

EMPRESAS NUCLEARES BRASILEIRAS S/A - NUCLEBRÁS
DIRETORIA DE TECNOLOGIA E DESENVOLVIMENTO
INSTITUTO DE PESQUISAS RADIOATIVAS
PROJETO ANÁLISE DE REATORES A ÁGUA
GRUPO DE NEUTRÔNICA A ÁGUA

DETERMINAÇÃO DO ESPECTRO DE NEUTRONS NO
REATOR TRIGA PELO MÉTODO DE ATIVAÇÃO

Carlos Alberto Barbosa Santoro

PUBLICAÇÃO NUCLEBRÁS/IPR 361
NOTA TÉCNICA PAR/GNA 020/75

Belo Horizonte - Brasil
1975

Este trabalho foi apresentado como Tese de Mestrado ao Curso de Pós-Graduação em Ciências e Técnicas Nucleares da Universidade Federal de Minas Gerais em setembro de 1974 e aprovado no dia 14 de março de 1975.

Curso de Pós-Graduação em Ciências e Técnicas Nucleares
Universidade Federal de Minas Gerais

DETERMINAÇÃO DO ESPECTRO DE NEUTRONS
NO REATOR TRIGA PELO MÉTODO DE ATIVAÇÃO

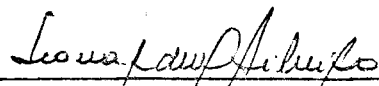
Carlos Alberto Barbosa Santoro

Orientador: Maurício Mendes Campos

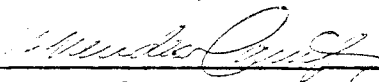
Tese apresentada ao Corpo Docente do Curso de Pós-Graduação em Ciências e Técnicas Nucleares da UFMG como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Mestre em Ciências (M. Sc.)

Instituto de Pesquisas Radioativas
Belo Horizonte - Brasil
Setembro - 1974

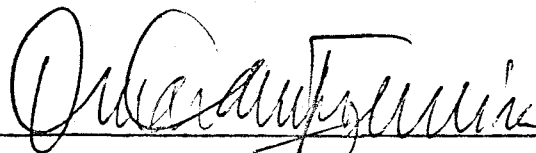
Tese aprovada em 14 de março de 1975



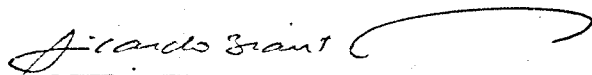
Prof. Leonardo Márcio Vilela Ribeiro
(Coordenador do CCTN/UFMG)



Prof. Maurício Mendes Campos
(Orientador/NUCLEBRÁS)



Prof. Omar Campos Ferreira
(Examinador/NUCLEBRÁS)



Prof. Ricardo Brant Pinheiro
(Examinador/NUCLEBRÁS)

Este trabalho foi realizado nas instalações do Instituto de Pesquisas Radioativas e constitui uma tarefa do programa de atividades do Grupo de Neutrônica a Água do Projeto Análise de Reatores a Água da Companhia Brasileira de Tecnologia Nuclear.

À Arlete.

A meus pais.

AGRADECIMENTOS

Dr. Maurício Mendes Campos, Orientador

Dr. Milton Campos, Diretor do IPR

Dr. Omar Campos Ferreira, Chefe da Divisão de Projetos

Dr. Silvestre Paiano, Chefe do Grupo de Neutrônica a Água

Universidade Federal de Minas Gerais

Comissão Nacional de Energia Nuclear

Companhia Brasileira de Tecnologia Nuclear

Supervisor e Pessoal de Operação do Reator

Pessoal do Laboratório de Neutrônica

Pessoal do Grupo de Análise de Reatores a Água

Pessoal do Serviço de Documentação Técnica

Pessoal da Seção de Desenho

Pessoal do Setor Gráfico

Luíza Lúcia Ferreira, Datilografia

A vocês que me ajudaram,
Obrigado.

SINOPSE

Apresentam-se resultados das medidas de espectro de neutrons rápidos e intermediários no tubo central do reator IPR-R1 (TRIGA MARK I).

Descreve-se, com detalhes, o método de ativação aplicado à espectrometria de neutrons em reatores de pesquisa, com suas vantagens e limitações.

Para o espectro rápido, foram consideradas diversas formulações analíticas para representar o espectro real e selecionado um certo número de detetores de limiar, adequados para se determinar os parâmetros destas formulações.

Para a faixa intermediária, considerou-se a possibilidade de representação do espectro real por uma formulação semi-empírica proposta por J. P. Genthon, bem como uma representação K/E, com parâmetros determinados por detetores ressonantes.

Os parâmetros de intensidade foram referidos a um nível de fluxo térmico constante, medido por um detetor de cobalto. Descrevem-se ainda os procedimentos de irradiação e contagem dos detetores.

Os resultados obtidos para as formulações foram intercomparados, incluindo-se ainda uma comparação com o espectro calculado através do código GAM.

ABSTRACT

Fast and intermediate neutron spectrum measurements in the central channel of the IPR-R1 reactor (TRIGA MARK I) are reported.

The activation method applied to neutron spectrometry in research reactors, with its advantages and limitations, is described in detail.

Several analytical representations were considered for the fast spectrum. Threshold detectors adequate to determine their parameters were selected.

For the intermediate energy range, the possibility of a semi-empirical representation as proposed by Genthon is considered, as well as the K/E representation, with the parameters determined by resonance detectors.

The intensity parameters were referred to a constant thermal flux, as measured by a cobalt detector. Irradiation and counting procedures are also described.

Comparison is made between the several representations proposed and also between experimental data and theoretical estimate via GAM code.

PREFÁCIO

O presente trabalho foi proposto em março de 1972, dentro do programa experimental do Laboratório de Neutônica da antiga Divisão de Reatores do IPR.

Nesta época, encontrava-se em fase de instalação a montagem subcrítica CAPITU; propunha-se, então, medir o espectro de neutrons no reator TRIGA pelo método de ativação, utilizando-se um conjunto de detetores convencionais e, ainda, testar um conjunto de detetores de meias-vidas curtas, que pudesse ser eventualmente utilizado na subcrítica CAPITU. Deve-se assinalar que a aplicação do método de ativação, em montagens subcríticas, sofre sérias limitações, tendo em vista os baixos níveis dos fluxos neutrônicos.

Posteriormente, introduziram-se modificações no plano original: uso exclusivo dos detetores recomendados para o cálculo dos parâmetros de formulações a serem adotadas para representação do espectro; cálculo do espectro através de códigos; comparação dos resultados experimentais com os calculados.

Neste estudo, descreve-se o método de medida utilizado - ativação de detetores -, expõem-se formulações para representar o espectro de neutrons rápidos e intermediários, descreve-se o procedimento experimental e apresentam-se os resultados das medidas de espectro no tubo central do reator TRIGA do IPR.

Comparam-se ainda as representações do espectro, através das formulações adotadas e discutem-se as discrepâncias encontradas na comparação entre o espectro calculado e os resultados experimentais.

Apresentam-se finalmente algumas conclusões.

Um trabalho de tal natureza não havia sido ainda realizado no reator TRIGA do IPR e poderá proporcionar um roteiro para subseqüentes medidas de espectro de neutrons em situações similares.

SUMÁRIO

Principais Símbolos e Unidades	ix
I. INTRODUÇÃO.....	1
II. O MÉTODO DE ATIVAÇÃO.....	4
1. Descrição.....	4
2. Escolha dos Detetores.....	6
3. Neutrons Térmicos.....	7
4. Neutrons Intermediários.....	9
5. Neutrons Rápidos.....	10
III. FORMULAÇÕES DOS ESPECTROS DE NEUTRONS RÁPIDOS E INTERMEDIÁRIOS.....	15
1. Introdução.....	15
2. Neutrons Rápidos.....	16
1. Introdução.....	16
2. Espectro de Fissão.....	17
3. Espectro de Fissão Perturbado.....	20
1. Método dos Índices de Espectro de Grundl e Usner.....	20
2. Método Semi-Empírico de Dietrich.....	23
3. Formulação de Genthon.....	24
4. Formulação de Köhler.....	28
3. Neutrons Intermediários.....	33
1. Introdução.....	33
2. Formulação $1/E$	34
3. Formulação de Genthon.....	36
IV. PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL.....	40
1. Introdução.....	40
2. Local de Medida.....	40
3. Detetores Utilizados.....	44

4. Irradiações.....	49
1. Detetores Ressonantes.....	49
1. Correção de Posição.....	49
2. Intercalibração das Massas.....	51
3. Suporte para Irradiação.....	51
4. Constância da Razão de Cádmiu do Mn com a Potência.....	51
5. Monitoração do Fluxo Térmico.....	52
2. Detetores de Limiar.....	53
1. Suporte para Irradiação.....	53
2. Monitores de Irradiação.....	54
5. Contagem dos Detetores.....	54
1. Detetores Ressonantes.....	54
2. Detetores de Limiar.....	56
V. RESULTADOS DAS MEDIDAS.....	58
1. Introdução.....	58
2. Detetores Ressonantes.....	58
3. Detetores de Limiar.....	59
4. Cálculo dos Parâmetros das Formulações.....	59
1. Espectro de Fissão.....	60
2. Formulação de Grundl-Usner (Índices do Espectro).....	60
3. Formulação de Dietrich.....	61
4. Formulação de Genthon.....	64
5. Formulação de Köhler.....	67
6. Método do Fluxo Integral.....	70
VI. ANÁLISE DOS RESULTADOS.....	71
1. Introdução.....	71
2. Coerência das Formulações Adotadas.....	71
3. Consistência das Respostas Experimentais e Calcu- ladas.....	73
4. Espectro Calculado.....	78
5. Formulação Recomendada.....	81

VII. CONCLUSÕES.....	89
----------------------	----

APÊNDICES

A - Medida do Fluxo Térmico Através da Ativação de um Detetor de Co.....	93
B - Medida de Atividade pela Eficiência de Foto-Pico.....	98
C - Medida de Atividade por Coincidência β - γ	105
D - Avaliação das Incertezas Estatísticas dos Parâmetros das Formulações de Fluxo.....	110
E - Cálculo do Espectro.....	126

PRINCIPAIS SÍMBOLOS E UNIDADES

- A - parâmetro de intensidade de neutrons rápidos
($n \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-3/2}$);
- A_s - atividade de saturação de um radionuclídeo (dps);
- A_γ - taxa de emissão gama de um radionuclídeo (s^{-1});
- E - energia do neutron; expressa em MeV, salvo indicação em contrário;
- E_{cd} - energia de corte efetivo do filtro de cádmio (eV);
- E_l - energia de limiar real de uma reação (MeV);
- E_{ef} - energia de limiar efetivo na formulação Grundl e Usner (MeV);
- E_i - idem, para um dado detetor i (MeV);
- E_ℓ - energia de limiar na formulação Genthon (MeV);
- E_r - energia de ressonância de um detetor ressonante (eV);
- E_γ - energia de um fóton gama (keV; MeV);
- I - integral de ressonância de um detetor ressonante (b);
- I_r - integral de ressonância pura de um detetor ressonante (b);

PRINCIPAIS SÍMBOLOS E UNIDADES

- A - parâmetro de intensidade de neutrons rápidos
($n \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-3/2}$);
- A_s - atividade de saturação de um radionuclídeo (dps);
- A_γ - taxa de emissão gama de um radionuclídeo (s^{-1});
- E - energia do neutron; expressa em MeV, salvo indicação em contrário;
- E_{cd} - energia de corte efetivo do filtro de cádmio (eV);
- E_l - energia de limiar real de uma reação (MeV);
- E_{ef} - energia de limiar efetivo na formulação Grundl e Usner (MeV);
- E_i - idem, para um dado detetor i (MeV);
- E_ℓ - energia de limiar na formulação Genthon (MeV);
- E_r - energia de ressonância de um detetor ressonante (eV);
- E_γ - energia de um fóton gama (keV; MeV);
- I - integral de ressonância de um detetor ressonante (b);
- I_r - integral de ressonância pura de um detetor ressonante (b);

- K - parâmetro de intensidade de neutrons intermediários ($n \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$);
- $N_f(E)$ - espectro de fissão;
- $N_o(E)$ - formulação analítica do espectro de fissão;
- N_o - número de núclídeos-alvo do detetor;
- $n(E)$ - densidade diferencial de neutrons ($n \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$);
- n_{th} - densidade total de neutrons térmicos ($n \text{ cm}^{-3}$);
- R - resposta do detetor ($n \text{ s}^{-1}$);
- R_{cd} - resposta do detetor ressonante, irradiado sob um filtro de cádmio ($n \text{ s}^{-1}$);
- r_{cd} - razão de cádmio de um detetor ressonante;
- $S_{i,j}$ - índice de espectro, razão das respostas experimentais de dois detetores de limiar i e j ;
- $s(E)$ - formulação analítica de $\sigma(E)$;
- $T_{1/2}$ - meia-vida de um radionuclídeo;
- β - parâmetro da formulação $E^\nu e^{-\beta E}$ (para o espectro de fissão: $\nu = 0,5$; $\beta = \beta_o = 0,775 \text{ MeV}^{-1}$);
- $P_{i,j}$ - índice de espectro normalizado ao espectro de fissão; índice de espectro relativo;
- $\sigma(E)$ - seção de choque microscópica da reação considerada, para a energia E do neutron (cm^2 ; b);

- $\sigma(E_0)$ - seção de choque de ativação para neutrons de energia 0,025 eV (cm^2 ; b);
 σ_c - seção de choque salto na formulação Grundl e Usner (cm^2 ; b);
 $\bar{\sigma}_f$ - seção de choque média ponderada no espectro de fissão (cm^2 ; b);
 $\Phi(E)$ - fluxo integral acima da energia E ($\text{n cm}^{-2} \text{s}^{-1}$);
 Φ_{th} - fluxo térmico convencional ($\text{n cm}^{-2} \text{s}^{-1}$);
 $\phi(E)$ - fluxo diferencial real ($\text{n cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}$);
 $\psi(E)$ - formulação analítica de $\phi(E)$;
 $\psi_r(E)$ - idem, para neutrons rápidos;
 $\psi_i(E)$ - idem, para neutrons intermediários;

$$\Delta_\nu(E;\beta) = \int_E^\infty x^\nu e^{-\beta x} dx$$

$$\Lambda_{\nu;n}(E;\beta) = \Delta_\nu(E;\beta) - E^n \Delta_{\nu-n}(E;\beta)$$

(funções tabeladas. Ref. /1/)

Capítulo I

INTRODUÇÃO

De um modo geral, os processos físicos, envolvidos em experimentos de irradiação com neutrons, são condicionados pela energia dos mesmos. Assim sendo, a programação e a análise de tais experimentos vão requerer o conhecimento prévio da distribuição energética dos neutrons, nos locais de irradiação.

Em particular, num reator de pesquisa, do tipo térmico, encontram-se neutrons cobrindo uma extensa faixa de energia (0 a ~ 12 MeV), o que lhes permite participar de processos físicos diversos.

Os neutrons gerados por fissão, de energia relativamente alta, perdem progressivamente energia no processo de moderação, atingindo finalmente uma faixa de baixa energia, ao entrarem em equilíbrio térmico com o meio moderador. Assim, para a caracterização do espectro de neutrons em reatores térmicos, é conveniente distinguirem-se três faixas de energia - rápida, intermediária e térmica -, em correspondência com os processos acima mencionados.

Esta divisão, embora arbitraria no que se refere à delimitação das três faixas, é bastante útil, desde que o espectro assume formas peculiares em cada uma das três regiões.

Frequentemente, a análise de experimentos, envolvendo interações de neutrons térmicos, requer apenas o conhecimento de um fator de intensidade, dado, em geral, pelo fluxo térmico convencional. Ao contrário, nos processos que envolvem neutrons intermediários e rápidos, nos quais a energia cinética dos neutrons desempenha papel relevante (aqueci

mento, efeitos Wigner, radiólise, etc.), a análise dos experimentos requer o conhecimento não só da intensidade dos fluxos de irradiação, como também da distribuição dos neutrons em energia.

Pode-se, pois, afirmar que a determinação do espectro de neutrons intermediários e rápidos em reatores de pesquisa é de grande importância para a interpretação correta de experimentos de irradiação, bem como para a determinação de certos parâmetros relacionados com o cálculo de reticulados de reatores.

Os procedimentos disponíveis para a determinação do espectro de neutrons intermediários e rápidos se enquadram em métodos de cálculo e métodos experimentais.

Como assinala Genthon /1/, os métodos de cálculo do espectro podem proporcionar resultados satisfatórios, somente em situações particulares de meios neutrônicos ou em faixas restritas de energia. Em grande parte das situações práticas, a aplicação destes métodos mostra-se deficiente para caracterizar o espectro com a precisão requerida nos experimentos. Assim, recorre-se a métodos de cálculo, mais como informação qualitativa, para se prever o comportamento genérico da distribuição energética do fluxo.

Dentre os procedimentos experimentais, destaca-se o método de ativação de detetores como o de aplicação mais geral. Uma grande vantagem do método reside no fato de que ele é insensível a perturbações provocadas por outras radiações, frequentemente associadas aos fluxos neutrônicos. Além disso, as várias formas e as dimensões reduzidas com que podem ser confeccionados os detetores permitem que sejam obtidas informações de caráter praticamente pontual, condição dificilmente satisfeita pelos outros tipos de detetores de neutrons. Como limitações do método, devem ser assinaladas a

inexistência de detetores adequados na faixa de transição entre neutrons rápidos e intermediários, a impossibilidade de se obter uma informação imediata e a incerteza relativamente grande com que são conhecidas as curvas de seção de choque da maioria das reações utilizáveis.

Outros métodos experimentais incluem o emprego de câmaras de fissão utilizando reações de fissão de limiar (Np-237, Th-232, U-238) e a utilização de câmaras a prótons de recuo, no domínio dos neutrons intermediários. Embora resultados satisfatórios já tenham sido obtidos, utilizando-se tais procedimentos, sua aplicação é ainda restrita e bem mais complexa que a do método de ativação /2, 3/.

O emprego de emulsões nucleares para determinações de espectro não se mostra adequado para medidas de irradiação interna ("in pile measurements").

Pode-se, pois, afirmar que o método de ativação constitui ainda um dos recursos mais simples e de maior confiança para determinação dos espectros neutrônicos em reatores de pesquisa.

Capítulo II

O MÉTODO DE ATIVAÇÃO

II.1 - DESCRIÇÃO

O método de ativação, aplicado à espectrometria de neutrons, consiste essencialmente em se irradiar, no local de medida, certos materiais (detetores) contendo núclídeos que sofrem reações de absorção com neutrons, dando origem a núclídeos radioativos. A atividade induzida no detetor é posteriormente determinada por contagem. Simbolicamente, anota-se:



X núclídeo alvo contido no detetor
 Y radionúclídeo produto da reação
 y partícula emitida na reação

A atividade de saturação A_S do radionúclídeo produto, correspondente a uma dada reação, se relaciona com o fluxo diferencial $\phi(E)$ através da equação:

$$A_S = N_0 \int_{E_1}^{E_2} \sigma(E)\phi(E)dE \quad (II.1)$$

N_0 número de núclídeos-alvo contidos no detetor
 $\sigma(E)$ seção de choque de ativação correspondente à formação

do radionuclídeo Y, para a energia E do neutron
 E_1, E_2 limites da faixa de energia em que ocorre a reação.

A equação (II-1) é válida sob as seguintes condições:

- (i) fluxo estacionário durante a irradiação
- (ii) decréscimo de N_0 durante a irradiação desprezível

$$|\Delta N_0| \ll N_0$$

- (iii) depressão de fluxo pelo detetor desprezível
- (iv) auto-proteção no detetor desprezível.

De (II-1):

$$\frac{A_s}{N_0} = R = \int_{E_1}^{E_2} \sigma(E)\phi(E)dE \quad (II.2)$$

onde R é definido como a *resposta do detetor*.

Medindo-se a massa do detetor e sua atividade absoluta, calcula-se a resposta experimental R , que será característica da reação de ativação envolvida e do espectro $\phi(E)$ a medir.

Se T é o tempo de irradiação e t o tempo de decaimento após a irradiação, tem-se:

$$R = \frac{A_s}{N_0} = \frac{A(t)e^{\lambda t}}{N_0(1-e^{-\lambda T})} \quad (II.3)$$

onde $A(t)$ é a atividade medida no instante t e λ a constante de desintegração do radionuclídeo produto.

Irradiando-se um conjunto de detetores convenientemente escolhidos, obter-se-á um conjunto de respostas que será típico do espectro na faixa de energia coberta pelos detetores:

$$R_i = \int_{E_{1_i}}^{E_{2_i}} \sigma_i(E) \phi(E) dE \quad (\text{II.4})$$

$i=1,2,\dots,n$ (n º de detetores).

II.2 - ESCOLHA DOS DETETORES

A escolha de detetores é ditada não só por requisitos relacionados com as propriedades nucleares referentes à reação de ativação, mas também por requisitos de comportamento físico e químico do material do detetor.

Requisitos gerais são:

- (i) material de manuseio simples e seguro; a forma metálica é, em geral, mais adequada;
- (ii) boa estabilidade química e térmica;
- (iii) alto grau de pureza, para minimizar atividades parasitas;
- (iv) o material deve conter, preferencialmente, um único nuclídeo; na impossibilidade, os demais nuclídeos não devem sofrer reações de ativação, que possam perturbar

- a medida da atividade desejada;
- (v) o material deve ser comercialmente disponível e barato, de preferência;
 - (vi) o radionuclídeo produto deve ter esquema de desintegração bem conhecido e adequado à determinação de atividade por técnicas de contagem simples;
 - (vii) a meia-vida do radionuclídeo produto deve possibilitar um nível satisfatório de ativação e uma medida cômoda da atividade;
 - (viii) a seção de choque de ativação deve ser bem conhecida e seu valor deve ser adequado à obtenção de uma ativação razoável.

Na prática, dificilmente se encontram materiais que satisfaçam todos estes requisitos, devendo, na escolha dos detetores, estabelecer-se um compromisso entre as propriedades desejáveis e as encontradas.

Considerando-se ainda, a divisão do espectro em três faixas - térmica, intermediária e rápida -, para cada faixa investigada, devem-se escolher detetores tais que as curvas de ativação, $f(E) = \sigma(E)\phi(E)$, sejam características da mesma. Considerações relacionadas com este aspecto são apresentadas, a seguir.

II.3 - NEUTRONS TÉRMICOS ($0 < E \lesssim 1$ eV)

O espectro de neutrons em equilíbrio térmico com o meio moderador é bem aproximado por uma distribuição maxwelliana da densidade de neutrons $n(E)$:

$$n(E) = n_{th} \frac{2\pi}{(\pi kT)^{3/2}} E^{1/2} \exp(-E/kT) \quad (\text{II.5})$$

n_{th} densidade total de neutrons t̄ermicos

k constante de Boltzman

T temperatura neutr̄onica (par̄ametro da distribuic̄ão)

Se o meio ̄ pouco absorvedor, o valor de T se aproxima da temperatura absoluta do meio.

A intensidade do espectro de neutrons t̄ermicos ̄ frequentemente expressa pelo fluxo t̄ermico convencional:

$$\phi_{th} = v_0 n_{th} \quad (\text{II.6})$$

onde v_0 ̄ a velocidade mais prov̄avel, correspondente a uma distribuic̄ão de Maxwell com $T = 293,6$ °K ($v_0 = 2200$ m/s).

Para sua medida, empregam-se os chamados *detetores 1/v*, isto ̄, detetores que apresentam, na regīão t̄ermica, uma seç̄ão de choque de ativac̄ão inversamente proporcional ̄ a velocidade do neutron. A resposta obtida inclui, al̄m da contribuic̄ão t̄ermica, uma contribuic̄ão epit̄ermica. Utilizando o m̄todo diferencial do c̄dmio (filtro de neutrons t̄ermicos), determina-se a resposta t̄ermica e o fluxo t̄ermico convencional. O m̄todo ̄ de aplicac̄ão relativamente simples, empregando-se, de prefer̄ncia, o detetor de ouro para medidas absolutas.

II.4 - NEUTRONS INTERMEDIÁRIOS ($1 \text{ eV} \lesssim E \lesssim 0,5 \text{ MeV}$)

Os neutrons em moderação são, em geral, caracterizados por um espectro $\phi(E)$ variando aproximadamente segundo uma lei $1/E$. Para a medida do espectro, na faixa intermediária, utilizam-se correntemente os chamados *detetores ressonantes*, isto é, núclídeos que apresentam, nesta faixa, picos de ressonância em sua seção de choque de ativação.

Irradiando-se um detetor ressonante sob um filtro de cádmio, obtêm-se uma resposta R_{cd} , que se relaciona com o espectro intermediário $\phi(E)$, através da equação:

$$R_{cd} = \int_{E_{cd}}^{\infty} \sigma(E)\phi(E)dE \quad (\text{II.7})$$

onde E_{cd} é a energia de corte efetivo do filtro de cádmio.

Para os detetores ressonantes correntemente utilizados (In, Au, Co, Mn), a reação de ativação envolvida é a de captura radiativa (n, γ) e a contribuição do primeiro pico de ressonância é predominante na resposta. Neste caso, pode-se levantar o espectro por pontos, na faixa coberta pelas energias de ressonância dos detetores, mediante procedimento descrito nas referências /4/ e /5/.

O método é contudo, de pouca utilidade prática, desde que sua aplicação é restrita a uma pequena região da faixa intermediária: 1,5 eV (In); 337 eV (Mn).

Para a faixa intermediária de energias superiores, o método de ativação sofre sérias limitações, tendo em vista a inexistência de detetores apropriados.

