

$$\sigma_i^n = \sigma_i^{n-1} + \alpha_i^{n-1} \frac{(S_i^{\text{exp}} - S_i^{n-1})}{I_{ii}} \quad (3.31)$$

onde:

$$\alpha_i^{n-1} = \frac{I_{ii} \sigma_i^{n-1}}{S_i^{\text{exp}}} \quad (3.32)$$

que resulta em:

$$\sigma_i^n = \left(1 + \frac{S_i^{\text{exp}} - S_i^{n-1}}{S_i^{\text{exp}}} \right) \sigma_i^{n-1} \quad (3.33)$$

c) SIGMALP3: A correção na secção de choque na energia da linha gama principal na n-ésima iteração é dada por um fator que corresponde à média ponderada da contribuição de todos os alvos que tenham linhas secundárias nesta energia. Esta contribuição é obtida pela razão entre a secção de choque composta experimental e a secção de choque composta calculada na iteração anterior para cada alvo. O fator peso é o produto do inverso do quadrado do erro experimental de S_i^{exp} pela contribuição relativa da secção de choque nesta energia (dada pelo produto $I_{ki}\sigma_i$) na secção de choque composta correspondente a aquele alvo, S_k^{exp} ; portanto:

$$\sigma_i^n = \frac{\sum_{k=1}^N \frac{S_k^{\text{exp}}}{S_k^{n-1}} P_{ki}^{n-1}}{\sum_{k=1}^N P_{ki}^{n-1}} \sigma_i^{n-1} \quad (3.34)$$

onde:

$$P_{ki}^{n-1} = \left(\frac{1}{S_{kk}} \right)^2 \frac{I_{ki} \sigma_i^{n-1}}{S_k^{\text{exp}}} \quad (3.35)$$

que resulta:

$$\sigma_i^n = \frac{\sum_{k=1}^N \frac{I_{ki}}{S_k^{n-1}} \left(\frac{1}{S_{kk}} \right)^2}{\sum_{k=1}^N \frac{I_{ki}}{S_k^{\text{exp}}} \left(\frac{1}{S_{kk}} \right)^2} \sigma_i^{n-1} \quad (3.36)$$

onde s_{kk} é o erro experimental da secção de choque composta medida para o k-ésimo alvo.

Nos processos iterativos as covariâncias não são computadas. Os erros experimentais podem ser introduzidos, como por exemplo em SIGMALP3, por meio de um fator de ponderação, nas expressões que usam o valor experimental das secções de choque, mas são tratados como independentes. No caso do algoritmo deste programa, em que a secção de choque na energia de cada linha principal é calculada a partir da média ponderada da contribuição de todos os alvos, o erro nesta secção de choque assim calculada, em termos estatísticos, aparece naturalmente a partir do desvio-padrão da média. Este cálculo é efetuado pelo programa SIGMALP3, porém não é obtida nenhuma informação acerca da covariância existente neste conjunto de secções de choque nas energias das linhas principais. Nos algoritmos dos programas SIGMALP1 e SIGMALP2, os erros das secções de choque nas energias das linhas principais não são computados. Considerando que nestes algoritmos é utilizada a média da contribuição de todas as linhas do alvo representada por S_i , (equação 3.24), o fator R , dado pela equação 3.13, pode ser associado "ad hoc" ao número de graus de liberdade dessa média. Assim o erro na secção de choque na energia da linha principal do alvo k , ϵ_{kk} pode ser estimado a partir do erro experimental da secção de choque composta deste alvo, s_{kk} , como sendo:

$$\epsilon_{kk} = \frac{s_{kk}}{\sqrt{R}} \quad (3.37)$$

Os programas desenvolvidos que utilizam os métodos denominados no início desta secção como métodos diretos, resolvem a equação matricial 3.25 da seguinte forma: o primeiro deles, programa INVERT2, por inversão de matrizes (equação 3.26) e o segundo deles SIGMALP4, aplicando o método dos mínimos quadrados, onde as secções de choque nas energias das linhas principais são calculadas pela equação 3.27, com a respectiva matriz de covariância calculada pela equação 3.28. Como se trata de um conjunto de N equações a N incógnitas, tem-se, para o método dos mínimos quadrados, um ajuste com um número nulo de graus de liberdade, de modo que tanto INVERT2, quanto SIGMALP4, resultam na solução exata do problema.

Os erros na solução de INVERT2 são estimados diretamente pela equação 3.37. Entretanto, os cálculos de erros em SIGMALP4, são efetuados por meio de um tratamento estatístico mais rigoroso dos dados, exigindo que os valores experimentais das

secções de choque compostas sejam fornecidos com a respectiva matriz de covariância.

Os algoritmos e métodos de cálculo usados nos programas desenvolvidos no presente trabalho, empregam um grau de acoplamento crescente, entre cada uma das equações do sistema de equação 3.24, de SIGMALP1 a SIGMALP4, ao considerar as medidas experimentais das secções de choque compostas no cálculo (tanto iterativo como direto). Este acoplamento é estabelecido pelos valores das intensidades relativas das linhas de cada alvo de captura, I_{ij} . Deve-se notar que em SIGMALP1 a correção para o processo iterativo é feita diretamente sobre a secção de choque na energia da linha principal do alvo em questão; em SIGMALP2 é introduzido um fator peso, proporcional às intensidades das linhas secundárias do mesmo alvo; em SIGMALP3 são feitas médias ponderadas das contribuições das linhas do espectro de todos os alvos na energia da linha principal em questão e em SIGMALP4, bem como em INVERT2, o problema é resolvido como um todo (solução exata).

A confiabilidade dos resultados destes cálculos dependem essencialmente da precisão e acurácia com que as secções de choque compostas são medidas experimentalmente, do número de alvos de captura utilizados e, principalmente, dos valores das intensidades das linhas do espectro de raios gama de captura dos alvos.

A quantidade de alvos de captura utilizados e o intervalo de energia em que pode ser calculada a secção de choque, determinado pelas linhas gama principais de mais baixa e mais alta energia, influenciam na resolução em energia da curva que representa a dependência da secção de choque com a energia de excitação. No caso de poucos alvos, a interpolação linear para a secção de choque, que permite o agrupamento das linhas secundárias e a solução exata do problema de desconvolução envolvido neste cálculo, impõe uma severa perda de resolução, além de aumentar a grau de correlação entre os valores adjacentes da secção de choque calculada. Assim, no caso de experimentos em que o intervalo de energia entre duas linhas principais é muito maior que as estruturas esperadas na curva de secção de choque, torna-se mais realista, o simples desconto das linhas secundárias pela aplicação da equação 3.11 ou equação 3.12, sem o agrupamento de linhas, usando uma curva de secção de choque de referência adequada.

Com trinta alvos de captura, o espaçamento médio em energia entre as linhas gama principais utilizadas neste trabalho é da ordem de 90 keV, no intervalo de 5,5 a 8 MeV, e de 1 MeV, no intervalo de 8 a 11 MeV. Neste segundo intervalo, é esperado um comportamento suave e crescente da secção de choque de fotoprodução de nêutrons para o ^{232}Th e ^{238}U , de modo que a secção de choque nas energias das linhas principais nesta região, servem para avaliar a qualidade da metodologia empregada para se obter o valor absoluto da secção de choque, por meio da comparação com valores divulgados na literatura. Na região de 5,5 a 8 MeV, a comparação entre si dos resultados dos programas, serve para avaliá-los quanto à possibilidade de algum, ou alguns deles, indicar estruturas inexistentes ou diluir estruturas reais no comportamento da secção de choque em função da energia de excitação.

Entretanto, deve-se lembrar que uma forte correlação entre as secções de choque calculadas em valores adjacentes de energia de linhas principais, pode introduzir oscilações espúrias no comportamento dessa secção de choque em função da energia de excitação. Em uma recente publicação, Helene e Takiya⁽⁶⁰⁾, sugerem utilizar informações obtidas a partir da estrutura da matriz de covariância como uma forma útil para interpretar o comportamento oscilatório do resultado da desconvolução. O programa SIGMALP4 é o que fornece os subsídios para este tipo de análise

Nos cálculos realizados no presente trabalho por meio dos programas que aplicam o método iterativo, foram utilizadas curvas suaves ajustadas aos dados experimentais de Caldwell e col.⁽³³⁾, para fornecer o valor inicial da secção de choque nas energias das linhas principais. Estas medidas foram realizadas com resolução de 100 a 250 keV e não revelam estruturas estreitas. Entretanto, o conjunto de dados experimentais do presente trabalho pode revelar eventuais estruturas mais estreitas na dependência da secção de choque com a energia de excitação, nas regiões onde o espaçamento entre as linhas principais é menor que 100 keV.

4. PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

4.1 Descrição do arranjo experimental

O arranjo experimental para utilização do feixe colimado de fótons de captura de nêutrons térmicos, instalado junto ao canal tangencial BH-12 do reator IEA-R1, onde foi realizada a parte experimental do presente trabalho, é mostrado esquematicamente na figura 4.1.

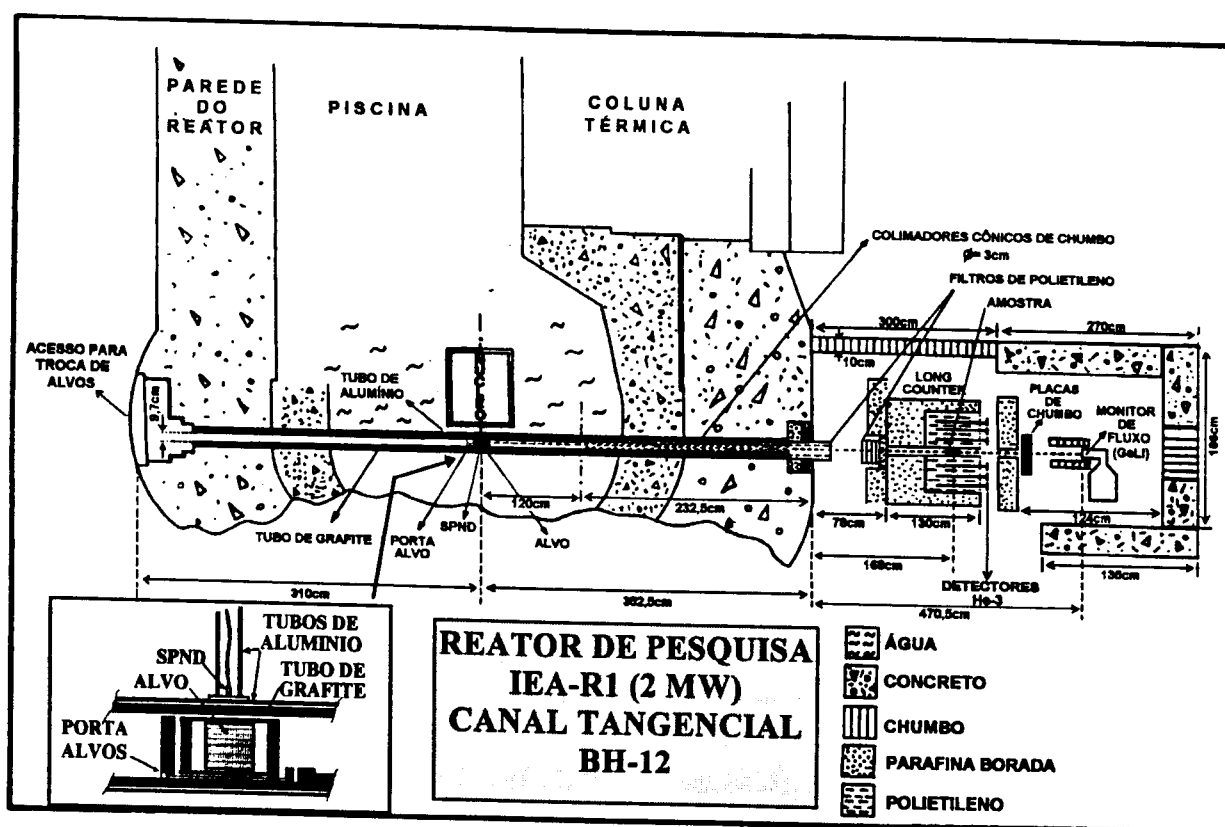


Figura 4.1 Arranjo experimental

Os alvos de captura (Tabela 1) são posicionados junto ao núcleo do reator por uma das extremidades do canal tangencial. Os raios gama de captura de nêutrons térmicos produzidos pelo alvo são direcionados para o local de irradiação das amostras por meio de um conjunto de colimadores cônicos de chumbo, com 2 m de comprimento e diâmetro interno de 3 cm, existente no interior do canal tangencial no lado oposto à extremidade de introdução dos alvos. A geometria cônica dos colimadores, com a abertura

menor (3 cm) voltada para o local de irradiação, tem por finalidade minimizar o espalhamento Compton em pequenos ângulos. Detalhes do sistema de colimação e de troca de alvos podem ser encontrados na referência 15.

Tabela 4.1 - Alvos geradores de raios gama de captura

Alvo de captura	Composição química do alvo	Massa do alvo (g)	Espessura ¹ do alvo (g/cm ²) ¹	Linha principal			Linha Secundárias ³
				Energia (keV)	Resolução (eV) ²	Intens. (%)	
Dy	Dy ₂ O ₃	200	1,1022	5607,75	3,28	2,93	53
Hf	HfO ₂	1400	7,7155	5723,50	3,20	2,18	33
In	In (metal)	1580	8,7075	5891,90	4,10	0,60	24
Hg	HgO	1700	9,3688	5966,20	3,14	13,86	14
Y	Y ₂ O ₃	1500	8,2666	6080,49	4,81	77,49	11
Er	Er ₂ O ₃	1200	6,6133	6228,23	3,59	0,89	116
Na	Na ₂ CO ₃	1120	6,1724	6395,40	9,95	22,18	5
Ca	Ca(OH) ₂	1500	8,2666	6419,90	7,57	38,89	8
Nd	Nd ₂ CO ₃	1780	9,8097	6501,70	4,04	8,15	19
V	V ₂ O ₅	1440	7,9359	6517,26	6,81	17,07	37
Gd	Gd ₂ O ₃	520	2,8658	6748,70	4,02	2,25	28
Ti	Ti (metal)	2280	12,5652	6760,13	7,29	37,41	76
Yb	Yb ₂ O ₃	1410	7,7706	6779,80	3,85	0,43	110
Be	BeO	1500	8,2666	6809,41	16,92	63,75	1
As	AsO ₃	1920	10,5813	7019,45	6,05	2,47	99
Sm	Sm ₂ O ₃	610	3,3618	7214,20	4,39	0,91	15
Mn	Mn (metal)	3000	16,5332	7243,79	7,29	12,13	51
Pb	Pb (metal)	5000	27,5553	7367,70	3,82	94,06	1
Cl	MgCl ₂	1170	6,4479	7413,80	9,29	10,20	34
Se	SeO ₂	1320	7,2746	7418,47	6,23	1,82	186
Fe	Fe (metal)	2330	12,8408	7631,13	7,62	28,51	60
Al	Al (metal)	2260	12,4550	7723,85	11,09	27,43	57
K	K ₂ CO ₃	1260	6,9439	7770,22	9,27	6,70	25
S	S ₂	1500	8,2666	7800,00	10,28	3,91	4
Zn	Zn (metal)	3560	19,6194	7863,30	7,26	10,58	34
Cu	Cu (metal)	3060	16,8639	7914,50	7,41	30,82	46
Cd	Cd (metal)	620	3,4169	8484,80	5,97	0,47	64
Ni	Ni (metal)	3620	19,9501	8998,80	8,76	36,97	52
Cr	Cr (metal)	2670	14,7146	9720,30	10,06	10,94	21
N	C ₃ N ₃ (NH ₂) ₃	1500	8,2666	10829,18	21,59	13,65	13

¹ Os alvos são de geometria cilíndrica com diâmetro de 7,6 cm. Os valores indicados na tabela referem-se à altura, expressa em g/cm² e correspondem à espessura máxima que os raios gama de captura de nêutrons térmicos emitidos na direção do colimador do canal devem atravessar.

² Resolução determinada pelo alargamento Doppler na temperatura de 30 C

³ Quantidade de linhas secundárias com energia maior que 5 MeV.

As amostras de ²³²Th e ²³⁸U foram confeccionadas na forma de pastilhas, utilizando 17,76 g de U₃O₈ empobrecido em 0,349% de ²³⁵U e 19,93 g de ThO₂ natural. Estas amostras foram encapsuladas em invólucros cilíndricos de alumínio de 2,54 cm de

diâmetro interno e 2,50 cm de altura. Durante as irradiações as amostras foram posicionadas à distância de 520,5 cm do centro do alvo de captura e no interior de um sistema detector de nêutrons de geometria 4π .

O sistema detector de nêutrons é similar àquele proposto por Caldwell e col.⁽⁶¹⁾. Consiste de um conjunto de 60 detectores proporcionais de He-3 (Harshaw type HE3-8-24S), tendo 60 cm de comprimento por 2,54 cm de diâmetro e pressões internas de 3, 4 e 6 atmosferas (figuras 4.2 a 4.4). Os detectores são alojados em um bloco cúbico de polietileno (figura 4.3) de 60 cm de aresta contendo 60 perfurações distribuídas na forma de 4 anéis concêntricos com raios de 6,4 cm (anel 1), 10,8 cm (anel 2), 14,6 cm (anel 3) e 17,8 cm (anel 4). No anel 1 são alojados 12 detectores de 6 atm; nos anéis 2 e 3, 12 detectores de 4 atm. em cada um e, no anel 4, 24 detectores de 3 atm.. Este conjunto é blindado para nêutrons de fundo utilizando-se parafina borada (~90 cm na direção da parede do reator e ~45 cm nas demais direções) e por um revestimento por folhas de cádmio. Este sistema possui uma eficiência de detecção praticamente constante ($\approx \pm 10\%$) para uma larga faixa de energia (até ≈ 3 MeV)⁽⁶¹⁾ e, por isso, foi denominado pelos pesquisadores que o propuseram de "Long Counter".

Pelo centro do "Long Counter" passa um tubo de cobre de 2 mm de espessura de parede, 7,6 cm de diâmetro interno e 130 cm de comprimento, o qual permite a passagem do feixe e o posicionamento da amostra em estudo. A amostra é posicionada a 40 cm da extremidade posterior desse tubo, que corresponde à posição de máxima eficiência de contagem de nêutrons do "Long Counter". Esta posição foi determinada experimentalmente com uma fonte de fissão espontânea de ^{252}Cf , conforme mostrado na figura 4.5

Os detectores de cada anel, ligados em paralelo entre si, estão acoplados à eletrônica convencional de tratamento de sinal, padrão NIM, a saber: fonte de alta tensão, pré-amplificador, amplificador, analisador monocanal e contador de pulsos, constituindo, portanto, 4 sistemas de contagem independentes. Devido a problemas técnicos operacionais com o anel 4, neste experimento foram utilizados apenas os anéis 1, 2 e 3. O esquema da eletrônica de contagem de nêutrons é apresentado na figura 4.2 e o espectro de amplitude de pulso obtido em um dos anéis (anel 1) é mostrado na figura 4.4 para ilustração.

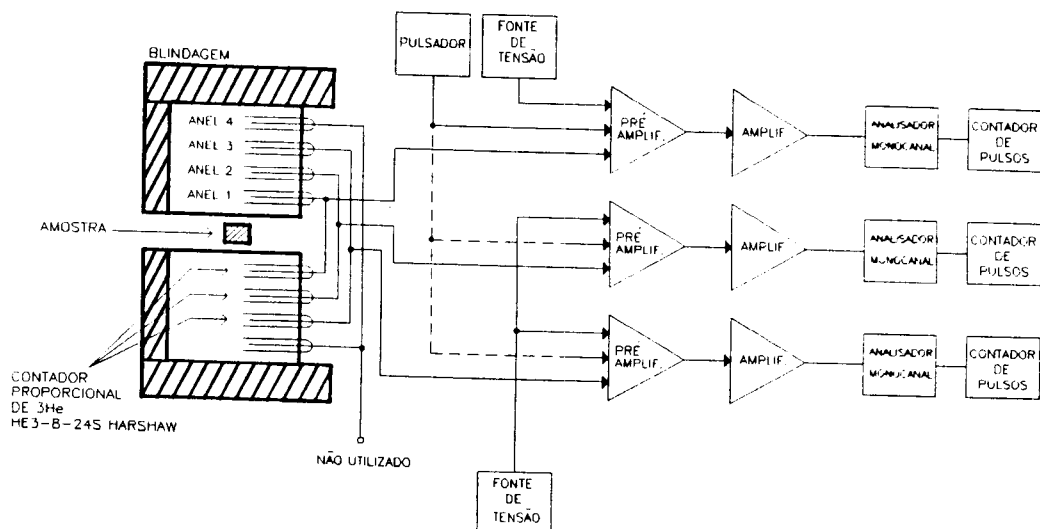


Figura 4.2 Esquema da eletrônica de contagem do "Long Counter"

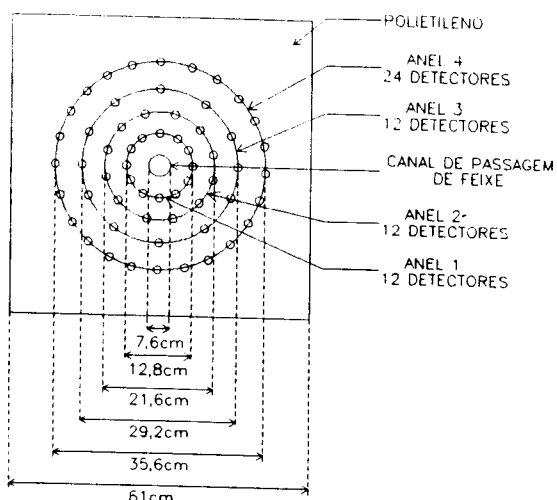


Figura 4.3 Distribuição radial dos detectores de nêutrons do "Long Counter"

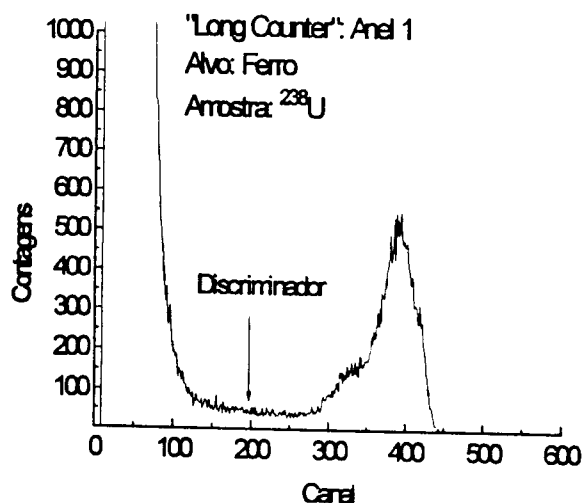


Figura 4.4 Espectro de amplitude de pulsos dos detectores do anel 1 do "Long Counter"

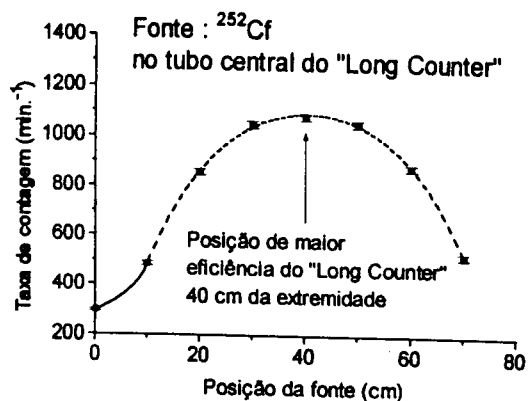


Figura 4.5 Determinação da posição de máxima eficiência do "Long Counter"

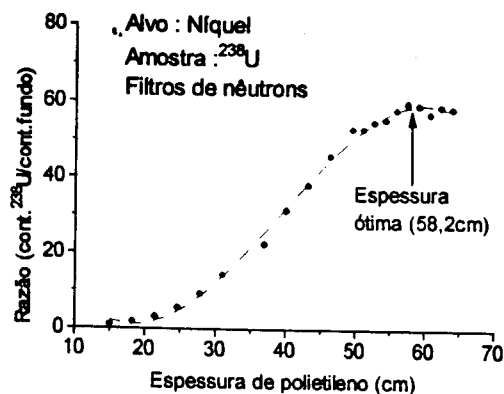


Figura 4.6 Determinação da espessura ótima de filtros de nêutrons do canal tangencial

Na saída do canal tangencial e na entrada no "Long Counter" são colocados materiais hidrogenados para remover os nêutrons provenientes do núcleo do reator e espalhados pelo alvo, que contaminam o feixe de raios gama. Os filtros de nêutrons utilizados foram: um tarugo de polietileno de 29,8 cm de comprimento na extremidade do canal e placas de polietileno formando 28,4 cm de espessura total juntamente com uma caixa de parafina borada de 8,4 cm de espessura na entrada do "Long Counter". Estas espessuras foram determinadas experimentalmente de modo a se conseguir a maior razão entre a contagem de nêutrons com amostra (fotoprodução de nêutrons) e a contagem de fundo (nêutrons espalhados e do ambiente) no sistema detector de nêutrons "Long Counter", conforme mostrado na figura 4.6. Estes filtros atenuam em aproximadamente 80% a intensidade do feixe gama.

O fluxo de raios gama de captura foi medido por meio de um detector coaxial de Germânio-Lítio (Ge(Li), EG&G Ortec, 25 cm³, 5%) posicionado na trajetória do feixe e a 823 cm de distância do centro do alvo de captura. A intensidade do fluxo de raios gama incidente no detector é atenuada por placas de chumbo (1 a 10 cm de acordo com o alvo de captura) para evitar a sua saturação. Os espectros são armazenados em um analisador multicanal (Nucleus) utilizando 4096 canais. Para correção das perdas por tempo morto e por empilhamento de pulsos é utilizado um pulsador de frequência conhecida, cujo sinal de saída é introduzido no pré-amplificador de detector Ge(Li) e tratado junto com os pulsos de detecção dos raios gama no arranjo eletrônico associada ao detector. Na figura 4.7 é mostrado, a título de exemplo, o espectro de radiação gama de captura do alvo de chumbo.

Pelo fato das amostras serem relativamente espessas (2,5 cm) não foi possível medir simultaneamente os nêutrons fotoproduzidos e a intensidade do fluxo de raios gama. As variações de potência do reator implicam na variação do fluxo de nêutrons térmicos no alvo e, conseqüentemente, do fluxo de raios gama de captura na amostra. A potência local é monitorada por meio de um detector de nêutrons térmicos do tipo "Self Powered Neutron Detector" (SPND), instalado externamente ao canal tangencial, sobre a posição do alvo de captura. Cumpre-se salientar que este monitor é de extrema importância para este tipo de experimento, visto que todas as medidas são normalizadas por suas contagens. Não se faz necessária uma calibração absoluta desse monitor, porém a sua

reprodutibilidade e linearidade são fundamentais na determinação do valor absoluto da secção de choque. A excelente linearidade na resposta do SPND foi comprovada, para uma ampla variação de potência do reator (1 a 5 MW) por ocasião de uma operação especial do reator, onde a potência foi elevada a 5 MW⁽⁶²⁾.

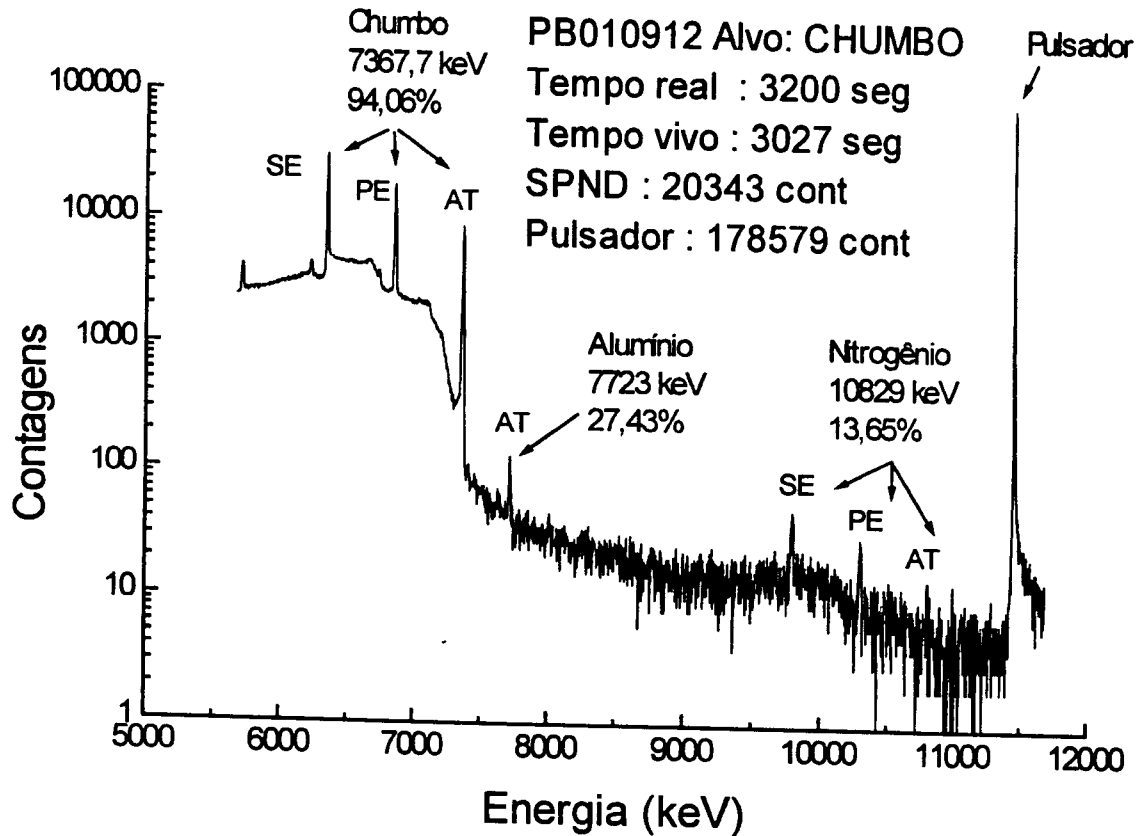


Figura 4.7 Espectro de radiação gama de captura do alvo de chumbo (AT: pico de absorção total, PE: primeiro escape e SE: segundo escape)

O procedimento de verificação do alinhamento, homogeneidade e variação de intensidade do feixe de raios gama proveniente do canal tangencial na direção de sua trajetória são apresentados com detalhe na secção seguinte.

4.2 Geometria do feixe de raios gama de captura

Os alvos de captura tem a forma cilíndrica, possuem um diâmetro de 7,6 cm e estão alojados dentro de um tubo de alumínio de 18 cm de comprimento por 1 mm de espessura de parede, colinearmente com o canal tangencial. Empregando um colimador longo (2 m) e de menor diâmetro que o alvo (3 cm), com a sua face interna distante 120 cm

do centro do alvo, a geometria de colimação é tal que o feixe gama extraído, em qualquer ponto de sua trajetória após o colimador, é homogêneo dentro de um diâmetro de 3 cm e sua intensidade cai com o inverso do quadrado da distância em relação à extremidade interna do colimador. Fora dessa parte central do feixe há uma região de penumbra, devida à visão parcial da face interna do colimador por um observador afastado radialmente a mais de 1,5 cm do seu centro, de modo que a intensidade do feixe cai monotonicamente. O diâmetro desta região de penumbra aumenta linearmente com a distância ao alvo, enquanto que a região homogênea do feixe permanece praticamente constante a qualquer distância do alvo.

Para a avaliação experimental destes efeitos geométricos foi feito um mapeamento da intensidade do feixe ao longo da direção radial (uma varredura vertical e uma horizontal) e ao longo da direção axial, utilizando-se um detector de Iodeto de Sódio de 3x3 polegadas. Para a delimitar a área da secção transversal do feixe, empregou-se um colimador de chumbo de 10 cm de espessura com um orifício central de 0,9 cm. O resultado de um mapeamento ao longo da direção radial, na distância de 747,5 cm do alvo, é mostrado na figura 4.8 junto com uma simulação numérica da intensidade do feixe. Na figura 4.9 é mostrada a dependência da intensidade do feixe com o inverso do quadrado da distância, na direção axial. Nestes estudos foi utilizado como alvo de captura o chumbo, que possui apenas uma linha intensa de 7367,7 keV. As contagens obtidas referem-se a soma das áreas do fotopico, primeiro e segundo escapes do espectro de amplitude de pulso, adquirido em 1024 canais, normalizadas pelas contagens do SPND. A contribuição da radiação de fundo foi determinada com o mesmo detector, utilizando uma blindagem constituída por um bloco de chumbo de mesma geometria que o colimador do detector, porém sem o orifício central.

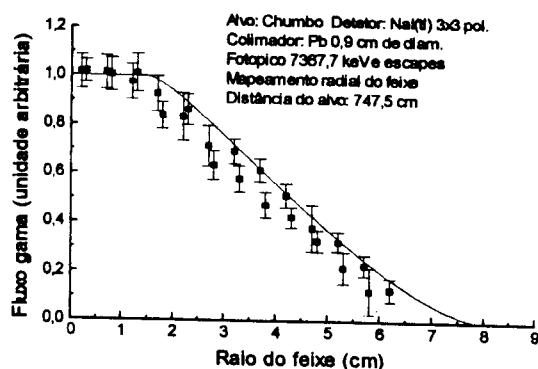


Figura 4.8 Mapeamento do feixe na direção radial e simulação numérica (linha contínua)

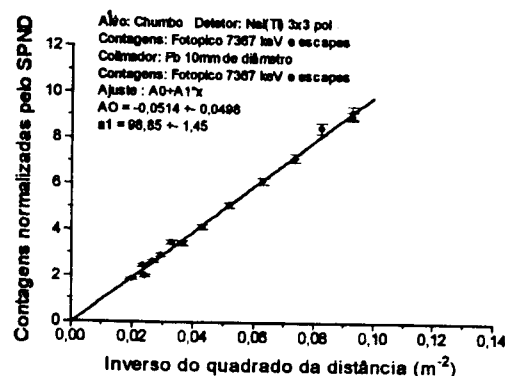


Figura 4.9 Variação da intensidade do feixe na direção axial

O alinhamento e o perfil do feixe de raios gama nas posições de irradiação das amostras e no local do monitor de fluxo (detector Ge(Li)) foram também verificados por meio de radiografias.

4.3 Determinação da eficiência do "Long Counter"

A detecção de um nêutron nos contadores proporcionais de ^3He do "Long Counter" se dá pela formação de um pulso resultante da ionização do gás contido no detector pelos produtos da reação : $^3\text{He} + n \rightarrow ^3\text{H} + p + Q$, ($Q=764$ keV), onde n e p significam um nêutron e um próton, respectivamente. Como a secção de choque dessa reação tem um comportamento proporcional a $1/v$, onde v é a velocidade do nêutron, a maior eficiência de detecção do nêutron é na região térmica ($\sigma_0 \cong 5400$ b), de modo que os nêutrons antes de serem detectados precisam ser termalizados no polietileno. Desse modo a amplitude de pulso proveniente da detecção de um nêutron não tem qualquer correlação com a energia com que o nêutron é emitido pela fonte.

Na figura 4.4 é mostrado um espectro típico de amplitude de pulso obtido com os 12 detectores do anel 1 do "Long Counter", para nêutrons fotoproduzidos na amostra de ^{238}U por gamas de captura do alvo de ferro. Distinguem-se três regiões no espectro: um pico largo e ligeiramente assimétrico, correspondente aos pulsos de maior amplitude provenientes da ionização do gás pelos produtos da reação; um vale aproximadamente plano, produzido pelas reações junto às paredes do detector, onde há a transferência parcial da energia cinética dos produtos de reação ao gás e, nos primeiros canais, uma quantidade grande de pulsos de pequena amplitude, cuja contagem por canal cai exponencialmente com a amplitude. Essa região corresponde ao ruído eletrônico e ao empilhamento de pulsos provenientes da ionização do gás por radiação gama, cujo fluxo é intenso neste local.

A reprodutibilidade da eficiência de detecção de nêutrons é fortemente dependente do ajuste da discriminação de pulsos pela eletrônica do sistema. Para evitar ao máximo a contagem de pulsos devidos a gamas, o corte é feito na região do espectro correspondente ao efeito de parede, onde ainda há pulsos devidos à detecção de nêutrons.

A fim de garantir a reprodutibilidade em todas as medidas, adotou-se o seguinte critério no ajuste da discriminação de pulsos: o analisador monocanal, cuja função é selecionar os pulsos que serão contados pelos contadores de pulso, foi operado no modo integral, com o discriminador inferior ajustado na metade da amplitude do pulso correspondente ao centróide do pico do espectro de amplitude de pulso observado no analisador multicanal. O ajuste de discriminação de pulsos foi efetuado (e rotineiramente verificado) com o auxílio de um pulsador, conforme ilustrado na figura 4.4.

Em todas as irradiações a eficiência do "Long Counter" foi verificada com uma fonte calibrada de fissão espontânea de ^{252}Cf . As medidas foram efetuadas com o reator em operação na potência usual (2MW) e se mostraram coerentes com medidas realizadas nos períodos de parada do reator, garantindo que o ruído eletrônico e o empilhamento de pulsos devidos a gamas foram convenientemente discriminados.

A calibração da fonte de fissão foi realizada no Laboratório de Medidas Nucleares e Dosimetria do Instituto de Estudos Avançados do CTA, em São José dos Campos (SP), por meio da espectroscopia dos fragmentos de fissão com um detector do tipo barreira de superfície em câmara de alto vácuo¹.

Para uma fonte de nêutrons de emissão isotrópica, localizada no interior do "Long Counter", a eficiência é definida pela razão:

$$\varepsilon = \frac{R}{q} \quad (4.1)$$

onde q é a taxa de emissão de nêutrons da fonte e R é a taxa de contagem obtida com a fonte na posição de irradiação das amostras, subtraindo-se a taxa de contagem de fundo. Para o ^{252}Cf , a taxa de emissão de nêutrons, decorrido um certo tempo t após a calibração da fonte, é dada por:

$$q = v_i A \exp\left(-\ln 2 \frac{t}{T_{1/2}}\right) \quad (4.2)$$

¹ Relatório de calibração: Memorando Técnico EFA-A 001/98, IEAv/CTA, S.J.dos Campos, SP

onde : A é a atividade ($A=477,92 \pm 1,8\%$ em 27/04/93); i é a fração de decaimento por fissão espontânea ($i = 3,092\%$); ν é o número médio de nêutrons emitidos por fissão ($\nu = 3,7676$) e $T_{1/2}$ é a meia vida do ^{252}Cf ($T_{1/2} = 2,645$ anos)⁽⁶³⁾.

Os resultados das medidas da eficiência do "Long Counter" durante o período em que este trabalho foi realizado são mostrados nas figuras 4.10 e 4.11. Pode-se observar que a resposta do sistema detector de nêutrons permaneceu praticamente estável durante todo o período de realização do experimento (Figura 4.10). No final do período, houve uma pequena diminuição da eficiência ocasionada pela perda de um dos detectores do anel 2 (Figura 4.11).

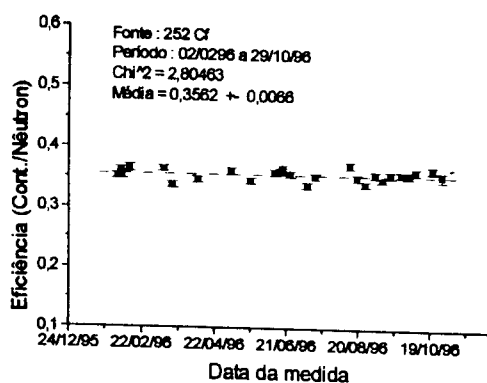


Figura 4.10 Medida da eficiência do "Long Counter" de 02/02/96 a 29/10/96

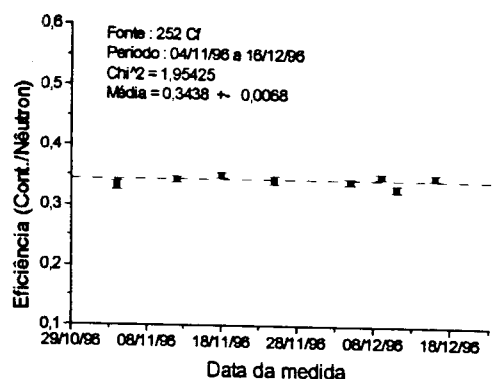


Figura 4.11 Medida da eficiência do "Long Counter" de 04/11/96 a 16/12/96

4.4 Calibração do detector Ge(Li) usado como monitor de fluxo de raios gama

O fator de calibração do detector coaxial do tipo Ge(Li) como uma função da energia do raio gama foi obtido submetendo-se todo o volume do detector a um fluxo gama homogêneo e de intensidade conhecida. O fator de calibração $\kappa^{pico}(E_\gamma)$ para cada pico com centróide na energia E_γ observado no espectro é dado pela razão entre a taxa de contagem sob o pico e a intensidade de fluxo gama, $\phi(E_\gamma)$:

$$\kappa^{pico}(E_\gamma) = \frac{A_{cor}}{\phi(E_\gamma)t_R} \quad (4.3)$$

onde A_{cor} é a área do pico corrigida para as perdas de tempo morto e empilhamento e t_R é o tempo real de medida do espectro. O superescrito *pico* refere-se aos picos de absorção total de energia (AT), primeiro escape (PE) ou segundo escape (SE).

Para a calibração, um fluxo padrão de radiação gama foi produzido irradiando-se um alvo de nitrogênio (melamina: $C_3N_6H_6$) de massa conhecida no canal tangencial e medindo-se o fluxo de nêutrons térmicos incidente neste alvo, por meio da técnica de ativação em fios de cobalto. Conhecendo-se com razoável precisão a secção de choque de captura de nêutrons térmicos no material constituinte do alvo, a taxa de reação de captura pode ser calculada, permitindo assim a determinação da taxa de produção de raios gama. Desde que a emissão de raios gama de captura é isotrópica, desprezando-se as dimensões do alvo (fonte puntiforme) na posição de irradiação dos alvos de captura, o fluxo de raios gama na posição do detector é dado por:

$$\phi(E_\gamma) = \frac{Qi(E_\gamma)}{4\pi d^2} F_{ALV}(E_\gamma) B_{FIL}(E_\gamma) F_P \quad (4.4)$$

onde Q é a taxa de reação de captura de nêutrons térmicos no nitrogênio presente no alvo; $i(E_\gamma)$ é a intensidade da linha de energia E_γ ; $F_{ALV}(E_\gamma)$ é o fator de auto blindagem do alvo; $B_{FIL}(E_\gamma)$ é o fator de atenuação dos filtros e atenuadores colocados no canal; l é a distância do detector ao alvo de melamina e F_P é o fator de correção de variação de potência do reator no instante da tomada do espectro, relativo à potência média ao longo do período de irradiação do alvo e dos fios de cobalto.

A taxa de reação de captura de nêutrons térmicos pelo nitrogênio do alvo é dada por:

$$Q = \frac{mN_A}{M} \sigma_{cap} \Phi_{th} \quad (4.5)$$

onde m é a massa de nitrogênio presente no alvo de melamina; N_A é o número de Avogadro; M é o valor da massa atômica do nitrogênio; σ_{cap} é a seção de choque de captura de nêutrons térmicos e Φ_{th} é o fluxo médio de nêutrons térmicos incidente no alvo.

O fator de auto blindagem do alvo é dado por⁽⁶⁴⁾:

$$F_{ALV}(E_\gamma) = \frac{1 - \exp[-\mu(E_\gamma)L]}{\mu(E_\gamma)L} \quad (4.6)$$

onde $\mu(E_\gamma)$ é o coeficiente de atenuação de massa da melamina e L é a espessura do alvo em unidades de g/cm^2 .

O fator de atenuação do fluxo devido aos filtros é dado por:

$$B_{FIL} = \exp\left[-\sum_i \mu_i(E_\gamma)x_i\right] \quad (4.7)$$

onde $\mu_i(E_\gamma)$ é o coeficiente de atenuação de massa e x_i é a espessura em g/cm^2 de cada filtro, respectivamente.

O fator de correção de potência do reator é dado por:

$$F_P = \frac{SPND_R/t_R}{SPND_{tot}/t_{tot}} \quad (4.8)$$

onde $SPND_R$ é a contagem registrada pelo SPND durante o tempo t_R de tomada de cada espectro e $SPND_{tot}$ é a contagem registrada pelo SPND durante todo o tempo t_{tot} de irradiação do alvo padrão de melamina.

As áreas dos picos no espectro gama são corrigidas para as perdas por tempo morto e empilhamento com o auxílio de um pulsador. Os pulsos gerados pelo pulsador são introduzidos no pré-amplificador do detector Ge(Li) e são analisados

juntamente com os pulsos produzidos pelos raios gama de captura do nitrogênio. A área corrigida $A_{cor}(E_\gamma)$ do pico é dada por:

$$A_{cor}(E_\gamma) = \frac{A(E_\gamma)}{A_{pulsador} / f t_R} \quad (4.9)$$

onde $A(E_\gamma)$ é a área líquida do pico no espectro gama; $A_{pulsador}$ é a área líquida do pico correspondente ao pulsador e f ($f = 60 \text{ s}^{-1}$) é a frequência do pulsador.

Os parâmetros usados nos cálculos da calibração do detector de Ge(Li) são apresentados na tabela 4.2. A secção de choque de captura de nêutrons térmicos foi extraída da biblioteca de dados nucleares avaliados JENDL⁽⁶⁵⁾ e foi corrigida para a temperatura de 30 C. O fluxo de nêutrons térmicos, medido por meio da técnica de ativação de fios de cobalto², não foi corrigido para auto blindagem ("Self Shielding"), pois o cálculo baseado no formalismo simplificado de Fleming⁽⁶⁶⁾, indicou ser esta correção menor que 1%. Os coeficientes de atenuação de massa para os raios gama foram calculados a partir de uma interpolação do tipo log-log aos valores tabelados por Storm e Israel⁽⁶⁷⁾. Para as intensidades dos raios gama de captura do nitrogênio foram usados os valores experimentais de Kennett e col.⁽⁶⁸⁾, recomendados como padrão de calibração pela IAEA⁽⁶⁹⁾.

Os espectros gama obtidos foram analisados por meio do programa REGULUS⁽⁷⁰⁾, sendo ajustadas as áreas dos picos de absorção total de energia, do primeiro e segundo escapes. Para esta calibração, foram analisados 4 espectros. O fator de calibração em cada energia E_γ utilizado nos ajustes das curvas de calibração foi obtido pela média ponderada pelo inverso do quadrado do desvio do valor obtido para cada um dos espectros. O erro do fator de calibração é o desvio padrão da média. Os fatores de calibração médios e respectivos erros, para cada pico de energia E_γ do espectro de gamas de captura do nitrogênio, são listados na tabela 4.3.

² O fluxo térmico foi medido pelo Laboratório de Metrologia Nuclear do IPEN, conforme certificado de calibração de taxa de fluência de nêutrons nº F001/96.

Tabela 4.2
Parâmetros usados na calibração do monitor de fluxo.

Massa do alvo de melamina	49,84 ± 0,02 g
Fração em peso do nitrogênio	0,666326
Massa de nitrogênio no alvo	33,2097 ± 0,0133 g
Peso atômico do nitrogênio	14,0067 g
Secção de choque de captura de nêutrons térmicos	0,0659 ± 0,0001 b
Fluxo de nêutrons térmicos no alvo	(3,95 ± 0,07) x 10 ¹¹ cm ⁻² s ⁻¹
Taxa de reação de captura	(3,7173 ± 0,0664) x 10 ¹⁰ s ⁻¹
Espessura do alvo (direção axial)	10,153 ± 0,004 g cm ⁻²
Espessura da parede de grafite (porta alvos)	1,352 ± 0,041 g cm ⁻²
Espessura das folhas de alumínio (porta alvos)	0,12 ± 0,01 g cm ⁻²
Espessura dos filtros de polietileno	55,74 ± 0,33 g cm ⁻²
Espessura do filtro de parafina	7,48 ± 0,25 g cm ⁻²
Espessura do atenuador de chumbo	56,48 ± 0,38 g cm ⁻²
Distância detector-centro do alvo	818,8 ± 1,0 cm
Tempo total de irradiação do alvo de melamina	51600 s
Contagem total do SPND	361857

Tabela 4.3
Fator de calibração do monitor de fluxo (detector Ge(Li)), medido com raios gama de captura do nitrogênio, para os picos de absorção total de energia, de primeiro escape e de segundo escape do espectro de amplitude de pulso

Energia (keV)	Intensidade da linha (%)	Absorção total de energia (cm ²)	Primeiro Escape (cm ²)	Segundo Escape (cm ²)
3532,09	9,24 ± 0,09	0,2125 ± 0,0075	0,0909 ± 0,0047	0,1648 ± 0,0072
4508,85	16,54 ± 0,17	0,1473 ± 0,0063	0,1067 ± 0,0022	0,1915 ± 0,0011
5269,22	30,03 ± 0,2	0,1196 ± 0,0035	0,1189 ± 0,0032	0,2125 ± 0,0038
5297,96	21,31 ± 0,18	0,1146 ± 0,0032	0,1158 ± 0,0031	0,2095 ± 0,0055
5533,37	19,75 ± 0,21	0,1059 ± 0,0019	0,1289 ± 0,0069	0,2083 ± 0,0037
5562,06	10,65 ± 0,12	0,1001 ± 0,0032	0,1226 ± 0,0073	0,2124 ± 0,0064
6322,39	18,67 ± 0,14	0,0876 ± 0,0011	0,1240 ± 0,0023	0,2131 ± 0,0041
7299,08	9,73 ± 0,09	0,0633 ± 0,0032	0,1163 ± 0,0006	0,2049 ± 0,0020
8310,37	4,22 ± 0,05	0,0467 ± 0,0023	0,1070 ± 0,0047	0,1945 ± 0,0092
9149,39	1,62 ± 0,02	0,0386 ± 0,0032	0,1042 ± 0,0031	0,1920 ± 0,0071
10829,18	13,65 ± 0,21	0,0244 ± 0,0010	0,0845 ± 0,0018	0,1421 ± 0,0035

As curvas de calibração para o pico de absorção total, primeiro escape e segundo escape são apresentadas nas figuras 4.12, 4.13 e 4.14, respectivamente. Na figura 4.15 é mostrada a razão entre as contagens do segundo e primeiro escapes. Como pode ser observado, esta razão não apresenta dependência com a energia; o que é esperado, visto que a eficiência para estes picos difere por um fator multiplicativo (a probabilidade de fuga de um dos fótons de 511 keV). Aos valores experimentais obtidos para os fatores de calibração foi feito um ajuste polinomial do tipo⁽⁶⁴⁾:

$$\ln[\kappa^{pico}(E_\gamma)] = \sum_{i=1}^3 A_i (\ln E_\gamma)^{i-1} \quad (4.10)$$

Os resultados dos ajustes processados pelo programa AJUPOL⁽⁷¹⁾, incluindo a matriz de covariância, estão listados na tabela 4.4.

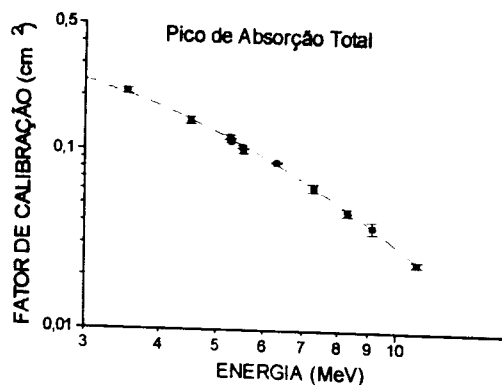


Figura 4.12 Fator de Calibração do monitor de fluxo (Ge(Li)) para os picos de absorção total de energia

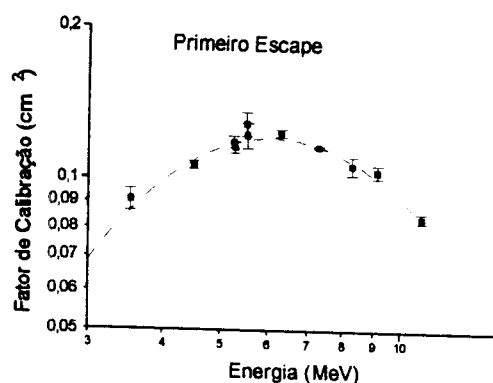


Figura 4.13 Fator de Calibração do monitor de fluxo (Ge(Li)) para os picos de primeiro escape

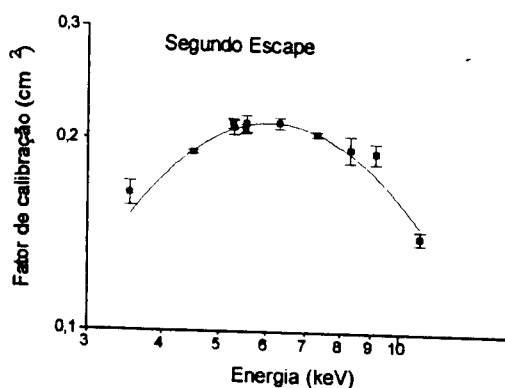


Figura 4.14 Fator de Calibração do monitor de fluxo (Ge(Li)) para os picos de segundo escape

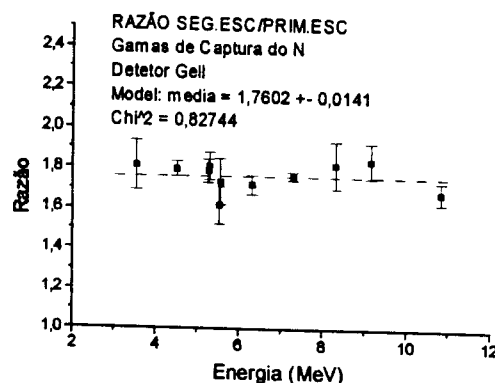


Figura 4.15 Razão entre o fator de calibração do segundo escape e do primeiro escape.

Considerando que os erros nos valores do fator de calibração utilizados nos ajustes dos coeficientes, foram associados apenas ao desvio padrão da média dos valores experimentais, estes erros são de natureza estatística. Dessa forma, os valores do fator de calibração, utilizados nos ajustes, são tratados como não correlacionados. Nos ajustes para o primeiro e segundo escapes foi considerado o vínculo $\kappa^{SE}(E_\gamma)/\kappa^{PE}(E_\gamma) = 1,76 \pm 0,14$, (figura 4.15), de modo que os valores experimentais do fator de calibração para ambos os picos foram processados como um único conjunto de dados nos ajustes, diferindo, portanto, somente o coeficiente A_1 para cada curva ajustada, por uma parcela igual a $\ln(1,76)$. Evidentemente a matriz de covariância é a mesma para ambos os conjuntos de coeficientes

do polinômio ajustado. Este procedimento melhora a qualidade dos ajustes, pois reduz a quantidade de parâmetros livres, face à pequena quantidade de valores experimentais (linhas do nitrogênio).

Tabela 4.4
Coeficientes do ajuste polinomial (equação 4.10) para os fatores de calibração do monitor de fluxo (detector Ge(Li)) para: pico de absorção total de energia (AT), primeiro escape (PE) e segundo escape (SE) do espectro de amplitude de pulso e matriz de covariância

Pico de ajuste	Coeficiente	Valor ajustado e erro total	Matriz de Covariância			
			A_{ij}	A_i	A_2	A_3
AT	A_1	$-1,2524 \pm 0,2988$	A_i	$8,9296 \times 10^{-2}$		
	A_2	$0,60131 \pm 0,3269$	A_2	$-9,7006 \times 10^{-2}$	$1,0685 \times 10^{-1}$	
	A_3	$-0,68224 \pm 0,0894$	A_3	$2,5980 \times 10^{-2}$	$-2,9019 \times 10^{-2}$	$7,9953 \times 10^{-3}$
PE	A_i	$-5,7806 \pm 0,1677$	A_i	$2,8123 \times 10^{-2}$		
	A_2	$4,0593 \pm 0,1830$	A_2	$-3,0562 \times 10^{-2}$	$3,4991 \times 10^{-2}$	
	A_3	$-1,1226 \pm 0,0495$	A_3	$8,1782 \times 10^{-3}$	$-9,0297 \times 10^{-3}$	$2,4519 \times 10^{-3}$
SE	A_i	$-5,2152 \pm 0,1667$	A_i	$2,8123 \times 10^{-2}$		
	A_2	$4,0593 \pm 0,1830$	A_2	$-3,0562 \times 10^{-2}$	$3,4991 \times 10^{-2}$	
	A_3	$-1,1226 \pm 0,0495$	A_3	$8,1782 \times 10^{-3}$	$-9,0297 \times 10^{-3}$	$2,4519 \times 10^{-3}$

No final do período em que foi realizada a aquisição dos dados experimentais do presente trabalho, a calibração do detector Ge(Li) utilizado como monitor de fluxo foi repetida, reproduzindo os valores da calibração inicial discutidos nesta secção. Cabe ressaltar, entretanto, que a verificação do bom funcionamento deste detector e da eletrônica associada foi feita rotineiramente com o auxílio de uma fonte de ^{60}Co .

4.5 Contagem dos nêutrons fotoproduzidos.

O procedimento experimental consistiu na irradiação das amostras de ^{232}Th e ^{238}U com raios gama prontos gerados na captura de nêutrons térmicos por um determinado alvo posicionado no canal tangencial BH-12, próximo ao núcleo do reator. As amostras foram colocadas no interior do sistema detector de nêutrons ("Long Counter"), onde os nêutrons emitidos pelas reações fotonucleares nas amostras eram contados. Uma massa equivalente de alumina num encapsulamento de alumínio igual ao das amostras foi

separadamente irradiada, servindo como "branco", para desconto da contribuição nas contagens devida a nêutrons existentes no feixe gama, que são espalhados elasticamente em igual situação pelas amostras e de nêutrons do fundo gerados nos experimentos vizinhos existentes na sala de medidas. Em cada ciclo de operação contínua do reator foi utilizado um único alvo de captura. As amostras e o "branco" foram irradiados separadamente por diversas vezes, com tempos de medida de 10 a 60 minutos (dependendo da taxa de contagem). A contagem do monitor de fluxo de nêutrons térmicos (SPND), posicionado sobre o canal tangencial e junto ao alvo, foi simultaneamente registrada.

Desde que as amostras são espessas, não foi viável medir o fluxo gama simultaneamente à medida de fotoprodução de nêutrons. Assim, em intervalos regulares foram feitas medidas do espectro gama com o detector semicondutor Ge(Li), sem as amostras na posição de irradiação, armazenado-se os espectros gama em um analisador multicanal em 4096 canais. O fluxo de nêutrons térmicos no alvo foi simultaneamente monitorado pelo detector SPND. Em média foram adquiridos de 3 a 5 espectros para cada alvo. Da mesma forma como empregado nas contagens dos nêutrons fotoproduzidos nas amostras, as contagens nos picos do espectro correspondente aos gamas de captura do alvo também devem ser normalizadas pelas contagens do monitor de fluxo de nêutrons (SPND). Esse procedimento corrige as eventuais variações de potência do reator entre os períodos de tempo das medidas de fotoprodução de nêutrons e do fluxo de raios gama, pois, conforme mencionado, não foram feitas simultaneamente.

As contagens de fotoprodução de nêutrons realizadas com o "Long Counter", quando normalizadas pelas contagens do SPND não devem depender do valor da potência do reator no local de irradiação dos alvos de captura de nêutrons térmicos, salvo em condições consideradas anormais de funcionamento deste monitor de fluxo de nêutrons térmicos ou de acentuadas distorções espaciais do fluxo térmico. A taxa de contagem do SPND é proporcional ao fluxo de nêutrons térmicos junto ao alvo e, conseqüentemente, à potência do reator neste local. Assim, a verificação do comportamento constante das contagens de fotoprodução de nêutrons normalizadas pelas contagens do SPND, independentemente da taxa de contagem do SPND, que varia ao longo da operação do reator em até 40%, é uma maneira prática de avaliar o bom funcionamento do todo o

arranjo experimental. Esta análise foi feita para todas as medidas e dois casos típicos são mostrados na figuras 4.16 a 4.21

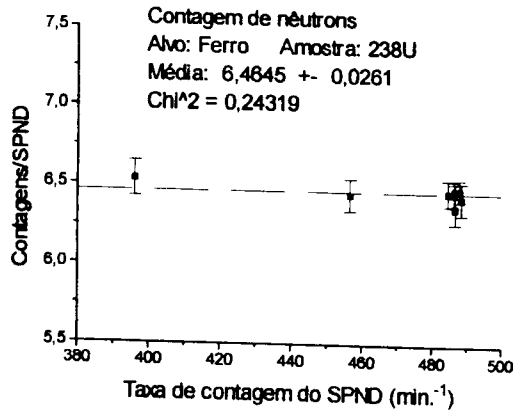


Figura 4.16 Contagem de nêutrons do "Long Counter" com raios gama do alvo de ferro incidentes na amostra de ^{238}U

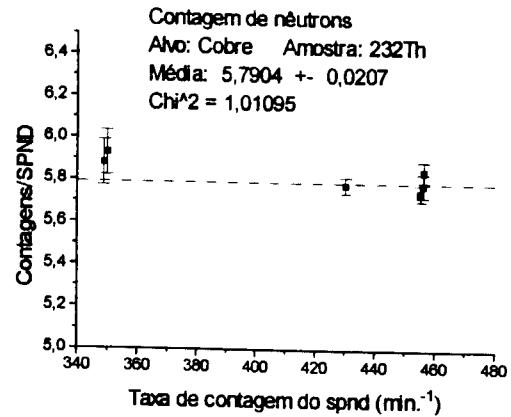


Figura 4.17 Contagem de nêutrons do "Long Counter" com raios gama do alvo de cobre incidentes na amostra de ^{232}Th

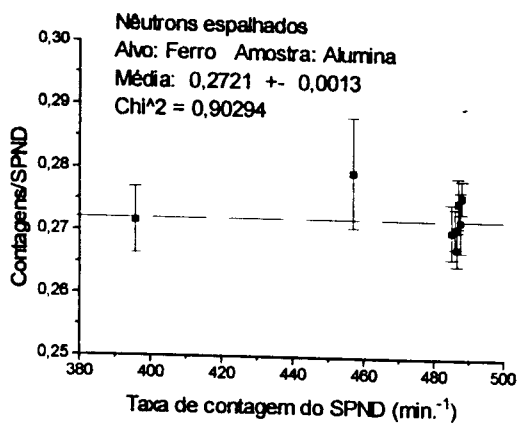


Figura 4.18 Simulação da espalhamento de nêutrons contidos no feixe de raios gama do alvo de ferro pela amostra de ^{239}U

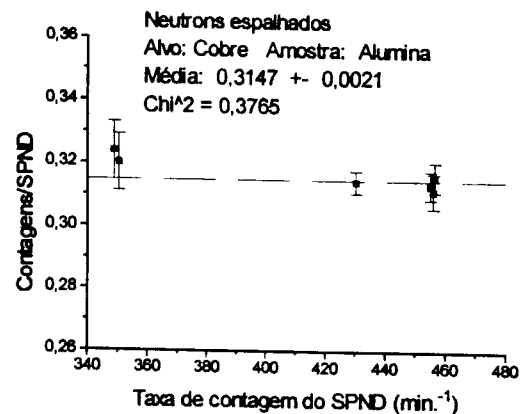


Figura 4.19 Simulação da espalhamento de nêutrons contidos no feixe de raios gama do alvo de cobre pela amostra de ^{232}Th

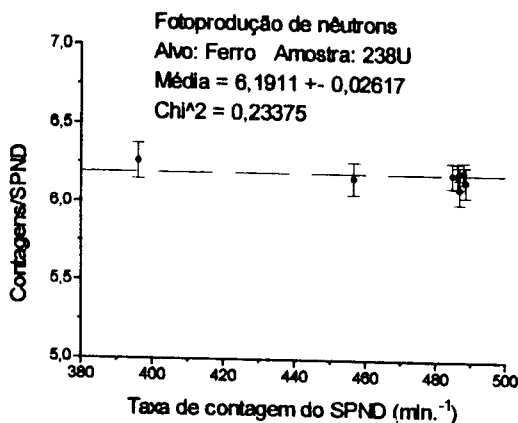


Figura 4.20 Contagem de nêutrons fotoproduzidos na amostra de ^{238}U com radiação gama de captura do alvo de ferro

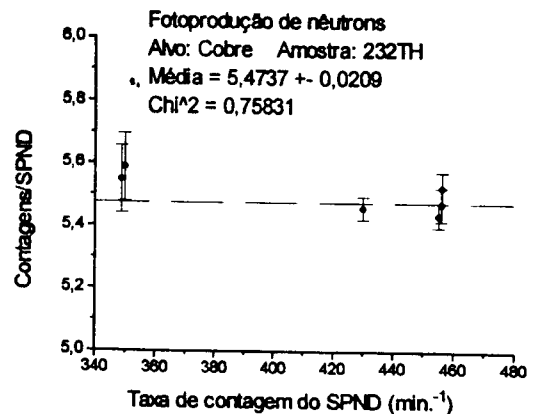


Figura 4.21 Contagem de nêutrons fotoproduzidos na amostra de ^{232}Th com radiação gama de captura do alvo de cobre

Durante as primeiras horas de operação do reator há variações acentuadas da forma do fluxo na região onde estão situados o alvo de captura e o monitor de fluxo de nêutrons térmicos (SPND), devido a movimentação das barras de controle e de segurança.