O detetor de ródio, através da reação de limiar $[\text{Rh}^{103}(n, n')\text{Rh}^{103m}]$, com uma energia de limiar igual a 40 keV, parece ser o único viável nesta faixa.

Entretanto, dificuldades relacionadas com a medida da atividade absoluta do $\text{Rh}^{103\text{m}}$ restringem sua utilização em rotina.

II.5 - NEUTRONS RÁPIDOS ($E \geq 0,5$ MeV)

Os neutrons gerados por fissão apresentam uma distribuição energética particular, referida como espectro de fissão. Algumas características deste espectro são dadas abaixo e na figura (II.1).

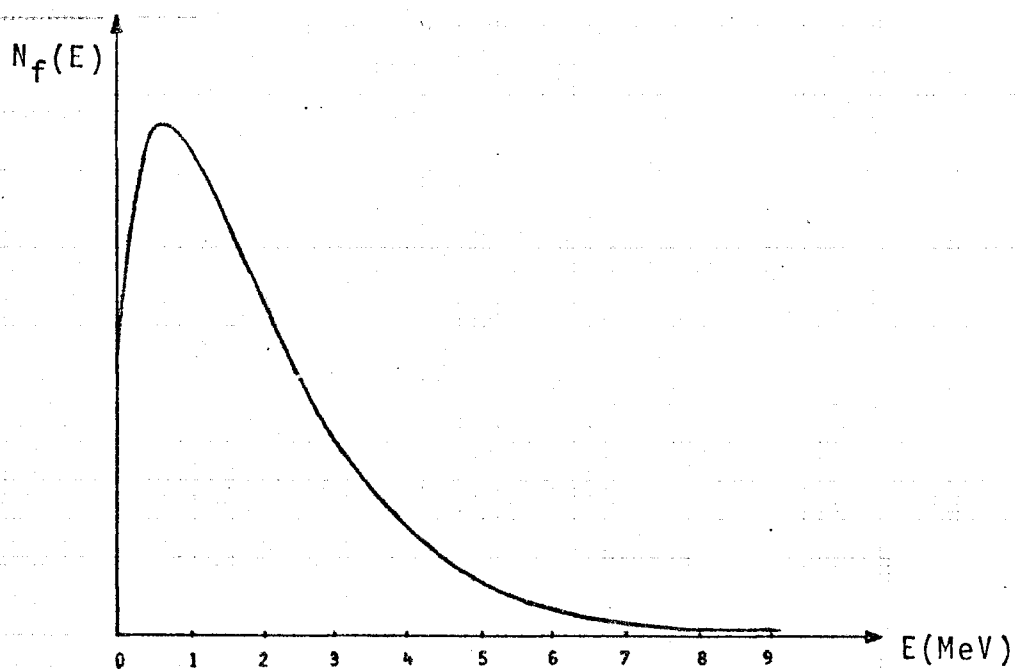


Fig. (II.1): FORMA DO ESPECTRO DE FISSÃO

$$\int_{0,1 \text{ MeV}}^{8 \text{ MeV}} N_f(E) dE = 98\% \quad (\text{com } N_f(E) \text{ normalizado a } 100\%)$$

Energia média: $\bar{E} \approx 2$ MeV

Energia mais provável: $E_p \approx 0,7$ MeV

Sob certas condições teóricas, pode-se mostrar que o espectro $\phi(E)$ de neutrons rápidos tem a mesma forma $N_f(E)$ do espectro de fissão /6/. Contudo, em diversas situações práticas, esta aproximação é insatisfatória e a forma do espectro deve ser determinada experimentalmente.

Para este fim, utilizam-se os chamados *detetores de limiar*, isto é, nuclídeos que sofrem reações de ativação que sã ocorrem a partir de uma certa energia do neutron (limiar da reação).

A resposta de um tal detetor será característica do espectro rápido, acima do limiar E_1 da reação:

$$R = \int_{E_1}^{\infty} \sigma(E) \phi(E) dE \quad (\text{II.8})$$

Irradiando-se um conjunto de detetores com limiares diferentes, pode-se levantar o espectro de neutrons rápidos por pontos, através do *método do fluxo integral*.

Este método se baseia nas seguintes considerações:

- (i) A curva de seção de choque real $\sigma(E)$ para um dado detetor de limiar é substituída por uma função salto σ_c , a partir de uma energia E_{ef} (limiar efetivo), como mostra do na figura (II.2).

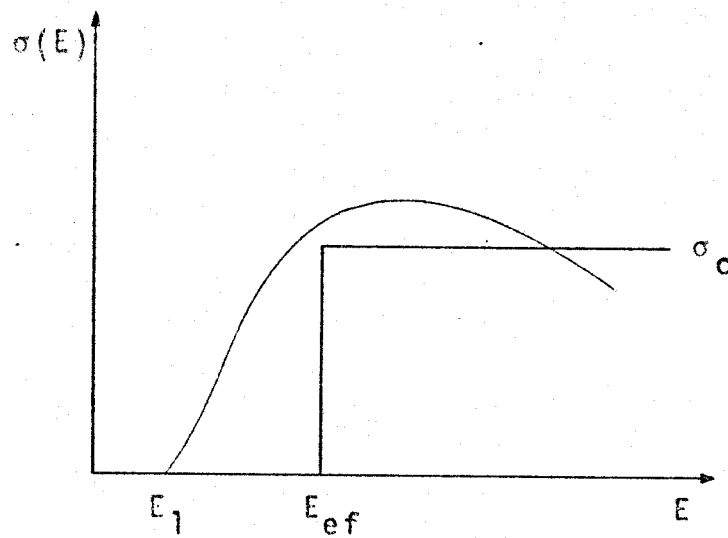


Fig. (II.2): SEÇÃO DE CHOQUE REAL E SEÇÃO DE CHOQUE SALTO

(ii) O par de valores σ_c , E_{ef} deve satisfazer a condição:

$$R = \int_{E_1}^{\infty} \sigma(E) \phi(E) dE = \int_{E_{ef}}^{\infty} \sigma_c \phi(E) dE \quad (\text{II.9})$$

ou seja:

$$R = \sigma_c \int_{E_{ef}}^{\infty} \phi(E) dE = \sigma_c \cdot \bar{\phi}(E_{ef}) \quad (\text{II.10})$$

onde $\bar{\phi}(E_{ef})$ é o fluxo integral acima do limiar efetivo E_{ef} .

- (iii) Como a forma do fluxo $\phi(E)$ não é conhecida "a priori", não se pode, conseqüentemente, determinar pares de valores σ_c , E_{ef} que satisfaçam (II.10).
- (iv) Para a determinação aproximada do par σ_c , E_{ef} impõe-se, inicialmente, a condição deste par satisfazer a equação (II.9) para um espectro de fissão $N_f(E)$:

$$\int_{E_1}^{\infty} \sigma(E) N_f(E) dE = \sigma_c \int_{E_{ef}}^{\infty} N_f(E) dE \quad (\text{II.11})$$

Supondo a forma $N_f(E)$ normalizada, a integral do primeiro membro é característica exclusiva do detetor e anotada por $\bar{\sigma}_f$ (seção de choque média ponderada no espectro de fissão). Assim:

$$\sigma_c \int_{E_{ef}}^{\infty} N_f(E) dE = \bar{\sigma}_f \quad (\text{II.12})$$

- (v) Para cada valor de E_{ef} , haverá um σ_c que satisfaz a equação acima.

No método proposto por Grundl e Usner /7/, aproveita-se desta indeterminação, para se escolher um único par σ_c , E_{ef} que, além de satisfazer (II.12), torne mínimo o erro cometido ao se considerar válida sua aplicação a um espectro real, cuja forma não difira muito do espectro de fissão.

Calculando-se pelo método de Grundl e Usner os valores de σ_c e E_{ef} para diversos detetores de limiar, pode-

se, então, levantar o espectro integral por pontos, desde que se meçam as respostas destes detetores. De (II.10), ob
têm-se:

$$\phi(E_{ef}) \approx R/\sigma_c \quad (II.13)$$

A aplicação do método, embora simples, se res
tringe a espectros próximos do de fissão. Além disso, a
obtenção do fluxo diferencial $\phi(E)$, por derivação da cur
va traçada, não oferece uma precisão satisfatória.

Capítulo III

FORMULAÇÕES DOS ESPECTROS DE NEUTRONS RÁPIDOS E INTERMEDIÁRIOS

III.1 - INTRODUÇÃO

Como já mencionado, a aplicação do método de ativação à espectrometria de neutrons conduz à obtenção de um conjunto de respostas, característico do espectro $\phi(E)$ a medir:

$$R_i = \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \phi(E) dE \quad i = 1, 2, \dots, n \text{ (nº de detetores utilizados)}$$

No caso geral, para que o fluxo diferencial $\phi(E)$ possa ser determinado, a partir deste conjunto de respostas experimentais, requer-se que $\phi(E)$ seja representado por uma função analítica $\psi(E)$, que atenda ao conjunto das respostas obtidas, isto é:

$$R_i = \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \psi(E) dE, \quad i = 1, 2, \dots, n \quad \text{(III.1)}$$

A escolha da forma de $\psi(E)$ é, de certo modo, arbitrária. Contudo, considerações teóricas podem conduzir à imposição de formas particulares, mais adequadas à representação do espectro real, nas diversas faixas de energia.

Assim, o problema de obtenção do espectro vai se

resumir na determinação dos parâmetros contidos na formulação proposta $\psi(E)$, através das n equações dadas por (III.1).

O número de detetores a se utilizar deverá ser igual ao número de parâmetros expressos na formulação. Detetores adicionais poderão ser utilizados para uma verificação, "a posteriori", da coerência entre a formulação proposta e o espectro real.

Deve-se ressaltar, no entanto, que a aplicação do método implica no conhecimento das curvas $\sigma_i = \sigma_i(E)$ de todos os detetores utilizados. Na realidade, um dos fatores que mais limitam o emprego do método é exatamente o conhecimento, muitas vezes precário, das curvas de variação da seção de choque dos detetores.

Apresentam-se, a seguir, considerações relativas a formulações dos espectros de neutrons rápidos e intermediários.

III.2 - NEUTRONS RÁPIDOS

III.2.1 - Introdução

A determinação do espectro de neutrons rápidos pelo método de ativação envolve, como se viu, a obtenção de respostas de detetores de limiar:

$$R_i = \int_{E_{1_i}}^{\infty} \sigma_i(E) \phi(E) dE \quad (III.2)$$

onde E_{1_i} é o limiar real da reação do detetor i .

Diversas formulações têm sido propostas e utilizadas para representar analiticamente o espectro real $\phi(E)$ de neutrons rápidos: funções escada, poligonal, polinomial;

desenvolvimento em s\u00e9rie de fun\u00e7\u00f5es ortonormais; espectro de fiss\u00e3o perturbado (m\u00e9todos de Uthe, Dietrich, Grundl e Usner, Genthon), etc. Um estudo gen\u00e9rico destas formula\u00e7\u00f5es, com suas vantagens e limita\u00e7\u00f5es, pode ser encontrado em /6/ e /8/.

Abordar-se-\u00e3o aqui apenas aspectos relevantes \u00e0s formula\u00e7\u00f5es utilizadas neste trabalho, quais sejam: espectro de fiss\u00e3o, espectro de fiss\u00e3o perturbado (Grundl e Usner, Dietrich, Genthon) e formula\u00e7\u00e3o de W. K\u00f6hler.

III.2.2 - Espectro de Fiss\u00e3o

Uma formula\u00e7\u00e3o prim\u00e1ria, a mais elementar, para o espectro de neutrons r\u00e1pidos consiste em se admitir para $\phi(E)$ uma forma id\u00eantica ao espectro de fiss\u00e3o:

$$\phi(E) \approx \psi_r(E) = A N_0(E), \quad (\text{III.3})$$

onde $N_0(E)$ \u00e9 uma forma anal\u00edtica do espectro de fiss\u00e3o.

Das v\u00e1rias f\u00f3rmulas semi-emp\u00edricas propostas para $N_0(E)$, as mais adotadas s\u00e3o as de Watt:

$$N_0(E) = \exp(-E) \sinh(2E)^{1/2} \quad (\text{III.4})$$

e de Leachman:

$$N_0(E) = E^{1/2} \exp(-\beta_0 E), \text{ com } \beta_0 = 0,775 \text{ MeV}^{-1} \quad (\text{III.5})$$

A formula\u00e7\u00e3o corresponde, a rigor, ao caso ideal de meio multiplicador infinito, com fontes de fiss\u00e3o unifor-

memente distribuídas e seções de choque constantes com a energia /8/.

Entretanto, a aproximação acima pode ser satisfatória em alguns casos práticos, como por exemplo, na região do núcleo de reatores de grande porte, moderados a água leve, sobretudo no domínio das altas energias ($E \geq 2$ MeV)/1,8/.

O parâmetro de intensidade A em (III.3) seria, então, determinado por um único detetor de limiar, com uma faixa de resposta no domínio de energia em que esta aproximação fosse justificável.

Assim para $\psi_r(E) = A N_0(E)$, tem-se:

$$R = \int_{E_1}^{\infty} \sigma(E)\phi(E)dE \approx A \int_{E_1}^{\infty} \sigma(E)N_0(E)dE$$

Fazendo

$$\frac{\int_{E_1}^{\infty} \sigma(E)N_0(E)dE}{\int_0^{\infty} N_0(E)dE} = \bar{\sigma}_f \quad (\text{III.6})$$

(seção de choque média ponderada no espectro de fissão*),

obtem-se:

* O valor de $\bar{\sigma}_f$, a rigor, depende da forma analítica $N_0(E)$ adotada para representar o espectro de fissão.

$$A = \frac{R}{\bar{\sigma}_f \int_0^{\infty} N_0(E) dE} \quad (\text{III.7})$$

A verificação da validade desta aproximação pode ser feita, utilizando-se dois ou mais detectores de limiar que respondam a faixas distintas de energia. Tem-se:

$$R_i = \int_{E_{1_i}}^{\infty} \sigma_i(E) \phi(E) dE \quad - \text{detetor } i$$

$$R_j = \int_{E_{1_j}}^{\infty} \sigma_j(E) \phi(E) dE \quad - \text{detetor } j$$

$$\text{Se } \phi(E) \approx A N_0(E) \rightarrow \frac{R_i}{R_j} \approx \frac{\bar{\sigma}_{f_i}}{\bar{\sigma}_{f_j}} \quad (\text{III.8})$$

Se a concordância não estiver dentro das incertezas experimentais, modificações desta formulação devem ser tentadas.

III.2.3 - Espectro de Fissão Perturbado

Considerando que, em muitas situações, o espectro de fissão é incapaz de descrever satisfatoriamente os espectros reais de neutrons rápidos, modificações diversas desta forma têm sido propostas.

As formas modificadas são, em geral, referidas como espectro de fissão perturbado.

III.2.3.1 - Método dos Índices de Espectro de Grundl e Usner

J. Grundl e A. Usner /7/ propõem representar o espectro rápido $\phi(E)$ por um espectro de fissão perturbado, expresso por:

$$\psi_r(E) = A E^{1/2} e^{-\beta E} \quad (\text{III.9})$$

onde o parâmetro β atende à perturbação.

A irradiação de dois detetores de limiar, convenientemente selecionados, conduz à determinação dos parâmetros de forma β e de intensidade A .

Irradiando-se detetores de limiar adicionais, pode-se verificar se o espectro, na faixa de energia coberta pelos detetores, é ou não satisfatoriamente representável por (III.9).

Para aplicação do método, agrupam-se os detetores em pares e, para cada par, determina-se um índice de espectro, razão das respostas experimentais:

$$S_{i,j} = \frac{R_i}{R_j} \quad (\text{III.10})$$

Em particular, para um espectro de fissão, tem-se:

$$\left[S_{i,j} \right]_0 = \left[\frac{R_i}{R_j} \right]_0 = \frac{\bar{\sigma}_{f_i}}{\bar{\sigma}_{f_j}} \quad (\text{III.11})$$

Por comodidade, introduz-se um índice de espectro relativo:

$$\rho_{i,j} = \frac{S_{i,j}}{\left[S_{i,j} \right]_0} = \frac{R_i}{R_j} \cdot \frac{\bar{\sigma}_{f_j}}{\bar{\sigma}_{f_i}} \quad (\text{III.12})$$

Admitindo que o espectro seja representável por (III.9), o valor previsto para $\rho_{i,j}$ seria:

$$\rho^*_{i,j}(\beta) = \frac{\int_{E_{1_i}}^{\infty} \sigma_i(E) E^{1/2} e^{-\beta E} dE}{\int_{E_{1_j}}^{\infty} \sigma_j(E) E^{1/2} e^{-\beta E} dE} \cdot \frac{\int_{E_{1_j}}^{\infty} \sigma_j(E) E^{1/2} e^{-\beta_0 E} dE}{\int_{E_{1_i}}^{\infty} \sigma_i(E) E^{1/2} e^{-\beta_0 E} dE} \quad (\text{III.13})$$

Assim, para cada valor de β , haverá um índice de espectro relativo $\rho^*_{i,j}$, devendo-se, então, escolher o valor

de β que torna $\rho^*_{i,j}(\beta) = \rho_{i,j}$.

Desde que β não seja muito diferente de β_0 , podem se exprimir as integrais de (III.13) em termos do limiar efetivo E_i e seção de choque salto σ_{c_i} :

$$\int_{E_i}^{\infty} \sigma_i(E) E^{1/2} e^{-\beta E} dE \approx \sigma_{c_i} \int_{E_i}^{\infty} E^{1/2} e^{-\beta E} dE = \sigma_{c_i} \Delta_{0,5}(E_i; \beta)$$

onde $\Delta_{0,5}$ é função tabelada de E_i e β (ver ref. /1/), definida por

$$\Delta_{\nu}(E; \beta) = \int_E^{\infty} X^{\nu} e^{-\beta X} dX$$

Neste caso:

$$\rho^*_{i,j}(\beta) \approx \frac{\Delta_{0,5}(E_i; \beta)}{\Delta_{0,5}(E_j; \beta)} \cdot \frac{\Delta_{0,5}(E_j; \beta_0)}{\Delta_{0,5}(E_i; \beta_0)} \quad (\text{III.14})$$

Utilizando-se um terceiro detetor, k , obtem-se, analogamente, um novo valor β' tal que

$$\rho^*_{i,k}(\beta') = \rho_{i,k} \quad (\text{III.15})$$

Se, dentro das incertezas experimentais, os dois valores de β se recobrem, pode-se considerar que a representação do espectro real por uma forma $E^{1/2} e^{-\beta E}$ é satisfatória, dentro do domínio de energia coberto pelos detetores utilizados.

Determinado β , A pode ser calculado com a resposta de um dos detetores:

$$R_i = A \int_{E_{1i}}^{\infty} \sigma_i(E) E^{1/2} e^{-\beta E} dE \quad (\text{III.16})$$

Se $\beta \sim \beta_0$:

$$R_i \approx A \sigma_{C_i} \Delta_{0,5}(E_i; \beta)$$

$$A \approx \frac{R_i}{\sigma_{C_i} \Delta_{0,5}(E_i; \beta)} \quad (\text{III.17})$$

III.2.3.2 - Método Semi-Empírico de Dietrich

Diversas formas propostas de espectro de fissão perturbado se enquadram no tipo:

$$\psi_r(E) = A f(E) N_0(E) \quad (\text{III.18})$$

onde $f(E)$ é uma função que responde pela perturbação.

Em particular, O.W. Dietrich /9/, considerando os fenômenos físicos que degradam o espectro de fissão, concluiu

que a função $f(E)$ poderia ser expressa por:

$$f(E) = \frac{1}{1 + \alpha E^{-0,725}} \quad (\text{III.19})$$

onde α é um parâmetro a ser ajustado pelos dados experimentais.

A formulação de Dietrich se mostra mais adequada para representar o espectro de neutrons rápidos, na faixa de 2 a 12 MeV, em reatores homogêneos (ou que possam ser considerados como tais).

O valor do parâmetro α deve ser escolhido, de modo a se obter a melhor coerência possível entre as respostas experimentais e as respostas calculadas com diversos valores de α , para o conjunto de detetores de limiar utilizados.

III.2.3.3 - Formulação de Genthon

J. P. Genthon /1/ apresenta, na faixa de neutrons rápidos, uma formulação bastante geral e simples, capaz de atender a diferentes situações práticas, quanto ao tipo de moderador do reator (água leve, água pesada e grafita) e quanto à posição do local de medida.

Exprime-se a forma analítica do espectro por:

$$\psi_r(E) = A \left[E^{v_1} \exp(-\beta_1 E) + d E^{v_2} \exp(-\beta_2 E) \right], \quad E \geq V \quad (\text{III.20})$$

onde $v_1, \beta_1, v_2, \beta_2$ e d são parâmetros ajustáveis, quer experi

mentalmente, quer por considerações de cálculo de espectros. V define um limiar de energia, acima do qual se aplica a representação proposta, sendo determinado por considerações de cálculo.

No caso de reatores moderados a água leve (onde se enquadra melhor o reator TRIGA, moderado principalmente pelo hidreto de zircônio), Genthon propõe:

$$\psi_r(E) = A \left[E^{1/2} \exp(-\beta_0 E) + d E^5 \exp(-\beta E) \right], \quad E \geq 1 \text{ MeV} \quad (\text{III.21})$$

sendo os parâmetros A , d e β determinados pelas respostas de três detetores de limiar, ou alternativamente, de apenas dois detetores, admitindo-se uma correlação entre d e β , obtida através de cálculo de espectro (ref. /1/).

No caso de se usar dois detetores, i e j , tem-se:

$$R_i = \int_{E_{\ell_i}}^{\infty} \sigma_i(E) \phi(E) dE = \int_{E_{\ell_i}}^{\infty} \sigma_i(E) \psi_r(E) dE \quad (\text{III.22})$$

$$R_j = \int_{E_{\ell_j}}^{\infty} \sigma_j(E) \phi(E) dE = \int_{E_{\ell_j}}^{\infty} \sigma_j(E) \psi_r(E) dE \quad (\text{III.23})$$

Para comodidade de cálculos, Genthon propõe ainda

que a seção de choque real $\sigma = \sigma(E)$ seja substituída por uma função analítica $s(E)$ que, na sua forma mais simples, é dada por:

$$s(E) = S \left[1 - \left(\frac{E_\ell}{E} \right)^2 \right], \quad E > E_\ell \quad (\text{III.24})$$

onde S e E_ℓ são parâmetros tais que o método de Grundl e Usner para determinação do limiar efetivo [seção II.5] dê resultados idênticos, quer aplicado a $\sigma(E)$, quer aplicado a $s(E)$.

Impondo esta condição, obtém-se:

$$\frac{\Lambda_{1,s}(E_\ell; \beta_0)}{\Lambda_{0,s}(E_\ell; \beta_0)} = \frac{\Delta_{1,s}(E_{ef}; \beta_0)}{\Delta_{0,s}(E_{ef}; \beta_0)} \quad (\text{III.25})$$

$$S = \sigma_c \left[\frac{\Delta_{0,s}(E_{ef}; \beta_0)}{\Lambda_{0,s}(E_\ell; \beta_0)} \right] \quad (\text{III.26})$$

onde σ_c e E_{ef} são os valores da função salto e limiar efetivo no método de Grundl e Usner e

$$\Lambda_\nu(E; \beta) = \Delta_\nu(E; \beta) - E^2 \Delta_{\nu-2}(E; \beta) \quad (\text{III.27})$$

Substituindo $\sigma(E)$ por $s(E)$ nas expressões das repostas, obtém-se:

$$R_i = AS_i \left[\Lambda_{0,5}(E_{\ell_i}; \beta_0) + d\Lambda_5(E_{\ell_i}; \beta) \right] \quad (\text{III.28})$$

$$R_j = AS_j \left[\Lambda_{0,5}(E_{\ell_j}; \beta_0) + d\Lambda_5(E_{\ell_j}; \beta) \right] \quad (\text{III.29})$$

Considerando o índice de espectro relativo $\rho_{i,j}$ definido em III.2.3.1, tem-se:

$$\rho_{i,j} = \frac{R_i}{R_j} \cdot \left[\frac{R_j}{R_i} \right]_0 = \frac{R_i}{R_j} \cdot \frac{\bar{\sigma}_{f_j}}{\bar{\sigma}_{f_i}} \quad (\text{III.30})$$

Pela formulação Genthon, o valor previsto para $\rho_{i,j}$ será:

$$\rho_{i,j}^*(\beta, d) = \frac{1+d \cdot \left[\frac{\Lambda_5(E_{\ell_i}; \beta)}{\Lambda_{0,5}(E_{\ell_i}; \beta_0)} \right]}{1+d \cdot \left[\frac{\Lambda_5(E_{\ell_j}; \beta)}{\Lambda_{0,5}(E_{\ell_j}; \beta_0)} \right]} = \frac{1+dr_i}{1+dr_j} \quad (\text{III.31})$$

onde r_i e r_j são os termos entre colchetes.

Admitindo-se correlação entre d e β , o valor experimental $\rho_{i,j}$ determina os valores de β e d que satisfazem esta correlação e a equação acima.

Conhecidos d e β , determina-se A , através de uma das respostas:

$$A = \frac{R_i}{S_i \Lambda_{0,5}(E_{\ell_i}; \beta_0) \cdot (1 + dr_i)} \quad (\text{III.32})$$

Para o cálculo dos parâmetros, Genthon recomenda os detetores de limiar de enxofre, $S^{32}(n,p)P^{32}$, e de alumínio, $Al^{27}(n,\alpha)Na^{24}$.