Verificou-se durante o transcurso do presente trabalho que a condição adequada para a realização das medidas experimentais era atingida após decorridas 24 horas de operação contínua do reator, quando a taxa de contagem do SPND já alcançava valores da ordem de 400 contagens por minuto. Os experimentos foram realizados com o reator operando à 2 MW de potência média, em regime de operação contínua de 62 horas semanais, com exceção de um experimento utilizando o alvo de alumínio, que foi realizado com o reator operando a 5 MW. As taxas de contagem do SPND, do início ao final de cada ciclo de operação contínua, variaram de 320 a 520 contagens por minuto.

Além das medidas realizadas com o branco (alumina), para desconto nas contagens registradas pelo "Long Counter" da contribuição de nêutrons espalhados pela amostra e do fundo da área experimental do reator, outro tipo de fundo deve ser considerado no sentido de se obter a contagem de nêutrons produzidos unicamente pelos raios gama do alvo de captura. Tratam-se dos nêutrons fotoproduzidos nas amostras pela radiação gama proveniente do canal (materiais estruturais, ar, etc.), do porta alvos e dos invólucros dos alvos, que acompanha o feixe de radiação de raios gama captura dos alvos nas irradiações das amostras. No espectro de raios gama de captura do chumbo, mostrado na figura 4.7, podem ser observados picos do alumínio e do nitrogênio provenientes de captura de nêutrons térmicos nestes materiais. O procedimento de medida e avaliação dessa contribuição nas irradiações com alvo de captura é discutido na secção seguinte.

4.7 Avaliação da contribuição da radiação gama de fundo na fotoprodução de nêutrons

Nas tabelas 4.5(a) e 4.5(b) são apresentados resultados de medidas da fotoprodução de nêutrons nas amostras de ^{232}Th e ^{238}U em irradiações sem alvo de captura, expressa em termos de contagens de nêutrons no "Long Conter", normalizadas pelas contagens do SPND.

As medidas da fotoprodução de nêutrons nas amostras de ^{232}Th e ^{238}U , usando apenas o invólucro de alumínio de alvos no lugar do alvo, conforme pode ser observado nas tabelas 4.5(a) e 4.5(b) (Fundo1 e Fundo3), indicaram valores significativos de contagens no "Long Counter". Esses valores chegam a representar, em alguns casos, de 30 a 50% das contagens realizadas com os alvos, como o Berílio, Índio, Disprósio, Háfnio e Itérbio. Assim, medidas cuidadosas dos nêutrons produzidos por gamas provenientes do canal, porta alvos e invólucro dos alvos foram necessárias, para se obter o valor absoluto da secção de choque composta para um espectro particular de gamas de captura.

Nas primeiras medidas experimentais do presente trabalho foi utilizado um porta alvos construído todo em alumínio, com um plug espesso (5 cm) de bismuto na sua parte posterior, que servia de blindagem na operação de retirada dos alvos pela extremidade oposta do canal tangencial. Na irradiação deste porta alvos observou-se uma alta taxa de fotoprodução de nêutrons nas amostras por gamas provenientes do alumínio e do cádmio (material contaminante do bismuto com alta secção de choque de captura de nêutrons térmicos). O porta alvos foi então substituído por um outro construído com estrutura fina de alumínio, obtendo-se uma substancial redução na contribuição desse fundo. A análise do espectro da radiação gama produzida por este porta alvos novo indicou apenas a presença de picos do alumínio, nitrogênio do ar e alguns gases nobres.

Os valores obtidos da fotoprodução de nêutrons nas amostras sem alvo de captura, indicados por Fundo1 e Fundo3 nas tabelas 4.5(a) e 4.5(b), não podem ser subtraídos como um fundo constante nas medidas experimentais com os alvos de captura, pois, a presença dos alvos durante as irradiações altera, devido a atenuação, a intensidade do fluxo de gamas provenientes do porta alvos. Além disso, alguns alvos, pelo fato de serem higroscópicos, possuem um fechamento na parte frontal e posterior por discos de alumínio (além de grafite) que, por sua vez, produzem gamas de captura adicionais.

A fotoprodução de nêutrons por gamas do canal, porta alvos e invólucro de alvos pode ser calculada a partir da análise dos espectros medidos durante as irradiações com os alvos, desde que se possa identificar as linhas principais do alumínio, nitrogênio e cádmio, este último apenas para o porta alvos antigo. A intensidade de fluxo para estas

linhas pode ser determinada e a correspondente taxa de contagem no "Long Counter" pode ser calculada conhecendo-se a secção de choque composta de fotoprodução de nêutrons das amostras para o espectro gama destes elementos. Este procedimento foi adotado para alguns alvos em que as linhas principais destes elementos puderam ser identificadas e analisadas e onde a contribuição deste "fundo" era significativa, quando comparada com a contagem líquida total de nêutrons fotoproduzidos.

Foram também realizadas irradiações das amostras sem o invólucro vazio (Fundo2) e, a seguir, sem o porta alvos (Fundo4), conforme indicado nas tabelas 4.5(a) e 4.5(b), com a finalidade de avaliar a contribuição individual de cada um destes componentes na fotoprodução de nêutrons nas amostras.

Tabela 4.5(a)
Contagens do "Long Counter", normalizadas pelo SPND, dos nêutrons fotoproduzidos por radiação gama de fundo na amostra de ^{238}U

Alvo de captura	Nêutrons detectados total	Espalhados pela amostra	Fotoproduzidos total	Fotoproduzidos canal e porta alvos
Fundo1(1) ^{1,2}	0,3461 ± 0,0031	0,1517 ± 0,0013	0,1944 ± 0,0034	0,1944 ± 0,0034
Fundo1(2) ^{1,2}	0,2913 ± 0,0028	0,1094 ± 0,0014	0,1819 ± 0,0031	0,1819 ± 0,0031
Fundo1(3) ^{1,2}	0,2851 ± 0,0020	0,1031 ± 0,0012	0,1820 ± 0,0023	0,1820 ± 0,0023
Fundo2 ³	0,2874 ± 0,0017	0,1334 ± 0,0008	0,1540 ± 0,0019	0,1540 ± 0,0019
Fundo3 ⁴	0,1966 ± 0,0013	0,1174 ± 0,0011	0,0792 ± 0,0017	0,0792 ± 0,0017
Fundo4 ⁵	0,1188 ± 0,0011	0,0917 ± 0,0008	0,0271 ± 0,0014	0,0271 ± 0,0014

¹ Os números entre parênteses são usados como identificação quando foi realizada mais de uma irradiação com o mesmo alvo.

² Fundo1 : Medida da fotoprodução de nêutrons por gamas do canal, porta alvos antigo com plug de bismuto e invólucro de alvos vazio.

³ Fundo2 : Mesmas condições que Fundo1, porém sem o invólucro de alvos

⁴ Fundo3 : Medida da fotoprodução de nêutrons por gamas do canal, porta alvos novo e invólucro de alvos vazio.

⁵ Fundo4 : Medida da fotoprodução de nêutrons por gamas do canal vazio.

Tabela 4.5(b)
Contagens do "Long Counter", normalizadas pelo SPND, dos nêutrons fotoproduzidos por radiação gama de fundo na amostra de ^{232}Th

Alvo de captura	Nêutrons detectados total	Espalhados pela amostra	Fotoproduzidos total	Fotoproduzidos canal e porta alvos
Fundo1(1) ^{1,2}	0,3042 ± 0,0028	0,1505 ± 0,0013	0,1537 ± 0,0031	0,1537 ± 0,0031
Fundo1(2) ^{1,2}	0,2440 ± 0,0025	0,1085 ± 0,0012	0,1355 ± 0,0028	0,1355 ± 0,0028
Fundo1(3) ^{1,2}	0,2453 ± 0,0020	0,1041 ± 0,0013	0,1412 ± 0,0024	0,1412 ± 0,0024
Fundo2 ³	0,2376 ± 0,0015	0,1330 ± 0,0008	0,1046 ± 0,0017	0,1046 ± 0,0017
Fundo3 ⁴	0,1851 ± 0,0014	0,1174 ± 0,0011	0,0677 ± 0,0018	0,0677 ± 0,0018
Fundo4 ⁵	0,1078 ± 0,0012	0,0917 ± 0,0008	0,0161 ± 0,0014	0,0161 ± 0,0014

¹ Os números entre parênteses são usados como identificação quando foi realizada mais de uma irradiação com o mesmo alvo.

² Fundo1 : Medida da fotoprodução de nêutrons por gamas do canal, porta alvos antigo com plug de bismuto e invólucro de alvos vazio.

³ Fundo2 : Mesmas condições que Fundo1, porém sem o invólucro de alvos

⁴ Fundo3 : Medida da fotoprodução de nêutrons por gamas do canal, porta alvos novo e invólucro de alvos vazio.

⁵ Fundo4 : Medida da fotoprodução de nêutrons por gamas do canal vazio.

A avaliação da contribuição nas contagens de nêutrons fotoproduzidos por gamas originados em cada um dos componentes (canal vazio, porta alvos, invólucro de alvos) está indicada na tabela 4.6.

Tabela 4.6
Contagens de fotonêutrons, normalizadas pelas contagens do SPND, produzidos por gamas de captura do canal, porta alvos e invólucro dos alvos com fechamento de alumínio (o símbolo químico do material gerador dos gamas está indicado entre parênteses)

Porta alvos	Amostra	Canal (Al,N,Pb)	Porta Alvos (Al)	Plug de Bismuto (Cd)	Invólucro de alvo(Al)	Total
Antigo	^{238}U	0,0271	0,0199	0,0875	0,0474	$0,1819 \pm 0,0060$
	^{232}Th	0,0161	0,0198	0,0555	0,0470	$0,1384 \pm 0,0039$
Novo	^{238}U	0,0271	0,0047	-	0,0474	$0,0792 \pm 0,0049$
	^{232}Th	0,0161	0,0046	-	0,0470	$0,0677 \pm 0,0031$

Considerando-se a atenuação pela presença dos alvos e respectivos invólucros, pode-se expressar a contagem de fundo, F_{ij}^{Amostra} , para cada amostra, onde i indica o tipo de porta alvos e j o tipo de invólucro, em termos de contagens no "Long Counter", normalizadas pelas contagens do SPND, pelas seguintes equações semi-empíricas:

1) Para o porta alvos antigo com plug de bismuto ($i=1$):

a) Invólucro de alvo sem fechamento de alumínio ($j=1$):

$$F_{11}^{238U} = 0,0271 + 0,0199 \exp[-(\mu_1^a x^a + \mu_1^g x^g)] + 0,0875 \exp[-(\mu_2^a x^a + \mu_2^g x^g)] \quad (4.11)$$

$$F_{11}^{232Th} = 0,0161 + 0,0198 \exp[-(\mu_1^a x^a + \mu_1^g x^g)] + 0,0555 \exp[-(\mu_2^a x^a + \mu_2^g x^g)] \quad (4.12)$$

b) Invólucro de alvo com fechamento de alumínio ($j=2$):

$$F_{12}^{238U} = F_{11}^{238U} + 0,0237[1 + \exp[-(\mu_1^a x^a + \mu_1^g x^g)]] \quad (4.13)$$

$$F_{12}^{232Th} = F_{11}^{232Th} + 0,0235[1 + \exp[-(\mu_1^a x^a + \mu_1^g x^g)]] \quad (4.14)$$

2) Para o porta alvos novo ($i=2$)

a) Invólucro do alvo sem o fechamento de alumínio ($j=1$):

$$F_{21}^{238U} = 0,0271 + 0,0047 \exp[-(\mu_1^a x^a + \mu_1^g x^g)] \quad (4.15)$$

$$F_{21}^{232Th} = 0,0161 + 0,0046 \exp[-(\mu_1^a x^a + \mu_1^g x^g)] \quad (4.16)$$

b) Invólucro de alvo com o fechamento de alumínio ($j=2$):

$$F_{22}^{238U} = F_{21}^{238U} + 0,0237 \{1 + \exp[-(\mu_1^a x^a + \mu_1^g x^g)]\} \quad (4.17)$$

$$F_{22}^{232Th} = F_{21}^{232Th} + 0,0235 \{1 + \exp[-(\mu_1^a x^a + \mu_1^g x^g)]\} \quad (4.18)$$

onde μ_1 e μ_2 são os coeficientes de atenuação dos materiais existentes nos alvos e respectivos invólucros nas energias da linha principal do alumínio (7723,85 keV) e do cádmio (8484,40 keV), respectivamente, e x as espessuras em g/cm^2 . Os superescritos a e g , indicam que estes coeficientes se referem ao material alvo e ao grafite do invólucro do alvo, respectivamente. O erros estimados no resultado do cálculo numérico destas equações são aqueles indicados na última coluna da tabela 4.6.

Na tabela 4.7 são comparados os valores calculados por esta formulação semi-empírica (equações 4.11-4.18) com aqueles calculados a partir da análise dos espectros gama dos alvos, para os quais as linhas de raios gama provenientes do canal, porta alvos e invólucro dos alvos puderam ser identificadas.

Para obter as contagens de nêutrons fotoproduzidos nas amostras unicamente pelos raios gama de captura dos alvos, nas contagens referentes ao total de fotoprodução detectado pelo "Long Counter", normalizadas pelo SPND, foram subtraídos os valores da contribuição dos gamas de fundo calculados a partir da análise do espectro para os alvos indicados na tabela 4.7. Para os demais alvos o cálculo foi efetuado fazendo-se uso das equações semi-empíricas 4.11-4.18. Os resultados destes cálculos são apresentados no próximo capítulo, onde a secção de choque composta de fotoprodução de nêutrons experimental das amostras é obtida a partir dos valores das contagens líquidas do

“Long Counter” e das medidas do fluxo de raios gama de captura, ambas normalizadas pelas contagens do SPND.

Tabela 4.7
Contagem de fotonêutrons produzidos pelos raios gama de captura do canal, porta alvos e invólucros dos alvos, normalizadas pelas contagens do SPND, para as amostras de ^{238}U e ^{232}Th (Fundo). Valores calculados pelas equações. 4.11 a 4.18 (semi-empírica) e calculados a partir da análise dos espectros de gamas de captura dos alvos (espectro)

Alvo ¹	Espessura do alvo (g/cm ²)	Espessura do grafite (g/cm ²)	Porta alvos e invólucro do alvo ²	Amostra	Fundo calculado	
					Semi-empírico	Espectro
Be(1)	8,27	0	1 - 2	^{238}U	$0,1620 \pm 0,0060$	$0,1606 \pm 0,0028$
				^{232}Th	$0,1242 \pm 0,0039$	$0,1172 \pm 0,0040$
Ca(1)	8,27	5,07	1 - 1	^{238}U	$0,1126 \pm 0,0060$	$0,0776 \pm 0,0194$
				^{232}Th	$0,0785 \pm 0,0039$	$0,0596 \pm 0,0167$
Y	8,27	5,07	1 - 2	^{238}U	$0,1433 \pm 0,0060$	$0,0924 \pm 0,0085$
				^{232}Th	$0,1105 \pm 0,0039$	$0,0789 \pm 0,0062$
Sm	3,36	5,07	2 - 2	^{238}U	$0,0630 \pm 0,0049$	$0,0475 \pm 0,0030$
				^{232}Th	$0,0526 \pm 0,0031$	$0,0460 \pm 0,0026$
Dy	1,10	5,07	2 - 2	^{238}U	$0,0644 \pm 0,0049$	$0,0644 \pm 0,0115$
				^{232}Th	$0,0540 \pm 0,0031$	$0,0443 \pm 0,0103$
Pb(2)	27,56	5,07	2 - 1	^{238}U	$0,0269 \pm 0,0049$	$0,0318 \pm 0,0017$
				^{232}Th	$0,0164 \pm 0,0031$	$0,0207 \pm 0,0017$
Be(2)	8,27	0	2 - 2	^{238}U	$0,0640 \pm 0,0049$	$0,0512 \pm 0,0011$
				^{232}Th	$0,0536 \pm 0,0031$	$0,0498 \pm 0,0031$
Ca(2)	8,27	5,07	2 - 1	^{238}U	$0,0269 \pm 0,0049$	$0,0124 \pm 0,0070$
				^{232}Th	$0,0164 \pm 0,0031$	$0,0110 \pm 0,0040$
Cd	3,42	10,14	2 - 2	^{238}U	$0,0269 \pm 0,0049$	$0,0399 \pm 0,0150$
				^{232}Th	$0,0164 \pm 0,0031$	$0,0284 \pm 0,0090$

¹ Os números entre parênteses indicam tratar-se da primeira ou segunda irradiação

² Porta alvos antigo com plug de bismuto (1), porta alvos novo (2), invólucro sem alumínio (1) e invólucro com fechamento de alumínio (2)

Como poderá ser observado nos resultados apresentados no próximo capítulo, a coerência entre as contagens líquidas para os alvos de cálcio, berílio, chumbo e alumínio, realizadas com o porta alvos antigo e repetidas com o porta alvos novo, ilustram confiabilidade desta avaliação do efeito dos raios gama de fundo.

5 RESULTADOS E DISCUSSÃO

5.1 Resultados experimentais

A secção de choque composta de fotoprodução de nêutrons experimental, S_i , para o espectro de raios gama de captura de nêutrons térmicos de um determinado alvo i , conforme definida no capítulo 3, é dada por:

$$S_i = \frac{R_i}{N\varepsilon\phi(E_i)} \quad (5.1)$$

onde R_i é a taxa de contagem registrada pelo detector de nêutrons ("Long Counter"), N é o número de núcleos de ^{232}Th ou ^{238}U presentes na amostra, ε é a eficiência do "Long Counter" e $\phi(E_i)$ é o fluxo de raios gama incidente na amostra no instante da medida dos nêutrons fotoproduzidos.

No presente trabalho a medida do fluxo de raios gama e da fotoprodução de nêutrons não foram feitas simultaneamente. Assim, o valor do fluxo de raios gama no instante da contagem de nêutrons fotoproduzidos nas amostras foi obtido a partir do valor do fluxo medido em um outro instante, $\phi^A(E_i)$, corrigido pelo fator de variação de potência do reator, F_P . A monitoração de variação de potência do reator foi feita por um detector de nêutrons térmicos do tipo SPND, situado próximo ao alvo de captura, para o qual as contagens, C_{SPND} , obtidas por meio de um integrador de corrente, são registradas durante o tempo de realização de cada medida. Dessa forma:

$$\phi(E_i) = \phi^A(E_i)F_P \quad (5.2)$$

com:

$$F_P = \frac{C_{SPND(N)}/t_N}{C_{SPND(\gamma)}/t_\gamma} \quad (5.3)$$

onde $C_{SPND(N)}$ é a contagem do monitor de fluxo de nêutrons térmicos no alvo, durante o tempo t_N de contagem de nêutrons fotoproduzidos na amostra e $C_{SPND(\gamma)}$ é a contagem do SPND durante o tempo de medida t_γ do fluxo de raios gama.

Substituindo-se as equações 5.2 e 5.3 em 5.1, tem-se:

$$S_i = \frac{\frac{R_i t_N}{C_{SPND(N)}}}{N \varepsilon \frac{\phi^A(E_i) t_\gamma}{C_{SPND(\gamma)}}} = \frac{C_i}{N \varepsilon \psi(E_i)} \quad (5.4)$$

onde C_i é a contagem obtida pelo detector "Long Counter" e $\psi(E_i)$ é a fluência de raios gama na energia da linha principal E_i do alvo i recebida pela amostra, respectivamente, normalizadas pelas contagens do SPND. Conforme discutido na secção 4.5, estes valores normalizados pelas contagens do SPND, independentem, é claro, das variações de potência local do reator durante o tempo de medida, bem como, do tempo total de medida.

No presente trabalho, foram feitas várias medidas, tanto da taxa de reação nas amostras como da contribuição do fundo de nêutrons no "Long Counter", para cada alvo de captura durante um ciclo de operação contínua do reator. Os valores utilizados para obter a secção de choque composta correspondem à média destas medidas.

Foram realizadas contagens de nêutrons em 41 operações contínuas do reator, sendo 6 delas para avaliação da contribuição dos raios gama de fundo (tabelas 4.5(a) e 4.5(b) da secção 4.6) e 35 para medidas da fotoprodução de nêutrons pela radiação gama dos alvos de captura. As contagens de nêutrons, normalizadas pelas contagens do SPND são apresentadas nas tabelas 5.1(a) e 5.1(b), as quais correspondem à média de diversas medidas realizadas em cada ciclo de operação contínua do reator com um determinado alvo de captura. As contagens referentes aos nêutrons fotoproduzidos pelos raios gama de captura dos alvos, C_i , constam da última coluna destas tabelas e foram obtidas descontando-se a contribuição de nêutrons presentes no feixe de raios gama e espalhados pelas amostras e de nêutrons fotoproduzidos pelos raios gama de fundo, conforme discutido na secção 4.6.

Tabela 5.1(a)
Contagens de nêutrons obtidas pelo "Long Counter"
normalizadas pelas contagens do SPND para o ^{238}U

Alvo de captura ¹	Nêutrons detectados total	Espalhados pela amostra	Fotoproduzidos total	Fotoproduzidos canal e porta alvos	Fotoproduzidos por gamas do alvo
Dy	0,3345 ± 0,0025	0,1431 ± 0,0011	0,1914 ± 0,0027	0,0644 ± 0,0115	0,1270 ± 0,0118
Hf	0,3948 ± 0,0035	0,1575 ± 0,0016	0,2373 ± 0,0038	0,0603 ± 0,0049	0,1770 ± 0,0062
In(1)	0,2610 ± 0,0021	0,1536 ± 0,0013	0,1074 ± 0,0025	0,0269 ± 0,0049	0,0805 ± 0,0055
In(2)	0,2751 ± 0,0022	0,1693 ± 0,0016	0,1058 ± 0,0027	0,0269 ± 0,0049	0,0789 ± 0,0056
Hg	2,9200 ± 0,0173	0,1666 ± 0,0015	2,7534 ± 0,0174	0,1393 ± 0,0060	2,6141 ± 0,0184
Y	0,8924 ± 0,0071	0,1464 ± 0,0021	0,7460 ± 0,0074	0,0924 ± 0,0085	0,6536 ± 0,0113
Er	0,4702 ± 0,0047	0,1405 ± 0,0018	0,3297 ± 0,0050	0,0609 ± 0,0049	0,2688 ± 0,0070
Na	0,6316 ± 0,0064	0,1477 ± 0,0013	0,4839 ± 0,0065	0,1654 ± 0,0060	0,3185 ± 0,0089
Ca(1)	0,5781 ± 0,0040	0,2162 ± 0,0022	0,3619 ± 0,0046	0,0776 ± 0,0194	0,2843 ± 0,0199
Ca(2)	0,4804 ± 0,0039	0,1523 ± 0,0015	0,3281 ± 0,0042	0,0124 ± 0,0070	0,3157 ± 0,0082
Nd	2,0337 ± 0,0118	0,1687 ± 0,0021	1,8650 ± 0,0120	0,1342 ± 0,0060	1,7308 ± 0,0134
V	5,4284 ± 0,0210	0,1542 ± 0,0011	5,2742 ± 0,0210	0,1138 ± 0,0060	5,1604 ± 0,0219
Gd	0,5160 ± 0,0026	0,1237 ± 0,0010	0,3923 ± 0,0028	0,1571 ± 0,0060	0,2352 ± 0,0066
Ti	13,3436 ± 0,1372	0,2751 ± 0,0031	13,0685 ± 0,1372	0,1035 ± 0,0060	12,9650 ± 0,1374
Yb	0,4398 ± 0,0031	0,1577 ± 0,0016	0,2821 ± 0,0035	0,0618 ± 0,0049	0,2203 ± 0,0060
Be(1)	0,6656 ± 0,0040	0,4501 ± 0,0031	0,2155 ± 0,0051	0,1606 ± 0,0060	0,0549 ± 0,0078
Be(2)	0,2411 ± 0,0022	0,1425 ± 0,0013	0,0986 ± 0,0026	0,0512 ± 0,0049	0,0474 ± 0,0055
As	2,0156 ± 0,0107	0,1463 ± 0,0014	1,8693 ± 0,0108	0,0605 ± 0,0049	1,8088 ± 0,0119
Sm	0,3407 ± 0,0021	0,1284 ± 0,0011	0,2123 ± 0,0024	0,0475 ± 0,0030	0,1648 ± 0,0038
Mn	6,2106 ± 0,0296	0,2614 ± 0,0018	5,9492 ± 0,0297	0,0955 ± 0,0060	5,8537 ± 0,0303
Pb(1)	0,8822 ± 0,0053	0,4109 ± 0,0027	0,4713 ± 0,0089	0,0616 ± 0,0060	0,4097 ± 0,0107
Pb(2)	0,5511 ± 0,0044	0,1464 ± 0,0015	0,4047 ± 0,0046	0,0318 ± 0,0017	0,3729 ± 0,0049
Cl	9,4458 ± 0,0408	0,2129 ± 0,0015	9,2329 ± 0,0408	0,1626 ± 0,0060	9,0703 ± 0,0413
Se	9,5746 ± 0,0431	0,3381 ± 0,0023	9,2365 ± 0,0432	0,1479 ± 0,0060	9,0886 ± 0,0436
Fe	6,4648 ± 0,0261	0,2722 ± 0,0013	6,1926 ± 0,0261	0,0947 ± 0,0060	6,0979 ± 0,0268
Al(1) ²	1,9583 ± 0,0059	0,1716 ± 0,0008	1,7867 ± 0,0060	0,1143 ± 0,0060	1,6724 ± 0,0085
Al(2)	1,8045 ± 0,0119	0,1505 ± 0,0013	1,6540 ± 0,0120	0,0269 ± 0,0049	1,6271 ± 0,0129
K	1,1126 ± 0,0066	0,1500 ± 0,0015	0,9626 ± 0,0068	0,1616 ± 0,0060	0,8010 ± 0,0090
S	0,6248 ± 0,0044	0,1423 ± 0,0016	0,4825 ± 0,0047	0,0269 ± 0,0049	0,4556 ± 0,0068
Zn	3,2821 ± 0,0230	0,2592 ± 0,0025	3,0229 ± 0,0231	0,0879 ± 0,0060	2,9350 ± 0,0239
Cu	6,6632 ± 0,0233	0,3148 ± 0,0021	6,3484 ± 0,0234	0,0931 ± 0,0060	6,2553 ± 0,0242
Cd	0,9419 ± 0,0086	0,1498 ± 0,0018	0,7921 ± 0,0088	0,0399 ± 0,0150	0,7522 ± 0,0174
Ni	23,3716 ± 0,0987	0,4446 ± 0,0026	22,9270 ± 0,0987	0,0879 ± 0,0060	22,8391 ± 0,0989
Cr	28,8489 ± 0,1488	0,4047 ± 0,0024	28,4442 ± 0,1488	0,0987 ± 0,0060	28,3455 ± 0,1489
N	1,5584 ± 0,0090	0,2899 ± 0,0022	1,2685 ± 0,0093	0,1151 ± 0,0060	1,1534 ± 0,0110

¹ Os números entre parênteses são usados como identificação quando foi realizada mais de uma irradiação com o mesmo alvo, em diferente ciclo de operação contínua do reator.

² Esta medida foi realizada com o reator operando a 5 MW de potência.

Tabela 5.1(b)
Contagens de nêutrons obtidas pelo "Long Counter"
normalizadas pelas contagens do SPND para o ^{232}Th

Alvo de captura ¹	Nêutrons detectados total	Espalhados pela amostra	Fotoproduzidos total	Fotoproduzidos canal e porta alvos	Fotoproduzidos por gamas do alvo
Dy	0,2219 ± 0,0016	0,1430 ± 0,0012	0,0789 ± 0,0020	0,0443 ± 0,0103	0,0346 ± 0,0105
Hf	0,3096 ± 0,0026	0,1559 ± 0,0014	0,1537 ± 0,0030	0,0499 ± 0,0031	0,1038 ± 0,0043
In(1)	0,1964 ± 0,0022	0,1480 ± 0,0021	0,0484 ± 0,0030	0,0164 ± 0,0031	0,0320 ± 0,0043
In(2)	0,2091 ± 0,0027	0,1678 ± 0,0015	0,0413 ± 0,0031	0,0164 ± 0,0031	0,0249 ± 0,0044
Hg	1,0828 ± 0,0071	0,1655 ± 0,0015	0,9173 ± 0,0073	0,1075 ± 0,0039	0,8098 ± 0,0082
Y	0,4234 ± 0,0043	0,1438 ± 0,0021	0,2796 ± 0,0048	0,0789 ± 0,0062	0,2007 ± 0,0078
Er	0,3374 ± 0,0027	0,1421 ± 0,0016	0,1953 ± 0,0031	0,0506 ± 0,0031	0,1447 ± 0,0044
Na	0,4910 ± 0,0056	0,1461 ± 0,0014	0,3449 ± 0,0058	0,1267 ± 0,0039	0,2182 ± 0,0070
Ca(1)	0,4409 ± 0,0035	0,2134 ± 0,0022	0,2275 ± 0,0041	0,0596 ± 0,0167	0,1679 ± 0,0172
Ca(2)	0,3386 ± 0,0035	0,1536 ± 0,0023	0,1850 ± 0,0042	0,0110 ± 0,0040	0,1740 ± 0,0058
Nd	2,3499 ± 0,0145	0,1669 ± 0,0019	2,1830 ± 0,0146	0,1037 ± 0,0039	2,0793 ± 0,0151
V	3,9238 ± 0,0152	0,1564 ± 0,0012	3,7674 ± 0,0152	0,0793 ± 0,0039	3,6881 ± 0,0157
Gd	0,4446 ± 0,0024	0,1253 ± 0,0010	0,3193 ± 0,0026	0,1206 ± 0,0039	0,1987 ± 0,0047
Ti	10,2312 ± 0,1046	0,2760 ± 0,0031	9,9552 ± 0,1046	0,0722 ± 0,0039	9,8830 ± 0,1047
Yb	0,3444 ± 0,0030	0,1548 ± 0,0019	0,1896 ± 0,0036	0,0514 ± 0,0031	0,1382 ± 0,0047
Be(1)	0,6300 ± 0,0037	0,4513 ± 0,0029	0,1787 ± 0,0047	0,1172 ± 0,0040	0,0615 ± 0,0062
Be(2)	0,2373 ± 0,0020	0,1417 ± 0,0012	0,0956 ± 0,0023	0,0498 ± 0,0031	0,0458 ± 0,0039
As	1,5139 ± 0,0087	0,1493 ± 0,0013	1,3646 ± 0,0088	0,0501 ± 0,0031	1,3145 ± 0,0093
Sm	0,2972 ± 0,0019	0,1271 ± 0,0010	0,1701 ± 0,0021	0,0460 ± 0,0026	0,1241 ± 0,0034
Mn	4,6638 ± 0,0180	0,2611 ± 0,0017	4,4027 ± 0,0181	0,0668 ± 0,0039	4,3359 ± 0,0185
Pb(1)	0,6933 ± 0,0043	0,4109 ± 0,0027	0,2824 ± 0,0051	0,0435 ± 0,0039	0,2389 ± 0,0064
Pb(2)	0,3885 ± 0,0033	0,1468 ± 0,0016	0,2417 ± 0,0037	0,0207 ± 0,0017	0,2210 ± 0,0040
Cl	8,4381 ± 0,0366	0,2174 ± 0,0014	8,2207 ± 0,0366	0,1247 ± 0,0039	8,0960 ± 0,0368
Se	8,4451 ± 0,0397	0,3373 ± 0,0022	8,1078 ± 0,0398	0,1138 ± 0,0039	7,9940 ± 0,0400
Fe	5,4659 ± 0,0238	0,2721 ± 0,0013	5,1938 ± 0,0238	0,0662 ± 0,0039	5,1276 ± 0,0242
Al(1) ²	1,9296 ± 0,0063	0,1688 ± 0,0011	1,7608 ± 0,0064	0,0797 ± 0,0039	1,6811 ± 0,0075
Al(2)	1,8046 ± 0,0119	0,1490 ± 0,0012	1,6556 ± 0,0120	0,0164 ± 0,0031	1,6392 ± 0,0124
K	1,0652 ± 0,0064	0,1526 ± 0,0014	0,9126 ± 0,0066	0,1239 ± 0,0039	0,7887 ± 0,0076
S	0,5448 ± 0,0038	0,1421 ± 0,0015	0,4027 ± 0,0041	0,0164 ± 0,0031	0,3863 ± 0,0051
Zn	2,5994 ± 0,0180	0,2512 ± 0,0024	2,3482 ± 0,0182	0,0615 ± 0,0039	2,2867 ± 0,0186
Cu	5,7911 ± 0,0207	0,3174 ± 0,0024	5,4737 ± 0,0208	0,0651 ± 0,0039	5,4086 ± 0,0212
Cd	0,6913 ± 0,0060	0,1489 ± 0,0016	0,5424 ± 0,0062	0,0284 ± 0,0090	0,5140 ± 0,0109
Ni	18,5621 ± 0,0780	0,4448 ± 0,0023	18,1173 ± 0,0780	0,0615 ± 0,0039	18,0558 ± 0,0781
Cr	23,2958 ± 0,1007	0,4008 ± 0,0023	22,8950 ± 0,1007	0,0690 ± 0,0039	22,8260 ± 0,1008
N	1,3054 ± 0,0076	0,2691 ± 0,0021	1,0163 ± 0,0079	0,0802 ± 0,0039	0,9361 ± 0,0088

¹ Os números entre parênteses são usados como identificação quando foi realizada mais de uma irradiação com o mesmo alvo, em diferente ciclo de operação contínua do reator.