III.2.4 - Formulação de Köhler

A formulação proposta por W. Köhler/10/ visa representar $\phi(E)$ na região $0,1 \text{ MeV} < E < 10 \text{ MeV}$ que, para efeito da formulação, é dividida em três faixas:

$$(a) \quad 0,1 < E < 1,5 \quad \text{MeV} \rightarrow \psi_r(E) = \psi_1 = \text{const} \quad (\text{III.33a})$$

$$(b) \quad 1,5 < E < 3,0 \quad \text{MeV} \rightarrow \psi_r(E) = \psi_2 = \text{const} \quad (\text{III.33b})$$

$$(c) \quad 3,0 < E < 10,0 \quad \text{MeV} \rightarrow \psi_r(E) = a e^{-\alpha E} \quad (\text{III.33c})$$

$$\text{Seja: } \int_E^{\infty} \psi_r(E) dE = \phi(E) \quad - \text{fluxo integral formulado} \quad (\text{III.34})$$

Tem-se:

$$\psi_1 = \frac{\phi(E_1) - \phi(E_2)}{E_2 - E_1} = \frac{\Delta\phi_1}{(\Delta E)_1} \quad (\text{III.35})$$

$$\psi_2 = \frac{\phi(E_2) - \phi(E_3)}{E_3 - E_2} = \frac{\Delta\phi_2}{(\Delta E)_2} \quad (\text{III.36})$$

$$a = \frac{\phi(E_3)}{\int_{E_3}^{\infty} e^{-\alpha E} dE} = \phi(E_3) \alpha e^{\alpha E_3} \quad (\text{III.37})$$

onde: $E_1 = 0,1 \text{ MeV}$; $E_2 = 1,5 \text{ MeV}$; $E_3 = 3,0 \text{ MeV}$

Para a determinação dos parâmetros da formulação $[\Delta\phi_1, \Delta\phi_2, \phi(E_3) \text{ e } \alpha]$, Köhler sugere a utilização dos detetores de limiar de Np, Th, Ni e Al, que, para um espectro de fissão, apresentam 90% da resposta dentro dos seguintes limites:

Reações	Limite inferior (MeV)	Limite superior (MeV)
$^{237}\text{Np}(n,f)$	0,75	4,4
$^{232}\text{Th}(n,f)$	1,70	6,1

$^{58}\text{Ni}(n,p)$	2,50	6,6
$^{27}\text{Al}(n,\alpha)$	6,80	11,1

Para a obtenção do parâmetro α , determina-se o índice de espectro $S_{i,j}$ para o par de detetores Ni-Al:

$$S_{i,j} = \frac{R_{\text{Ni}}}{R_{\text{Al}}} \quad (\text{III.38})$$

Pela formulação, o valor previsto para $S_{i,j}$ seria:

$$S_{i,j}^* = \frac{\int_0^{\infty} \sigma_i(E) e^{-\alpha E} dE}{\int_0^{\infty} \sigma_j(E) e^{-\alpha E} dE} = S_{i,j}^*(\alpha) \quad (\text{III.39})$$

Escolhe-se, então, o valor de α que torna $S_{i,j}^*(\alpha) = S_{i,j}$.

O parâmetro $\phi(E_3)$ é obtido através da resposta do detetor de Ni:

$$R_{Ni} = \int_0^{\infty} \sigma(E) \psi_r(E) dE =$$

$$= a \int_0^{\infty} \sigma(E) e^{-\alpha E} dE = \phi(E_3) \left[\begin{array}{c} \int_0^{\infty} \sigma(E) e^{-\alpha E} dE \\ \hline \int_{E_3}^{\infty} e^{-\alpha E} dE \end{array} \right]$$

$$R_{Ni} = \phi(E_3) \cdot c(\alpha), \text{ onde } c(\alpha) = \left[\begin{array}{c} \int_0^{\infty} \sigma(E) e^{-\alpha E} dE \\ \hline \int_{E_3}^{\infty} e^{-\alpha E} dE \end{array} \right]$$

$c(\alpha)$, seção de choque efetiva, dependente da forma do espectro expressa pelo parâmetro α , é obtida em gráfico (figura 2, da ref. /10/).

$$\text{Assim: } \phi(E_3) = \frac{R_{Ni}}{c(\alpha)} \quad (\text{III.40})$$

Os parâmetros $\Delta\phi_1$ e $\Delta\phi_2$ são determinados pelas

respostas dos detetores de Np e Th, juntamente com os valores já obtidos de α e $\phi(E_3)$. Assim:

$$R_{Np} = \int_0^{\infty} \sigma(E)\psi_r(E)dE =$$

$$= \int_{E_1}^{E_2} \sigma(E)\psi_1 dE + \int_{E_2}^{E_3} \sigma(E)\psi_2 dE + \int_{E_3}^{\infty} \sigma(E) a e^{-\alpha E} dE$$

$$R_{Np} = b_1 \Delta\phi_1 + b_2 \Delta\phi_2 + b_3 \phi(E_3) \quad (\text{III.41})$$

onde:

$$b_1 = \frac{\int_{E_1}^{E_2} \sigma(E)dE}{(\Delta E)_1} ; b_2 = \frac{\int_{E_2}^{E_3} \sigma(E)dE}{(\Delta E)_2} ;$$

$$b_3 = \frac{\int_{E_3}^{\infty} \sigma(E)e^{-\alpha E} dE}{\int_{E_3}^{\infty} e^{-\alpha E} dE}$$

Analogamente:

$$R_{Th} = c_1 \Delta \phi_1 + c_2 \Delta \phi_2 + c_3 \phi(E_3) \quad (\text{III.42})$$

Os coeficientes b_i e c_i são seções de choque médias de grupo, ressaltando-se que os valores de b_3 e c_3 dependem, a rigor, de α :

$$b_3 = b_3(\alpha) \quad , \quad c_3 = c_3(\alpha).$$

As equações (III.41) e (III.42) determinam assim $\Delta \phi_1$ e $\Delta \phi_2$.

III.3 - NEUTRONS INTERMEDIÁRIOS

III.3.1 - Introdução

Como mencionado em II.4, o procedimento usual de medida de neutrons intermediários consiste em se determinar as respostas de detetores ressonantes, irradiados sob um filtro de cádmio:

$$R_i = \int_{E_{cd}}^{\infty} \sigma_i(E) \phi(E) dE \quad (\text{III.43})$$

onde E_{cd} é a energia de corte efetivo do cádmio.

Em alguns casos, uma forma $1/E$ é suficiente para descrever o espectro, nesta faixa de energia. Outras representações podem ser, contudo, mais adequadas para atender às diversas situações práticas.

III.3.2 - Formulação $1/E$

A partir de considerações teóricas, pode-se admitir um espectro $1/E$ para neutrons em moderação, sob as seguintes condições /11/:

- (i) Meio infinito e homogêneo.
- (ii) Fontes uniformemente distribuídas.
- (iii) Σ_s independente de E .
- (iv) Ausência de absorção durante a moderação.

Embora estas condições sejam irrealizáveis, conta-se na prática que a aproximação $1/E$ é satisfatória em alguns casos particulares.

Neste caso, um único detetor ressonante determina o espectro intermediário:

$$\phi(E) \approx \psi_i(E) = \frac{K}{E} \quad (\text{III.44})$$

$$R_{cd} = \int_{E_{cd}}^{\infty} \sigma(E) \psi_i(E) dE = K \int_{E_{cd}}^{\infty} \frac{\sigma(E)}{E} dE \quad (\text{III.45})$$

A integral é característica exclusiva do detetor (integral de ressonância I). Assim, o parâmetro de intensidade K será dado por:

$$K = \frac{R_{cd}}{I} \quad (\text{III.46})$$

Para evitar a medida da atividade absoluta do detetor, exprime-se frequentemente o valor de K em termos do fluxo térmico, utilizando-se o método da razão de cádmio /4/:

$$K = \frac{\sigma(E_0)/I}{r_{cd} \cdot F_{cd}} \Phi_{th} \quad (\text{III.47})$$

onde: $\sigma(E_0)$ - seção de choque de ativação na energia E_0 , correspondente a $v_0 = 2200$ m/s;

r_{cd} - razão de cádmio do detetor;

F_{cd} - fator de correção da absorção epitérmica pelo filtro de cádmio;

Φ_{th} - fluxo térmico convencional.

Utilizando-se detetores ressonantes adicionais, pode-se verificar a validade desta formulação, dentro da faixa de energia coberta pelos detetores. Na prática, esta verificação só é viável numa região restrita da faixa intermediária (de E_{cd} a ~ 400 eV).

Como assinala Genthon /1/, na maioria das situações reais, o espectro de neutrons intermediários se afasta

sensivelmente da forma $1/E$, havendo, então, necessidade de se escolher uma forma mais geral para representar o espectro.

Alguns autores, baseando-se em considerações teóricas, propõem uma forma $1/E^{1+m}$, com o parâmetro m ajustável às condições particulares do espectro /11/.

III.3.3 - Formulação de Genthon

Na faixa intermediária, Genthon /1/, propõe uma formulação semi-empírica, tendo em vista as seguintes considerações:

(i) Para um meio moderador hidrogenado, uma aproximação

$$\psi_i(E) = \frac{K}{E} \frac{\Sigma_s(E_0)}{\Sigma_s(E)} \text{ seria justificável.}$$

(ii) A razão $\Sigma_s(E_0)/\Sigma_s(E)$ pode ser bem aproximada por uma expressão do tipo $e^{b\sqrt{E}}$, que convém ainda a outros moderadores.

(iii) Esta correção é, contudo, insuficiente na faixa superior da região intermediária e um termo adicional deve ser introduzido para acoplar o espectro intermediário com o espectro rápido.

Genthon propõe, assim, a seguinte formulação de fluxo intermediário:

$$\psi_i(E) = \frac{K}{E} e^{b\sqrt{E}} + (A-FK)N_0(E), \quad \sim 3 \text{ keV} < E \leq V$$

(III.48)

onde:

V energia de junção dos espectros

F parâmetro determinado (juntamente com V), de modo a tornar o fluxo e sua derivada contínuos, no ponto $E = V$

A parâmetro de intensidade de neutrons rápidos

b parâmetro livre que permite ajustar a formulação para diferentes naturezas do moderador.

Em baixas energias e reatores moderados a água leve, a aproximação $1/E$ é razoavelmente válida. Ainda para reatores moderados a H_2O , Genthon conclui que o valor de b, que melhor se ajusta à forma dos espectros calculados para diversas situações de medida, seria:

$$b = 1,45 \text{ MeV}^{-1/2}$$

Para este valor de b:

$$V = 1 \text{ MeV} \quad \text{e} \quad F = 9,25$$

Assim:

$$\psi_i(E) = \frac{K}{E} e^{1,45\sqrt{E}} + [A - 9,25K] N_0(E)$$

$$\sim 3 \text{ keV} < E \leq 1 \text{ MeV} \quad (\text{III.49})$$

Para a determinação de K, Genthon assinala que no entorno de 3 keV, as curvas $E\phi(E)$ para os diversos espectros calculados, passam, em geral, por uma região de "plateau":

$$E\phi(E) \approx K^* \quad , \quad E \sim 3 \text{ keV}$$

A formulação proposta não prevê, contudo, um "plateau" nesta

região : $E\psi_i(E) \approx K e^{b\sqrt{E}}$. Determina-se, então, o valor de K da formulação, de modo a compensar esta discrepância, isto é,

$$\left[E\psi_i(E) \right]_{3 \text{ keV}} = K^*$$

ou seja:

$$K e^{1,45\sqrt{3 \times 10^{-3}}} = K^* \rightarrow K = \frac{K^*}{1,085} \quad (\text{III.50})$$

Na falta de um detetor ressonante que possa fornecer K^* , correspondente a $E\phi(E)$ no entorno de 3 keV, utiliza-se o detetor de manganês, admitindo-se que $[E_r\phi(E_r)]_{\text{Mn}} \approx K^*$, onde $E_r = 337 \text{ eV}$, é a energia de ressonância do manganês.

Para a determinação de $[E_r\phi(E_r)]_{\text{Mn}}$, utilizam-se procedimentos já referidos em II.4 e que podem ser assim resumidos:

Procedimento (i):

A contribuição $1/v$ da ativação epitérmica do Mn é corrigida, através de detetores ressonantes adicionais: supõe-se que $E\phi(E)$ varie linearmente entre as energias de ressonância (1ª ressonância) dos detetores utilizados e se mantenha constante, na região exterior às ressonâncias extremas.

Para detetores de Au e In acoplados ao detetor de Mn, Genthon calculou:

$$[E_r\phi(E_r)]_{\text{Mn}} = 1,613 K'_{\text{Mn}} - 0,353 K'_{\text{In}} - 0,260 K'_{\text{Au}} \quad (\text{III.51})$$

onde

$$K'_i = \left[\frac{\sigma(E_0)/I}{r_{cd} - F_{cd}} \right]_i \Phi_{th}, \quad i = Mn, In, Au. \quad (III.52)$$

Procedimento (ii):

Corrige-se a contribuição epitérmica $1/v$, através de um detetor $1/v$ puro, não sendo necessária qualquer hipótese sobre a forma do fluxo.

Sendo X um tal detetor, Genthon encontrou:

$$[E_r \phi(E_r)]_{Mn} = 1,847 K'_{Mn} - 0,847 K'_X \quad (III.53)$$

Considerando a não disponibilidade de um detetor seguramente $1/v$ puro, este procedimento será utilizado apenas como verificação do anterior, através de um detetor de sódio, que se aproxima de um $1/v$ puro.

Capítulo IV

PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

IV.1 - INTRODUÇÃO

Descrevem-se, neste capítulo, as características do local de medida, as características dos detetores e das reações de ativação utilizadas, as condições de irradiação e, finalmente, os procedimentos de contagem dos detetores para obtenção das respostas experimentais.

IV.2 - LOCAL DE MEDIDA

As medidas de espectro de neutrons rápidos e intermediários referentes a este trabalho foram efetuadas no tubo central do reator TRIGA MARK I do IPR (figura IV.1).

As características deste reator estão descritas em diversas publicações /12, 13/, sendo aqui resumidos apenas os aspectos mais relevantes à caracterização do local de medida.

Trata-se de um reator de pesquisa, projetado para funcionamento a 30 kW, em regime e, intermitentemente, a potência máxima de 100 kW. Atualmente, se operam modificações para funcionamento a 250 kW, em regime.

Utiliza urânio enriquecido a 20% como combustível e, como moderador principal, hidreto de zircônio, intimamente incorporado ao combustível. O núcleo atual comporta 58 elementos combustíveis cilíndricos, dispostos num reticulado hexagonal (figura IV.2). O núcleo é envolvido por um anel de elementos falsos de grafita e, a seguir, por um anel contínuo de grafita, constituindo o refletor radial. A reflexão axial

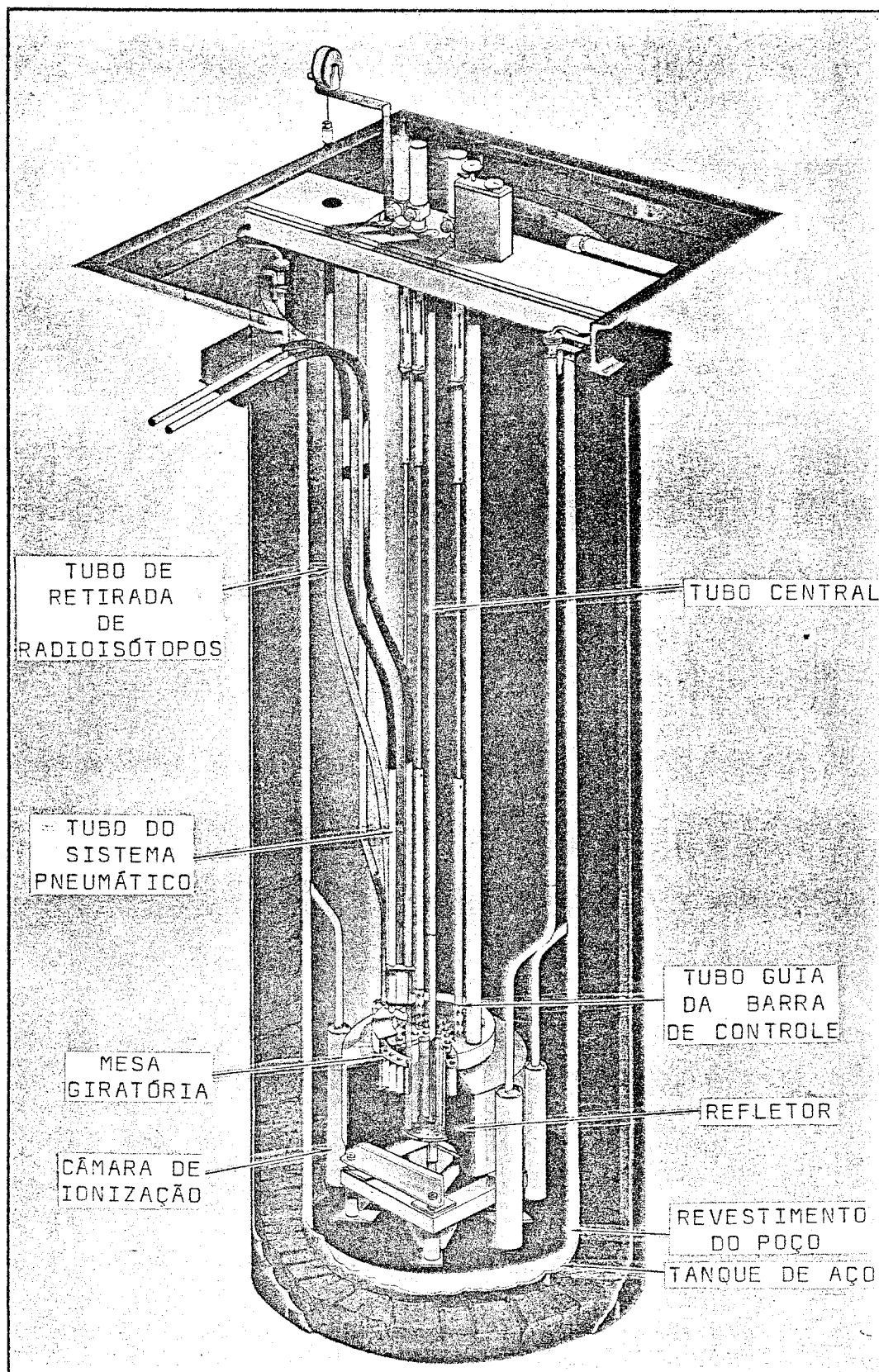
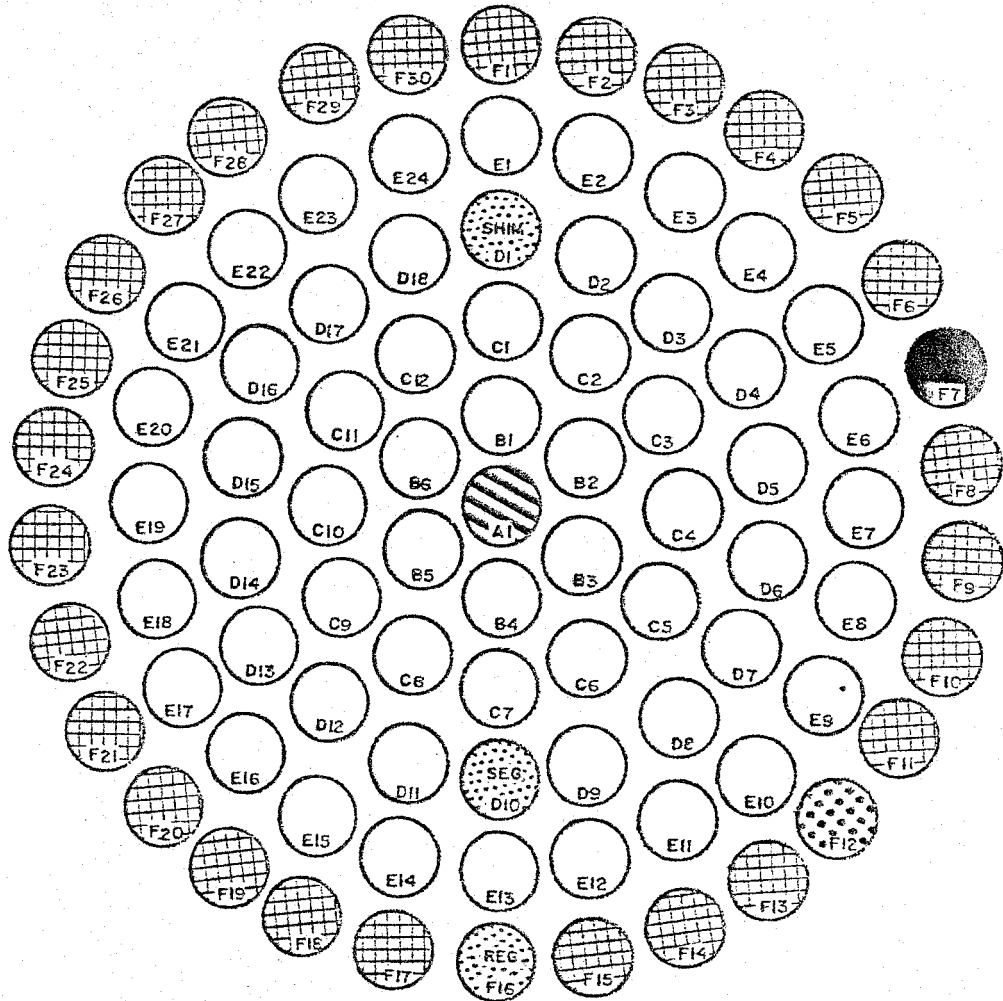


Fig. (IV.1): VISTA EM CORTE DO REATOR IPR-R1 (TRIGA MARK I)

○ EIXO DE COMANDO DA MESA GIRATÓRIA



- | | |
|------------------------|-------------------------------|
| ○ ELEMENTO COMBUSTÍVEL | ● FONTE DE NEUTRONS |
| ⊞ ELEMENTO DE GRAFITA | ⊙ TERMINAL DO TUBO PNEUMÁTICO |
| ⊘ BARRA DE CONTROLE | ⊖ TUBO CENTRAL |

Fig. (IV.2): CONFIGURAÇÃO ATUAL DO NÚCLEO

é provida por tarugos de grafita, alojados nas extremidades dos próprios elementos combustíveis.

Água leve desmineralizada funciona como refrigerante (convecção natural), como blindagem e como moderador adicional.

O controle do reator é efetuado pela operação de três barras absorvedoras contendo carboneto de boro.

O reator apresenta três dispositivos especiais para irradiação de amostras, quais sejam:

(i) *Tubo Central*: tubo vertical de alumínio que atravessa a região central do núcleo, permitindo irradiações de amostras (na água) sob fluxos elevados:

$$\left. \phi_{th} \right|_{max} \approx 1,3 \times 10^{12} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (30 \text{ kW})$$

(ii) *Mesa Giratória*: alojada numa cavidade cilíndrica do refletor de grafita, comporta 40 receptáculos para irradiação de amostras, montados num suporte giratório:

$$\phi_{th} \approx 2,0 \times 10^{11} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (30 \text{ kW})$$

(iii) *Sistema Pneumático*: permite introdução e retirada rápidas de amostras para irradiação na periferia do núcleo:

$$\phi_{th} \approx 5,3 \times 10^{11} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (30 \text{ kW})$$

Escolheu-se como local para medida do espectro uma posição central do núcleo, cerca de 5 cm acima do ponto de fluxo térmico máximo (figura IV.3). Esta escolha se prendeu à facilidade de acesso (tubo central), bem como à maior facilidade de comparação entre o espectro medido e o espectro previsto através de cálculo.

IV.3 - DETETORES UTILIZADOS

Com a finalidade de se determinar os parâmetros das formulações de espectro rápido e intermediário, descritas no Cap. III, selecionou-se um conjunto de detetores por ativação, cujas características se encontram resumidas nas tabelas (IV.1), (IV.2) e (IV.3).

Na escolha dos detetores, levou-se em conta não só as peculiaridades das formulações, mas também a disponibilidade e facilidade de determinação das respostas.

Para cálculo dos parâmetros da formulação de Genthon, substituiu-se o detetor de enxofre (recomendado) pelo detetor de níquel, tendo em vista a maior simplicidade de determinação da resposta deste último.

O detetor de tório (formulação de Köhler), fornecido pela Agência Internacional de Energia Atômica (AIEA), apresentou problemas de atividades parasitas ao se efetuar sua contagem. O detetor de limiar de índio, com uma faixa de resposta semelhante, foi, então, introduzido para substituição do tório. Posteriormente, utilizou-se um detetor de tório metálico, fornecido pela Reactor Experiments, Inc. (REX), que deu resultados satisfatórios.

Na faixa intermediária, foram utilizados os detetores ressonantes convencionais de índio, ouro e manganês e, ainda, um detetor de sódio, para estimar a correção de ativação $1/v$ (procedimento (ii), seção III.3.3).