² Esta medida foi realizada com o reator operando a 5 MW de potência.

Em cada série de medidas, os valores individuais das contagens de nêutrons, normalizadas pelas contagens do SPND, se dispersaram dentro de um intervalo menor que três desvios padrão da média da série. Dados fora desta faixa podem indicar uma falha na

instrumentação ou outro evento não previsto, de modo que a dispersão dos dados experimentais foi analisada para verificar se era estatisticamente aceitável. Em algumas das 41 séries de medidas experimentais realizadas, os poucos dados experimentais que levavam a probabilidade de excesso do qui-quadrado no ajuste da média a valores menores que 1% ou maiores que 99% foram rejeitados. Tais dados corresponderam a algumas medidas realizadas nas primeiras horas de operação do reator, quando se observavam grandes variações de intensidade do fluxo de nêutrons térmicos próximo ao alvo ($\approx 30\%$), devidas a fortes distorções espaciais do fluxo em consequência da movimentação das barras de controle e de segurança.

Para se obter a intensidade do fluxo de raios gama na posição de irradiação das amostras foram consideradas as características do arranjo experimental descritas na secção 4.1. A medida do fluxo de raios gama provenientes do canal tangencial foi realizada por meio de um detector semiconductor Ge(Li), fixado numa posição diferente daquela onde são irradiadas as amostras. Além disso, para evitar a saturação desse detector, o feixe de raios gama foi atenuado por placas de chumbo, posicionadas na frente do detector e após as amostras. Assim, o fluxo de raios gama incidente na amostra, $\phi^A(E_i)$, relaciona-se com o fluxo medido pelo detector $\phi^{Ge(Li)}(E_i)$ pela seguinte expressão:

$$\phi^A(E_i) = \phi^{Ge(Li)}(E_i) \left(\frac{d_{Ge(Li)}}{d_{LC}} \right)^2 \exp[\mu_{Pb}(E_i)x_{Pb}] F_{AMO}(E_i) \quad (5.5)$$

onde o primeiro fator de correção representa a variação da intensidade do fluxo de raios gama na direção axial do feixe para as duas posições de interesse (posição do detector Ge(Li) e da amostra); o segundo fator, a correção da atenuação do fluxo pelas placas de chumbo e, o terceiro fator, a correção da auto absorção na amostra, dada pela equação 3.6, no capítulo 3. Na equação 5.5, $d_{Ge(Li)}$ e d_{LC} representam a distância do detector Ge(Li) e da amostra (posicionada no interior do "Long Counter") à face interna do colimador do canal, respectivamente; $\mu_{Pb}(E_i)$ e x_{Pb} , o coeficiente de atenuação de massa do chumbo na energia E_i da linha principal do alvo i e a espessura de chumbo utilizada na atenuação do feixe, respectivamente.

O fluxo de raios gama na posição do detector Ge(Li), $\phi^{Ge(Li)}(E_i)$ é obtido a partir da análise do espectro do alvo i , fazendo uso da equação 4.3. Assim, a fluência de raios gama incidente na amostra, na energia da linha principal, normalizada pelas contagens do SPND, $\psi(E_i)$, indicada na equação 5.4, é obtida fazendo-se uso da equação 5.5, a saber:

$$\psi(E_i) = \frac{A_{Cor}^{pico}(E_i)/C_{SPND(\gamma)}}{\kappa^{pico}(E_i)} \left(\frac{d_{Ge(Li)}}{d_{LC}} \right)^2 \exp[\mu_{Pb}(E_i)x_{Pb}] F_{AMO}(E_i) \quad (5.6)$$

onde $\kappa^{pico}(E_i)$ é o fator de calibração do detector Ge(Li); $A_{Cor}^{pico}(E_i)$ é a área do pico corrigida para as perdas devidas ao tempo morto e empilhamento. O superescrito "pico" indica tratar-se do pico de absorção total (AT), primeiro escape (PE) ou segundo escape (SE), correspondentes à linha principal do alvo i de energia E_i do espectro de radiação gama de captura, conforme definido na secção 4.3. O valor de $\psi(E_i)$ obtido para cada espectro medido é a média dos valores calculados para os picos AT, PE e SE, ponderada pelo inverso do quadrado dos erros estatísticos relativos a cada pico.

Para cada alvo de captura, utilizado num determinado ciclo de operação contínua do reator, foram medidos de três a cinco espectros de radiação gama de captura. Os valores de $\psi(E_i)$ usados no cálculo da secção de choque composta para os espectros de raios gama de captura de todos os alvos são dados na tabela 5.2 e correspondem à média (ponderada pelo inverso do quadrado do desvio) dos valores obtidos nas medidas em cada espectro. Os erros indicados nesta tabela são de natureza estatística e referem-se à propagação dos erros individuais correspondentes ao cálculo das áreas dos picos no espectro de raios gama, área do pico do pulsador e contagem do SPND.

O valor do fluxo de raios gama, $\phi(E_i)$, expresso em $\gamma/cm^2.s$ pode ser obtido multiplicando-se os valores de $\psi(E_i)$, constantes da tabela 5.2, pela taxa de contagem do SPND, que é, tipicamente, 8 contagens/segundo, para o reator operando a 2 MW de potência, após 24 horas de operação contínua.

A pequena variação entre os valores dos fluxos de raios gama para as amostras de ^{232}Th e de ^{238}U , deve-se à diferença na auto absorção destas amostras, calculada de acordo com a equação 3.6. Neste trabalho foram empregadas amostras de

óxido de tório e trióxido de urânio empobrecido com espessuras de 4,06 g/cm² e 3,92 g/cm², respectivamente.

Tabela 5.2
Fluência de raios gama de captura de nêutrons térmicos recebida pelas amostras na energia das linhas principais, normalizada pelas contagens do SPND

Alvo de captura ¹	Linha principal (keV)	Fator de atenuação das placas de chumbo	²³² Th (γ/cm ²)	²³⁸ U (γ/cm ²)
Dy	5607,75	19,55 ± 0,93		
Hf	5723,50	31,80 ± 1,74	277,30 ± 1,77	278,22 ± 1,77
In (1)	5891,90	12,10 ± 0,50	236,05 ± 5,10	236,84 ± 5,12
In (2)	5891,90	12,10 ± 0,50	73,00 ± 1,11	73,25 ± 1,12
Hg	5966,20	54,66 ± 3,41	70,57 ± 2,30	70,81 ± 2,31
Y	6080,49	20,62 ± 1,00	2377,11 ± 34,99	2385,18 ± 35,10
Er	6228,23	21,03 ± 1,03	2142,47 ± 17,86	2149,82 ± 17,92
Na	6395,40	12,77 ± 0,53	101,66 ± 2,27	102,01 ± 2,28
Ca (1)	6419,90	35,12 ± 1,97	601,69 ± 5,70	603,82 ± 5,72
Ca (2)	6419,90	12,80 ± 0,63	608,14 ± 10,51	610,30 ± 10,55
Nd	6501,70	60,02 ± 3,84	637,10 ± 5,65	639,35 ± 5,67
V	6517,26	112,50 ± 8,33	1791,83 ± 11,06	1798,21 ± 11,10
Gd	6748,70	36,88 ± 2,10	1802,26 ± 32,38	1808,69 ± 32,50
Ti	6760,13	62,71 ± 4,05	229,74 ± 2,13	230,57 ± 2,14
Yb	6779,80	13,30 ± 0,57	10125,32 ± 115,96	10162,20 ± 116,38
Be (1)	6809,41	1,00 ± 0,00	68,82 ± 3,34	69,08 ± 3,36
Be (2)	6809,41	4,74 ± 0,06	98,14 ± 1,57	98,50 ± 1,57
As	7019,45	38,34 ± 2,21	78,50 ± 0,89	78,78 ± 0,89
Sm	7214,20	23,82 ± 1,21	383,83 ± 3,37	385,26 ± 3,38
Mn	7243,79	59,77 ± 3,99	93,68 ± 1,27	94,04 ± 1,28
Pb (1)	7367,70	2,85 ± 0,05	1959,71 ± 31,13	1967,13 ± 31,25
Pb (2)	7367,70	4,90 ± 0,10	321,53 ± 2,88	322,76 ± 2,89
Cl	7413,80	148,70 ± 11,59	293,45 ± 3,32	294,57 ±
Se	7418,47	149,60 ± 11,67	2507,90 ± 11,51	2517,52 ± 11,56
Fe	7631,13	72,08 ± 4,81	935,32 ± 18,04	938,91 ± 18,11
Al (1) ²	7723,85	73,11 ± 4,90	2141,51 ± 16,30	2149,86 ± 16,36
Al (2)	7723,85	24,38 ± 1,44	1463,06 ± 13,21	1468,80 ± 13,26
K	7770,22	73,62 ± 4,94	1346,11 ± 21,94	1351,39 ± 22,02
S	7800,00	14,71 ± 0,65	543,45 ± 8,92	545,59 ± 8,96
Zn	7863,30	43,01 ± 2,55	128,91 ± 1,05	129,42 ± 1,05
Cu	7914,50	75,24 ± 5,07	1055,71 ± 18,00	1059,90 ± 18,08
Cd	8484,80	47,84 ± 2,92	2520,32 ± 36,79	2530,33 ± 36,94
Ni	8998,80	93,60 ± 6,63	57,60 ± 5,57	57,83 ± 5,60
Cr	9720,30	107,66 ± 7,86	5565,55 ± 100,41	5587,95 ± 100,81
N	10829,18	37,20 ± 2,16	2030,69 ± 27,70	2038,89 ± 27,81
			100,06 ± 2,29	100,48 ± 2,30

¹ Os números entre parêntesis são usados como indicação quando foi realizada mais de uma irradiação com o mesmo alvo em diferente ciclo de operação contínua do reator.

² Esta medida foi realizada com o reator operando a 5 MW de potência.

³ Fator de atenuação das placas de chumbo utilizadas na frente do detector Ge(Li): $\exp[-\mu_{Pb}(E)x_{Pb}]$

5.2 A secção de choque composta de fotoprodução de nêutrons do ²³²Th e ²³⁸U.

De acordo com a definição dada na secção 3.1, a secção de choque composta de fotoprodução de nêutrons é uma grandeza física que pode ser determinada por medidas da taxa de emissão de nêutrons para as amostras irradiadas em um feixe de raios

gama de captura produzido por um determinado elemento, desde que se conheça a intensidade do fluxo de raios gama na energia da linha principal.

Os valores experimentais da secção de choque composta do ^{238}U e ^{232}Th para os 30 alvos de captura utilizados no presente trabalho, obtidos fazendo uso da equação 5.4 e dos valores experimentais da contagem de nêutrons e da fluência de raios gama constantes das tabelas 5.1(a), 5.1(b) e 5.2, são apresentados nas tabelas 5.3(a) e 5.3(b), respectivamente.

Tabela 5.3(a)
Secção de choque composta de fotoprodução de nêutrons no ^{238}U

Alvo de Captura	Linha principal (keV)	Secção de choque composta experimental (mb)	Secção de choque composta calculada (mb) (equação 3.10)	Secção de choque composta calculada (mb) (equação 3.24)	Fator R (eq. 3.13)
DY	5607,75	33,77 ± 3,60	20,17	20,23	3,65
HF	5723,50	57,23 ± 4,09	50,79	50,98	6,94
IN	5891,90	81,75 ± 5,62	35,50	35,84	2,79
HG	5966,20	81,01 ± 5,50	41,27	41,35	2,40
Y	6080,49	22,47 ± 1,26	24,82	24,82	1,02
ER	6228,23	194,77 ± 12,32	161,23	161,80	5,32
NA	6395,40	38,98 ± 2,16	37,19	37,19	1,04
CA	6419,90	37,05 ± 2,19	40,18	40,20	1,10
ND	6501,70	71,14 ± 4,84	61,59	61,66	1,57
V	6517,26	210,90 ± 16,74	199,69	199,77	5,01
GD	6748,70	75,40 ± 5,10	75,63	75,74	1,58
TI	6760,13	94,31 ± 6,58	83,32	83,39	1,73
YB	6779,80	244,25 ± 17,91	196,25	197,42	4,02
BE	6809,41	43,88 ± 4,11	50,77	50,77	1,01
AS	7019,45	347,05 ± 21,68	353,64	353,87	5,95
SM	7214,20	125,06 ± 7,68	110,00	110,02	1,69
MN	7243,79	219,96 ± 15,91	205,97	205,76	3,13
PB	7367,70	95,41 ± 3,16	72,30	72,30	1,03
CL	7413,80	266,32 ± 21,66	314,07	314,22	4,38
SE	7418,47	715,53 ± 59,80	794,59	794,56	11,04
FE	7631,13	209,67 ± 14,91	229,87	232,06	2,83
AL	7723,85	88,60 ± 5,68	110,98	110,99	1,27
K	7770,22	108,51 ± 8,00	132,02	132,54	1,48
S	7800,00	260,22 ± 13,48	239,31	243,58	2,66
ZN	7863,30	204,69 ± 13,62	201,27	202,18	2,12
CU	7914,50	182,73 ± 13,34	197,83	197,90	2,01
CD	8484,80	996,03 ± 119,04	820,00	826,89	5,72
NI	8998,80	302,12 ± 23,67	343,11	344,00	1,64
CR	9720,30	1027,64 ± 83,28	1147,12	1154,16	3,09
N	10829,18	848,53 ± 63,34	840,29	842,07	1,21

Tabela 5.3(b)
Secção de choque composta de fotoprodução de nêutrons no ^{232}Th

Alvo de Captura	Linha principal (keV)	Secção de choque composta experimental (mb)		Secção de choque composta calculada (mb)		Fator R (eq. 3.13)
				(equação 3.10)	(equação 3.24)	
DY	5607,75	7,71	± 2,37	7,75	7,86	8,64
HF	5723,50	28,14	± 2,09	24,20	24,23	13,10
IN	5891,90	24,53	± 2,87	16,75	16,89	3,20
HG	5966,20	21,04	± 1,43	21,09	21,23	2,66
Y	6080,49	5,78	± 0,38	13,51	13,52	1,02
ER	6228,23	87,90	± 5,70	90,91	91,47	4,59
NA	6395,40	22,40	± 1,28	22,65	22,66	1,02
CA	6419,90	17,50	± 1,09	23,92	23,92	1,08
ND	6501,70	71,67	± 4,86	36,83	36,72	1,57
V	6517,26	126,38	± 10,00	125,92	126,01	5,30
GD	6748,70	53,39	± 3,51	43,95	44,05	1,49
TI	6760,13	60,28	± 4,19	51,40	51,47	1,72
YB	6779,80	128,48	± 9,74	111,83	113,05	3,69
BE	6809,41	37,88	± 2,64	31,94	31,95	1,01
AS	7019,45	211,51	± 13,17	222,39	221,80	5,54
SM	7214,20	79,10	± 4,95	66,63	66,89	1,52
MN	7243,79	136,63	± 9,84	135,33	135,32	3,04
PB	7367,70	47,00	± 1,59	48,41	48,42	1,03
CL	7413,80	199,36	± 16,18	197,17	197,75	4,13
SE	7418,47	527,81	± 44,02	513,72	516,72	10,77
FE	7631,13	147,86	± 10,48	148,54	150,00	2,82
AL	7723,85	74,79	± 4,77	70,97	70,95	1,27
K	7770,22	89,61	± 6,57	78,67	78,96	1,37
S	7800,00	185,06	± 9,44	140,56	143,77	2,45
ZN	7863,30	133,76	± 8,67	129,05	129,57	2,12
CU	7914,50	132,53	± 9,65	127,79	127,86	2,02
CD	8484,80	570,85	± 67,94	486,90	491,65	5,15
NI	8998,80	200,35	± 15,65	226,60	227,19	1,62
CR	9720,30	694,17	± 56,22	757,97	762,76	3,07
N	10829,18	577,76	± 42,99	574,12	574,58	1,19

Nestas tabelas, são também listadas as secções de choque compostas calculadas a partir da equação 3.10 (usando todas as linhas secundárias) e da equação 3.24 (considerando as intensidades agrupadas), fazendo uso de uma secção de choque de referência, construída a partir dos dados divulgados por Caldwell e col.⁽³³⁾ (ver secção 2.2). As intensidades dos raios gama de captura de nêutrons térmicos utilizadas nestes cálculos são aquelas tabeladas por Lone e col.⁽⁷²⁾, com as devidas correções baseadas na biblioteca de dados ENDSF⁽⁷³⁾, introduzidas no presente trabalho e discutidas com algum detalhe no apêndice deste trabalho.

Para os alvos de índio, cálcio, berílio, chumbo e alumínio, onde foram feitas duas séries de medidas experimentais, em diferentes períodos de operação do reator, a

secção de choque composta constante das tabelas 5.3(a) e 5.3(b), é a média (ponderada pelo inverso do quadrado dos erros estatísticos) dos valores calculados para cada série de medidas. Os pares de valores obtidos para estes cinco alvos foram compatíveis entre si, considerando-se de um intervalo igual a três vezes o erro estatístico da média.

Na última coluna das tabelas 5.3(a) e 5.3(b) são listados os resultados para o fator R , definido na secção 3.2 (equação 3.13), calculados utilizando os valores da secção de choque de referência. O inverso deste fator indica a contribuição relativa da secção de choque na energia da linha principal para o valor da secção de choque composta. Lembrando que, na definição de secção de choque composta, os valores da secção de choque nas energias das linhas gama são multiplicadas pelas respectivas intensidades, esta contribuição refere-se à participação da linha principal na taxa de reação de fotoprodução de nêutrons. Assim, quanto mais próximo da unidade for o valor de R , mais próximo de uma fonte monoenergética será o alvo de captura utilizado. Alvos com valores grandes do fator R são aqueles em que a contribuição das linhas secundárias é muito significativa.

Como pode ser observado nas tabelas 5.3(a) e 5.3(b), os valores da secção de choque composta calculados sem agrupamento e com agrupamento de linhas secundárias, diferem em média por um valor da ordem de 0,4%. Este resultado é um bom indicador da validade da metodologia de cálculo desenvolvida no capítulo 3.

Para uma melhor visualização, os valores experimentais da secção de choque composta e os valores calculados com o agrupamento das linhas secundárias, para os 30 alvos de captura, são apresentados nas figuras 5.1(a) e 5.2(a), para o ^{238}U e ^{232}Th , respectivamente. Nas figuras 5.1(b) e 5.2(b) são apresentados os valores da diferença entre a secção de choque composta experimental e a calculada, em unidades de desvio-padrão (σ). Nestas figuras pode-se observar que os valores experimentais da secção de choque composta obtidos neste trabalho para ambas as amostras estudadas apresentam uma boa concordância com os valores calculados a partir da secção de choque de referência. Entretanto, isto não confirma necessariamente que o conjunto de valores das intensidades das linhas do espectro de raios gama de captura utilizado é suficientemente preciso e completo, uma vez que podem haver no cálculo da secção de choque composta efeitos de compensação entre valores superestimados e subestimados no conjunto. Poucos resultados

experimentais diferem do valor calculado por uma parcela maior que três vezes o erro experimental envolvido (σ)

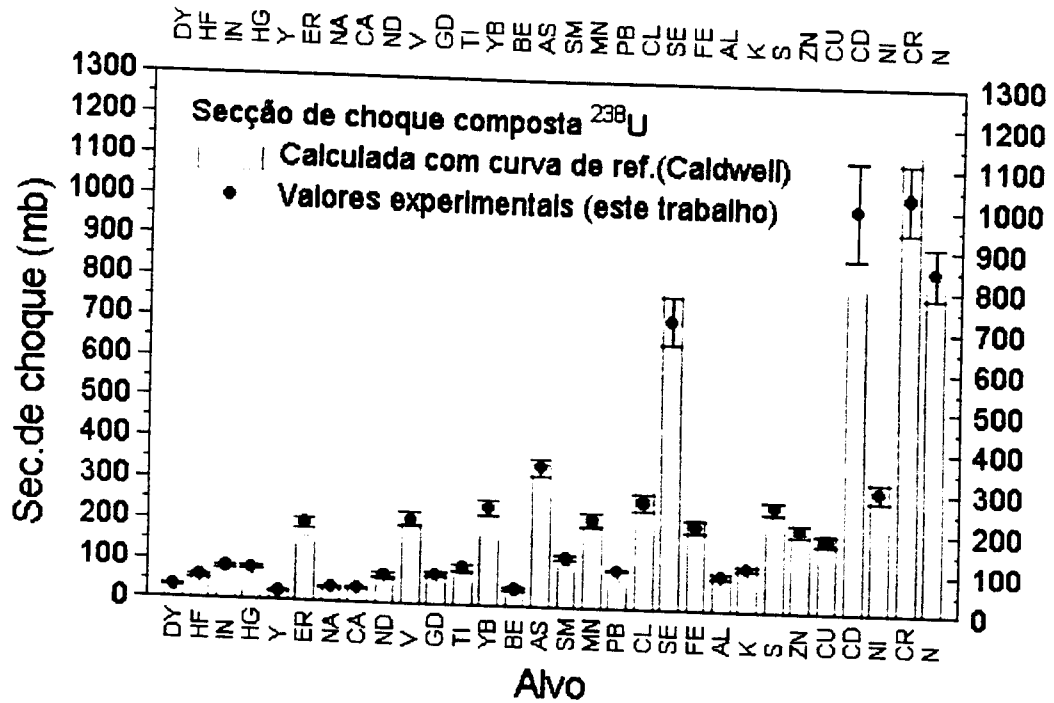


Figura 5.1(a) Secção de choque composta do ^{238}U

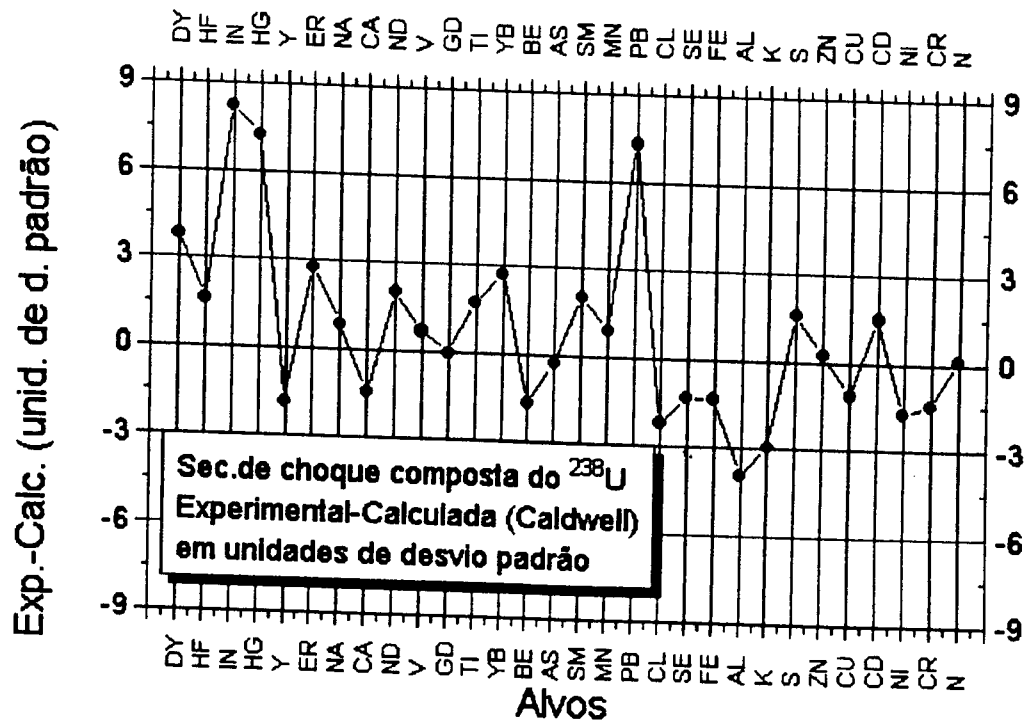


Figura 5.1(b) Diferença entre os valores experimentais da secção de choque composta do ^{238}U e os valores calculados com o agrupamento de linhas e a secção de choque de referência (Caldwell), em unidades de desvio-padrão

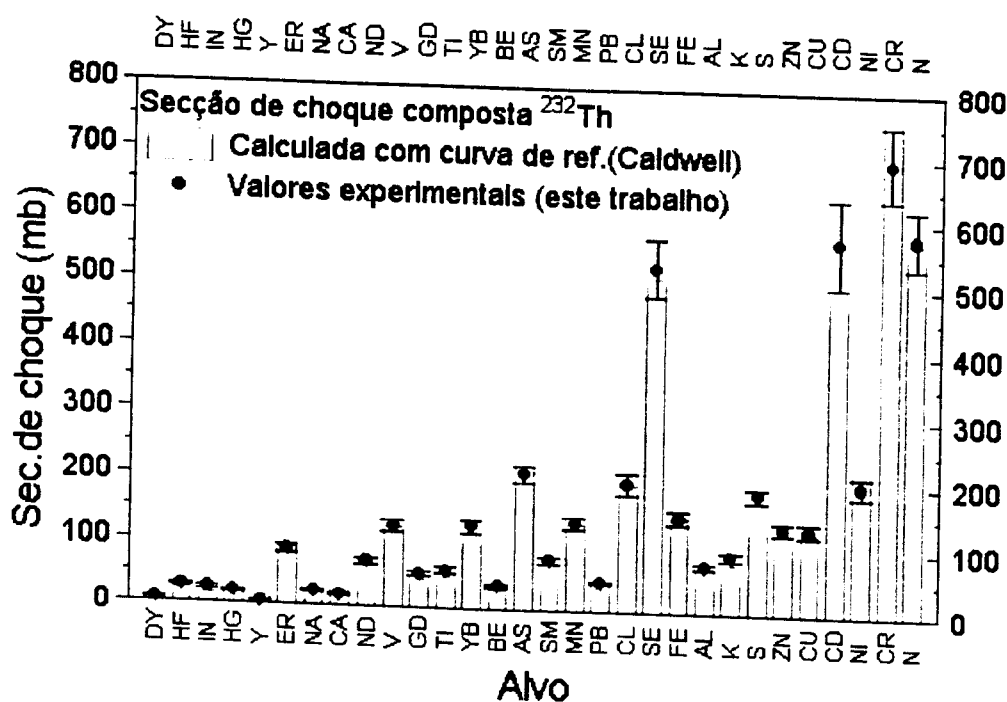


Figura 5.2(a) Secção de choque composta do ^{232}Th

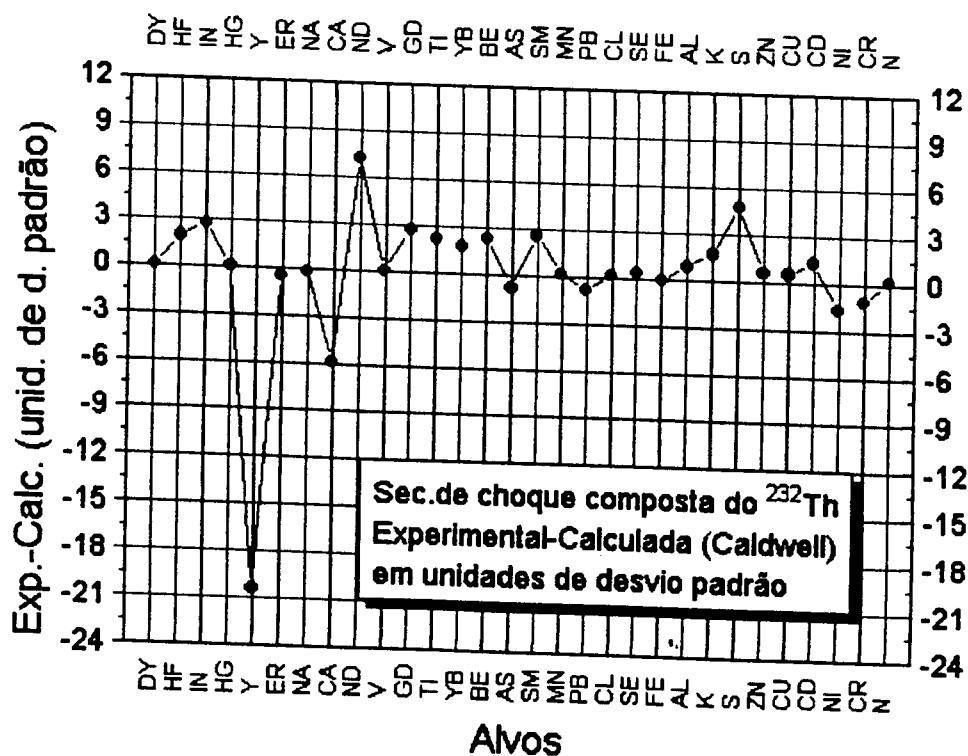


Figura 5.2(b) Diferença entre os valores experimentais da secção de choque composta do ^{232}Th e os valores calculados com o agrupamento de linhas e a secção de choque de referência (Caldwell), em unidades de desvio-padrão

Para a amostra de ^{238}U , apenas as medidas com os alvos de Dy, In, Hg, Pb e Al apresentam diferenças superiores a esta faixa (3σ), relativamente à secção de choque

composta calculada. Com exceção do Al, os valores experimentais obtidos para estes alvos são maiores que o calculado. Os três primeiros alvos têm uma contribuição significativa de linhas secundárias (indicada pelo valor grande do fator R), o que significa que pode existir uma ou mais estruturas na secção de choque em energias de algumas linhas do espectro de gamas de captura, uma eventual ressonância no canal de entrada (fotoabsorção) ou, ainda, erros nas intensidades tabeladas dos raios gama de captura (ver apêndice 2). Entretanto, para o alvo de chumbo, que apresenta praticamente uma única linha no espectro de raios gama de captura, o resultado obtido é uma indicação direta de um valor relativamente alto para a secção de choque de fotoprodução de nêutrons no ^{238}U na energia da linha principal deste alvo (7367,70 keV). Por outro lado, para o alvo de alumínio, que também apresenta uma baixa contribuição de linhas secundárias, o valor experimental da secção de choque composta é menor que o calculado. O resultado experimental para esse alvo, entretanto, é compatível com os valores experimentais da secção de choque composta para os alvos de ferro e potássio, cujas linhas principais são próximas à energia da linha principal do alumínio (7723,85 keV), indicando que a secção de choque de fotoprodução de nêutrons, nesta região de energia, pode ser realmente menor que a de referência.

Para o ^{232}Th os valores experimentais da secção de choque composta que apresentam discrepâncias maiores que 3σ em relação a secção de choque composta calculada são aqueles referentes aos alvos de Nd, S, Y, Ca. Para os dois primeiros alvos, os valores experimentais são maiores que os valores calculados e, para os dois últimos, os resultados são menores. Todos estes alvos apresentam baixa contribuição de linhas secundárias, o que indica a possibilidade de existência de flutuações ou estruturas na secção de choque de fotoprodução de nêutrons nas energias das linhas principais destes alvos.

Na secção 5.3 são apresentados os valores da secção de choque nas energias das linhas principais calculados com a aplicação da metodologia descrita no capítulo 3. As considerações sobre o comportamento da secção de choque em função da energia de excitação feitas de forma qualitativa na presente secção, com base no valor experimental da secção de choque composta, podem ser melhor evidenciadas mediante o tratamento estatístico mais rigoroso dos dados experimentais, levando em conta os erros e as respectivas correlações entre eles..

O erro total no valor da secção de choque composta calculada fazendo-se uso das equações 5.4 e 5.6 foi obtido pela propagação dos erros individuais (soma quadrática dos valores percentuais). Estes erros são de natureza estatística e sistemática e, portanto, resultaram em correlações específicas entre os erros finais das secções de choque compostas⁽⁵⁸⁾. Na tabela 5.4 são apresentadas as componentes parciais dos erros envolvidos e o nível de correlação considerado entre as mesmas.

Tabela 5.4
Composição dos erros parciais considerados no cálculo da secção de choque composta

Compo- nente n ^o	Descrição da grandeza	Símbolo	Valor (%)	Natureza	Correlação ¹ (%)
1	Contagem normali- zada de nêutrons fotoproduzidos	C_i	0,38 a 30,32 (ver tabelas 5.1)	Estatística	0
2	Eficiência do "Long Counter"	ϵ	1,8	Sistemática	100
3	Número de núcleos nas amostras	N	0,05 (²³² Th) 0,57 (²³⁸ U)	Sistemática	100
4	Área dos picos no espectro de raios γ	$A_{Cor}^{pico}(E_i)/C_{SPND(\gamma)}$	0,46 a 9,68 (ver tabela 5.2)	Estatística	0
5	Variação da intensidade do fluxo	$\left(\frac{d_{Ge(Li)}}{d_{LC}}\right)^2$	0,29	Sistemática	100
6	Atenuação do fluxo de raios gama incidente no Ge(Li)	$exp[\mu_{Pb}(E_i)x_{Pb}]$	1,19 a 7,80 (ver tabelas 5.2)	Sistemática para μ_{Pb} e estatística para x_{Pb}	90 ²
7	Fator de calibração do Ge(Li)	$\kappa^{pico}(E_i)$ ³	0,84 a 3,51 (ver tabela 4.4)	Sistemática	100

¹ 0% (não correlacionados); 100% (completamente correlacionados)

² O erro parcial devido a μ_{Pb} representa, em média, 90% do erro total em $exp[\mu_{Pb}(E_i)x_{Pb}]$

³ Utilizado no cálculo o erro de calibração para o pico de absorção total (AT)

Nas tabelas 5.5(a) e 5.5(b) são apresentados os erros percentuais totais envolvidos na obtenção dos valores experimentais da secção de choque composta para os núcleos de ²³⁸U e ²³²Th, respectivamente, acompanhados da correspondente matriz de correlação. A matriz de correlação foi calculada com auxílio do programa CALCOV^(58,75), usando as informações quanto às correlações entre os erros parciais constantes da tabela 5.4.

Tabela 5.5(a)
 Erro relativo dos valores experimentais da secção de choque composta de fotoprodução de nêutrons no ²³⁸U e respectiva matriz de correlação (valores da matriz multiplicados por 1000)

Alvo	Erro(%)	1	2	3	4	6	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	
Dy	10,67	1	1000																													
Hf	7,15	2	364	1000																												
In	6,88	3	299	498	1000																											
Hg	6,76	4	430	722	587	1000																										
Y	5,62	5	419	701	575	828	1000																									
Er	6,33	6	375	627	514	741	722	1000																								
Na	5,53	7	378	631	522	744	729	652	1000																							
Ca	5,92	8	402	673	552	796	776	700	1000																							
Nd	6,91	9	438	736	598	873	844	755	758	811	1000																					
V	7,94	10	428	721	583	857	826	739	740	793	873	1000																				
Gd	6,77	11	399	670	547	794	770	689	693	740	809	793	1000																			
Ti	6,98	12	431	725	589	860	832	744	747	799	877	861	797	1000																		
Yb	7,33	13	290	463	399	570	559	499	506	537	581	587	531	572	1000																	
Be	9,37	14	95	153	137	175	183	163	173	176	176	169	168	175	133	1000																
As	6,25	15	438	734	599	869	844	754	759	810	896	869	807	873	592	184	1000															
Sm	6,15	16	401	672	551	794	774	692	699	744	809	792	739	798	536	176	809	1000														
Min	7,23	17	430	723	587	858	830	742	745	797	875	859	796	862	571	175	871	796	1000													
Pb	3,31	18	375	613	529	710	722	645	670	693	723	697	673	713	514	223	738	694	711	1000												
Cl	8,13	19	438	738	596	877	845	756	757	812	894	880	812	881	590	172	889	811	880	710	1000											
Se	8,36	20	427	719	581	865	823	736	737	791	871	857	791	859	565	167	866	790	858	692	878	1000										
Fe	7,11	21	439	737	599	875	847	757	780	813	892	876	811	879	583	180	899	813	878	730	897	874	1000									
Al	6,41	22	439	737	602	873	848	758	764	814	890	873	811	877	585	186	889	815	878	747	894	871	895	1000								
K	7,37	23	426	715	581	849	821	734	736	799	865	850	787	853	566	175	862	789	852	710	871	848	869	868	1000							
S	5,18	24	422	704	580	831	813	727	735	780	847	827	774	834	563	189	848	779	832	738	846	824	849	852	824	1000						
Zn	6,66	25	425	713	583	845	820	734	738	798	861	845	785	849	567	181	860	789	848	725	865	843	866	866	840	824	1000					
Cu	7,30	26	433	726	591	862	834	746	750	802	879	863	800	868	575	178	876	802	865	722	884	862	883	882	857	837	854	1000				
Cd	11,95	27	245	410	335	495	472	422	426	454	495	496	452	488	327	105	495	455	488	421	498	485	499	500	484	474	484	493	1000			
Ni	7,83	28	427	717	584	850	824	737	742	792	867	852	790	855	569	179	866	794	855	873	851	874	875	849	827	848	864	491	1000			
Cr	8,10	29	429	719	587	852	827	740	746	796	870	855	794	858	573	183	871	800	859	739	877	855	880	881	855	831	855	870	496	872	1000	
N	7,46	30	395	657	545	774	761	681	693	733	791	777	727	781	534	189	799	741	785	797	776	807	815	785	769	792	801	464	815	838	1000	

Tabela 5.5(b)
 Erro relativo dos valores experimentais da seção de choque composta de fotoprodução
 de nêutrons no ²³²Th e respectiva matriz de correlação (valores da matriz multiplicados por 1000)

Año	Erro%	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30								
Dy	30,77	1	1000																																				
Hf	7,43	2	120	1000																																			
In	11,72	3	59	277	1000																																		
Hg	6,80	4	147	686	339	1000																																	
Y	6,62	5	122	566	282	695	1000																																
Er	6,49	6	125	581	290	714	591	1000																															
Nb	5,73	7	125	579	290	708	589	605	1000																														
Ca	6,23	8	130	608	303	746	617	634	633	1000																													
Nd	6,78	9	151	704	348	868	713	732	727	765	1000																												
V	7,92	10	147	689	339	851	697	716	709	748	873	1000																											
Gd	6,57	11	141	657	326	809	667	685	681	716	830	813	1000																										
Ti	6,96	12	148	693	343	854	702	721	715	753	877	860	817	1000																									
Yb	7,58	13	96	444	223	544	452	465	486	465	558	545	523	549	1000																								
Be	6,97	14	43	192	104	228	202	207	217	217	233	222	226	230	166	1000																							
As	6,23	15	150	701	348	862	711	730	727	763	885	867	826	871	558	241	1000																						
Sm	6,30	16	134	623	311	765	633	650	649	680	785	768	735	773	499	223	784	1000																					
Mn	7,20	17	148	692	342	853	701	720	714	752	878	858	816	862	549	229	870	772	1000																				
Pb	3,39	18	124	562	294	677	563	569	614	626	694	669	662	684	472	279	707	645	683	1000																			
Cl	8,11	19	151	708	347	871	713	733	725	766	895	879	833	881	557	225	888	786	880	682	1000																		
Se	8,34	20	147	688	338	848	695	714	708	746	871	856	811	858	543	220	865	766	857	665	878	1000																	
Fe	7,09	21	151	705	349	869	714	734	728	767	892	875	832	878	560	236	887	788	878	701	897	873	1000																
Al	6,38	22	151	705	350	867	715	735	732	768	890	872	832	877	562	245	887	790	876	717	894	871	894	1000															
K	7,33	23	147	686	339	845	695	714	709	747	868	852	810	855	545	230	864	767	854	683	873	850	871	870	1000														
S	5,10	24	146	679	340	832	691	709	709	742	854	834	800	840	545	249	852	761	839	712	853	831	856	858	833	1000													
Zn	6,63	25	146	682	339	838	692	711	708	743	861	844	805	848	544	237	858	764	848	695	865	842	865	866	842	830	1000												
Cu	7,28	26	149	695	344	856	704	723	718	756	879	862	820	865	552	233	875	777	865	693	884	861	883	862	859	843	853	1000											
Cd	11,90	27	84	392	195	482	396	409	408	428	495	496	463	486	314	138	495	441	488	404	498	485	500	486	478	484	492	1000											
Ni	7,81	28	147	685	340	844	695	714	711	747	867	851	810	854	547	236	865	770	855	697	873	850	874	875	851	834	847	863	491	1000									
Cr	8,08	29	148	688	342	846	699	718	716	751	870	855	814	856	551	242	870	776	860	711	877	854	880	882	857	838	855	870	496	872	1000								
N	7,44	30	136	628	317	768	642	680	664	691	791	778	745	780	513	249	798	718	784	707	796	775	806	815	787	774	791	800	464	815	838	1000							

5.3 A secção de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{232}Th e ^{238}U em função da energia de excitação

Nas figuras 5.3 a 5.6 são mostrados os valores da secção de choque de fotoprodução total de nêutrons no ^{232}Th e ^{238}U em função da energia de excitação, calculados a partir dos valores experimentais da secção de choque composta, usando a metodologia desenvolvida no capítulo 3, com os procedimentos de cálculo iterativo (Programas SIGMNALP1, SIGMALP2 E SIGMALP3) e de cálculo por mínimos quadrados (Programa SIGMALP4). Em todas as figuras é mostrada, para comparação, a secção de choque de referência, na forma de uma curva contínua, ajustada aos dados experimentais divulgados por Caldwell e col.⁽³³⁾, de acordo com o procedimento descrito no capítulo 2. Nas figuras 5.3 e 5.5 é mostrado todo o intervalo de energia explorado por este trabalho e, nas figuras 5.4 e 5.6, somente o intervalo de 5,5 a 8 MeV, para melhor visualização dos detalhes.

Em todas as séries de figuras, as duas primeiras, referem-se ao cálculo aproximado, aplicando-se a as equações 3.13 e 3.11 (figuras 5.3(a)-5.6.(a) e figuras 5.3(b)-5.6(b), respectivamente). Estes são os valores iniciais da secção de choque nas energias das linhas principais que são usados nos procedimentos de cálculo iterativo. Observa-se que o cálculo pela equação 3.13 (fator R) faz com que os dados se aproximem da curva de secção de choque de referência, não forçando estruturas (picos ou vales) na secção de choque resultante. Por outro lado, o cálculo aplicando-se a equação 3.11 (método da subtração), já provoca maior dispersão dos valores resultantes da secção de choque. No caso particular do alvo de selênio, com a amostra de ^{238}U , resulta num valor negativo de secção de choque na energia da linha principal desse alvo. Assim, se o objetivo é identificar estruturas reais (físicas) na curva de secção de choque em função da energia de excitação, estes resultados ilustram que a escolha adequada para início do processo iterativo é o cálculo pelo método do fator R, com uma curva lisa para a secção de choque de referência (que é o caso da curva obtida a partir dos dados experimentais de Caldwell⁽³³⁾). Este procedimento não é tendencioso, pois, não favorece, já na primeira iteração, a geração de estruturas espúrias por "efeito matemático" no comportamento da secção de choque em função da energia de excitação..

O primeiro aspecto relevante que pode ser observado nas figuras 5.3 e 5.5 (intervalo de 5 a 11 MeV) é a excelente concordância entre todos os resultados para a linha principal do alvo de nitrogênio (10829,18 keV) e os valores de referência (Caldwell). O espectro de raios gama de captura do nitrogênio é bem determinado e as intensidades das linhas são conhecidas com excelente precisão⁽⁶⁸⁾, servindo, portanto, este elemento como um padrão de calibração, conforme é recomendado pela IAEA⁽⁶⁹⁾. Assim, estes resultados mostram que a metodologia empregada para extrair o valor absoluto da secção de choque na energia da linha principal é muito realista, desde que o espectro de gamas de captura seja bem caracterizado. Observa-se ainda, para a região de energia acima de 8 MeV, uma razoável concordância entre os resultados obtidos por meio dos métodos iterativos (SIGMALP1, SIGMALP2 e SIGMALP3) e pelo método dos mínimos quadrados (SIGMALP4). O espaçamento em energia entre as linhas principais para este intervalo de energia, não permite que se evidencie qualquer tipo de estrutura, servindo, portanto, estes resultados como uma amostragem da curva de secção de choque neste intervalo de energia.

Para a amostra de ^{238}U há uma razoável concordância entre os valores da secção de choque nas energias das linhas principais do cádmio (8484,80 keV), do níquel (8998,80 keV) e do cromo (9720,30 keV) obtidos no presente trabalho e os valores de referência (Caldwell). Para a amostra de ^{232}Th , há uma maior dispersão entre os resultados experimentais deste trabalho e os de referência (Caldwell), em especial para o alvo de níquel, não obstante o erro experimental relativo nesta medida seja o menor do intervalo de energia em consideração (8-11 MeV).

Cabe entretanto lembrar que nos processos de cálculo iterativo há a tendência de se subestimar os erros nos valores da secção de choque nas energias das linhas principais extraídas dos valores experimentais da secção de choque composta. Os erros sistemáticos são perdidos uma vez que a estimativa dos erros da secção de choque na energia da linha principal calculada considera apenas aqueles de natureza estatística (desvio padrão da média) e não leva em conta as covariâncias. Nos resultados obtidos pelo Programa SIGMALP4, a dispersão entre os resultados do presente trabalho e os de Caldwell é compatível com as barras de erro dos valores experimentais, conforme pode ser observado nas figuras 5.3(f), 5.4(f), 5.5(f) e 5.6(f).

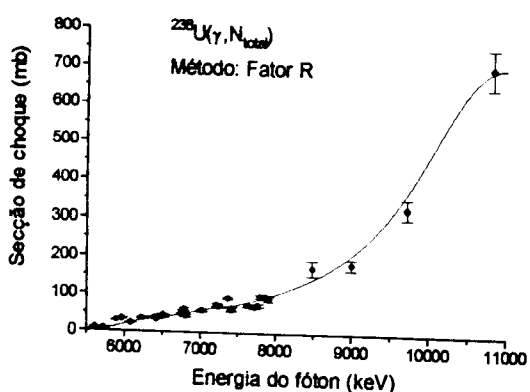


Figura 5.3(a) Seções de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{238}U calculadas pela equação 3.13 e comparadas com a curva ajustada aos dados de Caldwell⁽³³⁾.

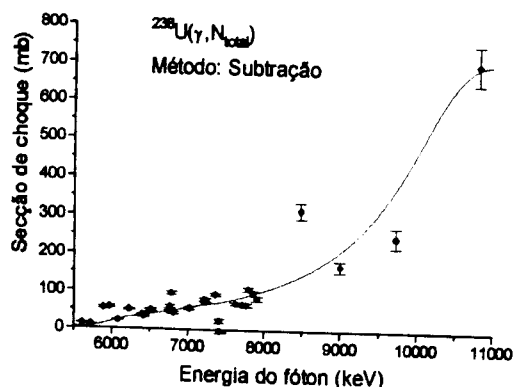


Figura 5.3(b) Seções de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{238}U calculadas pela equação 3.11 e comparadas com a curva ajustada aos dados de Caldwell⁽³³⁾.

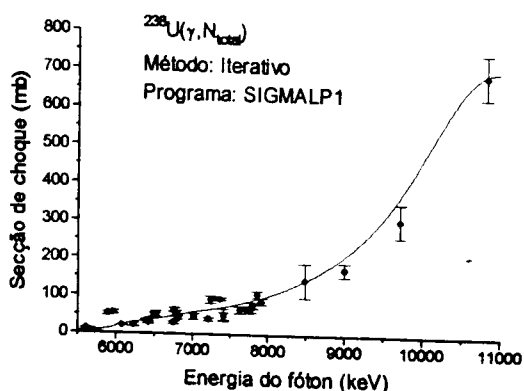


Figura 5.3(c) Seções de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{238}U calculadas pelo Programa SIGMALP1 e comparadas com a curva ajustada aos dados de Caldwell⁽³³⁾.

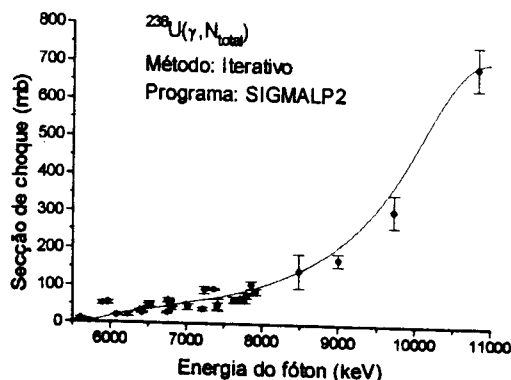


Figura 5.3(d) Seções de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{238}U calculadas pelo Programa SIGMALP2 e comparadas com a curva ajustada aos dados de Caldwell⁽³³⁾.

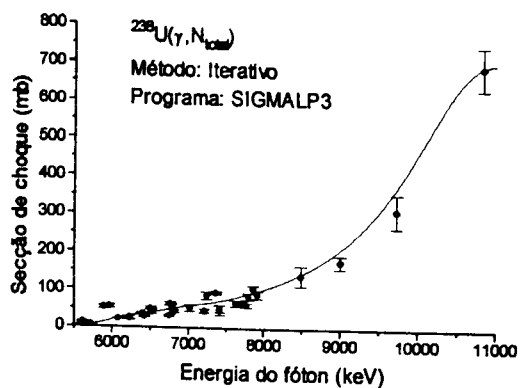


Figura 5.3(e) Seções de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{238}U calculadas pelo Programa SIGMALP3 e comparadas com a curva ajustada aos dados de Caldwell⁽³³⁾.

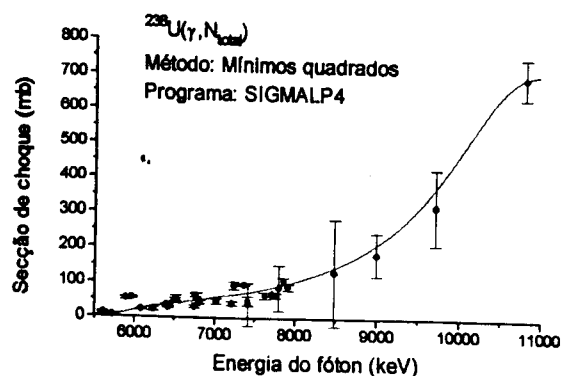


Figura 5.3(f) Seções de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{238}U calculadas pelo Programa SIGMALP4 e comparadas com a curva ajustada aos dados de Caldwell⁽³³⁾.

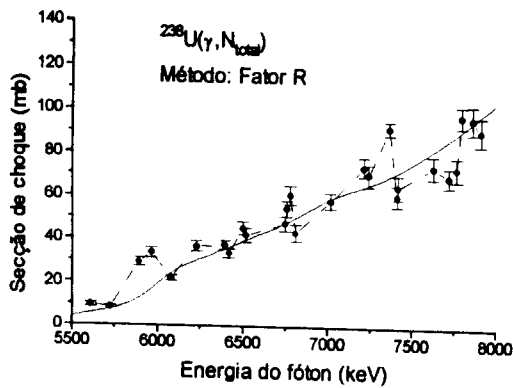


Figura 5.4(a) Seções de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{238}U , entre 5 e 8 MeV, calculadas pela equação 3.13 e comparadas com a curva ajustada aos dados de Caldwell⁽³³⁾.

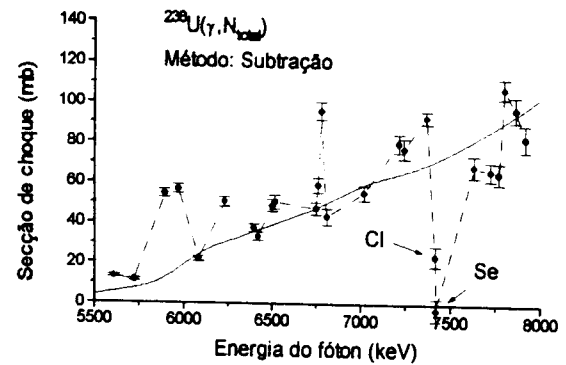


Figura 5.4(b) Seções de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{238}U , entre 5 e 8 MeV, calculadas pela equação 3.11 e comparadas com a curva ajustada aos dados de Caldwell⁽³³⁾.

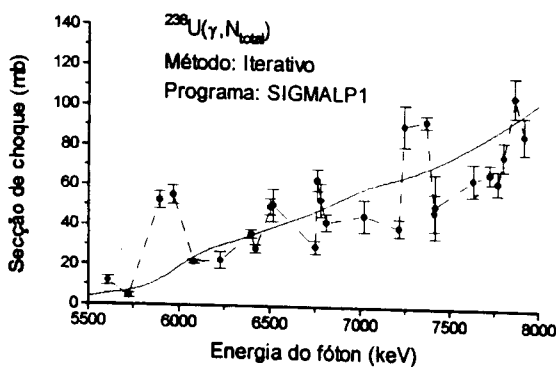


Figura 5.4(c) Seções de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{238}U , entre 5 e 8 MeV, calculadas pelo Programa SIGMALP1 e comparadas com a curva ajustada aos dados de Caldwell⁽³³⁾.

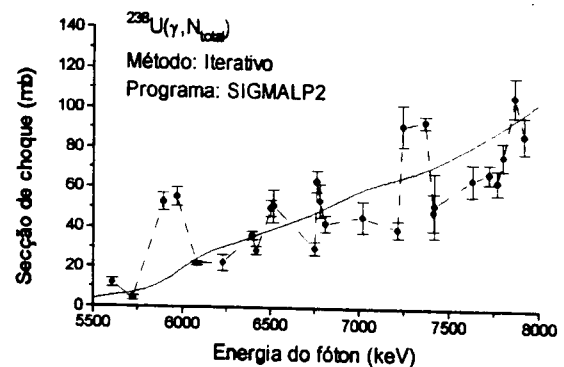


Figura 5.4(d) Seções de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{238}U , entre 5 e 8 MeV, calculadas pelo Programa SIGMALP2 e comparadas com a curva ajustada aos dados de Caldwell⁽³³⁾.

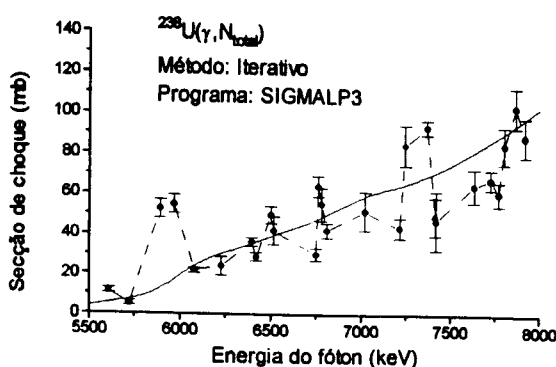


Figura 5.4(e) Seções de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{238}U , entre 5 e 8 MeV, calculadas pelo Programa SIGMALP3 e comparadas com a curva ajustada aos dados de Caldwell⁽³³⁾.

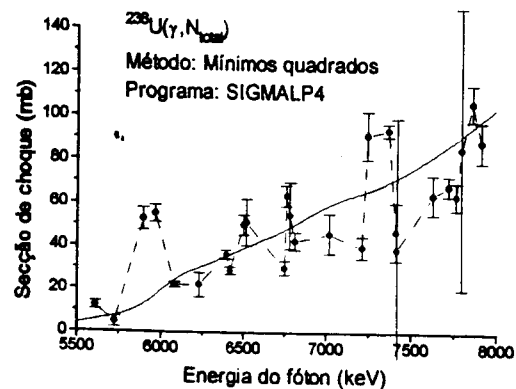


Figura 5.4(f) Seções de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{238}U , entre 5 e 8 MeV, calculadas pelo Programa SIGMALP4 e comparadas com a curva ajustada aos dados de Caldwell⁽³³⁾.

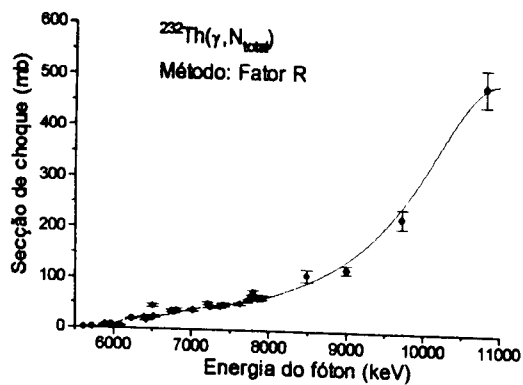


Figura 5.5(a) Secções de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{232}Th calculadas pela equação 3.13 e comparadas com a curva ajustada aos dados de Caldwell⁽³³⁾.

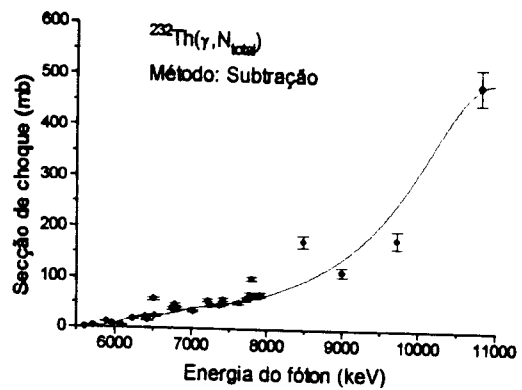


Figura 5.5(b) Secções de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{232}Th calculadas pela equação 3.11 e comparadas com a curva ajustada aos dados de Caldwell⁽³³⁾.

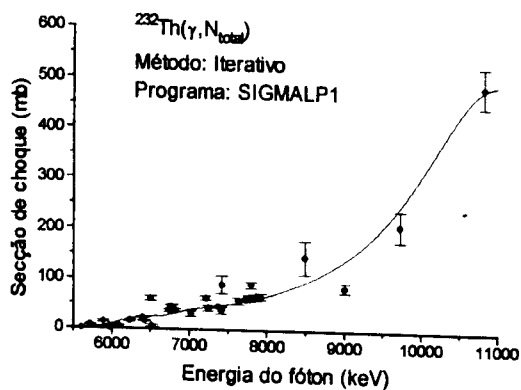


Figura 5.5(c) Secções de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{232}Th calculadas pelo Programa SIGMALP1 e comparadas com a curva ajustada aos dados de Caldwell⁽³³⁾.

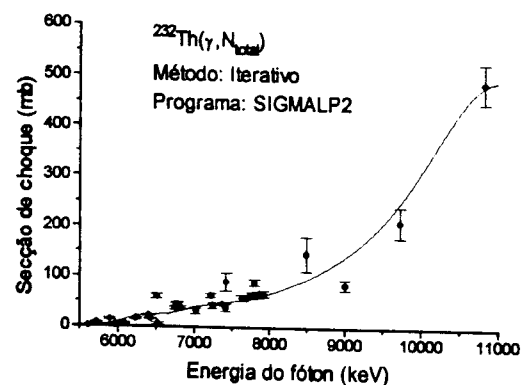


Figura 5.5(d) Secções de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{232}Th calculadas pelo Programa SIGMALP2 e comparadas com a curva ajustada aos dados de Caldwell⁽³³⁾.

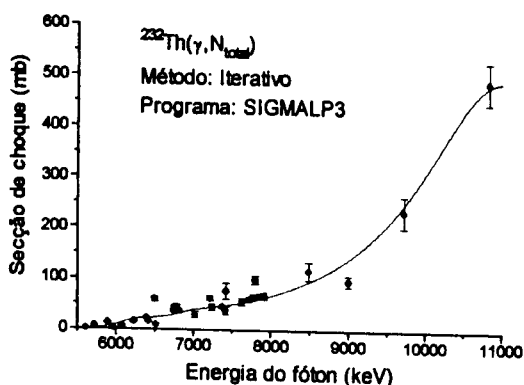


Figura 5.5(e) Secções de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{232}Th calculadas pelo Programa SIGMALP3 e comparadas com a curva ajustada aos dados de Caldwell⁽³³⁾.

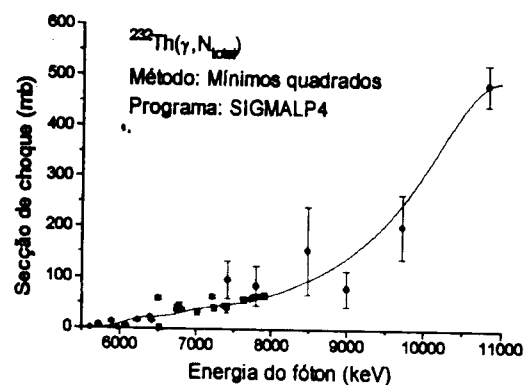


Figura 5.5(f) Secções de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{232}Th calculadas pelo Programa SIGMALP4 e comparadas com a curva ajustada aos dados de Caldwell⁽³³⁾.

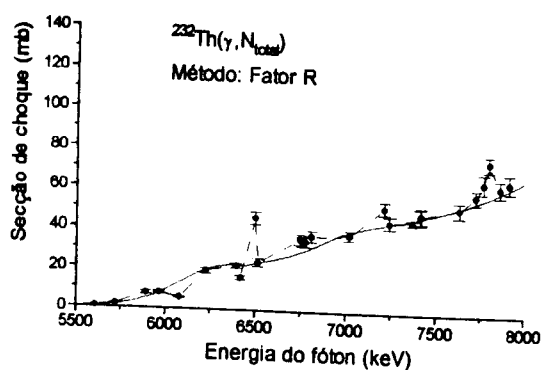


Figura 5.6(a) Secções de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{232}Th , entre 5 e 8 MeV, calculadas pela equação 3.13 e comparadas com a curva ajustada aos dados de Caldwell⁽³³⁾.

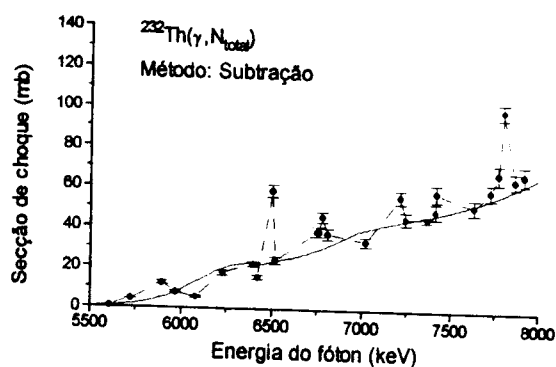


Figura 5.6(b) Secções de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{232}Th , entre 5 e 8 MeV, calculadas pela equação 3.11 e comparadas com a curva ajustada aos dados de Caldwell⁽³³⁾.

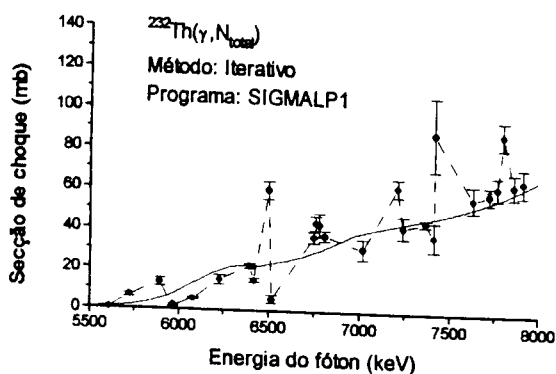


Figura 5.6(c) Secções de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{232}Th , entre 5 e 8 MeV, calculadas pelo Programa SIGMALP1 e comparadas com a curva ajustada aos dados de Caldwell⁽³³⁾.

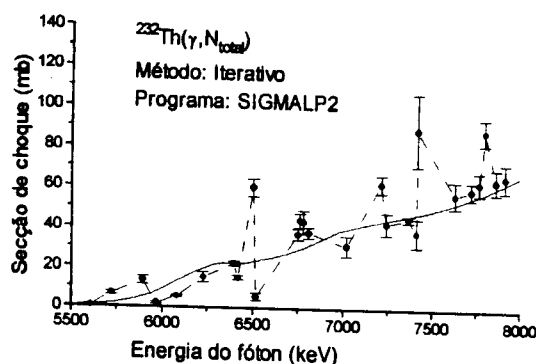


Figura 5.6(d) Secções de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{232}Th , entre 5 e 8 MeV, calculadas pelo Programa SIGMALP2 e comparadas com a curva ajustada aos dados de Caldwell⁽³³⁾.