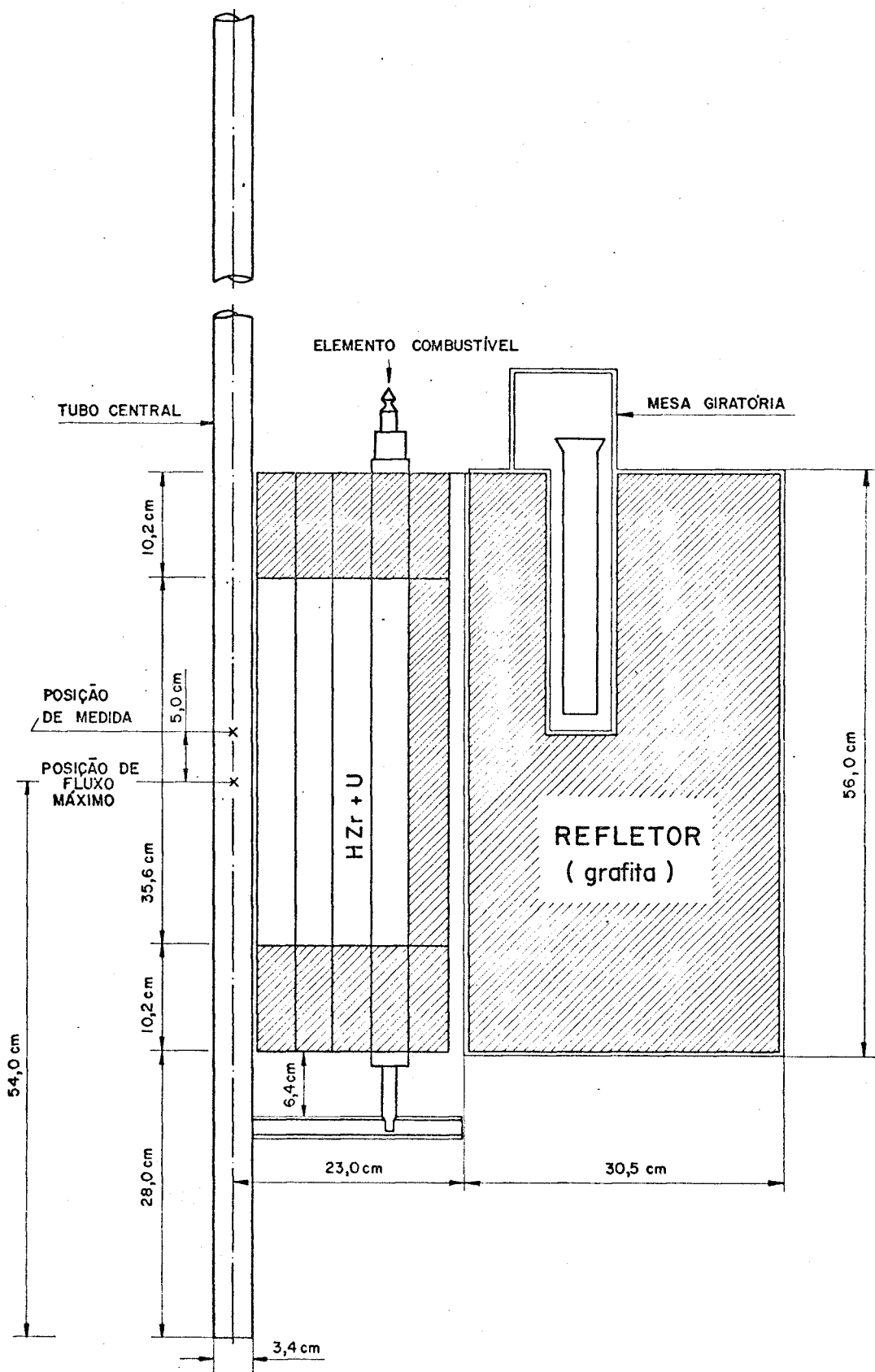


Fig. (IV.3): CORTE VERTICAL DO NÚCLEO DO TRIGA

TABELA (IV.1)

CARACTERÍSTICAS DAS REAÇÕES DE LIMIAR

DETECTOR	REAÇÃO	N_0/m ($10^{21}g^{-1}$)	E_{ef} (MeV)	σ_c (mb)	$\bar{\sigma}_f$ (mb)	$T_{1/2}$	E_Y (MeV)	$A_{Y/A}$ (%)
Np	$Np^{237}(n,f)Ba^{140}$ (a)	2,54	0,80 /16/	1804	1340 ± 30 /17/	12,8 d	1,60	96
Th	$Th^{232}(n,f)Ba^{140}$ (b)	2,60	1,83 (c)	168	70 ± 3 /17/	12,8 d	1,60	96
In	$In^{115}(n,n')In^{115m}$	5,03	1,15 (d)	283	175 ± 9 (e)	4,52 h	0,335	47,5
Ni	$Ni^{58}(n,p)Co^{58}$	6,97	2,79 /1/	460	105 ± 5 /18/	71,3 d	0,81	100,1
Al	$Al^{27}(n,\alpha)Na^{24}$	22,33	7,49 /1/	74	$0,65 \pm 0,03$ /18/	15,0 h	1,37	100

(a) Rendimento de fissão: $(5,0 \pm 0,3)\%$ /10/(b) Rendimento de fissão: $(7,64 \pm 0,50)\%$ /10/

(c) Calculado com dados de /1,14/

(d) Calculado com dados de /1,15/

(e) Calculado com dados de /15/

TABELA (IV.2)

CARACTERÍSTICAS FÍSICAS DOS DETETORES DE LIMIAR

DETETOR	ESPESSURA (mm)	DIÂMETRO (mm)	MASSA (mg)	PROCEDÊNCIA	PUREZA (%)	APRESENTAÇÃO
Np	1,10±0,01	9,80±0,01	1,326±0,007	AIEA	-	1 mg de NpO ₂ prensado entre duas folhas de Al de 0,5 mm
Th	2,15±0,01	10,00±0,01	21,86 ±0,11	AIEA	-	Vidro de silicato com 4% de ThO ₂
Th	0,05±0,01	12,70±0,01	80,50 ±0,05	REX	99,885	Folha metálica
In	0,25±0,01	12,70±0,01	231,00 ±0,05	REX	99,999	Folha metálica
Ni	0,10±0,01	10,00±0,01	70,58 ±0,05	AIEA	99,999	Folha metálica
Al	0,13±0,01	10,00±0,01	23,48 ±0,05	AIEA	99,999	Folha metálica

TABELA (IV.3)

CARACTERÍSTICAS DAS REAÇÕES DE ATIVAÇÃO DOS DETETORES RESSONANTES

DETECTOR	REAÇÃO	$\sigma(E_0)/4/$ (b)	I/4/ (b)	F _{cd} /2/	E _r /4/ (eV)	I _r /4/ (b)	T _{1/2}	E _γ (MeV)
In*	In ¹¹⁵ (n,γ)In ^{116m}	150 ± 10	2060 ± 300	1,15	1,457	2000 ± 300	54,0 min	1,27
Au*	Au ¹⁹⁷ (n,γ)Au ¹⁹⁸	98,8 ± 0,2	1543 ± 20	1,05	4,906	1505 ± 20	2,7 d	0,411
Mn*	Mn ⁵⁵ (n,γ)Mn ⁵⁶	13,22 ± 0,08	11,1 ± 1,2	1,88	337	6,0 ± 1,2	154,5 min	0,845
Na**	Na ²³ (n,γ)Na ²⁴	0,524 ± 0,010	0,202	2,7	2850	~0	15,0 h	1,37

* Depósitos sobre polistireno, diâmetro de (8,00±0,01) mm, em cápsulas de plexiglass, de procedência francesa.

** Sódio disperso em vidro, diâmetro de (10,00±0,01) mm e espessura de (1,00±0,01) mm, de procedência francesa.

IV.4 - IRRADIAÇÕES

Expõem-se, a seguir, as condições de irradiação dos detetores. Precauções foram tomadas para se minimizar erros sistemáticos.

IV.4.1 - Detetores Ressonantes

O parâmetro K das formulações de neutrons intermedíarios é obtido com as respostas dos detetores ressonantes. Resumem-se as medidas em determinação de razões de cádmio.

A irradiação definitiva foi feita segundo as condições da tabela abaixo:

TABELA (IV.4)

CONDIÇÕES DE IRRADIAÇÃO DOS DETETORES RESSONANTES

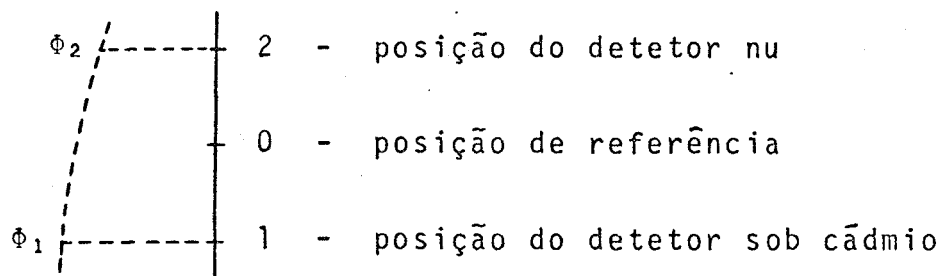
DETETOR	POTÊNCIA (kW)	TEMPO (min)
In	0,1	9
Au	10	25
Mn	5	16
Nà	0,5	16

Para os detetores irradiados sob cádmio, utilizou-se estojo cilíndrico, com parede de 1 mm de espessura e diâmetro de 16 mm.

IV.4.1.1 - Correção de Posição

Como os detetores nu e sob cádmio não podem ser irradiados simultaneamente na posição de medida (separação m_i

nima de 7,5 cm /11/), eles foram irradiados em duas posições axiais, distantes de 10 cm. Para corrigir a diferença de fluxo das duas posições, utilizou-se a ativação de detectores de ouro espessos:



Admitindo-se que a razão de cádmio não varie sensivelmente entre as duas posições*, o fluxo térmico Φ_i será proporcional à ativação A_i do detector de ouro, correspondente. Como os detectores de ouro são idênticos e contados nas mesmas condições, temos:

$$\frac{\Phi_1}{\Phi_2} = \frac{n'_1}{n'_2} \cdot \frac{m'_2}{m'_1} \quad (\text{IV.1})$$

Desta forma, a razão de cádmio, na posição de referência, será dada por:

$$r_{cd} = \frac{R}{R_{cd}} = \frac{n_2}{n_1} \cdot \frac{m_1}{m_2} \cdot \frac{\Phi_1}{\Phi_2} \quad (\text{IV.2})$$

onde n é a taxa de contagem e m a massa dos detectores.

* Embora esta hipótese não tenha sido verificada no presente trabalho, medidas anteriores com detectores de ouro mostram que há realmente uma variação axial da razão de cádmio no tubo central. Contudo, o erro decorrente desta variação foi estimado em 2%, o que é compatível com a incerteza experimental com que é calculado o parâmetro K de neutrons intermediários.

IV.4.1.2 - Intercalibração das Massas

Os detetores ressonantes se apresentam na forma de depósitos sobre polistireno, não sendo possível uma determinação confiável de suas massas. Torna-se, pois, necessário fazer uma intercalibração prévia das massas dos pares de depósitos usados, irradiando-os, nus, sob um mesmo fluxo, em condições idênticas. Utilizou-se, para isto, a mesa giratória do reator TRIGA.

IV.4.1.3 - Suporte para Irradiação

Para introdução dos detetores no tubo central do TRIGA, foi confeccionado um suporte para irradiação, consistindo de uma vareta, em plexiglass, diâmetro de 12 mm, com três fendas para encaixe de porta-amostras, distantes de 5 cm, centro a centro. Dadas as características do suporte, o erro de posicionamento dos detetores foi avaliado menor que 2 mm.

IV.4.1.4 - Constância da Razão de Cádmiu do Manganês com a Potência

Foram efetuadas medidas de razão de cádmio do manganês, em vários níveis de potência do reator, a fim de se verificar se o nível de potência influencia na forma do espectro. A tabela (IV.5) mostra os resultados das medidas.

Constata-se, pelos resultados obtidos, que não há uma variação significativa da razão de cádmio do manganês, dentro das incertezas experimentais.

Embora este resultado não implique necessariamente na constância da forma do espectro intermediário com a potência, é o valor da razão de cádmio do manganês que

predomina no cálculo do parâmetro de neutrons intermediários (item III.3.3) e o erro devido a possíveis variações das razões de cádmio do In e Au com a potência não afetaria a incerteza global deste parâmetro ($\approx 15\%$ - item D.4.4).

TABELA (IV.5)

RAZÕES DE CÁDMIO DO MANGANÊS PARA DIVERSOS NÍVEIS DE POTÊNCIA

POTÊNCIA (kW)	RAZÃO DE CÁDMIO
0,5	14,6 \pm 0,1
5	15,0 \pm 0,1
5	14,9 \pm 0,1
50	14,5 \pm 0,1

IV.4.1.5 - Monitoração do Fluxo Térmico

Foi efetuada uma irradiação visando a determinação do fluxo térmico, para cálculo do K absoluto, ao nível de potência da irradiação dos detetores de limiar.

Como visto nas seções III.3.2 e III.3.3, os valores de K_1 e, conseqüentemente, de K são expressos em termos de Φ_{th} . Por outro lado, a formulação proposta por Genthon proporciona a junção dos espectros de neutrons rápidos e intermediários (seção III.3.3). Como os detetores de limiar foram irradiados à potência de 100 kW, tornou-se necessário irradiar um detetor de neutrons térmicos a este mesmo nível de potência. Usou-se um detetor de cobalto nu (ver procedimento de determinação do fluxo térmico no apêndice A).

IV.4.2 - Detetores de Limiar

Estes detetores foram irradiados sob cãdmio, para se suprimir a ativação induzida através de reações com neutrons tãrmicos, atenuando-se assim interferências de atividades parasitas na medida das respostas.

Na tabela (IV.6) são mostradas as condições de irradiação dos detetores de limiar.

TABELA (IV.6)

CONDICÖES DE IRRADIAÇÃO DOS DETETORES DE LIMIAR

DETETOR	POTÊNCIA (kW)	TEMPO (min)	DATA
Ni	100	60	15/12/72
Al	100	60	15/12/72
Np	96	62,5	04/01/73
Ni*	96	62,5	04/01/73
Th	100	30	17/05/73
In	100	30	17/05/73
Ni*	100	30	17/05/73

* Utilizados para monitorar a irradiação.

IV.4.2.1 - Suporte para Irradiação

Os detetores de limiar foram irradiados em um suporte de alumínio, idêntico ao descrito em IV.4.1.3, apenas de diãmetro 7,5 mm, jã que o suporte original de plexiglass sofreu danos, quando irradiado por tempo mais longo, a alta potência.

IV.4.2.2 - Monitores de Irradiação

Nem sempre é possível irradiar vários detetores simultaneamente, numa mesma posição. Por outro lado, não se pode garantir condições idênticas, para irradiações feitas em dias diferentes. É conveniente, então, utilizar-se um detetor adicional, que servirá como monitor das irradiações. Deve-se usar, de preferência, um detetor de limiar com meia vida relativamente longa, para permitir comparações futu - ras.

Neste trabalho, utilizou-se o níquel como moni - tor, por duas vezes, corrigindo-se todas as irradiações pa - ra o nível de potência correspondente à primeira irradiação de detetores de limiar (15/12/72).

IV.5 - CONTAGEM DOS DETETORES

Para a medida da atividade dos detetores, foram utilizados os métodos e equipamentos de contagem descritos abaixo.

IV.5.1 - Detetores Ressonantes

As medidas de razão de cádmio requerem apenas a comparação da atividade do detetor nu com a do detetor sob cádmio. Para esta comparação, utilizou-se um sistema de contagem gama, constituído de um cristal de NaI (Tl), 3" x 3", plano, associado a um analisador monocanal. As contagens fo ram efetuadas num canal de amplitudes enquadrando o foto-pi co do gama medido.

A figura (IV.4) representa um diagrama de bloco do sistema de contagem utilizado.

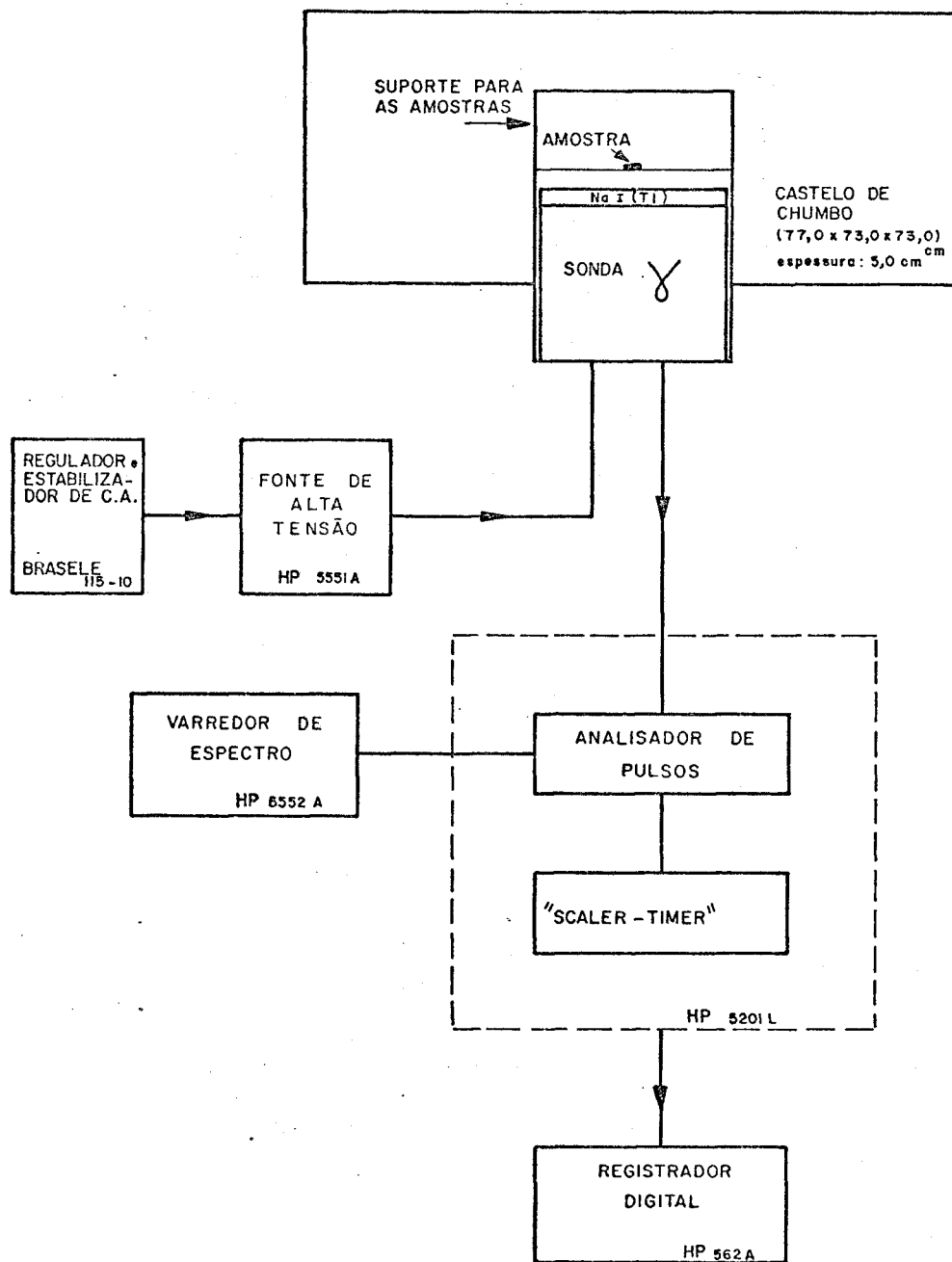


Fig. (IV.4): ESQUEMA DO CONJUNTO DE CONTAGEM GAMA MONOCANAL

IV.5.2 - Detetores de Limiar

Para a medida da atividade induzida nos detetores, três procedimentos foram utilizados:

- (i) Cintilador gama calibrado no foto-pico: usado para os detetores de Ni, Al, Np, Th e In; no apêndice B, descreve-se o princípio do método.
- (ii) Coincidência β/γ : usado para o detetor de Al (Na^{24}); ver apêndice C.
- (iii) Comparação com fontes calibradas: utilizado para os detetores de Ni e Co, os únicos para os quais se dispunha de fontes calibradas dos radionuclídeos produtos das reações. Neste método, obtém-se a atividade induzida por comparação das taxas de contagem sob o foto-pico, em condições geométricas idênticas. Bem mais simples que os anteriores, este procedimento, no entanto, tem aplicação mais restrita, pela não disponibilidade de padrões de meia-vida curta ou pela presença de atividades parasitas que deformam o foto-pico. As medidas foram feitas no sistema de contagem gama monocanal.

Observação: O problema de atividades parasitas se mostrou particularmente importante para o detetor de tório (fornecido pela AIEA). Para a determinação de sua resposta, foram comparadas as áreas de foto-pico do gama de 1,60 MeV do La^{140} correspondentes a este detetor e ao detetor de netúnio, utilizando vários sistemas de detecção:

(a) detetor de estado sólido de Ge (Li) e analisador multicanal de 8000 canais;

(b) detetor de cintilação de NaI (Tl), 3" x 3" ,

de poço, e analisador multicanal de 1024 canais;

(c) detetor de cintilação de NaI (Tl), 3" x 3" ,
plano, e analisador multicanal de 400 canais.

Capítulo V

RESULTADOS DAS MEDIDAS

V.1 - INTRODUÇÃO

Apresentam-se neste capítulo os valores obtidos para as razões de cádmio dos detetores ressonantes e para as respostas dos detetores de limiar.

Descreve-se ainda o cálculo dos parâmetros das diversas formulações de espectro adotadas.

A avaliação da incerteza estatística associada à medida dos diversos parâmetros é descrita no Apêndice D.

V.2 - DETETORES RESSONANTES

A tabela (V.1) resume os resultados das medidas das razões de cádmio dos detetores ressonantes utilizados. O detetor de sódio, como mencionado anteriormente, foi utilizado para se estimar a correção de ativação $1/v$.

TABELA (V.1)

RAZÕES DE CĂDMIO DOS DETETORES RESSONANTES

<u>DETETOR</u>	<u>RAZÃO DE CĂDMIO</u>
In	2,17 ± 0,03
Au	2,13 ± 0,02
Mn	15,0 ± 0,1
Na	28,4 ± 0,2

V.3 - DETETORES DE LIMIAR

Através dos métodos experimentais descritos no capítulo anterior, foram obtidas as respostas dos detetores de limiar utilizados, cujos resultados se acham na tabela (V.2). Os valores apresentados estão referidos a um nível de potência fixo, correspondente a um fluxo térmico convencional $\Phi_{th} = (4,2 \pm 0,2) \times 10^{12} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, determinado por um detetor de cobalto (Apêndice A).

TABELA (V.2)

RESPOSTAS DOS DETETORES DE LIMIAR

DETETOR	RESPOSTA (s^{-1})
Ni	$(2,54 \pm 0,13) 10^{-13}$
Al	$(1,69 \pm 0,05) 10^{-15}$
Np(a)	$(3,46 \pm 0,24) 10^{-12}$
Th	$(1,52 \pm 0,11) 10^{-13}$
In	$(4,42 \pm 0,31) 10^{-13}$

(a) Corrigida de ativação sub-limiar.

V.4 - CÁLCULO DOS PARÂMETROS DAS FORMULAÇÕES

Com os valores obtidos para as razões de cádmio dos detetores ressonantes e para as respostas dos detetores de limiar, procedeu-se ao cálculo dos parâmetros das formulações adotadas para representação do espectro.

V.4.1 - Espectro de Fissão

$$\psi_r(E) = A E^{1/2} \exp(-\beta_0 E) \quad (V.1)$$

Para a determinação do parâmetro de intensidade A , escolheu-se a resposta do detetor de Ni, desde que 90% de sua ativação cobre uma porção considerável do espectro rápido, qual seja de 2,5 a 6,6 MeV.

$$A = \frac{R}{\bar{\sigma}_f \int_0^{\infty} E^{1/2} \exp(-\beta_0 E) dE} \quad (V.2)$$

Encontramos:

$$A = (1,9 \pm 0,1) \times 10^{12} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-3/2} \quad (V.3)$$

V.4.2 - Formulação de Grundl e Usner (Índices de Espectro)

$$\psi_r(E) = A E^{1/2} \exp(-\beta E) \quad (V.4)$$

(i) *Parâmetro β* - Determinado através de índices de espectro $p_{i,j}$. Escolhemos dois pares de detetores: Ni/Al e Ni/In. Com os valores experimentais, obtivemos:

$$p_{\text{Ni/Al}} = 0,93 \pm 0,08 \quad (V.5a)$$

$$p_{\text{Ni/In}} = 0,96 \pm 0,11 \quad (V.5b)$$

Utilizando as curvas teóricas $\rho = \rho(\beta)$, (figura V.1), resultaram:

$$\beta_{\text{Ni/Al}} = (0,760 \pm 0,019) \text{ MeV}^{-1} \quad (\text{V.6a})$$

$$\beta_{\text{Ni/In}} = (0,802 \pm 0,069) \text{ MeV}^{-1} \quad (\text{V.6b})$$

Como os dois valores se recobrem, dentro das incertezas experimentais, adotamos para β um valor igual à média dos valores acima, ponderada nos inversos das respectivas variâncias:

$$\beta = (0,764 \pm 0,019) \text{ MeV}^{-1} \quad (\text{V.7})$$

(ii) *Parâmetro A* - Foi calculado com a resposta do detector de Ni:

$$A = \frac{R}{\sigma_c \cdot \Delta_{0,5}(E_{ef}; \beta)} \quad (\text{V.8})$$

Obtivemos:

$$A = (1,8 \pm 0,2) \times 10^{12} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-3/2} \quad (\text{V.9})$$

V.4.3 - Formulação de Dietrich

$$\psi_r(E) = A \frac{N_0(E)}{1 + \alpha E^{-0,725}} \quad (\text{V.10})$$

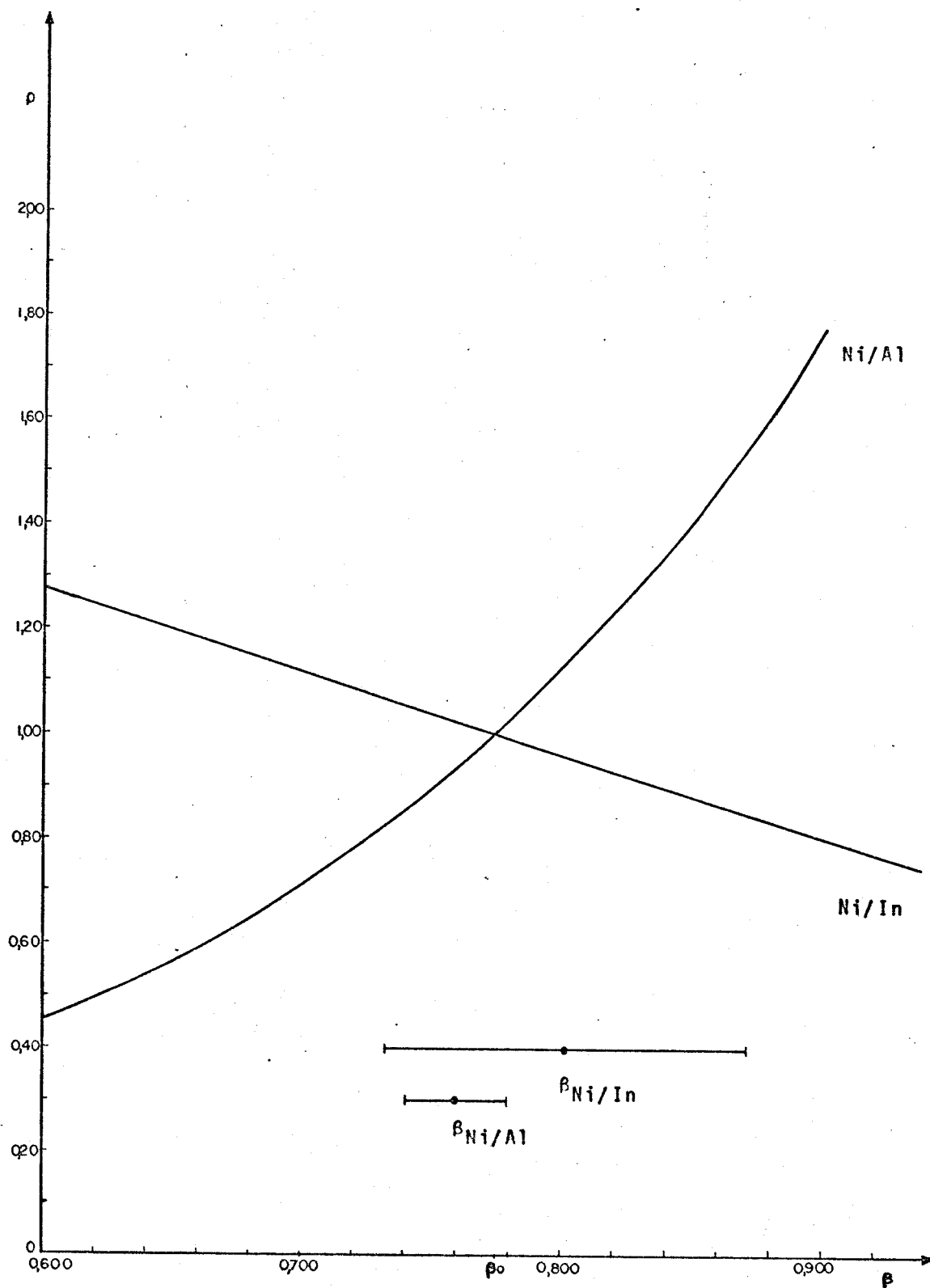


Fig. (V.1): VARIAÇÃO DO ÍNDICE DE ESPECTRO ρ COM O PARÂMETRO β

- (i) *Parâmetro α* - O critério adotado na ref. /9/ é de se escolher o valor de α que torne mínimo o desvio padrão relativo da razão entre as respostas calculadas e as experimentais.

As respostas calculadas

$$r = \int_{E_1}^{\infty} \sigma(E)\psi(E)dE \quad (V.11)$$

foram obtidas através de computador, usando para a seção de choque $\sigma(E)$ a aproximação $s(E)$ proposta por Gen thon /1/.

Como se pode concluir pelos dados da tabela (V.3), o valor de α mais consistente com as respostas experimentais estaria entre zero e um, mostrando que o espectro medido é pouco sensível à correção

$$f(E) = \frac{1}{1 + \alpha E^{-0,725}} \quad (V.12)$$

proposta por Dietrich, que encontrou $\alpha = 11$ para um reator tipo piscina.

- (ii) *Parâmetro A* - Tomou-se a média aritmética dos valores $A_i = R_i/r_i$ correspondentes aos detetores de Th, Ni e Al, obtendo-se:

$$A = (2,5 \pm 0,1) \times 10^{12} \text{ ncm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-3/2} \quad (V.13)$$

TABELA (V.3)

RAZÃO ENTRE AS RESPOSTAS CALCULADAS E AS
EXPERIMENTAIS PARA DIVERSOS VALORES DE α

DETETOR	$\alpha=0$	$\alpha=1$	$\alpha=2$	$\alpha=4$	$\alpha=6$
Th	5,57	3,96	3,02	2,06	1,57
Ni	5,37	3,84	3,04	2,15	1,67
Al	5,01	4,15	3,55	2,75	2,24
Média das razões	5,32	3,98	3,20	2,32	1,83
Desvio padrão relativo (%)	3,1	2,3	5,4	9,3	11,4

V.4.4 - Formulação de Genthon

$$\psi_r(E) = A [N_0(E) + dE^5 \exp(-\beta E)] ; E \geq 1 \text{ MeV} \quad (\text{V.14})$$

$$\psi_i(E) = K/E \cdot \exp(1,45 \sqrt{E}) + (A-9,25K)N_0(E);$$

$$\sim 3 \text{ keV} < E \leq 1 \text{ MeV} \quad (\text{V.15})$$

(i) *Parâmetro K -*

$$K = \frac{[E_r \phi(E_r)]_{Mn}}{1,085} \quad (\text{V.16})$$

Através do procedimento (i) descrito em III.3.3, obtivemos:

$$K = (4,1 \pm 0,6) \times 10^{11} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (\text{V.17})$$

Como mencionado ainda em III.3.3, o sódio foi utilizado como detetor $1/\nu$ puro no procedimento (ii), a título de ilustração do método, fornecendo:

$$K = (3,3 \pm 0,8) \times 10^{11} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (\text{V.18})$$

(ii) *Parâmetros β e d* - São obtidos através de gráficos apresentados na ref. /1/, em função do índice de espectro ρ , calculado para os detetores de enxofre e alumínio. Como o enxofre foi, no presente trabalho, substituído pelo níquel, tornou-se necessário estabelecer a correlação entre os índices de espectro dos pares Ni/Al e S/Al (figura V.2). Obtivemos:

$$\rho_{\text{Ni, Al}} = 0,936 \pm 0,084 \quad (\text{V.19a})$$

$$\rho_{\text{S, Al}} = 0,934 \pm 0,084 \quad (\text{V.19b})$$

$$\beta = (1,305 \pm 0,005) \text{ MeV}^{-1} \quad (\text{V.20})$$

$$d = 0,084 \times 10^{-2} \quad (\text{V.21})$$

(iii) *Parâmetro A* -

$$A = \frac{R}{S \cdot \Lambda_{0,5}(E_{\ell}; \beta_0) \cdot (1 + dr)} \quad (\text{V.22})$$

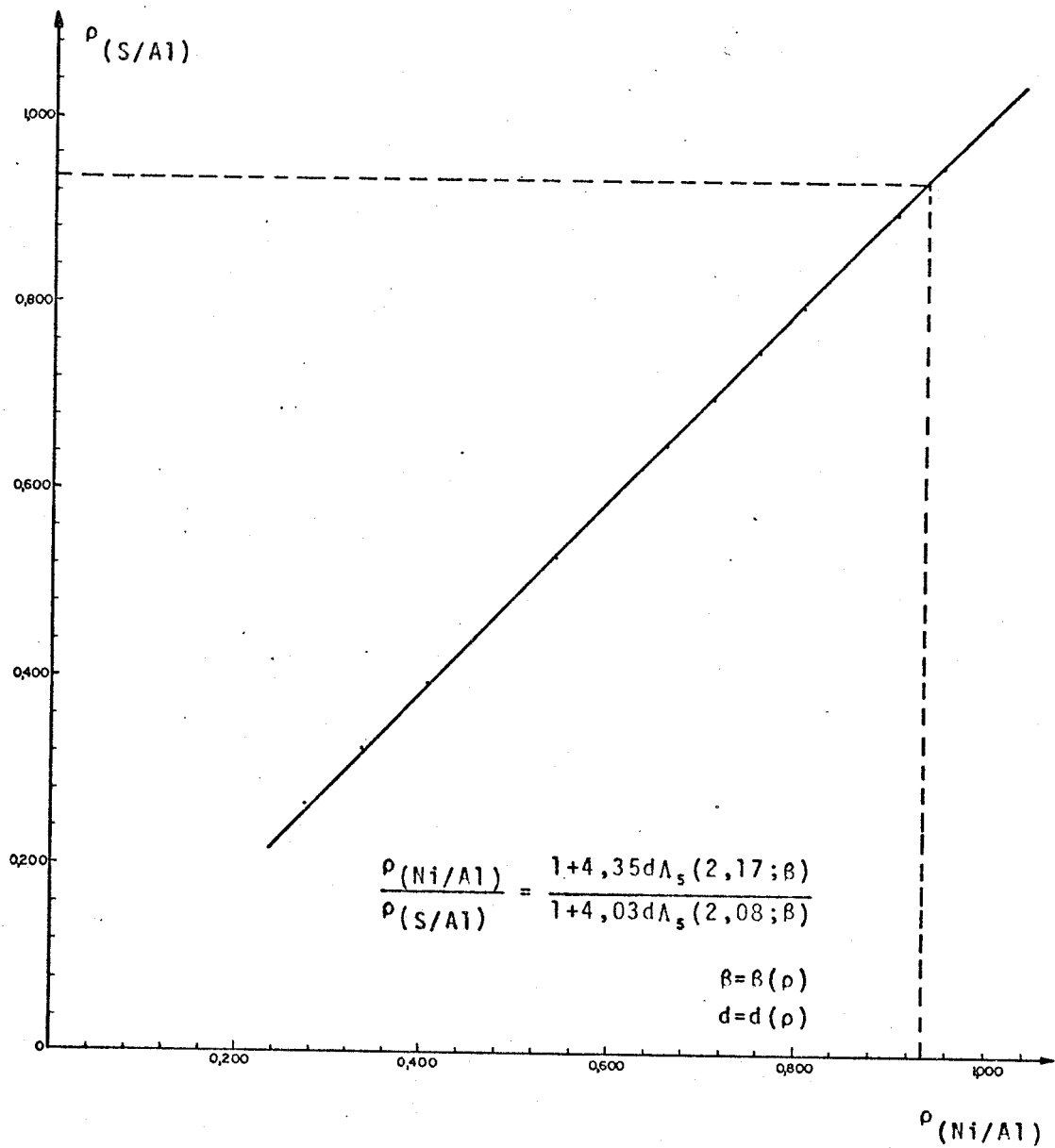


Fig. (V.2): CORRELAÇÃO ENTRE OS ÍNDICES DE ESPECTRO DOS PARES Ni/A1 e S/A1

Considerando os valores $E_\ell = 2,17$ MeV, $S = 594$ mb, calculados para o níquel, bem como o valor de $(1+dr)$ obtido de gráfico em função de ρ , apresentados na ref. /1/, obtivemos:

$$A = (1,8 \pm 0,2) \times 10^{12} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-3/2} \quad (\text{V.23})$$

V.4.5 - Formulação de Köhler

$$\psi_r(E) = \frac{\Delta\phi_1}{1,4} \quad 0,1 < E < 1,5 \text{ MeV} \quad (\text{V.24a})$$

$$\psi_r(E) = \frac{\Delta\phi_2}{1,5} \quad 1,5 < E < 3 \text{ MeV} \quad (\text{V.24b})$$

$$\psi_r(E) = \alpha\phi(3) \exp[-\alpha(E-3)] \quad E > 3 \text{ MeV} \quad (\text{V.24c})$$

Os quatro parâmetros $[\Delta\phi_1, \Delta\phi_2, \phi(3) \text{ e } \alpha]$ são determinados com as respostas dos detetores de Ni, Al, Np e Th. Como mencionado em IV.3, foi ainda tentada uma substituição do detetor de Th pelo detetor de In.

(i) *Parâmetro α* - Obtido em gráfico apresentado na ref. /10/ em função do índice de espectro $S_{i,j} = R_i/R_j$ do par Ni/Al. Encontramos:

$$S_{i,j} = 150 \pm 9 \quad (\text{V.25})$$

$$\alpha = (0,675 \pm 0,012) \text{ MeV}^{-1} \quad (\text{V.26})$$

(ii) Parâmetro $\phi(3)$ -

$$\phi(3) = \frac{R_{Ni}}{c(\alpha)} \quad (V.27)$$

$c(\alpha)$ é dado em gráfico apresentado na ref. /10/ em função de α . Obtivemos:

$$c(\alpha) = (553 \pm 1) \text{ mb} \quad (V.28)$$

$$\phi(3) = (4,6 \pm 0,2) \times 10^{11} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (V.29)$$

(iii) Parâmetros $\Delta\phi_1$ e $\Delta\phi_2$ - São determinados em função dos valores de seção de choque efetiva dos três grupos de neutrons, coeficientes b_i e c_i , fornecidos na ref./10/.

$$\Delta\phi_1 = \frac{c_2 R_{Np} - b_2 R_{Th} + \phi(3)[b_2 c_3 - c_2 b_3]}{b_1 c_2 - c_1 b_2} \quad (V.30a)$$

$$\Delta\phi_2 = \frac{-c_1 R_{Np} + b_1 R_{Th} + \phi(3)[c_1 b_3 - b_1 c_3]}{b_1 c_2 - b_2 c_1} \quad (V.30b)$$

(b_3 e c_3 dependem do valor de α)

Obtivemos:

$$\Delta\phi_1 = (1,8 \pm 0,3) \times 10^{12} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (\text{V.31a})$$

$$\Delta\phi_2 = (6,3 \pm 1,1) \times 10^{11} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (\text{V.31b})$$

Para a substituição do detetor de Th pelo detetor de In, tornou-se necessário o cálculo de novos coeficientes c_i' para o Índio. Para a seção de choque $\sigma = \sigma(E)$ do Índio, utilizou-se uma aproximação linear encontrada em /15/, obtendo-se:

$$c_1' = 0,055 \text{ b} \quad (\text{V.32a})$$

$$c_2' = 0,299 \text{ b} \quad (\text{V.32b})$$

$$c_3' = 0,285 \text{ b} \quad (\text{V.32c})$$

$$\Delta\phi_1' = (1,6 \pm 0,4) \times 10^{12} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (\text{V.33a})$$

$$\Delta\phi_2' = (7,5 \pm 1,7) \times 10^{11} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (\text{V.33b})$$

Tendo em vista que os valores de $\Delta\phi_1$ e $\Delta\phi_2$ são razoavelmente concordantes pelos dois procedimentos, decidimos adotar valores médios para estes parâmetros:

$$\Delta\phi_1 = (1,7 \pm 0,3) \times 10^{12} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (\text{V.34a})$$

$$\Delta\phi_2 = (6,9 \pm 1,0) \times 10^{11} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (\text{V.34b})$$

V.4.6 - Método do Fluxo Integral

$$\phi_r(E_{ef}) = \int_{E_{ef}}^{\infty} \phi(E) dE = \frac{R}{\sigma_c} \quad (V.35)$$

Utiliza os valores de seção de choque salto e limiar efetivo. Na escolha destes valores, adotou-se o método de Grundl e Usner /7/, que apresenta um fundamento teórico. A tabela (V.4), resume os resultados obtidos.

TABELA (V.4)

VALORES PARA O FLUXO INTEGRAL PELO MÉTODO
DO LIMIAR EFETIVO

DETETOR	E_{ef} (MeV)	$\phi(E_{ef})$ ($10^{12} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)
Np	0,80	1,92 \pm 0,14
In	1,15	1,56 \pm 0,13
Th	1,83	0,91 \pm 0,07
Ni	2,79	0,55 \pm 0,04
Al	7,49	0,023 \pm 0,001

Capítulo VI

ANÁLISE DOS RESULTADOS

VI.1 - INTRODUÇÃO

Considerando os resultados obtidos no capítulo anterior, procedeu-se a uma análise dos mesmos, tendo em vista:

- (i) Verificação de coerência entre as diversas representações propostas.
- (ii) Verificação de consistência entre as respostas experimentais e as calculadas (no caso de detetores suplementares).
- (iii) Verificar se o código utilizado para cálculo do espectro fornece resultados consistentes com os valores das respostas dos detetores.
- (iv) Escolher a formulação analítica que deva ser recomendada para representação do espectro real.
- (v) Sugerir modificações que possam conduzir a um aprimoramento do método.

VI.2 - COERÊNCIA DAS FORMULAÇÕES ADOTADAS

No domínio de neutrons rápidos, foram comparadas as formas das diversas representações com o espectro de fissão, construindo-se as curvas de $\psi_r(E)/N_0(E)$ correspondentes às formulações de neutrons rápidos (figura VI.1).

Construíram-se ainda as curvas de $E\psi_r(E)$, em va

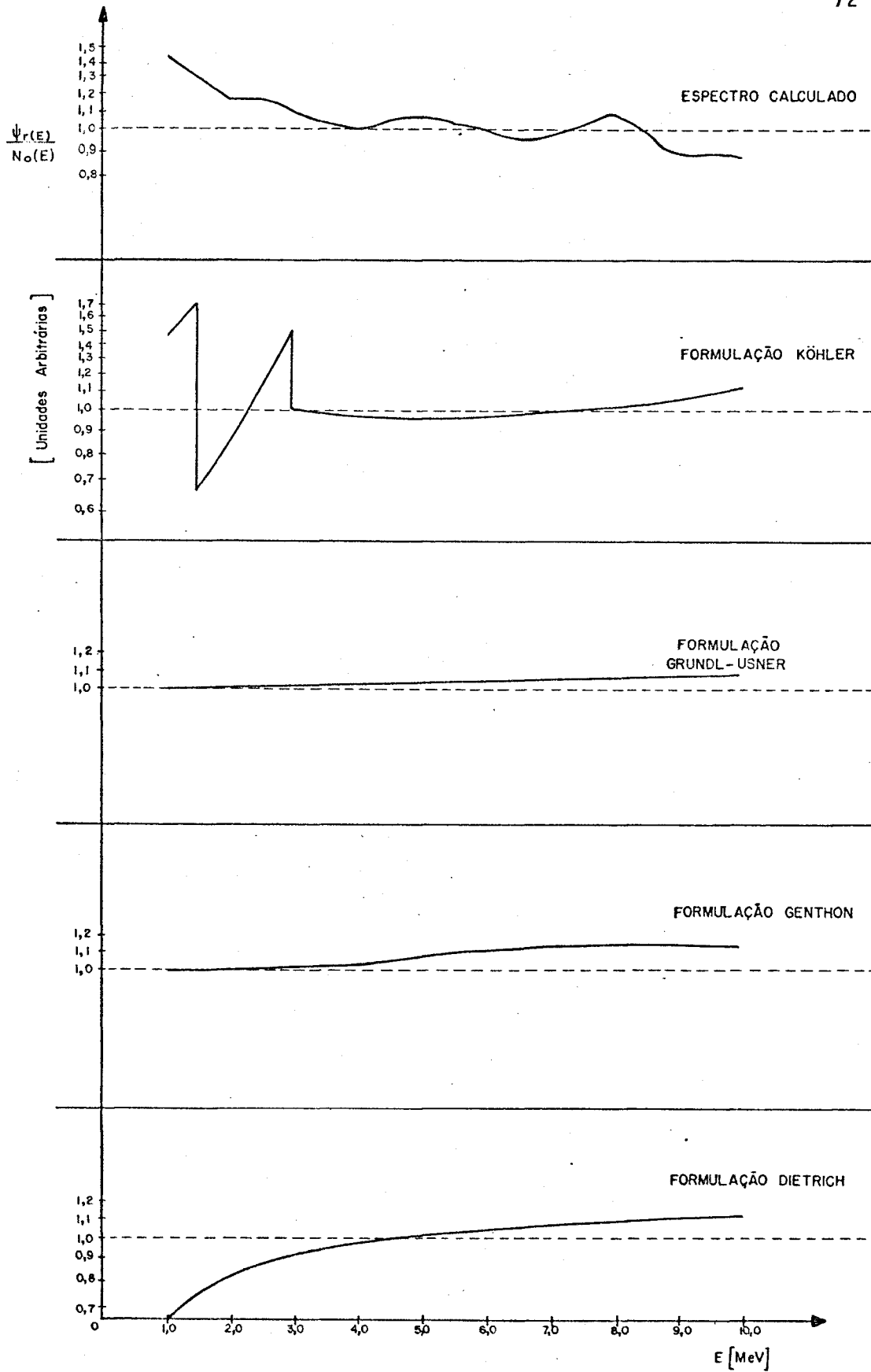


Fig. (VI.1): COMPARAÇÃO DAS FORMULAÇÕES COM O ESPECTRO DE FISSÃO

lores absolutos, para as formulações de Genthon, Köhler, Grundl e Usner, Dietrich e espectro de fissão (figuras VI.2, a e b).

A figura (VI.3) compara a curva do fluxo integral de fissão com os valores obtidos pelo método do limiar efetivo.

Como se constata da observação destes gráficos, as formulações de neutrons rápidos se mostram bastante concordantes e não se afastam significativamente do espectro de fissão, no domínio de energias superiores a 1 MeV, excetuando-se as formulações de Köhler e Dietrich, que concordam melhor a partir de 3 MeV.

Na faixa intermediária, não nos foi possível proceder uma análise semelhante, tendo em vista que somente uma formulação foi considerada neste trabalho, qual seja a formulação de Genthon.

VI.3 - CONSISTÊNCIA DAS RESPOSTAS EXPERIMENTAIS E CALCULADAS

Considerando que várias formulações utilizam um número de detetores inferior ao total irradiado, uma verificação de consistência das mesmas se torna possível mediante as respostas dos detetores adicionais.

A tabela (VI.1) compara as respostas experimentais com respostas calculadas de detetores adicionais para diversas formulações.