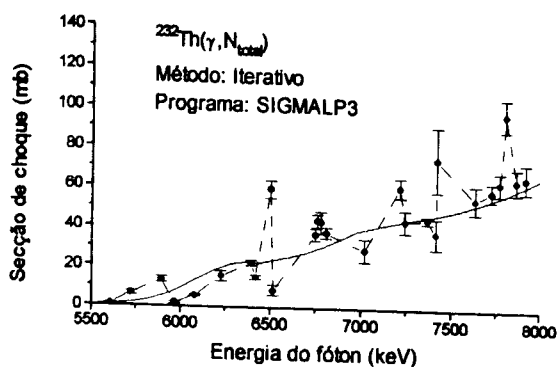


Figura 5.6(e) Secções de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{232}Th , entre 5 e 8 MeV, calculadas pelo Programa SIGMALP3 e comparadas com a curva ajustada aos dados de Caldwell⁽³³⁾.

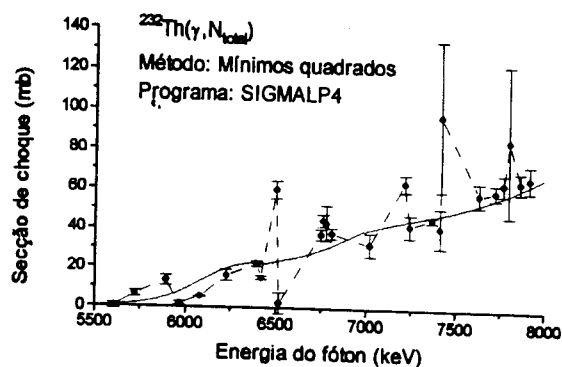


Figura 5.6(f) Secções de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{232}Th , entre 5 e 8 MeV, calculadas pelo Programa SIGMALP4 e comparadas com a curva ajustada aos dados de Caldwell⁽³³⁾.

Na região de energia que se estende do limiar até 8 MeV, mostrada com mais detalhe nas figuras 5.4 e 5.6, para as amostras de ^{238}U e ^{232}Th , respectivamente, observa-se uma boa coerência entre os resultados obtidos pelos cálculos iterativos (indicado nas figuras pelas letras *c*, *d* e *e*), bem como, destes, com os resultados obtidos pelo cálculo usando o método dos mínimos quadrados (indicado nas figuras pela letra *f*). Em todas as figuras são observados alguns picos e vales na dependência do valor da secção de choque com a energia de excitação, os quais serão discutidos com mais detalhes no final desta secção.

As secções de choque nas energias da linha principal dos alvos de selênio (7418,47 keV) e de enxofre (7800,00 keV), calculadas pelo Programa SIGMALP4, para ambas as amostras (figuras 5.4(f) e 5.6(f), para o ^{238}U e ^{232}Th , respectivamente), apresentam uma barra de erro da mesma ordem de grandeza dos seus respectivos valores. Para o alvo de selênio este resultado deve-se à grande quantidade de linhas secundárias (186 linhas) no espectro gama de captura, que resulta na correlação com os erros dos valores das secções de choque de todos os demais alvos do conjunto. O alvo de enxofre, por outro lado, apesar de possuir poucas linhas secundárias no espectro de raios gama de captura, apresenta uma linha muito intensa (59%) na energia de 5420,50 keV, fora do intervalo de interpolação das intensidades das linhas (5607,75 a 10829,18 keV) utilizado no procedimento de agrupamento das linhas secundárias. Outros autores^(21,23,26,36) consideraram esta como a linha principal do alvo, porém, no caso da amostra de tório, o fator *R* é igual a 35, o que significa que a secção de choque na energia de 5420,50 contribui com apenas 2,8% na secção de choque composta, parcela esta menor do que o erro experimental. Na análise da matriz de covariância verificou-se que a secção de choque na linha principal deste alvo está fortemente correlacionada com as secções de choque do alvo de selênio, cádmio, samário e disprósio, as quais apresentam valores elevados de erro.

Estes aspectos foram evidenciados pelo método dos mínimos quadrados, o qual fornece uma estimativa mais realista dos erros e indicam que os alvos de selênio e enxofre não são muito adequados para a obtenção do valor da secção de choque na energia da linha principal. Embora o resultado experimental da secção de choque composta seja importante para o cálculo da fotoprodução de nêutrons nas amostras irradiadas pelo espectro de captura destes alvos, estas medidas pouco contribuíram para a extração dos

valores da secção de choque nas energias das linhas principais do conjunto de alvos. Além disso, nas proximidades da energia das linhas principais do selênio e enxofre há linhas principais de outros alvos com menor erro na secção de choque. A inclusão destes alvos no cálculo, entretanto, aumenta o valor final dos erros das secções de choque nas energias correspondentes às linhas principais dos demais alvos. Dessa forma, estes alvos foram excluídos no cálculo dos valores da secção de choque de fotoprodução de nêutrons nas energias das linhas principais, reduzindo-se o conjunto para 28 dados experimentais, no intervalo de 5607,75 a 10829,18 keV.

Para o alvo de vanádio, foi escolhida como linha principal a linha em 6517,26 keV (17,07%) em lugar da linha em 7162,84 keV (13,14%), mais adequada, devido a indisponibilidade de linhas na região de 6501,70 a 6748,70 keV. Este procedimento resultou num valor excessivamente alto para o erro da secção de choque calculada por mínimos quadrados (Programa SIGMALP4), em particular para o ^{232}Th , mostrando que o resultado da desconvolução, segundo a metodologia desenvolvida, é muito sensível a uma escolha arbitrária da linha principal. Entretanto, esta escolha de linha principal para o alvo de vanádio foi mantida, para evitar distorções na secção de choque interpolada nesta região de energia.

Os valores finais das secções de choque obtidos pelo método iterativo, agora representado somente pelo Programa SIGMALP3, já que os demais apresentam resultados similares, e pelo método dos mínimos quadrados (Programa SIGMALP4) são listados nas tabelas 5.6(a) e 5.6(b), para o ^{238}U e ^{232}Th , respectivamente. Os erros relativos dos valores da secção de choque nas energias das linhas principais e a respectiva matriz de correlação calculada por meio do programa SIGMALP4 são apresentados nas tabelas 5.7(a) e 5.7(b), para as amostras de ^{238}U e ^{232}Th , respectivamente.

Nas figuras 5.7(a) e 5.7(b) são apresentados os resultados finais dos cálculos efetuados por meio dos programas SIGMALP3 e SIGMALP4 para a amostra de ^{238}U , no intervalo de energia entre 5 e 11 MeV. Os mesmos resultados são mostrados nas figuras 5.8(a) e 5.8(b) no intervalo de 5 a 8 MeV, para uma melhor visualização dos detalhes no comportamento das secções de choque em função da energia de excitação. Nas figuras 5.9(a) a 5.10(b) os resultados referentes à amostra de ^{232}Th são apresentados na mesma

ordem que os do ^{238}U . Em todas as figuras, para fins de comparação, são mostradas, na forma de curvas, as secções de choque de fotoprodução de nêutrons, obtidas a partir das medidas experimentais de fotofissão e de fotonêutrons divulgadas por Caldwell⁽³³⁾ (curva tracejada), Dickey⁽³²⁾ (curva pontilhada) e aquelas calculadas pelo modelo estatístico aplicado às equações 2.3 e 2.16-2.18 (curva cheia), utilizando a secção de choque de fotoabsorção da RGD⁽¹⁶⁾, a multiplicidade de nêutrons ajustada aos dados experimentais de Caldwell e col.⁽⁴⁵⁾ e as larguras parciais de espalhamento gama, fissão e fotonêutrons calculadas por meio de uma versão modificada do programa STAPRE (ver secção 2.3).

Tabela 5.6(a)
Secção de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{238}U nas energias das linhas principais dos alvos de captura, calculada pelo método iterativo (Programa SIGMALP3) e pelo método dos mínimos quadrados (Programa SIGMALP4) juntamente com os valores de Caldwell⁽³³⁾.

Alvo de captura	Energia (keV)	Caldwell (mb)	Sec.choque calculada por SIGMALP3 (mb)	Sec.choque calculada por SIGMALP4 (MB)
DY	5607,75	5,54	11,48 ± 1,52	11,96 ± 2,01
HF	5723,50	7,35	5,20 ± 1,25	4,57 ± 2,49
IN	5891,90	12,84	52,10 ± 4,63	52,81 ± 4,97
HG	5966,20	17,2	54,50 ± 4,56	55,26 ± 4,19
Y	6080,49	24,35	21,89 ± 1,34	21,94 ± 1,23
ER	6228,23	30,43	24,65 ± 4,73	21,92 ± 5,73
NA	6395,40	35,72	36,32 ± 2,24	36,34 ± 2,09
CA	6419,90	36,55	28,94 ± 2,05	28,79 ± 1,91
ND	6501,70	39,32	49,55 ± 4,09	50,24 ± 4,51
V	6517,26	39,85	41,08 ± 6,81	51,33 ± 10,71
GD	6748,70	47,85	30,48 ± 3,19	30,00 ± 3,51
TI	6760,13	48,3	64,27 ± 5,36	63,67 ± 4,79
YB	6779,80	49,11	54,92 ± 8,35	54,11 ± 14,69
BE	6809,41	50,37	42,41 ± 3,58	42,55 ± 4,10
AS	7019,45	59,49	52,50 ± 9,57	46,23 ± 9,26
SM	7214,20	65,02	44,63 ± 5,00	39,88 ± 5,17
MN	7243,79	65,82	84,34 ± 9,79	91,47 ± 11,01
PB	7367,70	69,92	93,09 ± 3,62	93,84 ± 3,07
CL	7413,80	71,77	56,38 ± 9,84	51,07 ± 31,37
FE	7631,13	82,11	65,11 ± 8,47	64,02 ± 8,58
AL	7723,85	87,12	68,03 ± 5,15	68,15 ± 4,50
K	7770,22	89,75	60,84 ± 6,17	63,50 ± 6,47
ZN	7863,30	95,31	103,59 ± 10,20	106,35 ± 8,51
CU	7914,50	98,54	89,21 ± 9,50	88,09 ± 8,65
CD	8484,80	144,62	138,78 ± 30,80	133,51 ± 130,09
NI	8998,80	210,21	178,83 ± 18,32	180,49 ± 57,67
CR	9720,30	373,16	309,41 ± 43,59	315,82 ± 91,05
N	10829,18	698,78	695,09 ± 57,26	694,05 ± 58,14

Tabela 5.6(b)
 Secção de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{232}Th nas energias das linhas principais dos alvos de captura, calculada pelo método iterativo (Programa SIGMALP3) e pelo método dos mínimos quadrados (Programa SIGMALP4) juntamente com os valores de Caldwell⁽³³⁾.

Alvo de captura	Energia (keV)	Caldwell (mb)	Sec.choque calculada por SIGMALP3 (mb)	Sec.choque calculada por SIGMALP4 (MB)
DY	5607,75	0,91	0,89 ± 0,28	0,49 ± 1,43
HF	5723,50	1,85	6,67 ± 1,07	6,81 ± 1,51
IN	5891,90	5,28	13,31 ± 1,60	13,31 ± 2,79
HG	5966,20	7,97	2,02 ± 0,46	1,87 ± 0,76
Y	6080,49	13,29	5,52 ± 0,38	5,53 ± 0,37
ER	6228,23	19,92	15,76 ± 2,70	16,84 ± 2,99
NA	6395,40	22,30	22,07 ± 1,40	22,13 ± 1,31
CA	6419,90	22,09	15,00 ± 1,06	15,04 ± 1,03
ND	6501,70	23,45	59,29 ± 4,49	59,59 ± 4,52
V	6517,26	23,76	8,16 ± 2,44	2,46 ± 5,46
GD	6748,70	29,47	36,91 ± 2,95	37,18 ± 2,86
TI	6760,13	29,87	44,05 ± 3,54	44,47 ± 3,24
YB	6779,80	30,60	41,31 ± 5,38	41,68 ± 8,35
BE	6809,41	31,76	37,82 ± 2,73	37,80 ± 2,64
AS	7019,45	40,02	29,27 ± 5,79	31,75 ± 5,96
SM	7214,20	44,02	61,26 ± 4,78	63,40 ± 4,37
MN	7243,79	44,58	44,72 ± 5,64	42,34 ± 6,06
PB	7367,70	46,95	45,20 ± 1,76	45,22 ± 1,52
CL	7413,80	47,87	56,48 ± 9,25	51,90 ± 18,79
FE	7631,13	53,16	56,25 ± 6,73	58,39 ± 5,78
AL	7723,85	56,05	59,84 ± 4,47	59,66 ± 3,89
K	7770,22	57,67	64,09 ± 5,75	63,24 ± 5,14
ZN	7863,30	61,25	65,20 ± 6,40	64,23 ± 5,22
CU	7914,50	63,40	66,80 ± 7,13	66,55 ± 6,25
CD	8484,80	95,40	121,80 ± 22,06	158,66 ± 74,78
NI	8998,80	140,18	101,55 ± 11,23	85,08 ± 33,14
CR	9720,30	248,46	214,14 ± 29,74	190,83 ± 53,93
N	10829,18	483,75	488,92 ± 39,49	485,31 ± 39,64

Na região compreendida entre 5,5 e 8 MeV, mostrada nas figuras 5.8 e 5.10, são observadas, para ambas as amostras, oscilações dos resultados do presente trabalho, relativamente aos de Caldwell⁽³³⁾ e de Dickey⁽³²⁾, bem como aos resultados do cálculo estatístico.

Tabela 5.7(a)
 Erros percentuais na secção de choque de fotoprodução de nêutrons do ²³⁸U nas energias das
 linhas principais e respectiva matriz de correlação calculada por meio do Programa SIGMALP4

Alvo	Erro(%)	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	
Dy	16,81	1	1000																											
Hf	54,49	2	-393	1000																										
In	9,41	3	-126	249	1000																									
Hg	7,58	4	97	228	435	1000																								
Y	5,61	5	188	249	426	761	1000																							
Er	26,14	6	14	-435	-379	-32	-42	1000																						
Na	5,75	7	21	262	396	667	700	-31	1000																					
Ca	6,63	8	215	210	181	615	700	70	596	1000																				
Nd	8,98	9	96	443	562	704	751	-427	657	613	1000																			
V	20,86	10	162	203	270	612	587	-125	515	509	570	1000																		
Gd	11,70	11	41	209	-19	473	508	50	465	498	463	372	1000																	
Ti	7,52	12	188	267	443	721	748	-44	646	568	715	478	463	1000																
Yb	27,15	13	-226	112	-19	41	43	-13	90	60	62	87	109	1	1000															
Be	9,64	14	65	4	81	133	162	60	149	141	147	8	85	159	-13	1000														
As	20,03	15	99	302	319	434	465	-317	357	397	536	222	286	473	-33	-373	1000													
Sm	12,96	16	-95	110	-56	6	143	204	166	201	72	-312	204	150	10	93	148	1000												
Mn	12,04	17	193	55	260	552	537	166	485	456	448	512	316	505	-167	370	-186	-103	1000											
Pb	3,27	18	200	191	395	635	704	19	632	612	608	425	392	635	48	209	370	192	442	1000										
Cl	61,43	19	-65	184	281	168	135	-227	132	81	242	52	10	151	39	38	175	22	35	108	1000									
Fe	13,40	20	210	101	55	360	432	88	361	429	357	282	338	420	-9	40	307	170	236	366	-658	1000								
Al	6,60	21	195	304	464	788	821	-82	718	714	793	615	511	776	42	168	489	144	557	716	210	384	1000							
K	10,19	22	161	-256	149	536	528	377	491	481	344	463	377	459	70	302	-106	76	643	455	-43	274	522	1000						
Zn	8,00	23	178	114	260	575	593	137	537	529	493	503	374	541	-10	240	61	36	634	529	-4	355	608	565	1000					
Cu	9,82	24	108	280	435	631	647	-113	564	549	647	453	371	613	48	114	455	133	341	548	464	38	701	358	429	1000				
Cd	97,44	25	125	-53	-130	17	62	138	40	95	-8	-5	86	69	-66	0	32	88	54	66	-924	823	6	67	106	-295	1000			
Ni	31,95	26	-50	149	266	244	214	-148	199	149	266	212	95	191	76	41	141	-31	128	174	936	-640	280	107	84	509	-939	1000		
Cr	28,83	27	-28	152	285	291	266	-130	247	198	309	245	128	235	69	92	136	-16	194	226	880	-594	338	170	158	524	-858	897	1000	
N	8,36	28	108	289	434	662	695	-102	616	596	678	508	435	638	76	147	444	150	416	665	372	165	753	425	494	684	-202	447	488	1000

Tabela 5.7(b)
 Erros percentuais na secção de choque de fotoprodução de nêutrons do ²³²Th nas energias das
 linhas principais e respectiva matriz de correlação calculada por meio do Programa SIGMALP4

Alvo	Erro(%)	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	
Dy	291,84	1	1000																											
Hf	22,17	2	-557	1000																										
In	20,96	3	-286	236	1000																									
Hg	40,64	4	-386	87	204	1000																								
Y	6,69	5	-83	297	185	178	1000																							
Er	17,76	6	-15	-331	-427	91	6	1000																						
Na	5,92	7	-227	372	210	196	572	13	1000																					
Ca	6,85	8	1	283	-63	5	551	137	552	1000																				
Nd	7,59	9	-100	471	313	57	675	-178	695	654	1000																			
V	221,95	10	0	222	59	156	331	-186	354	339	425	1000																		
Gd	7,69	11	-126	377	-59	159	566	61	608	623	701	349	1000																	
Ti	7,29	12	-42	366	243	191	634	8	646	562	792	320	651	1000																
Yb	20,03	13	-285	178	-24	100	87	11	148	105	107	111	151	55	1000															
Be	6,98	14	10	56	49	26	190	86	207	194	227	-14	186	226	5	1000														
As	18,77	15	-31	344	201	104	443	-210	404	440	588	165	459	547	-1	-286	1000													
Sm	6,89	16	-157	312	34	81	467	212	513	525	555	-97	552	551	67	209	416	1000												
Mn	14,31	17	30	95	95	133	355	158	390	343	416	362	345	415	-132	418	-218	121	1000											
Pb	3,36	18	-13	262	186	130	544	68	573	546	626	240	514	609	82	275	393	495	335	1000										
Cl	36,20	19	-100	224	290	121	195	-208	214	155	311	68	152	254	44	75	244	175	77	179	1000									
Fe	9,90	20	53	220	-32	33	463	120	465	523	556	257	530	555	37	118	431	455	247	445	-420	1000								
Al	6,52	21	-53	403	232	190	683	-13	705	688	851	438	707	800	93	242	562	581	453	674	299	542	1000							
K	8,13	22	-23	59	68	226	555	269	594	576	626	398	589	619	116	342	172	464	584	538	97	461	682	1000						
Zn	8,13	23	-21	201	91	143	463	138	499	479	537	362	476	524	35	285	120	333	551	473	72	420	581	585	1000					
Cu	9,39	24	-78	362	259	177	562	-51	576	551	709	327	558	658	68	181	516	492	284	538	473	256	727	525	437	1000				
Cd	47,13	25	96	-26	-165	-76	84	166	75	135	68	-9	126	109	-55	17	68	131	66	97	-856	741	65	103	125	-183	1000			
Ni	38,95	26	-107	173	234	140	173	-157	189	129	250	174	147	193	87	57	155	93	97	157	918	-493	261	151	75	442	-921	1000		
Cr	28,26	27	-101	197	239	150	241	-129	262	203	329	207	218	266	86	124	174	156	178	233	857	-411	350	246	172	479	-806	863	1000	
N	8,17	28	-99	378	244	182	587	-43	613	581	727	363	607	667	116	221	499	516	339	638	413	347	764	578	485	689	-120	407	474	1000

Para a comparação com os resultados de experimentos realizados com diferentes fontes de radiação gama, bem como, com o cálculo baseado no modelo estatístico, devem ser considerados os seguintes aspectos:

- a) As medidas realizadas com fótons de captura de nêutrons térmicos caracterizam-se pela alta resolução em energia (~ 3 a 20 eV) e um espaçamento não uniforme e grande (relativamente à resolução), determinado pela disponibilidade de linhas principais dos espectros de raios gama de captura dos alvos viáveis para este fim. Estas características permitem a medida da secção de choque em valores muito precisos de energia, porém sem possibilidade de escolha do passo para a variação da energia de excitação. Desse modo, estruturas estreitas na dependência energética da secção de choque podem não ser mapeadas por uma quantidade suficiente de pontos experimentais.
- b) Na região de energia da barreira de fissão e pouco acima dela, não são esperadas estruturas muito estreitas. Entre $5,5$ e $6,5$ MeV, aproximadamente, as possíveis estruturas na secção de choque de fotoprodução de nêutrons referem-se a ressonâncias na fotofissão com estados vibracionais do segundo poço (e, eventualmente, no terceiro poço, para o $^{232}\text{Th}^{(56,74)}$), com larguras de algumas unidades a várias dezenas de keV⁽⁵³⁾. No limiar de fotonêutrons é possível haver uma inflexão na curva de secção de choque, originada pela competição entre a fissão e a emissão de fotonêutrons. As medidas experimentais de Caldwell (resolução ≈ 250 keV) e as de Dickey (resolução de 100 a 400 keV) não foram capazes de resolver tais ressonâncias. O cálculo realizado, baseado no modelo estatístico, corresponde, também, a uma resolução não muito alta (da ordem de 250 keV).
- c) Nas medidas realizadas no presente trabalho, valores muito altos e discrepantes em relação aos da curva de referência (Caldwell) não significam necessariamente uma ressonância. De acordo com a equação 5.4, usada para obter a secção de choque composta, desvios sistemáticos, que poderiam deslocar erroneamente o resultado experimental do valor real, ocorreriam somente na contagem de nêutrons e na medida do fluxo de raios gama. Neste caso afetariam igualmente o valor experimental obtido para ambas as amostras estudadas, com um determinado alvo de captura. Assim, discrepâncias coincidentes em energia para o ^{238}U e ^{232}Th podem indicar uma falha desta natureza.

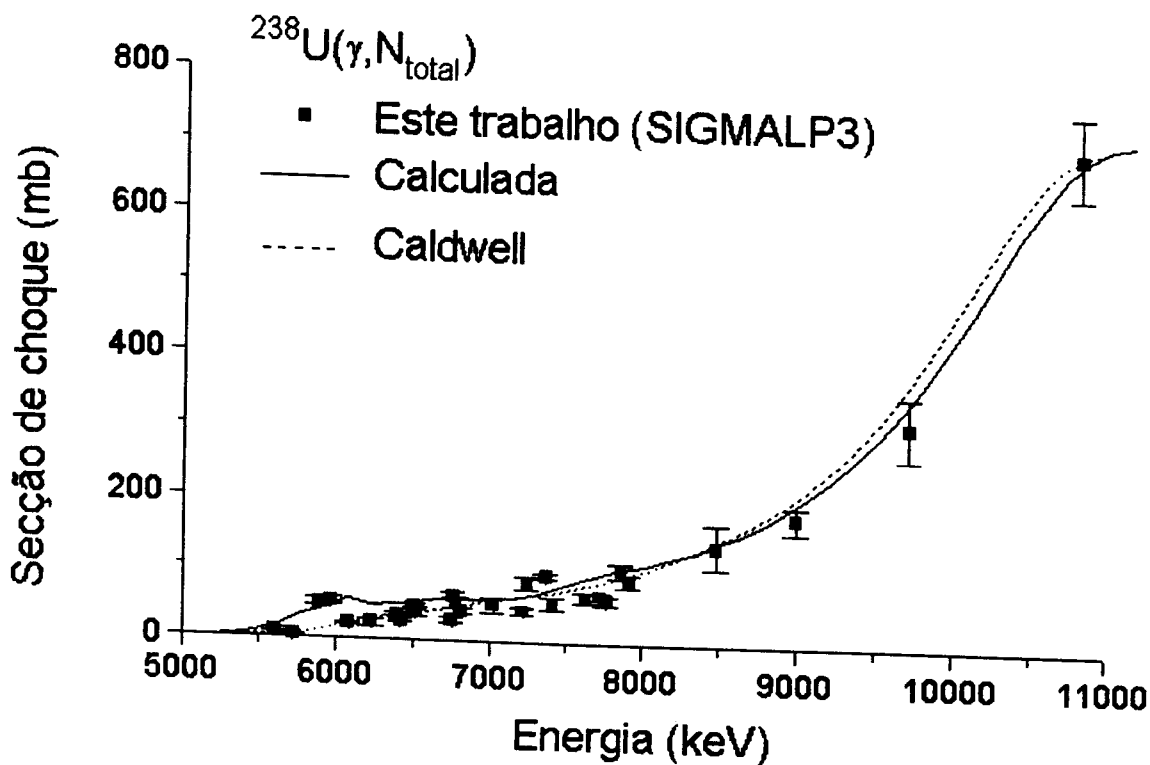


Figura 5.7(a) Secção de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{238}U obtida pelo método iterativo (Programa SIGMALP3) a partir da secção de choque composta experimental, comparada com "spline" sobre os dados experimentais de Caldwell (Livermore) e com cálculo estatístico

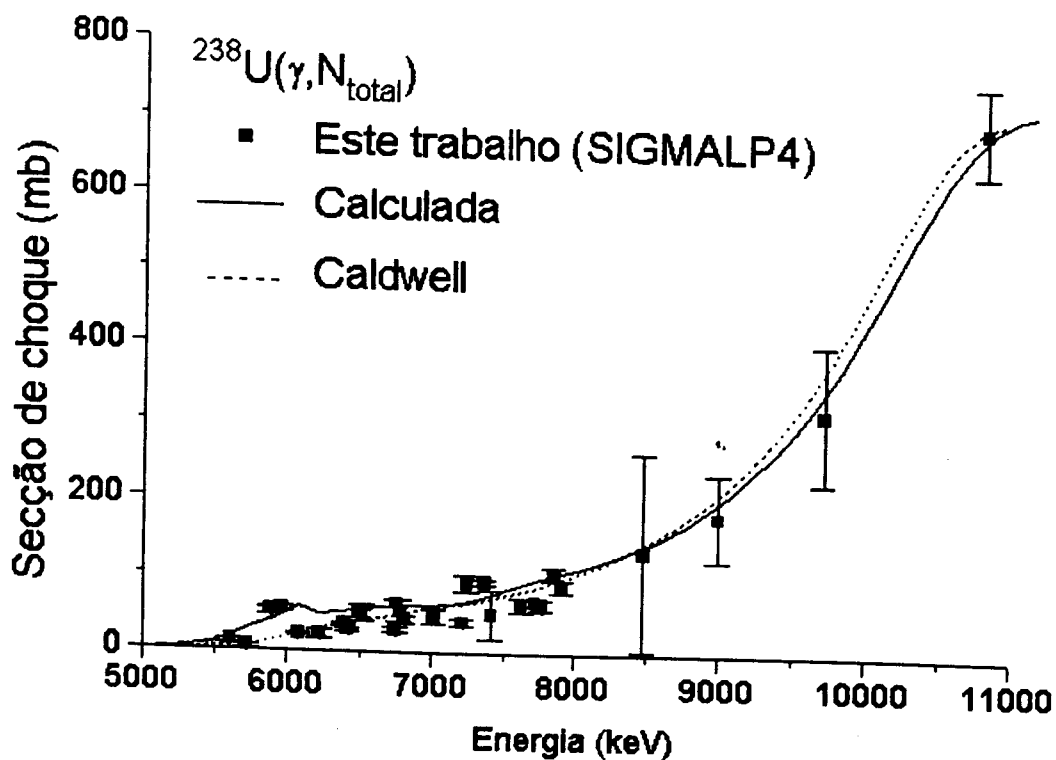


Figura 5.7(b) Secção de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{238}U obtida pelo método dos mínimos quadrados (Programa SIGMALP4) a partir da secção de choque composta experimental, comparada com "spline" sobre os dados experimentais de Caldwell (Livermore) e com cálculo estatístico

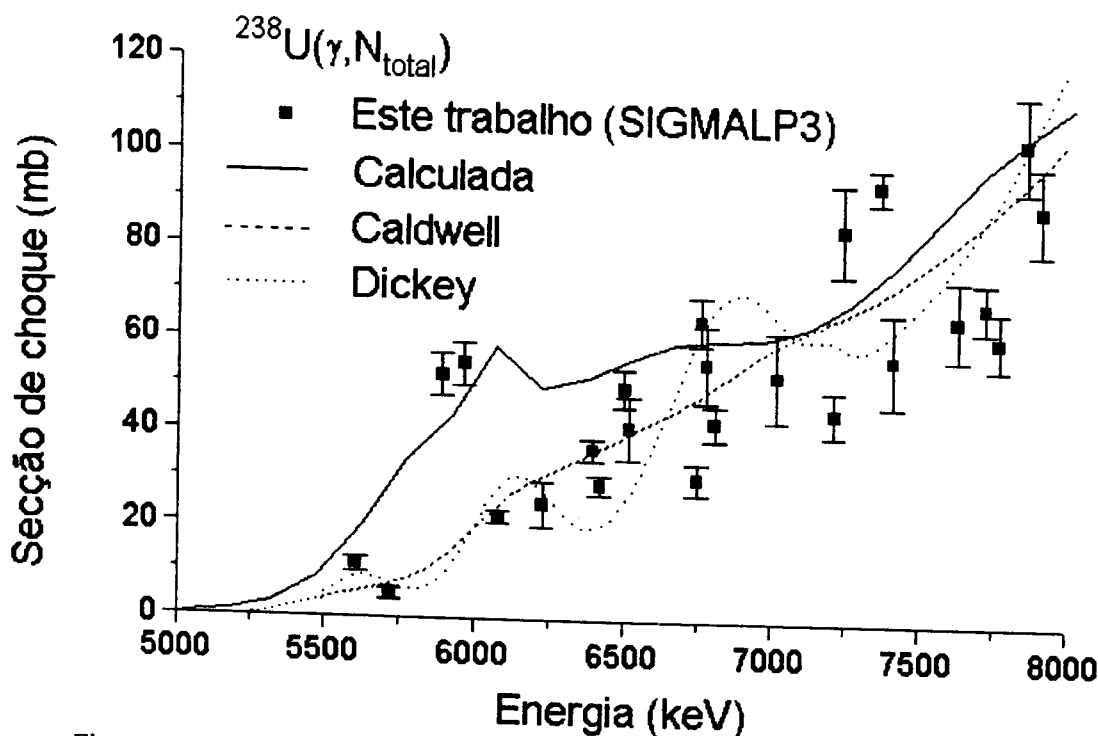


Figura 5.8(a) Secção de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{238}U , entre 5 e 8 MeV, obtida pelo método iterativo (Programa SIGMALP3) a partir da secção de choque composta experimental, comparada com "spline" sobre os dados experimentais de Caldwell (Livermore) e de Dickey (Illinois) e com cálculo estatístico.

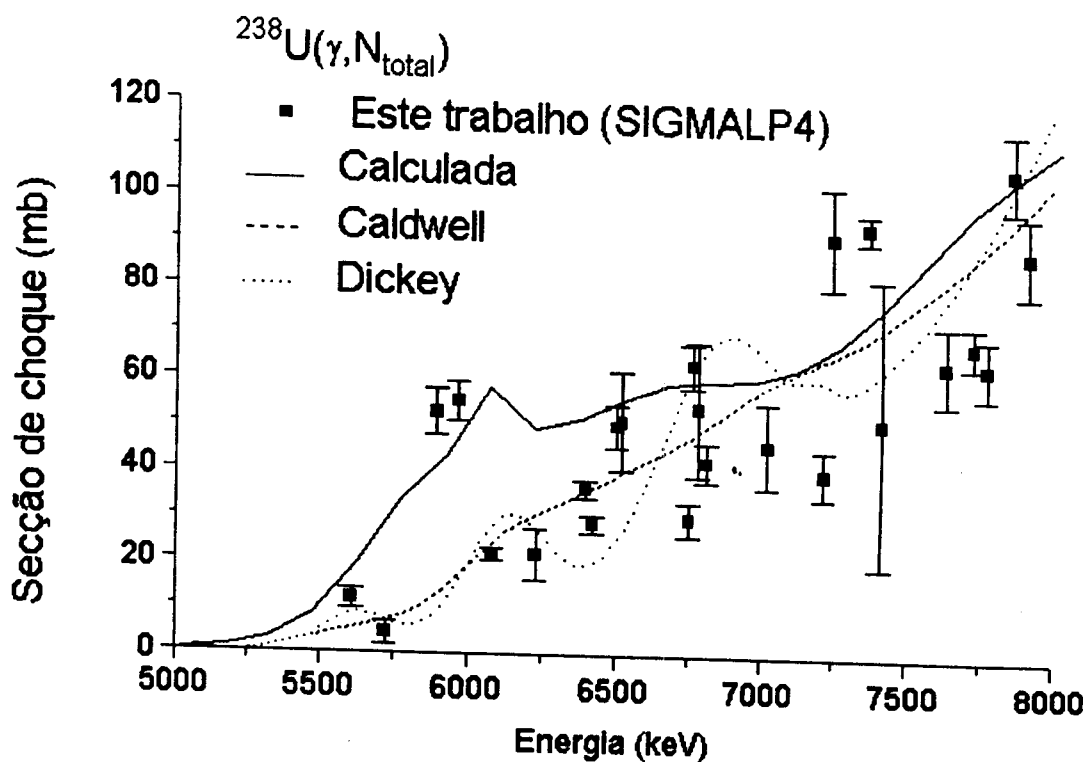


Figura 5.8(b) Secção de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{238}U , entre 5 e 8 MeV, obtida pelo método dos mínimos quadrados (Programa SIGMALP4) a partir da secção de choque composta experimental, comparada com "spline" sobre os dados experimentais de Caldwell (Livermore) e de Dickey (Illinois) e com cálculo estatístico.