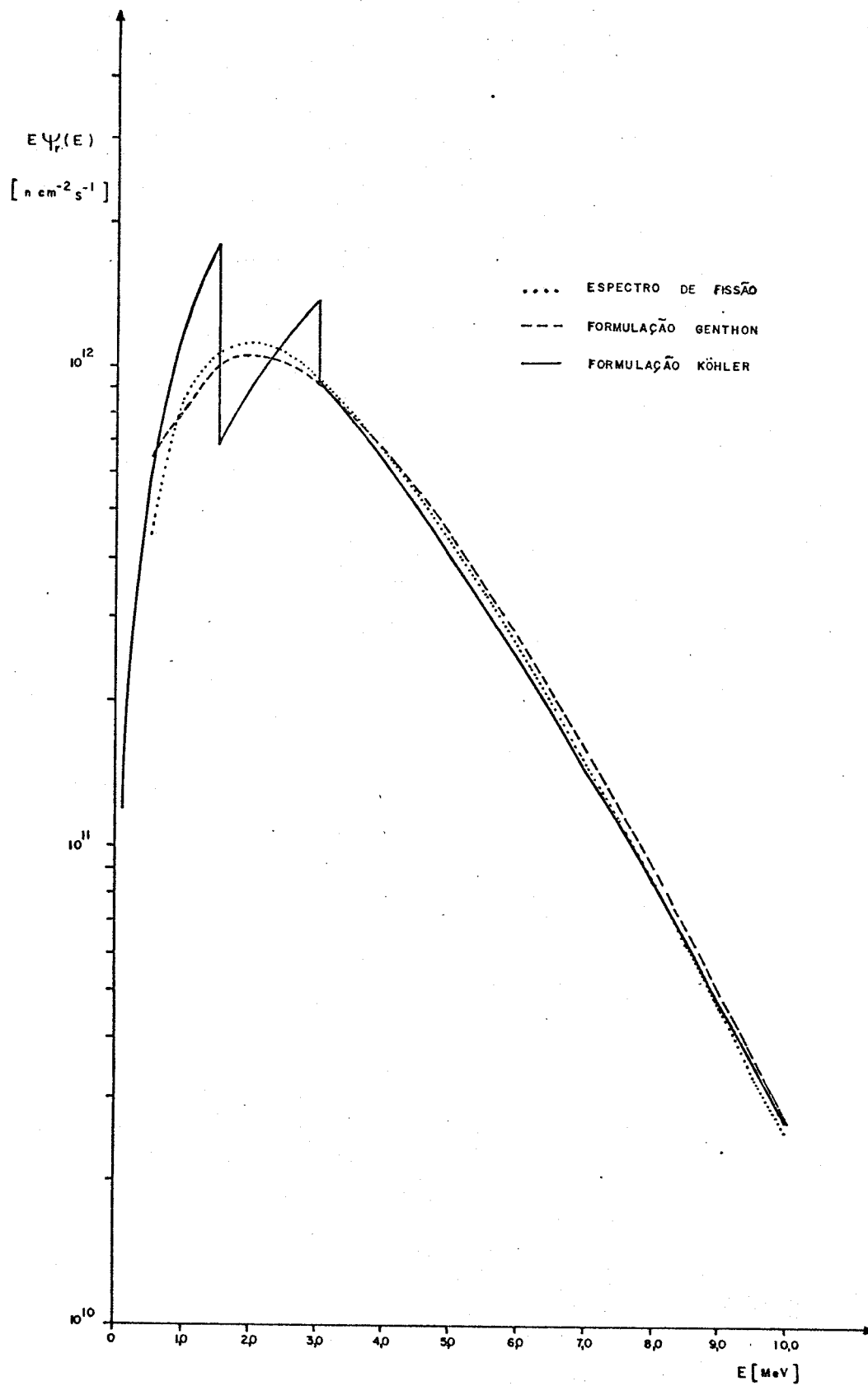


Fig. (VI.2.a): REPRESENTAÇÃO DAS FORMULAÇÕES NO DOMÍNIO DE NEUTRONS RÁPIDOS

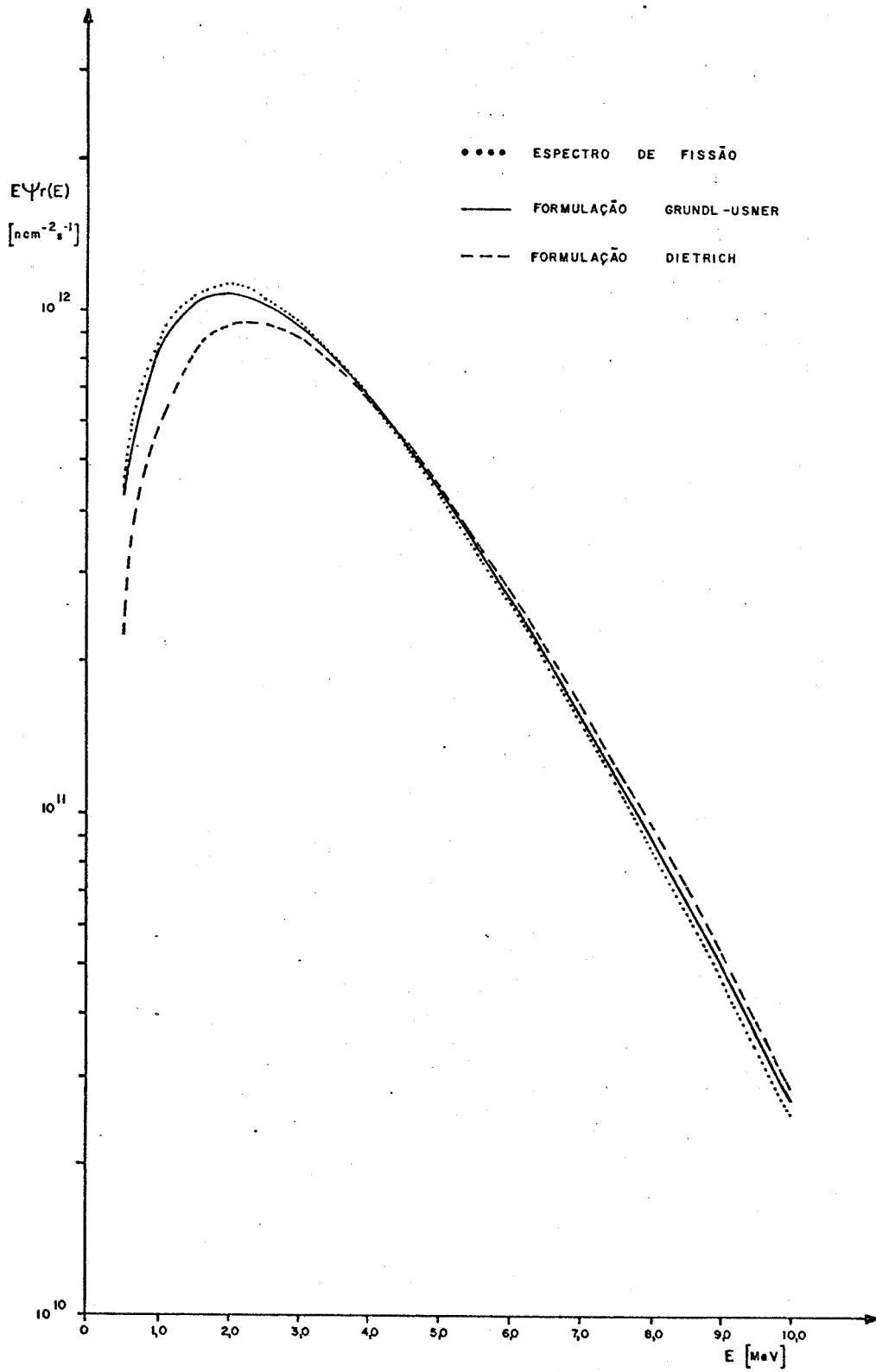


Fig. (VI.2.b): REPRESENTAÇÃO DAS FORMULAÇÕES NO DOMÍNIO DE NEUTRONS RÁPIDOS

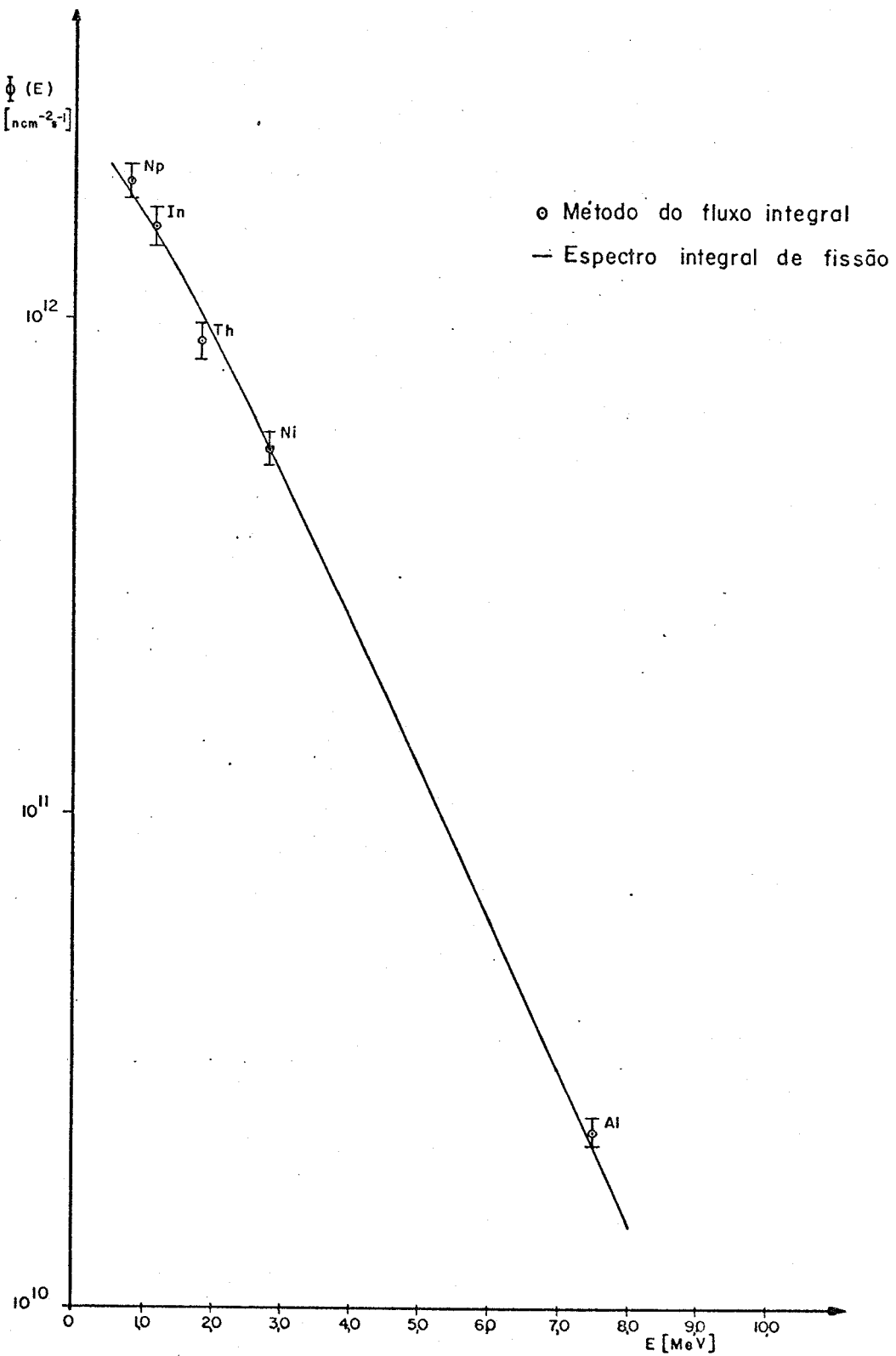


Fig. (VI.3): DISTRIBUIÇÃO ENERGÉTICA DO FLUXO INTEGRAL

TABELA (VI.1)

RESPOSTAS EXPERIMENTAIS E RESPOSTAS CALCULADAS DOS DIVERSOS DETETORES PARA AS FORMULAÇÕES ADOTADAS*

DETETORES	EXPERIMENTAIS	ESP. FISSÃO	GRUNDL-USNER	DIETRICH [$\alpha = 1$]	(a)	GENTHON (c)
Mp	$(3,46 \pm 0,24) \times 10^{-12}$	$3,24 \times 10^{-12}$	$2,76 \times 10^{-12}$	$2,24 \times 10^{-12}$	$3,12 \times 10^{-12}$	$3,08 \times 10^{-12}$
Th	$(1,52 \pm 0,11) \times 10^{-13}$	$1,69 \times 10^{-13}$	$1,57 \times 10^{-13}$	$1,51 \times 10^{-13}$	$1,65 \times 10^{-13}$	$1,60 \times 10^{-13}$
In	$(4,42 \pm 0,31) \times 10^{-13}$	$4,24 \times 10^{-13}$	$4,17 \times 10^{-13}$	$3,63 \times 10^{-13}$	$3,99 \times 10^{-13}$ (b)	$4,12 \times 10^{-13}$
Ni	$(2,54 \pm 0,13) \times 10^{-13}$	$2,54 \times 10^{-13}$	$2,56 \times 10^{-13}$	$2,45 \times 10^{-13}$	$2,54 \times 10^{-13}$	$2,54 \times 10^{-13}$
Al	$(1,69 \pm 0,05) \times 10^{-15}$	$1,57 \times 10^{-15}$	$1,67 \times 10^{-15}$	$1,76 \times 10^{-15}$	$1,69 \times 10^{-15}$	$1,69 \times 10^{-15}$

(a) Formulação para seção de choque proposta em /1/ - ver seção III.2.3.3.

(b) Formulação para seção de choque proposta em /15/.

(c) Valores para seção de choque tabelados em /14/ e /19/.

* Respostas expressas em s^{-1}

De uma maneira geral, constata-se que a concordância entre as respostas experimentais e as calculadas é bastante boa, não se observando uma discrepância acentuada para qualquer dos detetores. O espectro de fissão se mostra particularmente consistente com os dados experimentais. Este resultado denota ainda que os valores de seção de choque adotados neste trabalho não devem se afastar muito dos valores reais.

VI.4 - ESPECTRO CALCULADO

Como descrito no Apêndice E, fez-se uma tentativa de cálculo do espectro previsto para o local de medida, utilizando-se o código GAM.

Com os resultados obtidos, foram computadas as respostas dos diversos detetores de limiar, utilizando-se valores tabelados de $\sigma(E)$.

A tabela (VI.2) compara as respostas experimentais e as respostas calculadas (normalizadas pelo detetor de Ni). Constata-se que a concordância é bastante satisfatória, com discrepâncias inferiores a 10%.

Uma comparação do espectro calculado com a formulação Genthon (figuras VI.4 e VI.7) mostra, entretanto, que a intensidade do espectro intermediário estaria subestimada com relação à intensidade do espectro rápido, por um fator de, pelo menos, 1,5 vezes.

A figura (VI.4) mostra ainda que, na faixa de neutrons rápidos, o código tende a subestimar o fluxo dife

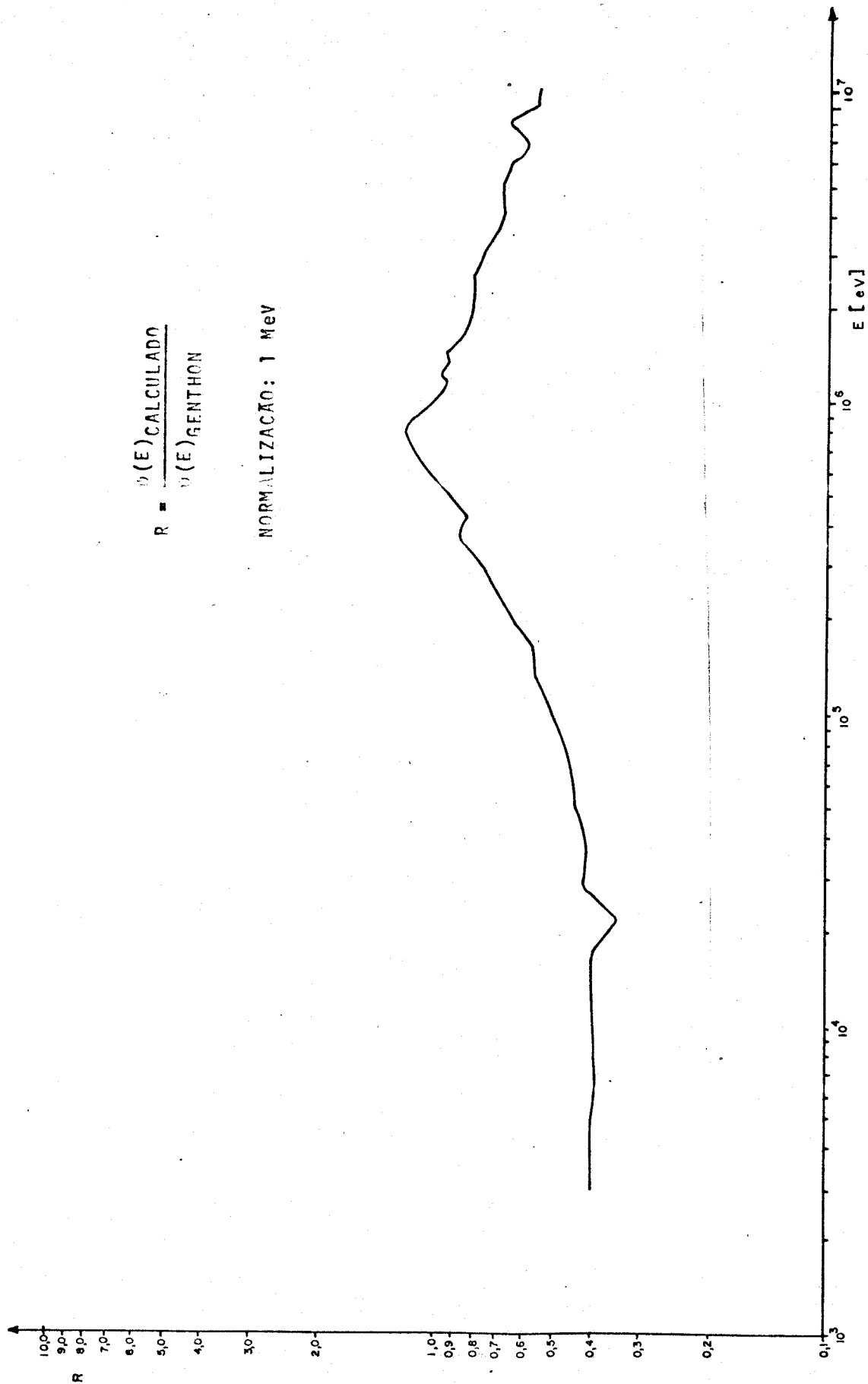


Fig. (VI.4): COMPARAÇÃO DO ESPECTRO CALCULADO COM A FORMULAÇÃO GENTHON

TABELA (VI.2)

RESPOSTAS EXPERIMENTAIS E CALCULADAS PELO CÓDIGO
(NORMALIZADAS PELO DETETOR DE NÍQUEL)

R_i/R_{Ni}	EXPERIMENTAIS	CALCULADAS*	DISCREPÂNCIAS (%)
Np	13,6	14,2	+4
Tn	0,60	0,65	+8
In	1,7	1,8	+6
Ni	1,0	1,0	-
Al	$6,7 \times 10^{-3}$	$6,0 \times 10^{-3}$	-10

* Valores para seção de choque tabelados em /14, 19/.

rencial, com uma discrepância que cresce com a energia do espectro.

Uma razão possível para a discrepância observada seria atribuída à situação escolhida para o cálculo do espectro no tubo central, qual seja, a de se considerar uma região homogênea incluindo o tubo central e os seis elementos combustíveis vizinhos. Uma primeira tentativa de cálculo

lo considerou apenas a célula do tubo central de alumínio e os resultados mostraram uma discrepância mais acentuada (figura VI.5).

É possível que outras situações de cálculo fossem necessessem resultados mais coerentes com os experimentais, o que não nos foi possível verificar, no âmbito deste trabalho.

VI.5 - FORMULAÇÃO RECOMENDADA

Considerando a impossibilidade de se comparar as diversas representações do espectro com um espectro calculado confiável, torna-se bastante difícil o estabelecimento de um critério para se escolher a representação que melhor atenda ao espectro real.

No domínio de neutrons rápidos, este problema tem pouca significação, tendo em vista que as diversas representações pouco diferem entre si e dão, em geral, resultados consistentes com as respostas experimentais dos detectores de limiar.

Assim, a representação do espectro real por um espectro de fissão, para energias superiores a cerca de 1 MeV, se mostra bastante satisfatória, fornecendo respostas que concordam com as experimentais, com discrepâncias inferiores a 10%. A formulação de Grundl-Usner apresenta as mesmas características, pouco diferindo do espectro de fissão.

A formulação de Genthon, embora apresentando discrepâncias ligeiramente superiores para os detectores de limiar mais baixo (Ni e In), poderia ser também recomendada, considerando que ela atende melhor a faixa de neutrons coberta pelos detectores de Th, Ni e Al. Contudo, o coeficiente d do termo de correção em relação ao espectro de fis

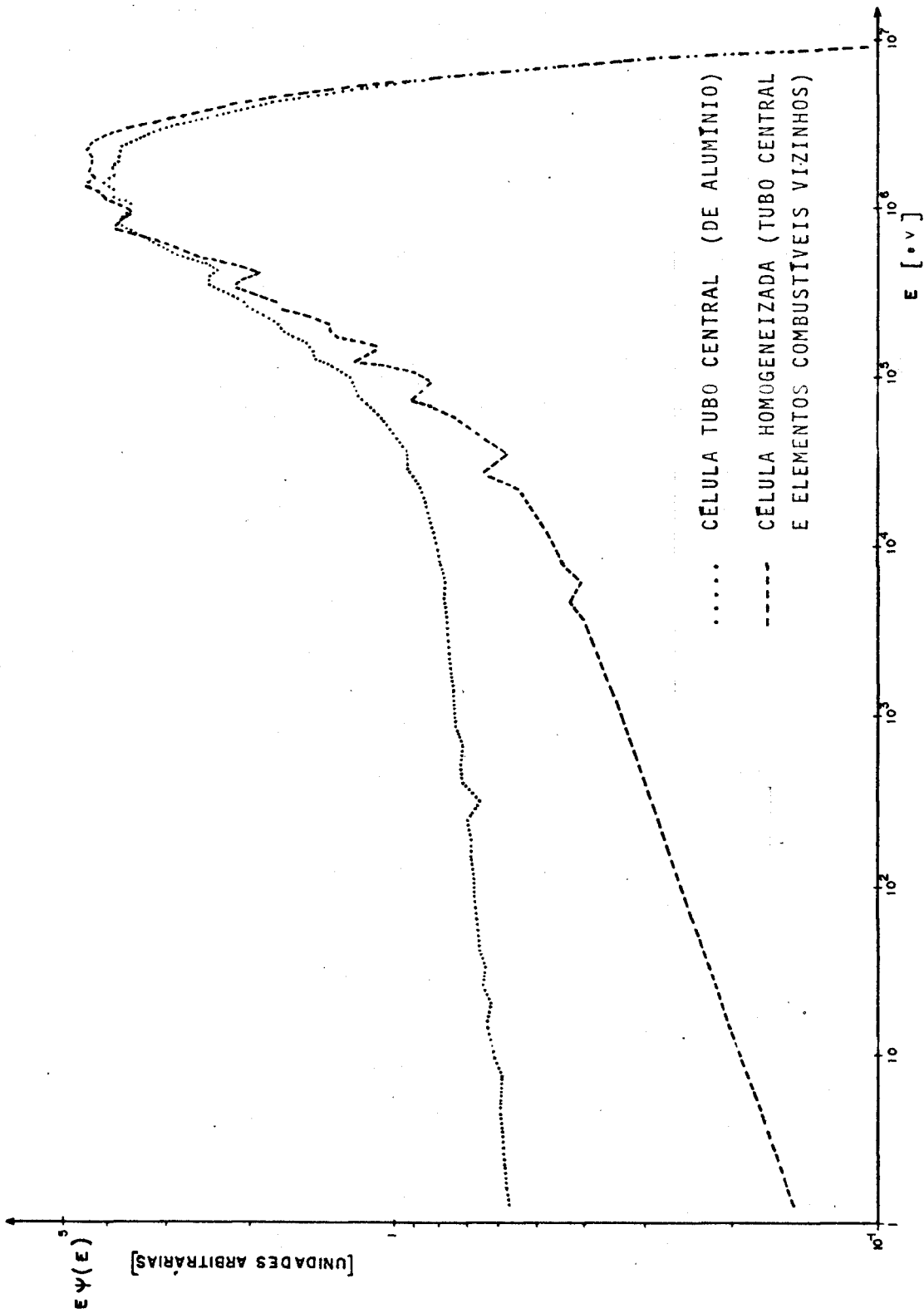


Fig. (VI.5): REPRESENTAÇÃO DO ESPECTRO CALCULADO NO TUBO CENTRAL PARA DOIS TIPOS DE CÉLULAS DIFERENTES

são puro não é bem determinado, não se justificando a introdução deste termo para o espectro medido.

Tendo em vista a forma bastante simples da formulação de Köhler, ela poderá ser usada para cálculos preliminares de taxas de interações de neutrons rápidos. A formulação de Köhler mostra, ainda, uma concordância muito boa com o espectro de fissão, em termos do fluxo integral (figura VI.6), embora a mesma não ocorra em termos do fluxo diferencial.

A formulação de Dietrich com $\alpha = 1$ fornece respostas calculadas com maiores discrepâncias que as demais formulações, não se justificando a sua adoção (para $\alpha = 1$, ela recai no espectro de fissão).

Na faixa intermediária, como já foi mencionado neste trabalho, as respostas experimentais de detetores ressonantes usuais só abrangem um intervalo relativamente estreito de energias (da energia de corte do Cd à energia de ressonância do Mn).

Uma verificação da formulação K/E para esta faixa pode ser obtida, calculando-se os valores de K correspondentes aos três detetores ressonantes utilizados. Tem-se:

$$K_i = \left[\frac{\sigma(E_0)/I}{r_{cd} - F_{cd}} \right] \phi_{th} \quad (VI.1)$$

Com os resultados obtidos, organizou-se tabela (VI.3). Verifica-se que os valores de K obtidos apresentam discrepâncias significativas, mostrando que a forma $1/E$ não é adequada para representar o espectro na região coberta pelos detetores.

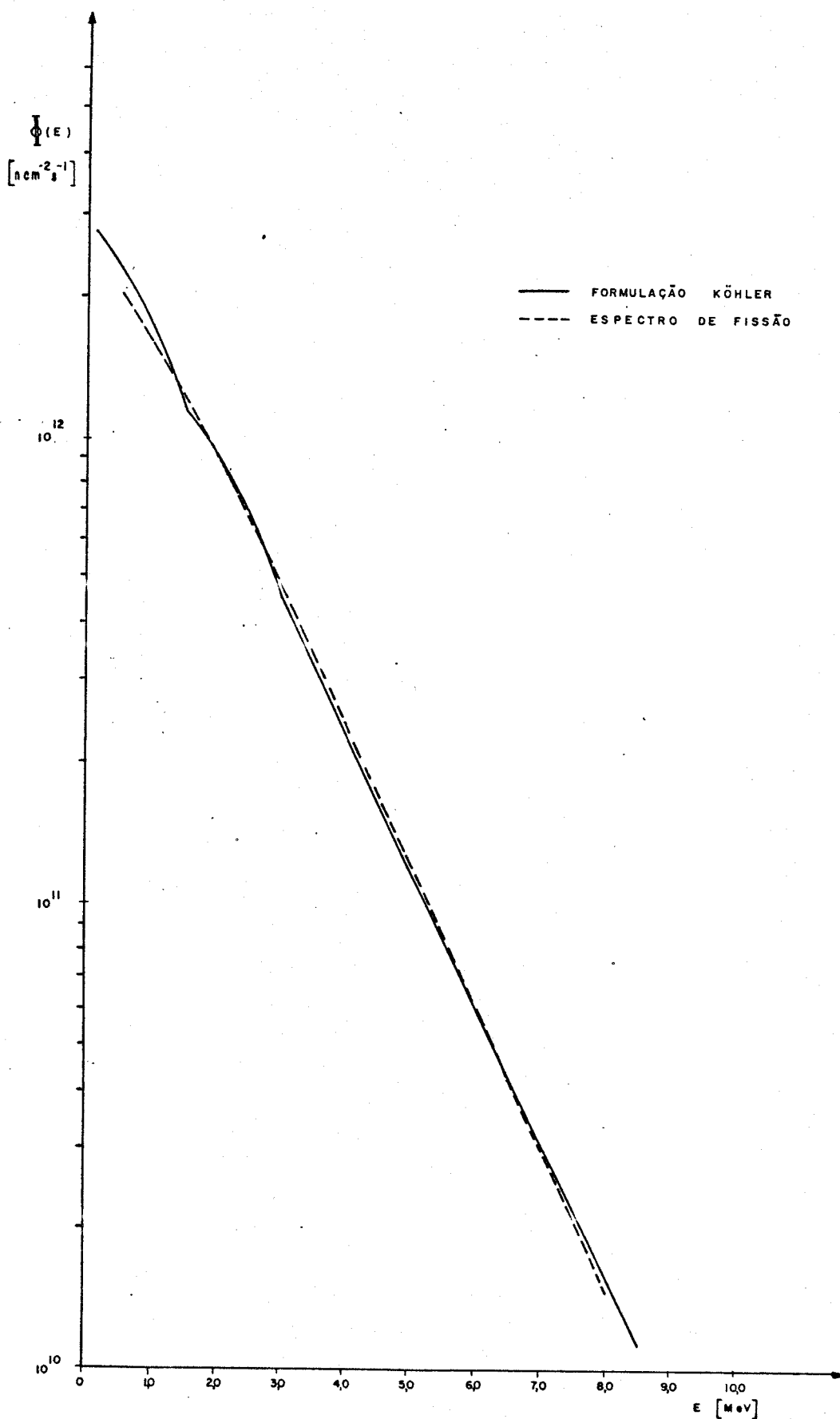


Fig. (VI.6): COMPARAÇÃO DA FORMULAÇÃO KÖHLER COM O ESPECTRO DE FISSÃO EM TERMOS DO FLUXO INTEGRAL

TABELA (VI.3)

VALORES DE K E DE $E_r\phi(E_r)$ PARA OS DETETORES RESSONANTES

DETETORES	K ($10^{-2}\phi_{th}$)	E_r (eV)	$E_r\phi(E_r)$ ($10^{-2}\phi_{th}$)
In	$7,1 \pm 1,2$	1,457	$7,1 \pm 1,2$
Au	$5,9 \pm 0,1$	4,906	$5,8 \pm 0,1$
Mn	$9,1 \pm 1,0$	337	$8,2 \pm 1,6$

Aplicando procedimento descrito em /4/ e /5/ , pode-se ainda calcular os valores do fluxo diferencial correspondentes às energias de ressonância, através da expressão:

$$\left[E_r\phi(E_r) \right]_i = \left[\frac{\sigma(E_0)}{I_r} \right]_i \left[\left[\frac{1}{r_{cd}-F_{cd}} \right]_i - \left[\frac{1}{r_{cd}-F_{cd}} \right]_{Na} \right] \phi_{th}$$

(VI.2)

onde I_r é a integral de ressonância pura do detetor, tendo-se considerado o sódio como detetor 1/v puro. Os resultados

obtidos estão também apresentados na tabela (VI.3).

A rigor, a formulação Genthon para neutrons intermediários não pretende representar o espectro real nesta região de energias. Como assinala Genthon /1/, sua formulação se destina a representar o espectro real acima de alguns keV, podendo ser, para energias inferiores, imprecisa ou mesmo falsa.

Infelizmente, não nos foi possível testar a formulação na faixa em que ela é supostamente aplicável. O detector de limiar de ródio $[Rh^{103}(n,n')Rh^{103m}]$, com uma energia de limiar real relativamente baixa (~ 40 keV), poderia provavelmente servir para este teste. Ele não foi, contudo, considerado neste trabalho, tendo em vista que a obtenção de sua resposta absoluta é mais delicada, exigindo técnicas especiais de contagem /20/.

Assim, no domínio dos neutrons intermediários, só nos resta adotar a formulação de Genthon que, mesmo carente de uma confirmação experimental, apresenta um fundamento semi-empírico.

A título de ilustração, representam-se na figura (VI.7) a formulação Genthon, o espectro calculado e os pontos experimentais $[E_r \phi(E_r)]_i$ correspondentes aos três detectores ressonantes utilizados (o espectro calculado foi normalizado de modo a se ter $\psi(E)]_{\text{calc.}} = \psi_i(E)]_{\text{Genthon}}$ para $E = 3$ keV e para $E = 1$ MeV).

Constata-se que os pontos experimentais de $E_r \phi(E_r)$ se encontram sensivelmente abaixo da curva $F\psi_i(E)$ da formulação Genthon, estendida para a região de baixa energia. O espectro calculado, normalizado em 3 keV, apresenta, nesta faixa, uma melhor concordância com os pontos experimentais.

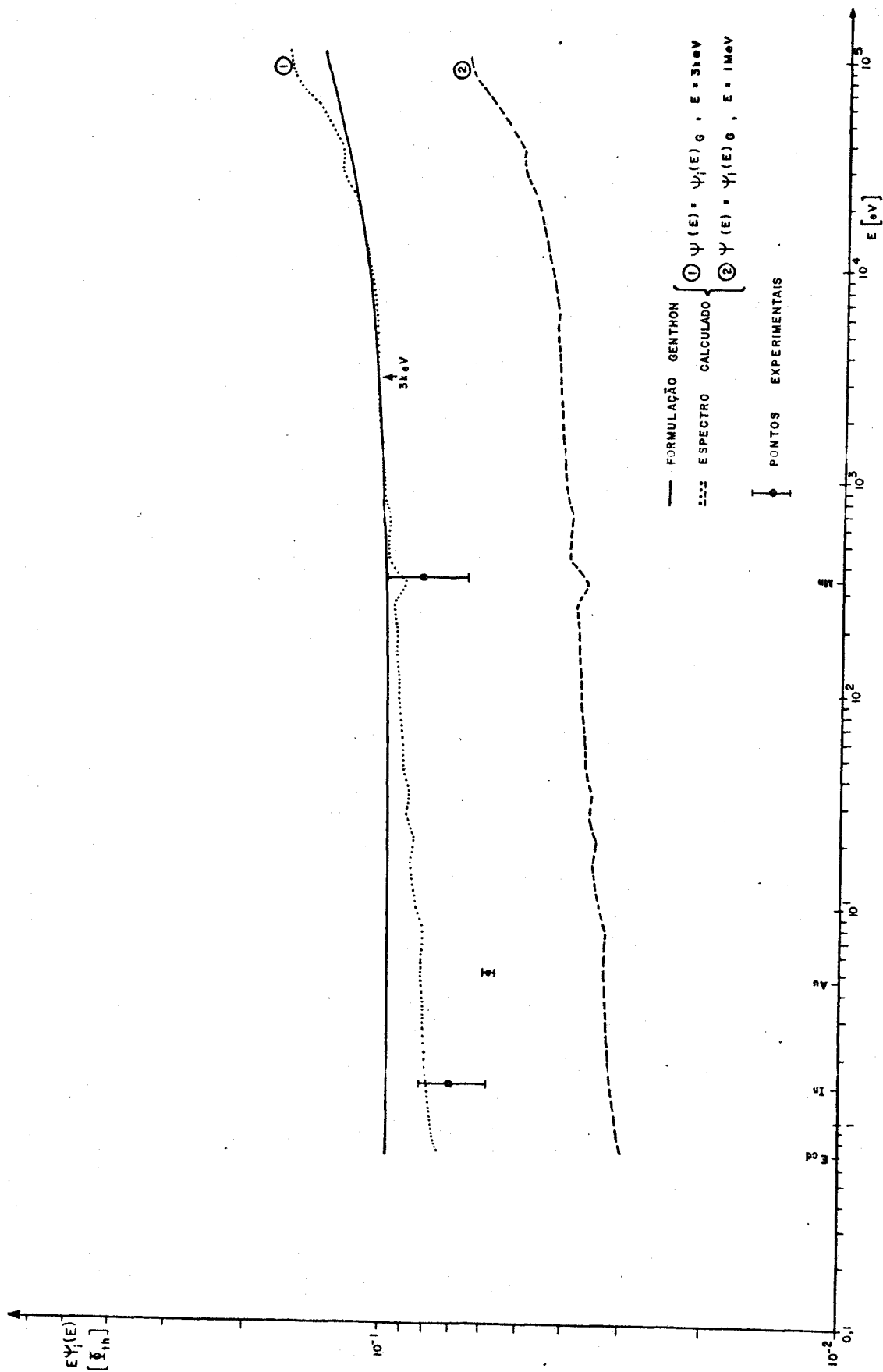


Fig. (VI.7): ESPECTRO DE NEUTRONS INTERMEDIÁRIOS

Genthon /1/, baseado em cálculos de espectros , indica que a relação A/K para reatores moderados a água leve estaria no entorno de 10. No caso presente, obtivemos uma razão A/K da ordem de 4,5, mostrando, pois, que a hipótese de A/K ~ 10 não tem uma aplicação geral. O valor de A/K obtido neste trabalho mostra ainda uma concordância razoável (discrepância menor que 20%) com os dados de medidas anteriores realizadas no TRIGA /4/.

Capítulo VII

CONCLUSÕES

O método de ativação de detetores se mostrou de aplicação relativamente simples para a determinação do espectro de neutrons rápidos e intermediários no reator TRIGA.

As técnicas de contagem envolvidas para os detetores utilizados neste trabalho não requerem instrumentação complicada e se adaptam bem a medidas em rotina.

A maior limitação do método reside ainda na incerteza relativamente grande com que são determinadas as seções de choque da maioria das reações de ativação utilizáveis. Deve-se assinalar que tal limitação deixa de existir no caso de se procurar caracterizar o espectro a medir por comparação com um espectro de referência.

Com efeito, se se dispõe de um espectro de referência bem conhecido (por exemplo, espectro em conversor), índices de espectro relativos podem ser determinados para caracterizar o espectro desconhecido, irradiando-se detetores em ambos os espectros. Para um par de detetores i, j , ter-se-ia:

$$\rho_{i,j} = \frac{p_i}{R_j} \cdot \left[\frac{p_i}{R_i} \right]_0 = \frac{r_i}{r_j} \quad (\text{VII.1})$$

onde $r = R/R_0$ é a razão das respostas para um mesmo detetor

no espectro a medir e no de referência.

Os valores experimentais de r podem ser obtidos com alta precisão já que requerem somente medidas relativas de atividade. Por outro lado, admitindo uma formulação $\psi(E)$ para $\phi(E)$, os parâmetros de forma de $\psi(E)$ poderão ser bem determinados, desde que os erros que afetam os valores de $\sigma(E)$ tenderão a se compensar para o valor calculado de $\rho_{i,j}$:

$$\rho_{i,j} \Big]_{\text{calc.}} = \frac{\int_0^{\infty} \sigma_i(E) \psi(E) dE}{\int_0^{\infty} \sigma_i(E) \phi_0(E) dE} \cdot \frac{\int_0^{\infty} \sigma_j(E) \phi_0(E) dE}{\int_0^{\infty} \sigma_j(E) \psi(E) dE} \quad (\text{VII.2})$$

Evidentemente, o parâmetro de intensidade de $\psi(E)$ só poderá ser obtido com a resposta absoluta de um dos detetores, envolvendo ainda os valores absolutos de $\sigma(E)$ deste detetor. Contudo, ele não será praticamente afetado por incertezas nos parâmetros de forma.

O método seria aplicável à medida de espectro em outros locais de irradiação do reator TRIGA e, possivelmente, na montagem subcrítica CAPITU, adotando-se como referência o espectro medido no tubo central do TRIGA.

Ao lado das incertezas nas seções de choque acima analisadas, deve-se acrescentar como limitação do método de ativação, as incertezas experimentais associadas à determinação das respostas absolutas dos detetores.

Esta limitação é principalmente condicionada pe

los procedimentos de medida de atividade absoluta utilizados para os diversos detetores, envolvendo em geral o conhecimento de certos parâmetros dos esquemas de desintegração.

No caso dos detetores utilizados no presente trabalho, as incertezas estimadas para as respostas ficaram dentro de um limite razoável, em face da precisão global do método de ativação. Evidentemente, as incertezas poderiam ter sido ainda bastante reduzidas, se tivéssemos utilizado procedimentos de medida mais aperfeiçoados ou se dispuséssemos de fontes padrões gama mais confiáveis.

No que concerne às formulações adotadas, pode-se afirmar que, no domínio dos neutrons rápidos ($E \geq 1$ MeV) a coerência entre as mesmas se mostrou satisfatória, tendo em vista as incertezas experimentais.

O espectro de fissão pode ser considerado suficiente para representar o espectro nesta faixa de energias.

No domínio de neutrons intermediários, a forma simples $1/E$ não se mostra satisfatória e a formulação proposta por Genthon carece de uma confirmação experimental, que não nos foi possível obter. O detetor de ródio, contornadas as dificuldades para obtenção de sua atividade, poderá proporcionar tal confirmação.

Quanto ao espectro calculado, constata-se uma concordância razoável na faixa de neutrons rápidos e também uma boa coerência com a forma do espectro intermediário dada pela formulação Genthon. Entretanto, a intensidade relativa do espectro intermediário se mostra aparentemente subestimada em relação à de neutrons rápidos, o que pode ser atribuído ao fato de que a situação de cálculo não atende satisfatoriamente à realidade.

Em resumo, e tendo em vista as limitações do pre

sente trabalho, o fluxo diferencial de neutrons rápidos e intermediários no tubo central do reator TRIGA (posição centro do núcleo) deverá ser representado por:

(i) $E > 1 \text{ MeV}$:

$$\phi(E) \approx \psi_r(E) = A E^{1/2} \exp(-0,775E) \quad (\text{VII.3})$$

(ii) $3 \text{ keV} < E < 1 \text{ MeV}$

$$\begin{aligned} \phi(E) \approx \psi_i(E) = & K/E \cdot \exp(1,45\sqrt{E}) + \\ & + (A^* - 9,25K) \cdot E^{1/2} \cdot \exp(-0,775E) \end{aligned} \quad (\text{VII.4})$$

Para um nível de potência nominal de 100 kW, correspondente a um fluxo térmico absoluto

$$\phi_{th} = (4,2 \pm 0,2) \times 10^{12} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (\text{VII.5})$$

os parâmetros de intensidade são:

$$A = (1,9 \pm 0,1) \times 10^{12} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-3/2}$$

$$A^* = (1,8 \pm 0,2) \times 10^{12} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-3/2}$$

$$K = (4,1 \pm 0,6) \times 10^{11} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

Apêndice A

MEDIDA DO FLUXO TÉRMICO ATRAVÉS
DA ATIVAÇÃO DE UM DETETOR DE Co

A fim de se obter o valor absoluto do parâmetro K da formulação de Genthon (seção III.3.3), mediu-se o fluxo térmico no tubo central do TRIGA, irradiando-se um detetor de Co nu. O valor do fluxo térmico foi obtido, mediante as seguintes considerações (baseadas em /2/).

Sejam:

$$R = \int_0^{\infty} \sigma(E)\phi(E)dE \quad \begin{array}{l} \text{- resposta do detetor (sem} \\ \text{perturbação do fluxo)} \end{array} \quad (A.1)$$

$\phi_{th}(E)$ - componente maxwelliana do
fluxo

$\phi_e(E)$ - componente epitérmica do
fluxo

$$R_{th} = \int_0^{\infty} \sigma(E)\phi_{th}(E)dE \quad \text{- resposta térmica} \quad (A.2)$$

$$R_{\text{epi}} = \int_0^{\infty} \sigma(E) \phi_e(E) dE \quad - \text{ resposta epit\u00e9rmica (A.3)}$$

$$I = \int_{0,55 \text{ eV}}^{\infty} \sigma(E)/E dE \quad - \text{ integral de resson\u00e2ncia (A.4)}$$

Admitindo que, na faixa t\u00e9rmica, o detetor tenha uma se\u00e7\u00e3o de choque $1/v$, tem-se:

$$R_{\text{th}} = \sigma(E_0) v_0 \int_0^{\infty} n_{\text{th}}(E) dE = \sigma(E_0) \phi_{\text{th}} \quad (A.5)$$

Supondo que a componente epit\u00e9rmica do fluxo possa ser representada por uma forma ϕ_{epi}/E associada, em baixa energia, a uma fun\u00e7\u00e3o de acoplamento que a anule, tem-se:

$$R_{\text{epi}} = \phi_{\text{epi}} \int_{\mu kT}^{\infty} \sigma(E)/E dE \quad (A.6)$$

onde μkT \u00e9 uma energia de limiar efetivo do espectro $1/E$.
Pode-se escrever ainda:

$$R_{\text{epi}} = \Phi_{\text{epi}} \left[\int_{\mu kT}^{0,55 \text{ eV}} \sigma(E)/E \, dE + I \right] \quad (\text{A.7})$$

(μkT expresso em eV)

Assim

$$R = R_{\text{th}} + R_{\text{epi}} = \left[\sigma(E_0) + \Phi_{\text{epi}}/\Phi_{\text{th}} \left[\int_{\mu kT}^{0,55 \text{ eV}} \sigma(E)/E \, dE + I \right] \right] \Phi_{\text{th}} \quad (\text{A.8})$$

Tomando $T \approx T_0$, $\mu \approx 3,5$ e considerando $\sigma(E) = \sigma(E_0) \frac{\sqrt{E_0}}{\sqrt{E}}$,
obtem-se:

$$\int_{\mu kT}^{0,55 \text{ eV}} \sigma(E)/E \, dE \approx 0,642 \sigma(E_0) \quad (\text{A.9})$$

e

$$\Phi_{\text{th}} = \frac{R}{\sigma(E_0) + \Phi_{\text{epi}}/\Phi_{\text{th}} [0,642 \sigma(E_0) + I]} \quad (\text{A.10})$$

Para um detetor espesso (com perturbação de fluxo), pode-se mostrar que:

$$\Phi_{th} = \frac{R}{f_a \sigma(E_0) + \Phi_{epi}/\Phi_{th} [0,642 \sigma(E_0) + I_{ef}]} \quad (A.11)$$

onde: f_a - fator de correção de auto-proteção térmica
 I_{ef} = GI - integral de ressonância efetiva
 G - fator de auto-proteção epitérmica.

Para o detetor de cobalto utilizado, obteve-se:

$$m = (72,48 \pm 0,05) \text{ mg}$$

$$\text{diâmetro: } 1/10 \text{ mm}$$

$$\text{espessura mássica: } \delta = 92 \text{ mg/cm}^2$$

$$\sigma(E_0) = (37,3 \pm 0,2) \text{ b } /21/$$

$$I = (70 \pm 6) \text{ b } /21/$$

$$G \approx 0,45$$

$$I_{ef} \approx 32 \text{ b}$$

$$f_a \approx 0,925 \pm 5\%$$

Para Φ_{epi}/Φ_{th} adotou-se o valor correspondente ao detetor ressonante de ouro, tendo em vista que, num detetor espesso, a ativação ressonante é obscurecida e a ativação epitérmica é devida, em grande parte, a neutrons de baixa energia:

$$\Phi_{epi}/\Phi_{th} \approx 6 \times 10^{-2} \quad (A.12)$$

Para a determinação da resposta, mediu-se a atividade induzida no detetor, irradiado a 100 kW, durante 60 min, por comparação com uma fonte padrão de Co^{60} , obtendo-se:

$$R = (1,58 \pm 0,02) \times 10^{-10} \text{ s}^{-1} \quad (\text{A.13})$$

Com os valores acima, resultou para o fluxo térmico:

$$\Phi_{th} = (4,2 \pm 0,2) \times 10^{12} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (\text{A.14})$$

Apêndice B

MEDIDA DE ATIVIDADE PELA EFICIÊNCIA DE FOTO-PICO

Se o radionuclídeo, produto da reação de ativação, for emissor gama, sua atividade pode ser determinada com um cintilador gama calibrado no foto-pico.

B.1.- Eficiência de Foto-pico

O espectro de amplitudes de pulso de um emissor gama único, obtido com um cristal de cintilação, termina por um pico que corresponde às interações com absorção total do gama (pico de absorção total).

Estas interações ocorrem, essencialmente, por efeito foto-elétrico e, por esta razão, o pico de absorção total é comumente referido como foto-pico. No caso de um emissor que apresente mais de um gama, o espectro mostra os diversos picos, sobrepostos a uma distribuição contínua, correspondente a efeito Compton.

Para um dado emissor e uma geometria de contagem fixa, a taxa de contagem sob o pico (área do foto-pico) é proporcional à atividade gama do emissor:

$$n_{ph} = \epsilon_{ph} \cdot A_{\gamma} \quad (B.1)$$

onde: n_{ph} - taxa de contagem sob o foto-pico

A_{γ} - atividade gama do emissor (número de gamas não convertidos de uma certa energia, emitidos por unidade de tempo)

ϵ_{ph} - eficiência de foto-pico.

Para uma dada geometria, a eficiência de foto-pico é uma função contínua decrescente da energia do gama.

Utilizando-se fontes padrões de diversos emissores gama, pode-se levantar experimentalmente a curva de eficiência de foto-pico, $\epsilon_{ph} = \epsilon_{ph}(E)$, para um dado cristal e uma dada geometria. Inversamente, para um emissor gama de energia conhecida, pode-se obter sua atividade gama, através da medida da área de foto-pico e da eficiência obtida da curva $\epsilon_{ph}(E)$. A atividade real do emissor poderá ser, então, calculada, se forem conhecidos certos coeficientes do esquema de desintegração.

Um dos problemas do método é definir, com uma certa exatidão, a área sob o foto-pico.

B.2 - Determinação da Área sob o Foto-pico

O foto-pico se apresenta, em geral, com a forma aproximada de uma gaussiana, deformada nas suas extremidades pela contribuição de efeito Compton do próprio gama e de gamas de energias superiores.

Métodos diversos têm sido propostos para se determinar a área sob o foto-pico /22/. No presente trabalho, adotamos o procedimento descrito por Carnahan /23/, que consiste, essencialmente, em se assimilar o pico a uma gaussiana, expressa por:

$$y(h) = \frac{S}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp \left[- \frac{(h-h_0)^2}{2\sigma^2} \right] \quad (B.2)$$

onde:

h = amplitude de pulso

S = área real do foto-pico (corrigida)

h_0 = amplitude correspondente ao eixo de simetria

σ = desvio padrão da gaussiana

Na prática, os dados experimentais se referem a contagens obtidas em canais finitos de amplitude constante Δh :

$$N_i = \int_{h_i}^{h_i + \Delta h} y'(h) dh \quad (B.3)$$

onde i é o número do canal, N_i a contagem global no canal i e $y'(h)$ é o espectro experimental (incluindo contribuição de "background" e Compton).

Para a determinação dos parâmetros da gaussiana, procede-se do seguinte modo:

(i) --Numeram-se os canais sob o pico experimental de 1 a n , cobrindo uma faixa de amplitudes de h_1 a h_{n+1} .

(ii) --Na região do pico, supõe-se uma variação linear do "background" (incluindo Compton).

(iii) --Calcula-se a área do pico, acima do "background", por:

$$S_{2,n} = \int_{h_2}^{h_n} y'(h) dh - \frac{y_1' + y_n'}{2} (n-2) \Delta h = \sum_{i=1}^n N_i - \frac{(N_1 + N_n)n}{2} \quad (B.4)$$

(iv) Carnahan mostra que área S da gaussiana correspondente ao pico é dada por

$$S = S_{2,n}/A-B \quad (\text{B.5})$$

onde:

$$A = \int_0^{t_2} \phi(x) dx + \int_0^{t_n} \phi(x) dx \quad (\text{B.6})$$

$$B = h_n - h_2 / 2\sigma [\phi(t_2) - \phi(t_n)] \quad (\text{B.7})$$

com:

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp(-x^2/2) \quad (\text{B.8})$$

$$t_2 = h_0 - h_2 / \sigma \quad ; \quad t_n = h_n - h_0 / \sigma \quad (\text{B.9})$$

(v) Os valores de h_0 e σ e, conseqüentemente, de A e B podem ser obtidos experimentalmente, levando-se, num papel de probabilidades, as razões $p_k = S_{2,k}/S_{2,n}$ em função das amplitudes de pulso h_k , sendo os $S_{2,k}$ áreas parciais sob o foto-pico, acima do "background":

$$S_{2,k} = \sum_{i=1}^n N_i - \frac{nN_1 - 2N_n}{n-2} (k-1) + \frac{1}{2} \frac{N_1 - N_n}{n-2} k^2 \quad (k=3,4,\dots,n) \quad (\text{B.10})$$

(vi) Com a reta obtida para os pontos centrais, determinam-se h_0 ($p=50\%$) e σ (por ex.: $\sigma = (h_b - h_a) / 2,073$, onde h_a e h_b são amplitudes correspondentes a $p_a = 15\%$ e $p_b = 85\%$ respectivamente).

B.3 - Resultados

Utilizando-se fontes padrões de emissores gama, fornecidas pela AIEA, levantaram-se as curvas de eficiência de foto-pico de um cristal de NaI(Tl), 3"x3", correspondentes a duas posições axiais das fontes (Figura B.1). As tabelas (B.1) e (B.2) mostram os resultados obtidos.