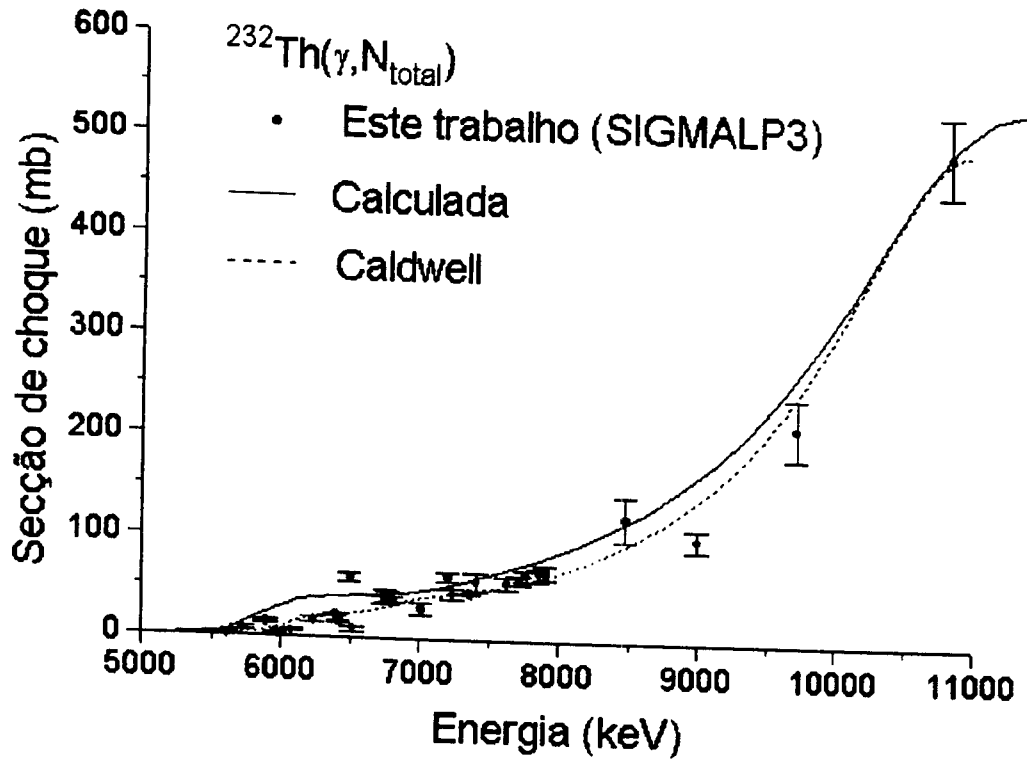


Figura 5.9(a) Secção de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{232}Th obtida pelo método iterativo (Programa SIGMALP3) a partir da secção de choque composta experimental, comparada com "spline" sobre os dados experimentais de Caldwell (Livermore) e com cálculo estatístico

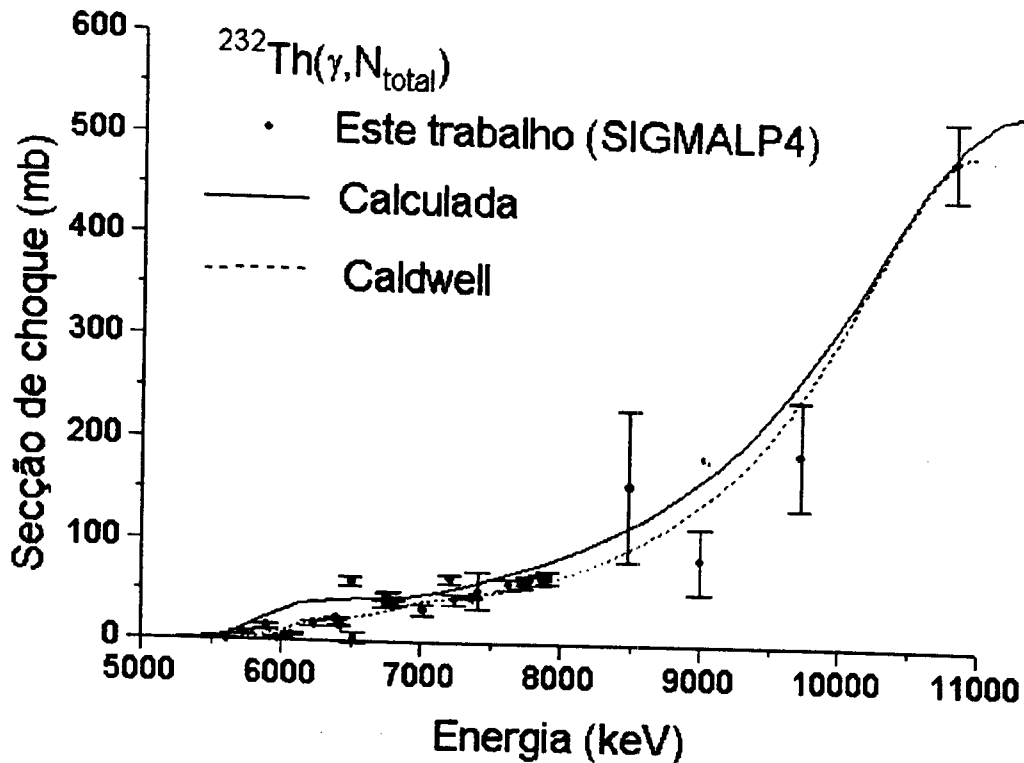


Figura 5.9(b) Secção de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{232}Th obtida pelo método dos mínimos quadrados (Programa SIGMALP4) a partir da secção de choque composta experimental, comparada com "spline" sobre os dados experimentais de Caldwell (Livermore) e com cálculo estatístico

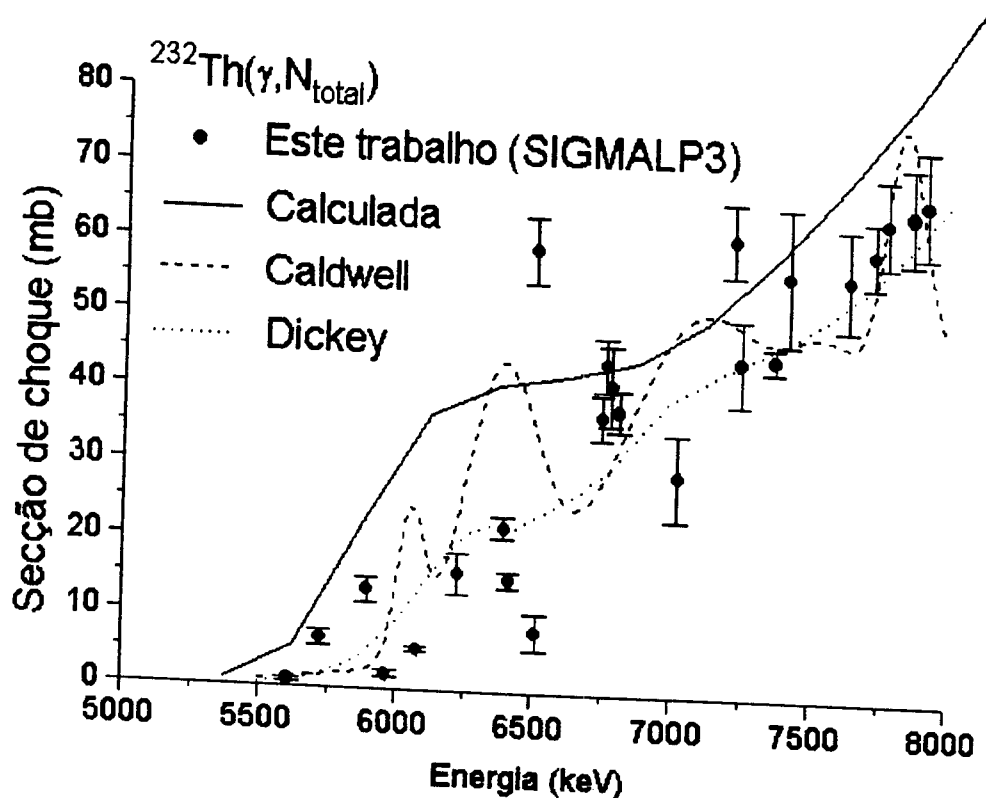


Figura 5.10(a) Secção de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{232}Th , entre 5 e 8 MeV, obtida pelo método iterativo (Programa SIGMALP3) a partir da secção de choque composta experimental, comparada com "spline" sobre os dados experimentais de Caldwell (Livermore) e de Dickey (Illinois) e com cálculo estatístico.

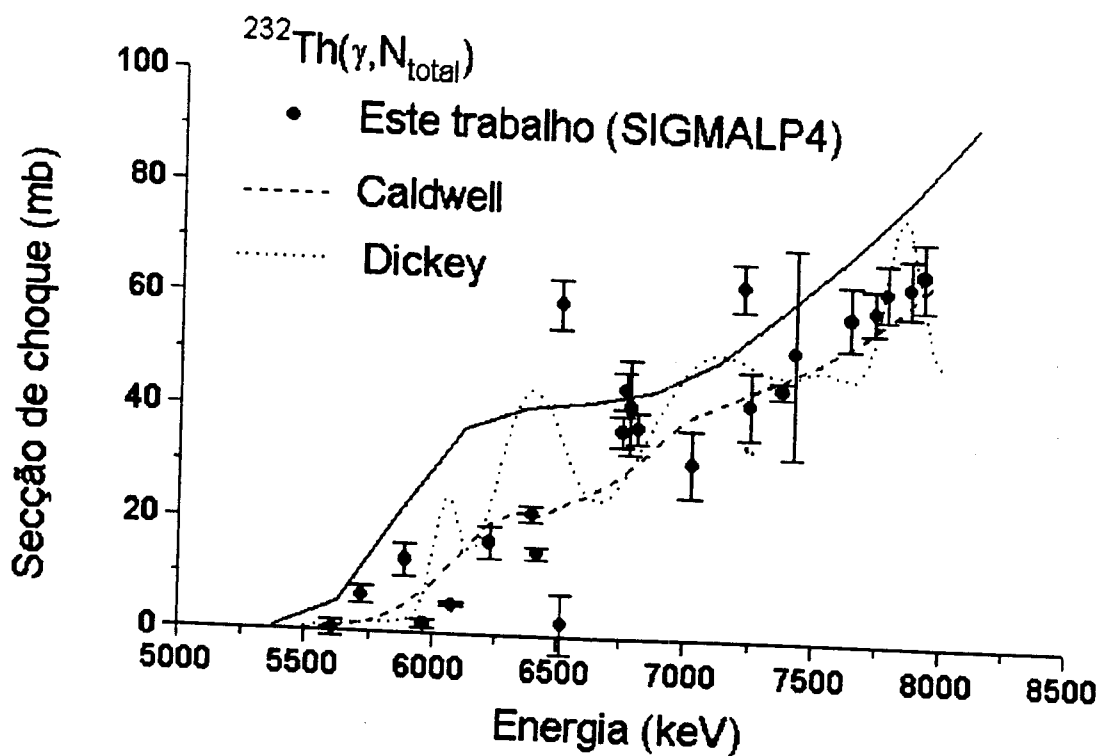


Figura 5.10(b) Secção de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{232}Th , entre 5 e 8 MeV, obtida pelo método dos mínimos quadrados (Programa SIGMALP4) a partir da secção de choque composta experimental, comparada com "spline" sobre os dados experimentais de Caldwell (Livermore) e de Dickey (Illinois) e com cálculo estatístico.

Para melhor identificar as estruturas na secção de choque experimental, na figura 5.11 é mostrada a diferença entre os nossos valores experimentais e os de referência (Caldwell), expressa em unidades de desvio-padrão (σ). Observa-se, nesta figura, que parte significativa das oscilações visíveis nas figuras 5.8(b) e 5.10(b), para ambas as amostras, situam-se dentro do intervalo de $\pm 3\sigma$, de modo que não se pode afirmar, com segurança, tratem-se de estruturas reais evidenciadas pelos resultados experimentais. Tanto para o ^{238}U , como para o ^{232}Th , a tendência dos pontos da figura 5.11, no intervalo de 5,5 a 8 MeV, é sugerir a existência de quatro estruturas na secção de choque de fotoprodução de nêutrons.

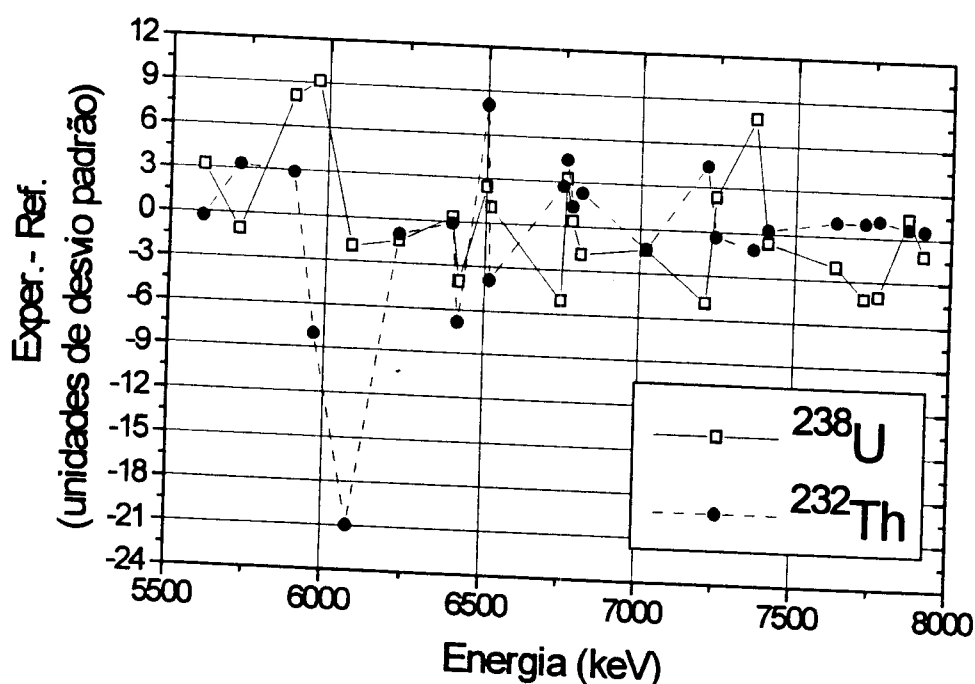


Figura 5.11 Diferença entre os valores experimentais da secção de choque de fotoprodução de nêutrons no ^{238}U e ^{232}Th e os valores de referência (Caldwell) em unidades de desvio padrão

Para o ^{238}U , na figura 5.11, visualiza-se uma estrutura proeminente entre 5,8 e 6 MeV, determinada pelas linhas principais dos alvos de In (5891,90 keV) e Hg (5966,20 keV) e outra, entre 7,2 e 7,4 MeV, pelas linhas principais dos alvos de Mn (7243,19 keV) e Pb (7367,70 keV). A primeira delas pode ser associada a efeitos da barreira de fissão, conforme evidenciado pela curva da secção de choque calculada, mostrada na figura 5.8(b), entretanto, os valores absolutos da secção de choque são muito maiores (por um fator entre 2 e 3), do que os valores da secção de choque de fotofissão (já multiplicados por v) reportados pelos outros autores. A segunda delas pode ser associada a abertura dos canais de fissão ($J^\pi = -1, K=1$), devidos a dois estados de quasi-partículas ⁽³²⁾.

Outras duas estruturas razoavelmente definidas aparecem em torno de 6,5 MeV e 6,75 MeV, a primeira delas constituída por três valores experimentais e a segunda, por quatro, conforme pode ser observado nas figuras 5.8(b) e 5.11. Tais estruturas poderiam eventualmente ser associadas aos canais de fissão ($J^\pi=-1, K=0$) em 6,5 MeV e ($J^\pi=-1, K=1$) em 6,7 MeV relatados por Dickey e Axel⁽³²⁾, porém há coincidência dos mesmos picos para a amostra de ^{232}Th , conforme pode ser visto na figura 5.11. Desse modo, a identificação dessas estruturas não pode ser conclusiva com base nos dados experimentais do presente trabalho.

Para o ^{232}Th , há a indicação da existência de uma estrutura na secção de choque, entre 5,7 e 5,9 MeV, nas linhas principais dos alvos de Hf (5723,50 keV) e de In (5891,90 keV) e uma depressão definida pelas linhas dos alvos de Hg (5966,20 keV) e de Y (6080,49 keV). Estes resultados coincidem com os vales e picos de ressonâncias com níveis do segundo poço, na secção de choque de fotofissão, relatada por Zhang e col.^(35,53). Aparece também, muito proeminente, o alto valor experimental da secção de choque na energia da linha principal do alvo de Nd (6501,70 keV), com baixos valores na sua vizinhança, correspondentes aos alvos de Ca (6419,90 keV) e V (6517,26 keV), o que pode indicar uma estrutura muito estreita, associada a uma eventual ressonância na fotoabsorção. O mesmo fenômeno poderia justificar o alto valor da secção de choque na energia da linha principal do Sm (7214,20 keV), porém, por se tratarem de pontos isolados, as informações experimentais não são suficientes para esclarecer se há realmente alguma estrutura nestas energias de excitação.

Em torno de 6,75 MeV, ainda para o ^{232}Th , há também a indicação de um pico definido pelas linhas principais de quatro alvos: Gd (6748,70 keV), Ti (6760,13 keV), Yb (6779,80 keV) e Be (6809,41 keV). Conforme discutido anteriormente, devido à coincidência com o um pico observado na secção de choque do ^{238}U nesta energia, não é possível assegurar a real existência dessa estrutura. Entretanto, resultados experimentais, obtidos com resolução da ordem de 300 eV, divulgados por Zhang e col.⁽³⁵⁾ e Khan e Knowles⁽²⁵²⁾ (figura 2.12), indicam a existência de um pico assimétrico e largo entre 6,2 e 6,8 MeV, na secção de choque de fotofissão do ^{232}Th .

6 CONCLUSÃO

As secções de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{232}Th e ^{238}U foram medidas utilizando os espectros de raios gama de captura de nêutrons térmicos, produzidos por 30 materiais alvos, no arranjo experimental montado junto ao canal tangencial do reator de pesquisa IEA-R1 do IPEN.

Foi desenvolvida uma metodologia de cálculo para obter a secção de choque em valores específicos de energia de excitação (energia das linhas principais) a partir do valor experimental da secção de choque (secção de choque composta), que está convoluída com o espectro de raios gama do alvo de captura. A base desta metodologia consiste em reduzir o problema da desconvolução a um sistema de N equações a N incógnitas ($N=n^2$ de alvos), onde foram aplicados métodos convencionais de solução de sistemas lineares de equações.

Dentre os métodos de solução analisados no presente trabalho, o mais conveniente foi o método dos mínimos quadrados, o qual possibilitou a inclusão no cálculo de todas as correlações existentes entre os erros experimentais envolvidos nas medidas das secções de choque compostas. Os erros finais das secções de choque nas energias das linhas principais são fortemente correlacionados por meio da matriz de intensidades das linhas secundárias. Observa-se, pelos resultados obtidos no presente trabalho, que o erro relativo da secção de choque na energia da linha principal é, em alguns casos, muito maior que o erro na secção de choque composta para o alvo correspondente. Este efeito é uma consequência da amplificação do erro determinada pelas correlações finais resultantes do processo de desconvolução.

Face ao exposto, conclui-se que, em experimentos com fótons de captura de nêutrons térmicos, é de fundamental importância, para obter a secção de choque nas energias das linhas principais com uma boa precisão, observar os seguintes aspectos:

- a) Dispor de um conjunto completo e bem caracterizado de linhas espectrais de fótons de captura de nêutrons térmicos;

- b) Medir as secções de choque compostas com a melhor acurácia e precisão possíveis;
- c) Selecionar alvos com um número baixo de linhas secundárias;
- d) Utilizar o maior número possível de alvos com energias no intervalo de interesse.

No presente trabalho, a principal fonte de incerteza nos resultados experimentais das secções de choque compostas foi o erro na medida do fluxo de raios gama de captura, devido ao erro no conhecimento do valor do coeficiente de atenuação de massa do chumbo. Neste experimento, para atenuação do feixe gama, foram utilizadas placas de chumbo com espessuras atingindo até 10 cm. Este coeficiente aparece multiplicado pela espessura em uma função exponencial no cálculo da atenuação, de forma que o erro propagado chegou, em alguns casos, a 7,8%. No cálculo da secção de choque nas energias das linhas principais a mais importante fonte de erro esteve no conhecimento das intensidades das linhas dos espectros gama de captura de nêutrons térmicos dos alvos.

Os resultados obtidos para as secções de choque do ^{232}Th e ^{238}U em função da energia de excitação, mostraram-se coerentes e em razoável acordo, com medidas experimentais relatadas na literatura, realizadas com fontes de radiação gama de diferentes resoluções em energia. O espaçamento dos pontos experimentais do presente trabalho, não possibilitou que se delineasse algumas estruturas, em especial, as ressonâncias com estados vibracionais do segundo poço no canal de fissão. Entretanto, as flutuações nos resultados do presente trabalho, em geral coincidiram com picos e vales das estruturas observadas por outros autores.

Grandes desvios observados em alguns valores experimentais obtidos no presente trabalho, tais como, dois pontos isolados na curva de secção de choque para ^{232}Th , em torno de 6,50 e 7,21 MeV, são melhor explicados se associados à ressonâncias na fotoabsorção. Estimativas estatísticas para o espaçamento médio de níveis do núcleo composto, com $J^\pi=1^-$, formados pela absorção do fóton, indicam uma variação de espaçamento de 20 a 3 eV no correspondente intervalo de energia de excitação entre 5 a 6.5 MeV. Estes valores são da mesma ordem de grandeza da resolução em energia dos fótons de captura. Cabe entretanto ressaltar que tais ressonâncias de fotoabsorção precisam ser estudadas com mais detalhes, utilizando outros alvos de captura, que apresentam linhas gama principais neste intervalo de energia. Essas ressonâncias estreitas, características de

núcleo composto, não seriam, por outro lado, observadas em reações diretas, cujas larguras de nível chegam a unidades de MeV. Sob este ponto de vista estão sendo considerados para experimentos futuros, neste arranjo, estudos de fotoemissão de nêutrons em amostras com baixos limiares de reação, tais como o ^9Be , ^{13}C e ^{16}O .

Com o objetivo de aumentar o número de linhas principais disponíveis, em particular na região compreendida entre 6 e 7 MeV, está sendo avaliada a viabilidade técnica de utilização dos seguintes alvos de captura: boro (7005 keV), gálio (6360 keV), nióbio (6832 keV), ródio (6211 keV), iodo (6691 keV), európio (6070 keV), hólmio (6051 keV), túlio (6552 keV), tântalo (6063 keV), tungstênio (6190 keV), rênio (5909 keV) e tálio (6515 keV). Recomenda-se também para experimentos futuros, avaliar a possibilidade de substituir os alvos selênio (7418,87 keV) e de cádmio (8484,80 keV), por outros que possuem uma quantidade menor de linhas secundárias. A energia entre parênteses refere-se à linha gama principal produzida pelo respectivo alvo.

Como uma última proposta, para a aplicação adequada da radiação gama de captura de nêutrons térmicos em experimentos de física fotonuclear, recomenda-se um estudo detalhado dos espectros de raios gama de captura, a fim de caracterizar o conjunto completo de linhas gama produzidas pelos elementos utilizados como alvos neste arranjo experimental.

APÊNDICE

ESPECTROS DE RAIOS GAMA DE CAPTURA DOS ALVOS

Nos cálculos realizados no presente trabalho foram utilizadas as intensidades dos raios gama de captura de nêutrons térmicos compiladas por Lone e col.⁽⁷²⁾, com algumas correções baseadas nos espectros medidos neste trabalho. Embora esta compilação abrange resultados experimentais até o ano de 1980, é o único estudo ou levantamento disponível para os elementos naturais. A sua divulgação é feita por meio magnético (disquetes) pelo serviço de distribuição de dados nucleares da Agência Internacional de Energia Atômica (INDC)¹.

Observou-se nas análises dos espectros de raios gama de captura realizadas no presente trabalho, para alguns alvos, discrepâncias entre as intensidades medidas e aquelas compiladas por Lone e col.⁽⁷²⁾. Nestes casos, as intensidades das linhas foram corrigidas baseando-se não só nos resultados experimentais, mas também nos cálculos de Tuli e col.⁽⁷³⁾, divulgados na biblioteca de dados de estrutura nuclear ENDSF de Brookhaven National Laboratory (USA), a qual está disponível para acesso via Internet. Foram corrigidas, por meio deste critério, as linhas dos espectros dos seguintes alvos: cádmio, vanádio, selênio, itérbio, titânio, neodímio, érbio, itrio, mercúrio e háfnio. Para os alvos de nitrogênio e cloro foram usadas avaliações mais recentes⁽⁶⁹⁾, com as quais observou-se boa concordância das medidas realizadas no presente trabalho.

Nas figuras A-1, A-2, A-3 e A-4 são representados esquematicamente os espectros de raios gama de captura dos 30 alvos empregados neste trabalho, para o intervalo de energia entre 5 e 11 MeV. Na tabela A-1 são relacionados os elementos da matriz correspondente às intensidades das linhas agrupadas de acordo com a formulação apresentada no capítulo 3. As intensidades tabeladas em cada linha da matriz são relativas à linha principal do respectivo alvo e referem-se ao espectro já atenuado pelos filtros do canal. As intensidades das linhas principais encontram-se na diagonal principal da tabela.

¹ Acompanha os disquetes o documento IAEA-NDS-115 de abril de 1989 que refere-se à publicação de Lone e col.⁽⁷²⁾.

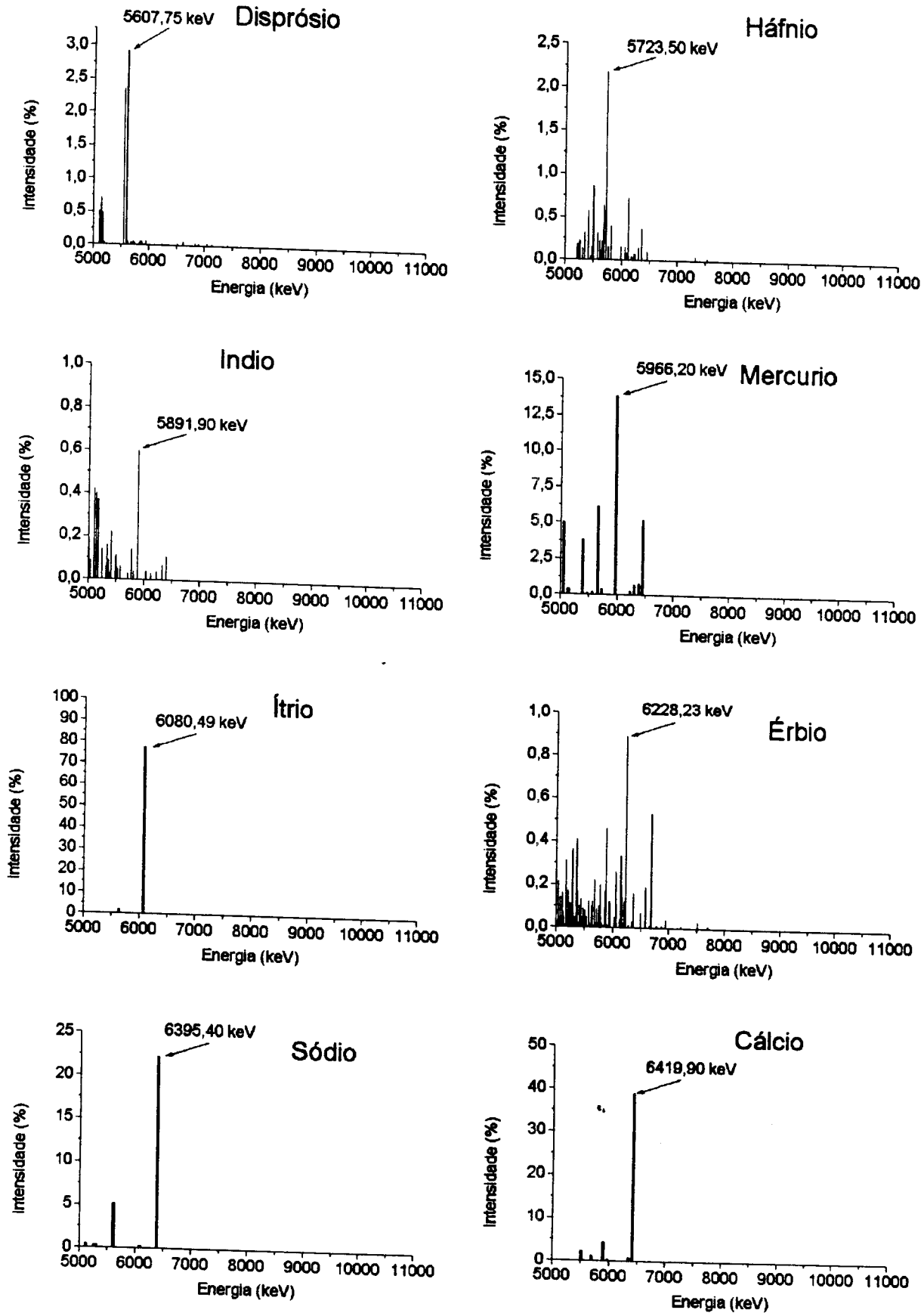


Figura A-1
 Representação esquemática do espectro de captura de nêutrons térmicos nos alvos de disprósio, háfnio, índio, mercúrio, ítrio, érbio, sódio e cálcio.

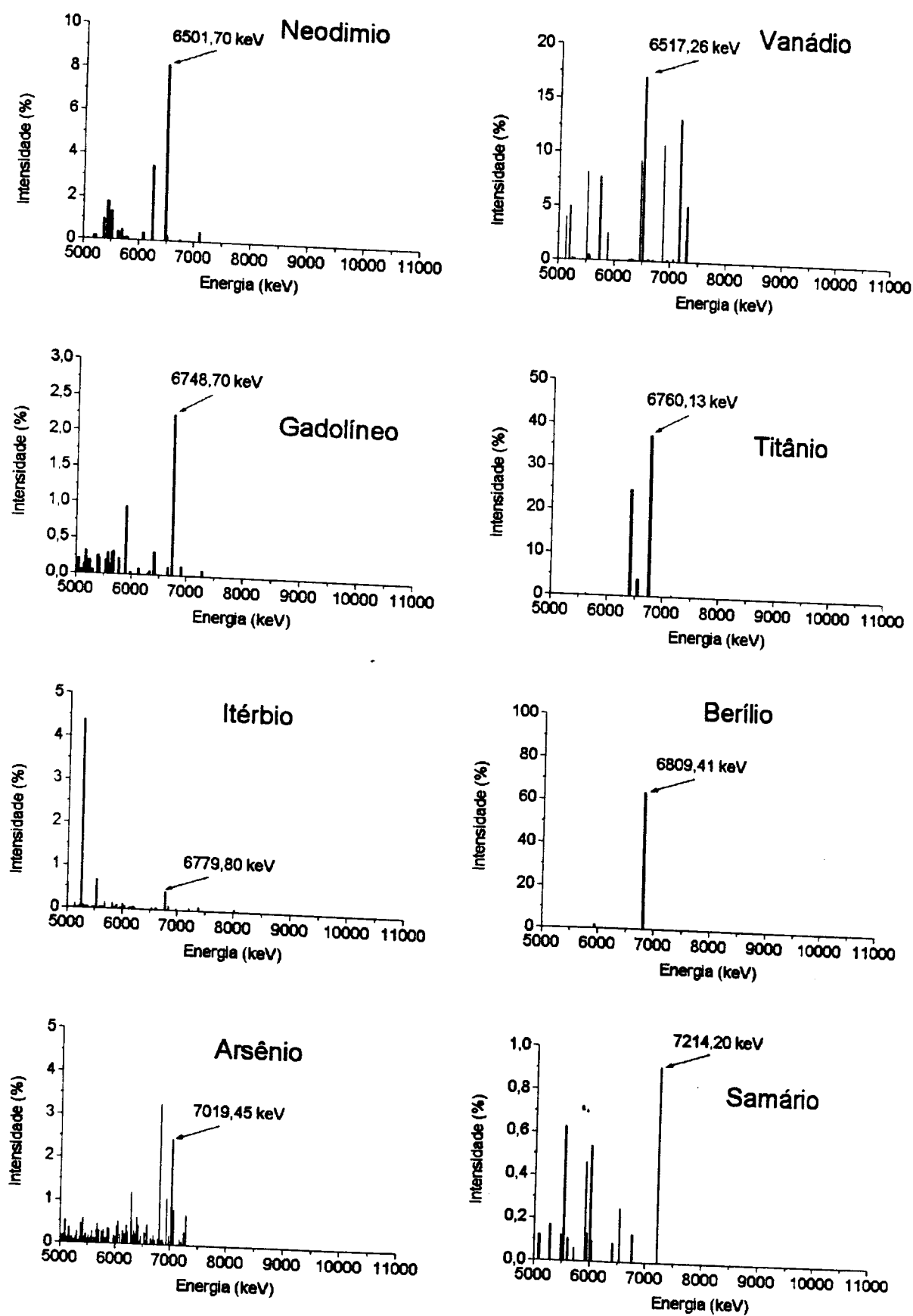


Figura A-2
 Representação esquemática do espectro de captura de nêutrons térmicos
 nos alvos de neodímio, vanádio, gadolínio, titânio, itérbio, berílio, arsênio e samário..

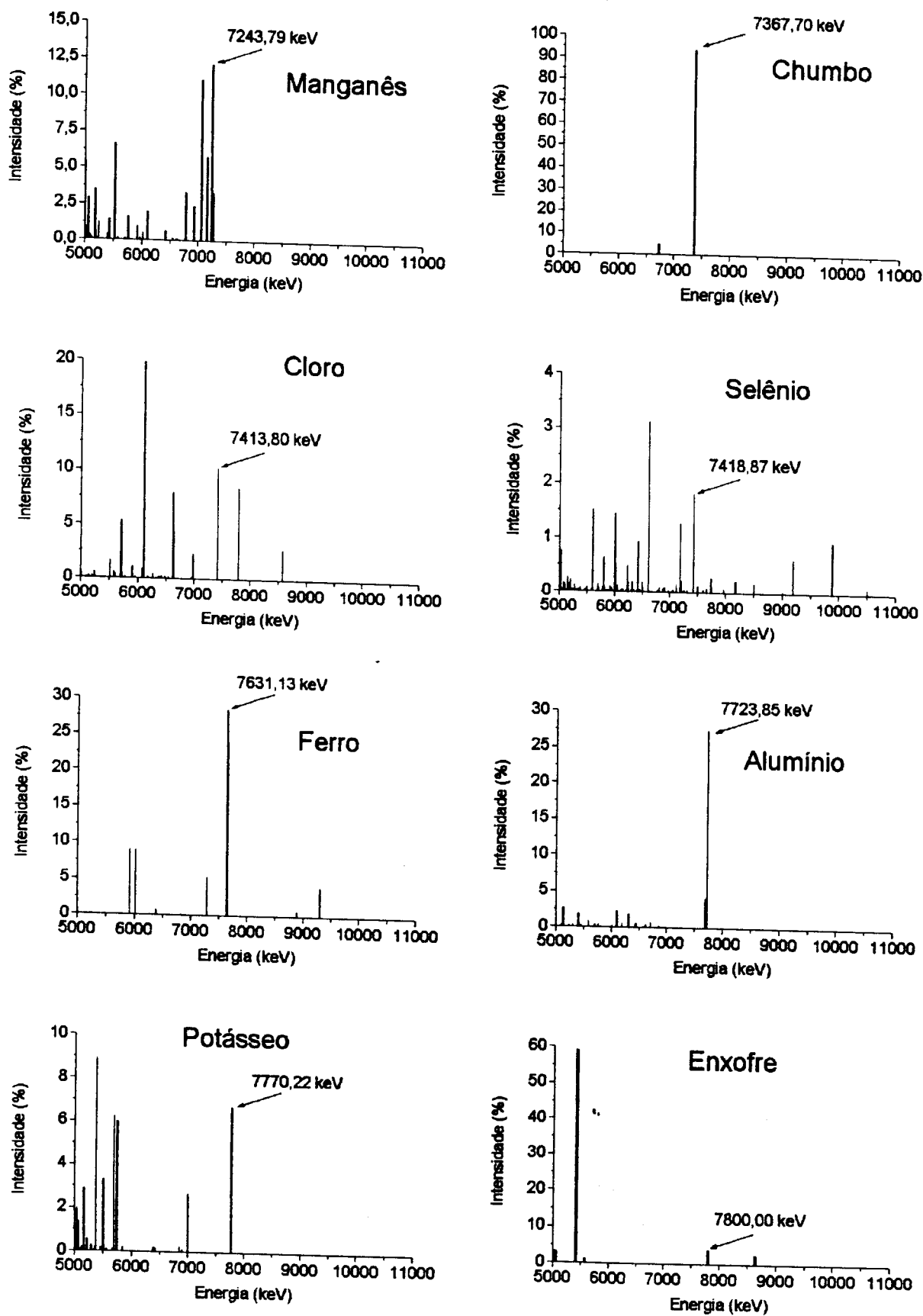


Figura A-3
 Representação esquemática do espectro de captura de nêutrons térmicos
 nos alvos de manganês, chumbo, cloro, selênio, ferro, alumínio, potássio e enxofre.

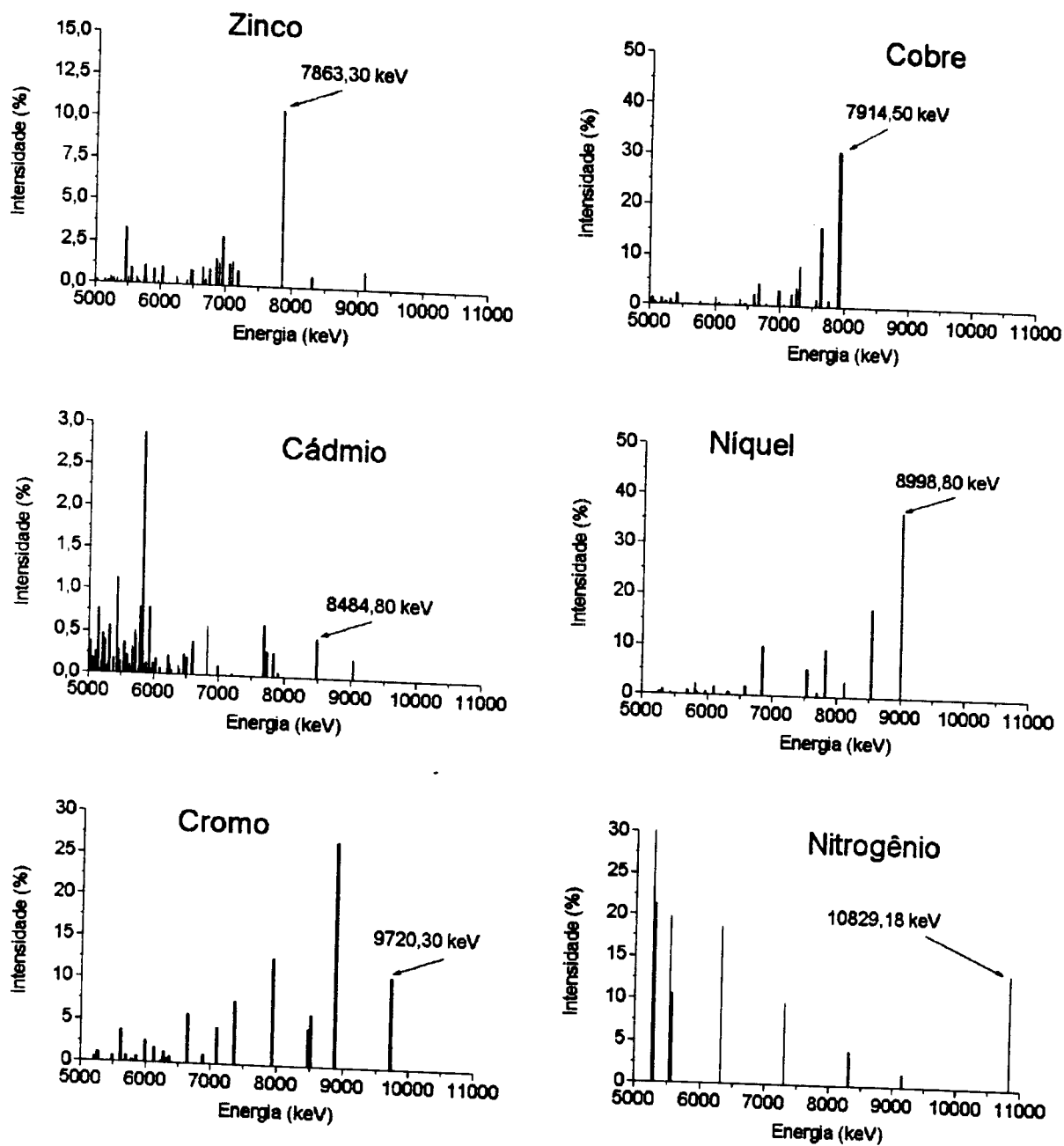


Figura A-4
 Representação esquemática do espectro de captura de nêutrons térmicos
 nos alvos de zinco, cobre, cádmio, níquel, cromo e nitrogênio.

Tabela A-1 (continuação)

Matriz das intensidades relativas das linhas dos espectros de raios gama de captura dos alvos, após a passagem pelos filtros e atenuadores do canal, agrupadas na forma de uma linha equivalente nas energias da linha principal de cada alvo de acordo com equações 3.18, 3.19 e 3.22, do capítulo 3.

Alvo	L.Principal	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30
DY	5607,75	1	0,0079	0,0024	0,0019	0,0112	0,0019	0,0061	0,0000	0,0000	0,0000	0,0037	0,0010	0,0000	0,0000	0,0000
HF	5723,50	2	0,0000	0,0110	0,0175	0,0000	0,0081	0,0094	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
IN	5891,90	3	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
HG	5966,20	4	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0039	0,0024	0,0010	0,0000	0,0013	0,0003	0,0000	0,0000	0,0000
Y	6080,49	5	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
ER	6228,23	6	0,0091	0,0036	0,0000	0,0000	0,0230	0,0212	0,0088	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
NA	6395,40	7	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
CA	6419,90	8	0,0000	0,0037	0,0012	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
ND	6501,70	9	0,0286	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
V	6517,26	10	0,6210	0,2920	0,2672	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
GD	6748,70	11	0,0058	0,0279	0,0148	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
TI	6760,13	12	0,0114	0,0029	0,0017	0,0000	0,0011	0,0022	0,0000	0,0008	0,0015	0,0059	0,0044	0,0055	0,0034	0,0016
YB	6779,80	13	0,1927	0,0000	0,1400	0,1092	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,1769	0,0352	0,0000	0,0000	0,0000
BE	6809,41	14	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
AS	7019,45	15	0,1711	0,3209	0,0921	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
SM	7214,20	16	1,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
MN	7243,79	17	0,5186	1,2185	0,0594	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
PB	7367,70	18	0,0000	0,0000	1,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
CL	7413,80	19	0,0000	0,0000	0,0024	1,0006	0,0008	0,0015	0,0000	0,2844	0,5763	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
SE	7418,47	20	0,7566	0,0609	0,0142	0,0017	1,0610	0,0896	0,1651	0,0549	0,0043	0,1999	0,2498	0,0556	0,0000	0,0000
FE	7631,13	21	0,0042	0,1288	0,0513	0,0007	0,0055	1,7235	0,1309	0,0000	0,0000	0,0018	0,2588	0,3487	0,7350	0,1523
AL	7723,85	22	0,0067	0,0035	0,0019	0,0000	0,0047	0,0549	1,1030	0,0000	0,0000	0,0000	0,0095	0,1213	0,0733	0,0014
K	7770,22	23	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	1,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
S	7800,00	24	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
ZN	7863,30	25	0,1607	0,0000	0,0000	0,0000	0,0135	0,5002	0,0442	0,0367	0,0000	0,0210	0,0490	0,0954	0,0189	0,0000
CU	7914,50	26	0,0647	0,2298	0,1323	0,0000	0,0000	0,5956	1,0631	0,1798	0,2756	1,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
CD	8484,80	27	0,0521	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0801	0,0160	0,0000	0,1624	0,0890	1,0000	0,5008	0,0328	0,0000
NI	8998,80	28	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0613	0,0801	0,0160	0,0000	0,1624	0,0691	0,0589	0,4577	1,0533	0,0000
CR	9720,30	29	0,1291	0,0068	0,5535	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,9678	1,4236	1,8265	1,0000	0,0000
N	10829,18	30	0,0000	0,2932	0,2427	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0792	0,1836	0,0975	0,0338	1,0030

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 1 - EISEMBERG, J.M. ; GREINER, W. **Excitation mechanisms of the nucleus.** Amsterdam, N. Holland Publ. Co, 2nd Ed., 1976.
- 2 - BALDWIN, G.C. ; KLAIBER, G.S. Photofission in Heavy Elements. **Phys. Rev.**, v. 71, p. 3-10, 1947, apud OBLOCK, U.S.: The measurement of the photofission cross section of ^{238}U using monocromatic photons, Thesis, University of Wisconsin, 1967.
- 3 - GARGARO, W.W.; ONLEY, D.S.. Real and Virtual Radiation in electron-nucleus scattering. **Phys.Rev.**, v. C4, p. 1032, 1971.
- 4 - BOWMAN, C.D.; AUCHAMPAUGH, G.F.; FULTZ, S.C. Photodesintegration of ^{235}U . **Phys. Rev.**, v. B133, p. 676-683, 1964.
- 5 - O'CONNEL, J.S.; TIPPLER, P.; AXEL, P.. Elastic Scattering of 11,5-17,7 MeV photons by Au measured by a bremsstrahlung monochromator. **Phys. Rev.**, v. 126, p. 228-239, 1962, apud DICKEY, P.A.: Near Threshold photofission and photoneutron emission in ^{238}U and ^{232}Th , Thesis, University of Illinois, 1975.
- 6 - HUIZENGA, J.R.; CLARKE, K.M.; GINDLER, J.E.; VANDENBOSCH, R.. Photofission cross sections of several nuclei with mono-energetic gamma rays. **Nucl. Phys.**, v. 34, p. 439-456, 1962.
- 7 - JARCZYK, L.; KNOEPFEL, H.; LANG, J.; MÜLLER, R.; WÖFLI, W.. The nuclear reactor as a high intensity source for discrete gamma-rays up to 11 MeV. **Nucl. Instr. and Meth.**, v. 13, p.287-296, 1961.
- 8 - GREEN, L.; DONAHUE, D.J.. Photoneutron Cross Sections With Monoenergetic Neutron-Capture Gamma Rays. **Phys. Rev.**, v. B135, p. 701-705, 1964.

- 9 - HURST, R.R.; DONAHUE, D.J.. Photonuclear Cross Sections With Monoenergetic Neutron-Capture Gamma Rays. **Nucl. Phys.**, v. A91, p. 365-368, 1967.
- 10 - GERALDO, L.P.; CESAR, M.T.F.; MORAES, M.A.P.V.. Study of Actinide Photonuclear Reactions Induced by Gamma Radiation from Neutron Capture. **Nucl. Sci. Eng.**, v. 110, p. 128-133, 1992.
- 11 - GERALDO, L.P.. Angular Distribution of Photofission Fragments of ^{237}Np at Threshold Energy. **J. Nucl. Phys. G., Nucl. Phys.**, v. 12, p. 1423-1431, 1986.
- 12 - GERALDO, L.P.; VINHAS, L.A.; CESAR, M.T.F.. Study of Np-237 Photonuclear Reactions Near Threshold Induced by Gamma Rays from Thermal Neutron Capture. **Nucl. Sci. Eng.**, v. 89, p. 150-158, 1985.
- 13 - MORAES, M.A.P.V.; CESAR, M.F.. Photonuclear Cross Sections of ^{239}Pu Using Neutron Capture Gamma Rays Near Threshold. **Phys. Scripta**, v.47, p. 519-523, 1993.
- 14 - MORAES, M.A.P.V.; CESAR, M.F.. Photofission Cross Sections of ^{233}U and ^{239}Pu Near Threshold Induced by Gamma Rays from Thermal Neutron Capture. **Nucl. Instr. and Meth.**, v. A277, p. 467, 1989.
- 15 - SEMMLER, R.; GERALDO, L.P.. A New Experimental Apparatus for Production and Utilization of Capture Gamma Rays. **Nucl. Instr. and Meth.**, v. A336, p. 171-175, 1993.
- 16 - DIETRICH, S.S.; BERMAN, B.L.. Atlas of Photoneutron Cross Sections Obtained With Monoenergetic Photons. **Atomic Data and Nucl. Data Tables**, v.38, p. 199-338, 1988.
- 17 - GINDLER, J.E.; HUIZENGA, J.R.. Photofission and Photoneutron Emission in Thorium and Uranium. **Phys. Rev.**, v. 104, p. 425-433, 1956.
- 18 - SCHMITT, R.A.; DUFFIELD, R.B.. Low Energy Activation Functions for Photofission of ^{238}U and ^{232}Th . **Phys. Rev.**, v. 105, p. 1277-1284, 1956.

- 19 - KATZ, L.; MCNEILL, K.G.; LEBLANC, M.; BROWN, F.. Photoneutron Emission From ^{232}Th , ^{233}U , ^{238}U and ^{239}Pu . *Canadian J. Phys.*, v. 35, p.470-476, 1957.
- 20 - CARVALHO, H.G.; MANFREDINI, A.; MUCHNIK, M.; SEVERI, M.; BÖSCH, H.; LANG, J.; MÜLLER, R.; WÖFLI, W.. ^{232}Th and ^{238}U Fission Induced by Low Energy Monochromatic Gamma Rays. *Il Nuovo Cimento*, v. XXV, p. 534-541, 1962.
- 21 - MANFREDINI, A.; MUCHNIK, M.; FIORE, L.; RAMORINO, C.; CARVALHO, H.G.; LANG J.; MÜLLER, R.. ^{238}U Fission Induced by Low Energy Monochromatic Gamma Rays. Cross Sections Between 5 and 8 MeV. *Nucl. Phys.*, v. 74, p. 377-384, 1965.
- 22 - MANFREDINI, A.; MUCHNIK, M.; FIORE, L.; RAMORINO, C.; CARVALHO, H.G.; BÖSCH, H.; WÖFLI, W.. Results on The Cross Sections of ^{238}U Fission Induced by Low Energy Monoenergetic Gamma Rays. *Il Nuovo Cimento*, v. XLIV, p. 218-221, 1966.
- 23 - MANFREDINI, A.; FIORE, L.; RAMORINO, C.; CARVALHO, H.G.; WÖFLI, W.. Cross Sections For The Photofission of ^{232}Th Induced by Monoenergetic Gamma Rays of 12 Different Energies. *Nucl. Phys*, v. A127, p. 687-692, 1969.
- 24 - RABOTNOV, N.S.; SMIRENKIN, G.N.; SOLDATOV, A.S.; USACHEV, L.N. KAPITZA, S.P.; TSIPENYUK, Yu.M.. Photofission of ^{232}Th , ^{238}U , ^{238}Pu , ^{240}Pu , ^{242}Pu And The Structure of The Fission Barrier. *Soviet Journal of Nuclear Physics*, v. 11, p. 285-294, 1970.
- 25 - KHAN, A.M.; KNOWLES, J.W.. Photofission of ^{232}Th , ^{238}U and ^{235}U Near Threshold Using a Variable Energy Beam of Gamma Rays . *Nucl. Phys*, v. A179, p. 333-352, 1972.
- 26 - MAFRA, O.Y.; KUNIYOSHI, S.; GOLDEMBERG, J.. Intermediate Structure in The Photoneutron and Photofission Cross Sections in ^{238}U and ^{232}Th . *Nucl. Phys.*, v. A186, p. 110-126, 1972.

- 27 - VEYSSIÈRE, A.; BEIL, H.; BERGÈRE, R.; CARLOS, P.; LEPRETRE, A.; KERNBATH, K.. A Study of The Photofission And Photoneutron Processes In The Giant Dipole Resonance of ^{232}Th , ^{238}U and ^{237}Np . *Nucl. Phys.*, v. A199, p. 45-64, 1973.
- 28 - YESTER, M.V.; ANDERL, R.A.; MORRISON, R.C.. Photofission Cross Sections of ^{232}Th and ^{236}U From Threshold To 8 MeV. *Nucl. Phys.*, v. A206, p. 593-613, 1973.
- 29 - ANDERL, R.A.; YESTER, M.V.; MORRISON, R.C.. Photofission Cross Sections of ^{238}U and ^{235}U From 5,0 MeV To 8,0 MeV. *Nucl. Phys.*, v. A212, p. 221-240, 1973.
- 30 - MAFRA, O.Y.; CESAR, M.F.; KUNIYOSHI, S.; GOLDEMBERG, J.. Cross Sections of The $^{238}\text{U}(\gamma, n)^{237}\text{U}$ Reaction Near Threshold. São Paulo: 1973, (IEA - Pub - 297), Instituto de Energia Atômica.
- 31 - MAFRA, O.Y.; CESAR, M.F.; RENNER, C.; GOLDEMBERG, J.. The $^{232}\text{Th}(\gamma, n)^{231}\text{Th}$ Cross Section Near Threshold. *Nucl. Phys.*, v. A236, p. 1-9, 1974.
- 32 - DICKEY, P.A.; AXEL, P.. ^{238}U and ^{232}Th Photofission and Photoneutron Emission near Threshold. *Phys. Rev.*, v. 35, n. 8, p. 501-503, 1975.
- 33 - CALDWELL, J.T.; DOWDY, E.J.; BERMAN, B.L.; ALVAREZ, R.A.; MEYER, P.. Giant Resonance For The Actinide Nuclei: Photoneutron and Photofission Cross Sections For ^{235}U , ^{236}U , ^{238}U and ^{232}Th . *Phys. Rev.*, v. C21, n. 4, p. 1215-1231, 1980.
- 34 - KAHANE, S.; WOLF, A.. Photofission of ^{238}U With Neutron Capture Gamma Rays. *Phys. Rev.*, v. C32, n. 6, p. 1944-1955, 1985.
- 35 - ZHANG, H.X.; YEH, T.R.; LANEMAN, H.. Photofission Cross Section of ^{232}Th . *Phys. Rev.*, v. C34, n. 4, p. 1397-1405, 1986.

- 36 - VARHUE, W.J.; WILLIAMSON, T.G.. Photoneutron and Photofission Cross Sections for ^{238}U and ^{232}Th Using Neutron Capture Gamma Rays . *Appl. Radiat. Isot*, v. 38, n. 7, p. 561-568, 1987.
- 37 - SOLDATOV, A.S.; SMIRENKIN, G.N.. Yield And Cross Section of ^{232}Th and ^{236}U Fission Induced by γ Quanta With Energies Up To 11 MeV. *Physics of Atomic Nuclei*, v. 58, n. 2, p. 182-187, 1995.
- 38 - SOLDATOV, A.S.; SMIRENKIN, G.N.. Results Of Relative Measurements Of Photofission Yields And Cross Sections For $^{233,235}\text{U}$, ^{237}Np , $^{239,241}\text{Pu}$, And ^{241}Am Nuclei In The 5-11 MeV Region. *INDC(CCP) - 379* , IAEA, Vienna, 1994.
- 39 - CINDA 95: *The Index To Literature And Computer Files On Microscopic Neutron Data (1988-1995)*. IAEA, Vienna, 1995.
- 40 - ASAMI, T.; NAKAGAWA, T.. Bibliographic Index To Photonuclear Reaction Data (1955-1992). *Jaeri-M 93-195*, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Japan, 1993.
- 41 - VARLAMOV, V.A.; STEPANOV, M.E.; SAPUMENKO, V.V.. Photonuclear Data Index (1986-1990). *INDC(CCP)-348*, IAEA, Vienna, 1992.
- 42 - BLOKHIN, A.I.; NASYROVA; S.M.. Plots of The Experimental And Evaluated Photoneutron Cross Sections. *INDC(CCP)-337*, IAEA, Vienna, 1991.
- 43 - BJORNHOLM, S.; LYNN, J.E.. The Double-Humped Fission Barrier. *Reviews of Modern Physics*, v. 52, n. 4, p.725-930, 1980.
- 44 - BIRENBAUM, Y.; ALARCON, R.; HOBLIT, S.D.; LASZEWSKI, R.M.; NATHAN, A.M.. Photon Scattering on ^{238}U And The Interpretation of Near Threshold Photofission Resonances. *Phys. Rev.*, v. C36, n. 4, p. 1293-1297, 1987.

- 45 - CALDWELL, J.T.; DOWDY, E.J.. Experimental Determination of Photofission Neutron Multiplicities for Eight Isotopes in The Mass Range $232 \leq A \leq 239$. *Nucl. Sci. Eng.*, v. 56, p. 179-187, 1975.
- 46 - CALDWELL, J.T.; DOWDY, E.J.; ALVAREZ, R.A.; BERMAN, B.L.; MEYER, P.. Experimental Determination of Photofission Neutron Multiplicities for ^{235}U , ^{236}U , ^{238}U and ^{232}Th Using Monoenergetic Photons. *Nucl. Sci. Eng.*, v. 73, p. 153-163, 1980.
- 47 - BLATT, J.M.; WEISSKOPF, V.F.. *Theoretical Nuclear Physics*. New York, N.Y.: John Wiley & Sons, 1963.
- 48 - VANDENBOSCH, R.; HUIZENGA, J.R.. *Nuclear Fission*. New York, N.Y.: Academic Press, 1973.
- 49 - KNEISSL, U.. Low Energy Photonuclear Reactions: Photofission and Photon Scattering Experiments. *Brazilian Journal of Physics*. V. 24, n. 2, p. 569-589, 1994.
- 50 - MAFRA, O.Y.. *Estudo da Competição Entre a Emissão de Fotonêutrons e a Fotofissão No ^{238}U e ^{232}Th Junto Ao Limiar*. São Paulo: 1971. Tese (Doutoramento) - Escola Politécnica da Universidade de São Paulo.
- 51 - FUGIMOTO, Y.; YAMAGUCHI, Y.. Note on Very Large Cosmic Ray Stars. *Progress of Theoretical Physics*. V. 5, n. 1, p. 76-81, 1950.
- 52 - PINTO, A.E.A.. *Secções de Choque para a Reação $^{233}\text{U}(\gamma, n)$ Na Faixa de Energia 6-11 MeV*. São Paulo: 1994. Dissertação(Mestrado) - Instituto de Física da Universidade de São Paulo.
- 53 - WAGEMANS, C.. *The Nuclear Fission Process*. Boca Raton, Florida: CRC Press, 1991.

- 54 - GARCIA, V.F.; RODRIGUEZ, H.O.; GARROTE, P.E.; LOPEZ, T.E.. A Combined Method of Level-Density Formalism in Fission Cross-Section Calculations. **J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.** v. 19, p. 2157-2166, 1993.
- 55 - GARCIA, F.; RODRIGUEZ, O.; RUBCHENYA, V.A.; GARROTE, E.. DENCOM: Code For Level Density Calculations Of Deformed Nuclei Using a Combined Method. **Computer Physics Communications.** v. 86, p. 129-146, 1995.
- 56 - YONEAMA, M.L.. Study of The ^{232}Th And ^{236}U Fission Barrier By Electron Induced Fission. Gent: 1994. PhD Thesis. Gent University.
- 57 - ROUTTI, J.T.. Mathematical Considerations Of Determining Neutron Spectra From Activation Measurements. In: SECOND INTERNATIONAL CONFERENCE ON ACCELERATOR DOSIMETRY AND EXPERIENCE. Nov 5-7, 1969, Stanford. *Proceedings...* Stanford Linear Accelerator Center, Stanford, California, 1969, p. 494-515.
- 58 - GERALDO, L.P.; SMITH, D.L.. Covariance Analysis And Fitting Of Germanium Gamma Ray Detector Efficiency Calibration Data. **Nucl. Instr. Meth. In Phys. Research.** v. A290, p. 499-508, 1990.
- 59 - VANIN, V.R.; GOUFFON, P.. **Tópicos Avançados Em Tratamento Estatístico De Dados Em Física Experimental.** São Paulo, S.P.: LAL - IFUSP, 1996.
- 60 - HELENE, O.; TAKIYA, C.. **Variances And Covariances In Deconvolution Of Multichannel Spectra.** São Paulo: 1997. (IFUSP/P-1286).
- 61 - DOWDY, E.J.; CALDWELL, J.T.; WORTH, G.M.. A High Efficiency Neutron Detection System For Photoreaction Studies. **Nucl. Instr. and Meth.**, v. 115, p. 573-579, 1974.
- 62 - GERALDO, L.P.; CARBONARI, A.W.; PARENTE, C.B.R.; MESTINIK FILHO, F.; MORALLES, M.; GONÇALEZ, O.L.; SEMMLER, R.; MAZZOCCHI, V.L.. **Algumas Medidas Experimentais Realizadas pela Supervisão de Física Nuclear, Durante a**

- Operação Especial do Reator IEA-R1 à 5 MW. São Paulo: 1997. (IPEN-Pub - a ser publicado).**
- 63 - LAMMER, M.; SCHWERER, O.. Handbook of Nuclear Data for Safeguards. INDC(NDS)-248, INDC, International Atomic Energy Agency, Vienna, 1991.
- 64 - DEBERTIN, K.; HELMER, R.G.. **Gamma And X-Ray Spectrometry With Semiconductor Detectors.** Amsterdam, North-Holland, 1988.
- 65 - NAKAGAWA, T.; ASAMI, T.; YOSHIDA, T.. Curves And Tables Of Neutron Cross Sections - Japanese Evaluated Nuclear Data Library Version 3. NEANDC(J)-153/U - INDC(JPN)-140/L, JAERI-M 90-099, 1990.
- 66 - FLEMING, R.F.. Neutron Self-Shielding Factors For Simple Geometries. **Int. J. Appl. Radiat. Isot.**, v. 33, p. 1263-1268, 1982 .
- 67 - STORM, E.; ISRAEL, H.I.. Photon Cross Sections From 1 keV do 100 MeV For Elements Z=1 to Z=100. **Nuclear Data Tables**, v.A7, n. 6, p. 565-681, 1970.
- 68 - KENNETT, T.J.; PRESTWICH, W.V.; TSAI, J.S.. The $^{14}\text{N}(n, \gamma)^{15}\text{N}$ Reaction As Both An Intensity And Energy Standard. **Nucl. Instr. Meth. In Phys. Research.** v. A249, p. 366-378, 1986.
- 69 - INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. **X-ray and Gamma-Ray Standards for Detector Calibration.** IAEA-TECDOC-619, Vienna, 1991.
- 70 - MALAFRONTTE, A.A.; PASSARO, A.; RADOVICH, M.A.; BONINI, A.L.. Low Cost Gamma-Ray Acquisition/Analysis System. **Revista de Física Aplicada e Instrumentação.** v. 11, n. 2, p. 71-76, 1996.
- 71 - GONÇALEZ, O.L; FREITAS, I.S.M.. **Aplicação do Método da Variância Efetiva Na Calibração De Um Monitor De Contaminação.** São José dos Campos: 1990. (IEAv-008/90).

- 72 - LONE, M.A.; LEAVITT, R.A.; HARRISON, D.A.. Prompt Gamma Rays From Thermal-Neutron Capture. **Atomic Data And Nuclear Data Tables**. v. 26, p. 511-559, 1981.
- 73 - TULI, J.K.. Evaluated Nuclear Structure Data File. A Manual for Preparation of Data Sets. **BNL-NCS-51655 - Rev.87.** , Brookhaven National Laboratory, Long Island, N.Y.: 1987.
- 74 - BLONS, J.; MAZUR, C.; PAYA, D.; RIBRAG, M.; WEIGMANN, H.. On The Existence Of Triple Humped Fission Barriers In $^{231,233}\text{Th}$. **Nucl. Phys.** v. A414, p. 1-41, 1984.
- 75 - GERALDO, L.P.; SMITH, D.L.. **Least Square Methods And Covariance Matrix Applied To The Relative Efficiency Calibration Of a Ge(Li) Detector**. São Paulo: 1989. (IPEN-Pub - 243).