TABELA B.1

RESULTADOS OBTIDOS PARA A EFICIÊNCIA DE FOTO-PICO
COM AS FONTES PADRÕES DA AIEA

FONTES	E_γ (keV)	A (dps)	A_γ/A (%)	n_{ph} (cps)		ϵ_{ph} (%)	
				d=3 cm	d=21 cm	d=3cm	d=21cm
Cs-137	662	$3,64 \times 10^5$	85,1	$1,15 \times 10^4$	$9,29 \times 10^2$	3,71	0,30
Co-58	811	$2,32 \times 10^4$	100,1	$7,22 \times 10^2$	-	3,11	-
Mn-54	835	$7,23 \times 10^4$	100,0	$2,28 \times 10^3$	$1,88 \times 10^2$	3,15	0,26
Y-88	898	$2,93 \times 10^3$	95,7	84,5	-	3,01	-
Y-88	1836	$1,12 \times 10^4$	99,37	$1,65 \times 10^2$	14,5	1,48	0,13

TABELA B.2

RESULTADOS OBTIDOS PARA A ATIVIDADE DOS DETETORES

DETETOR	E_{γ} (keV)	A_{γ}/A (%)	ϵ_{ph} (%)	n_{ph} (cps)	A (dps)
In(In ^{115m})	335	47,4	0,55	$2,49 \times 10^3$	$9,55 \times 10^5$
Ni(Co ⁵⁸)	811	100,1	3,22	$1,48 \times 10^3$	$4,60 \times 10^4$
Al(Na ²⁴)	1370	100,0	1,95	36,5	$1,87 \times 10^3$
Th(La ¹⁴⁰)	1600	96,0	1,68	48,9	$3,03 \times 10^3$
Np(La ¹⁴⁰)	1600	96,0	1,68	7,0	$4,34 \times 10^2$

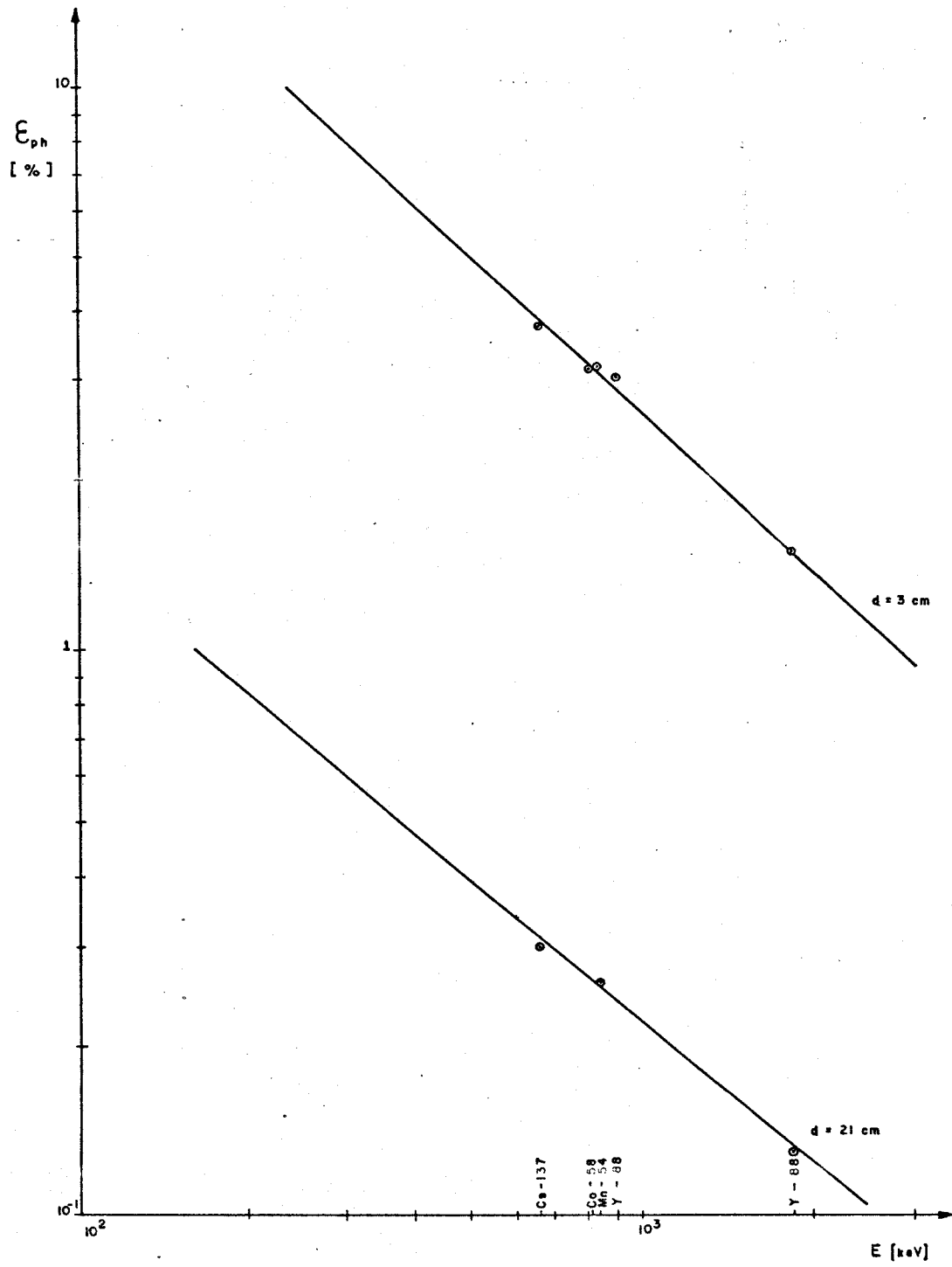


Fig. (B.1): CURVAS DE CALIBRAÇÃO NO FOTO-PICO DE UM CINTILADOR DE NaI(Tl) 3"x3"

Apêndice C

MEDIDA DE ATIVIDADE POR COINCIDÊNCIA β - γ

C.1 - *Princípio do Método:*

O princípio do método é bastante simples. Considere um radionuclídeo que se desintegre por emissão de um único beta (β), seguida por radiação gama (γ) e suponhamos que a fonte radioativa seja colocada entre dois detetores: um exclusivamente sensível à radiação beta e, outro, exclusivamente sensível à radiação gama. Admitindo que se utilize um sistema de contagem, como esquematizado na figura (C.1), sejam:

- A_0 - atividade da fonte, a se determinar
- n_β - taxa de contagem beta da fonte, obtida no canal β
- n_γ - taxa de contagem gama da fonte, obtida no canal γ
- n_c - taxa de contagem de coincidências reais β - γ , obtida no canal de coincidências
- ϵ_β - eficiência global de contagem do canal β
- ϵ_γ - eficiência global de contagem do canal γ

Tendo em vista que a eficiência de contagem representa, neste caso, a probabilidade de detecção de uma desintegração da fonte, a probabilidade de detecção conjunta de um beta e um gama de uma mesma desintegração, será o produto das eficiências de cada canal, desde que não haja correlação entre os dois eventos:

$$\epsilon_c = \epsilon_\beta \cdot \epsilon_\gamma \quad (C.1)$$

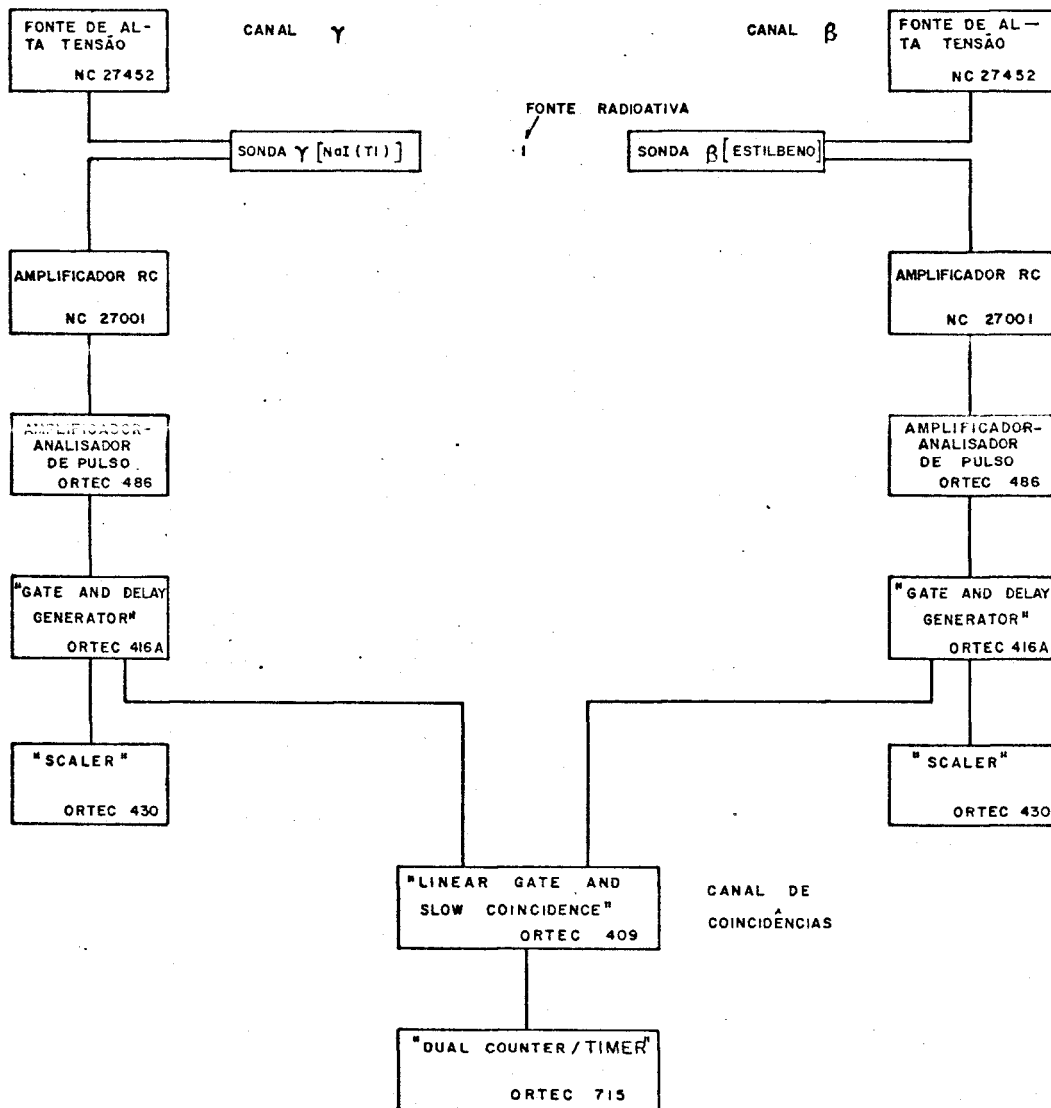


Fig. (C.1): ESQUEMA DO SISTEMA DE COINCIDÊNCIA β - γ

ou:

$$n_c/A_0 = n_\beta/A_0 \cdot n_\gamma/A_0 \quad (C.2)$$

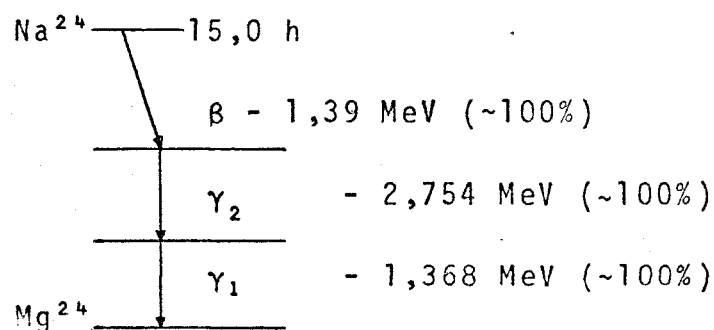
ou seja:

$$A_0 = n_\beta \cdot n_\gamma / n_c \quad (C.3)$$

Na prática, a aplicação do método requer a introdução de uma série de correções, desde que as condições ideais, admitidas na dedução acima, são dificilmente satisfeitas.

C.2 - Aplicação ao Na^{24}

Para a determinação da resposta do detetor de alumínio, mediu-se a atividade do Na-24, pelo método de coincidências β - γ . Este radionuclídeo apresenta o seguinte esquema de desintegração:



Conversão interna: $\alpha_1 = e/\gamma_1 \approx 3 \times 10^{-5}$

$\alpha_2 = e/\gamma_2 \approx 7 \times 10^{-5}$

Correlação angular β - γ : desprezível.

A medida foi efetuada no sistema de contagem mostrado na figura (C.1).

Ajustes e Correções:

(i) Tempo de resolução do circuito de coincidências:

O tempo de resolução foi ajustado a um valor mínimo capaz de assegurar a ausência de perda de coincidências reais, proveniente de flutuações nos tempos de trânsito dos pulsos nos canais β e γ .

Além disso, as linhas de atraso foram previamente ajustadas para compensar diferenças no tempo de trânsito médio dos pulsos dos dois canais.

No caso presente, fixou-se o tempo de resolução em:

$$2\tau = 2,15 \mu\text{s} \quad (\text{C-4})$$

A existência de um tempo de resolução finito implica numa correção de coincidências casuais dada por:

$$\delta n_c = 2\tau n_\beta n_\gamma \quad (\text{C.5})$$

(ii) Alta-tensão, ganho e níveis de discriminação:

Foram ajustados de modo a se otimizar as condições de contagem, quer do ponto de vista estatístico, quer do ponto de vista de estabilidade.

(iii) Geometria:

As distâncias da fonte aos detetores foram ajustadas de modo a se obter taxas aproximadamente iguais nos dois canais e proporcionar uma precisão estatística satisfatória.

(iv) Eficiência gama do detetor beta:

Considerando que o detetor beta apresenta uma certa eficiência de detecção para radiação gama, torna-se necessário introduzir uma correção na taxa de contagem do canal β e na do canal de coincidências.

Para este fim, utilizou-se um filtro de alumínio intercalado entre a fonte e o detetor beta. Nestas condições, obtem-se as contribuições de contagem gama no canal beta e de coincidência γ - γ no canal de coincidências, que deverão ser subtraídas das respectivas taxas de contagem em condições normais de operação.

C.3 - Resultados

Foram efetuadas 30 medidas da atividade, obtendo se:

$$\bar{A}_0 = (1,084 \pm 0,002) \mu\text{Ci}$$

Além da boa reprodutibilidade das medidas, observou-se ainda uma concordância satisfatória entre este resultado e o obtido com cintilador gama calibrado no foto-pico.

Apêndice D

AVALIAÇÃO DAS INCERTEZAS ESTATÍSTICAS DOS PARÂMETROS DAS FORMULAÇÕES DE FLUXO

D.1 - *Introdução*

Como visto no capítulo V, o cálculo dos parâmetros das formulações envolve os valores das respostas experimentais dos detetores e das seções de choque das reações de ativação. Desta forma, a incerteza estatística destes parâmetros será condicionada pelas incertezas com que são determinadas as respostas e as seções de choque.

Para avaliação das incertezas dos parâmetros, adotou-se a lei de propagação do desvio padrão que, para uma função $G = f(A, B, C, \dots)$ de variáveis independentes, pode ser expressa por:

$$(\delta G)^2 = \left(\frac{\partial f}{\partial A} \delta A\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial B} \delta B\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial C} \delta C\right)^2 + \dots \quad (D.1)$$

onde δA , δB , δC e δG designam incertezas estatísticas das variáveis A , B , C e G respectivamente.

D.2 - *Resposta dos Detetores*

$$R = A_s/N_0 = A(t)e^{\lambda t}/N_0(1-e^{-\lambda T}) \quad (D.2)$$

A contribuição relativa da incerteza na atividade absoluta A predomina sobre a dos demais termos, podendo-se escrever:

$$\delta R/R \approx \delta A/A \quad (D.3)$$

A tabela (D.1) mostra as incertezas relativas avaliadas para as respostas dos detetores de limiar. Para esta avaliação foram consideradas as incertezas associadas às contagens, ao método de medida das atividades e a coeficientes do esquema de desintegração.

Para os detetores de Np e Th não se considerou a incerteza dos respectivos rendimentos de fissão ("yield") do Ba^{140} .

No caso das razões de cádmio, que envolvem apenas atividades relativas, a incerteza das medidas foi avaliada em 1%, correspondendo à reprodutibilidade das contagens.

TABELA D.1

PRECISÃO ESTATÍSTICA DAS RESPOSTAS E SECÇÕES DE
CHOQUE DOS DETETORES DE LIMIAR

DETETOR	$\delta R/R$	$\delta \bar{\sigma}_f / \bar{\sigma}_f$
Np	7%	2,2%
In	7%	5,0%
Th	7%	4,3%
Ni	5%	4,8%
Al	3%	4,6%

D.3 - Seções de Choque

Os valores citados na literatura para seções de choque de reações de limiar e para integrais de ressonância são, em geral, bastante discordantes.

Neste trabalho, procuramos adotar valores de medidas mais recentes, em que constasse também a incerteza associada aos mesmos.

As incertezas relativas de seções de choque de detetores de limiar, obtidas a partir dos dados de /15, 17, 18/ são apresentadas na tabela (D.1).

D.4 - Incerteza nos Parâmetros das Formulações

Considerando-se os dados da tabela (D.1) e a lei de propagação de incertezas estatísticas, foram avaliadas as incertezas dos parâmetros que entram nas diversas formulações de fluxo abordadas neste trabalho.

D.4.1 - Espectro de Fissão:

$$\psi_r(E) = A E^{1/2} \exp(-\beta_0 E) \quad (D.4)$$

$$A = \left[R / (\bar{\sigma}_f / 0,77) \right]_{Hi} \quad (D.5)$$

$$\left(\frac{\delta A}{A} \right)^2 = \left(\frac{\delta R}{R} \right)^2 + \left(\frac{\delta \bar{\sigma}_f}{\bar{\sigma}_f} \right)^2 \quad (D.6)$$

$$\frac{\delta A}{A} \approx 7\% \quad \rightarrow \quad \delta A \approx 0,1 \times 10^{12} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-3/2} \quad (\text{D.7})$$

D.4.2 - Método dos Índices de Espectro (Grundl-Usner):

$$\psi_r(E) = A E^{1/2} \exp(-\beta E) \quad (\text{D.8})$$

(i) Parâmetro β :

$$\beta = f(\rho) \quad , \quad \rho = R_i/R_j \quad \cdot \quad \bar{\sigma}_{f_j} / \bar{\sigma}_{f_i} \quad (\text{D.9})$$

$$\delta\beta/\beta = \rho/\beta \cdot |d\beta/d\rho| \cdot \delta\rho/\rho \quad (\text{D.10})$$

$$\left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)^2 = \left(\frac{\delta R}{R}\right)_i^2 + \left(\frac{\delta R}{R}\right)_j^2 + \left(\frac{\delta\bar{\sigma}_f}{\bar{\sigma}_f}\right)_i^2 + \left(\frac{\delta\bar{\sigma}_f}{\bar{\sigma}_f}\right)_j^2 \quad (\text{D.11})$$

Pares	$\delta\rho/\rho$	$\delta\rho$	$\delta\beta/\beta$	$\delta\beta$	
Ni/Al	8,8%	0,08	2,5%	0,019	(D.12)
Ni/In	11,0%	0,11	8,6%	0,069	

$$\bar{\beta} = \frac{\frac{\beta_1}{(\delta\beta_1)^2} + \frac{\beta_2}{(\delta\beta_2)^2}}{\frac{1}{(\delta\beta_1)^2} + \frac{1}{(\delta\beta_2)^2}} \quad (\text{D.13})$$

$$\delta\bar{\beta} = \frac{\delta\beta_1 \cdot \delta\beta_2}{\left[(\delta\beta_1)^2 + (\delta\beta_2)^2 \right]^{1/2}} \quad (\text{D.14})$$

$$\delta\bar{\beta} \approx 0,019 \text{ MeV}^{-1} , \quad \text{com } \delta\bar{\beta}/\bar{\beta} = 2,5\%$$

(D.15)

(ii) *Parâmetro A:*

$$A = \left[\frac{R}{\sigma_c \cdot \Delta_{0,5}(E_{ef}; \beta)} \right]_{Ni} \quad (\text{D.16})$$

$$\left(\frac{\delta A}{A} \right)^2 = \left(\frac{\delta R}{R} \right)^2 + \left(\frac{\delta \bar{\sigma}_f}{\bar{\sigma}_f} \right)^2 + \left(\frac{\delta \Delta_{0,5}}{\Delta_{0,5}} \right)^2 \quad (\text{D.17})$$

$$\left(\frac{\delta A}{A}\right)^2 = \left(\frac{\delta R}{R}\right)^2 + \left(\frac{\delta \bar{\sigma}_f}{\bar{\sigma}_f}\right)^2 + \left(\frac{\beta}{\Delta_{0,5}} \cdot \left|\frac{d\Delta_{0,5}}{d\beta}\right| \cdot \frac{\delta \beta}{\beta}\right)^2 \quad (\text{D.18})$$

$$\frac{\delta A}{A} \approx 11\% \quad \rightarrow \quad \delta A \approx 0,2 \times 10^{12} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-3/2} \quad (\text{D.19})$$

D.4.3 - Formulação de Dietrich

$$\psi_r(E) = A \frac{N_0(E)}{1 + \alpha E^{-0,725}} \quad (\text{D.20})$$

(i) Parâmetro α :

incerteza considerada desprezível

(ii) Parâmetro A:

$$A = \frac{\sum_{i=1}^n A_i}{n} \quad (\text{D.21})$$

$$\delta A = \frac{1}{n} \sqrt{\sum_{i=1}^n (\delta A_i)^2} \quad (\text{D.22})$$

$$A_i = R_i/r_i \quad (D.23)$$

$$\left(\frac{\delta A_i}{A_i}\right)^2 = \left(\frac{\delta R}{R}\right)_i^2 + \left(\frac{\delta r}{r}\right)_i^2 = \left(\frac{\delta R}{R}\right)_i^2 + \left(\frac{\delta \bar{\sigma}_f}{\bar{\sigma}_f}\right)_i^2 \quad (D.24)$$

Detetor	$\delta A_i/A_i$	δA_i	
Th	8,2%	$0,21 \times 10^{12}$	(D.25)
Ni	6,9%	$0,18 \times 10^{12}$	
Al	5,5%	$0,13 \times 10^{12}$	

$$\delta A \approx 0,1 \times 10^{12} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-3/2}, \text{ com } \delta A/A = 4,0\% \quad (D.26)$$

D.4.4 - Formulação de Genthon:

$$\psi_i(E) = K/E[\exp(1,45\sqrt{E})] + (A - 9,25K)N_0(E); \quad 3 \text{ keV} \lesssim E \leq 1 \text{ MeV} \quad (D.27)$$

$$\psi_r(E) = A \left[N_0(E) + dE^5 \exp(-\beta E) \right]; \quad E \geq 1 \text{ MeV} \quad (D.28)$$

(i) Parâmetro K (procedimento i):

$$K = \frac{[E_r \phi(E_r)]_{Mn}}{1,085} = \frac{K^*}{1,085} \quad (D.29)$$

$$K^* = 1,613 K'_4 - 0,353 K'_1 - 0,260 K'_2 \quad (D.30)$$

$$K'_i = \left(\frac{\sigma_0}{I}\right)_i \frac{\phi_{th}}{(r_{cd} - F_{cd})_i} \quad (D.31)$$

$$(\delta K^*)^2 = (1,613 \delta K'_4)^2 + (0,353 \delta K'_1)^2 + (0,260 \delta K'_2)^2 \quad (D.32)$$

$$\left(\frac{\delta K'_i}{K'_i}\right)^2 = \left(\frac{\delta(\sigma_0/I)}{(\sigma_0/I)}\right)_i^2 + \left(\frac{\delta(r_{cd})}{(r_{cd} - F_{cd})}\right)_i^2 \quad (D.33)$$

i	$\delta(\sigma_0/I)/(\sigma_0/I)$	$\delta r_{cd}/(r_{cd}-F_{cd})$	$\delta K'/K'$	$\delta K'$
1-In	16%	2,9%	16,3%	$1,2 \times 10^{-2} \Phi_{th}$
2-Au	1,3%	1,9%	2,3%	$0,14 \times 10^{-2} \Phi_{th}$
4-Mn	10,8%	0,9%	10,8%	$0,98 \times 10^{-2} \Phi_{th}$

(D.34)

$$\delta K^* \approx 1,6 \times 10^{-2} \Phi_{th} \quad (D.35)$$

$$\frac{\delta K^*}{K^*} = \frac{1,6 \times 10^{-2} \Phi_{th}}{10,6 \times 10^{-2} \Phi_{th}} \approx 15\% \quad (D.36)$$

$$\frac{\delta K}{K} \approx 15\% \quad \rightarrow \quad \delta K \approx 0,6 \times 10^{11} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (D.37)$$

(ii) Parâmetro ρ :

$$\rho = \frac{R_{Ni}}{R_{Al}} \cdot \frac{\bar{\sigma}_{fAl}}{\bar{\sigma}_{fNi}} \quad (D.38)$$

$$\left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)^2 = \left(\frac{\delta R}{R}\right)_{Ni}^2 + \left(\frac{\delta R}{R}\right)_{Al}^2 + \left(\frac{\delta\bar{\sigma}_f}{\bar{\sigma}_f}\right)_{Ni}^2 + \left(\frac{\delta\bar{\sigma}_f}{\bar{\sigma}_f}\right)_{Al}^2 \quad (D.39)$$

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \approx 9\% \quad \rightarrow \quad \delta\rho \approx 0,084 \quad (D.40)$$

(iii) *Parâmetro β :*

$$\beta = f(\rho) \quad \rightarrow \quad \delta\beta = \left|\frac{d\beta}{d\rho}\right| \delta\rho \quad (D.41)$$

$$\delta\beta \approx 0,005 \text{ MeV}^{-1}, \quad \text{com} \quad \delta\beta/\beta \approx 0,4\% \quad (D.42)$$

(iv) *Parâmetro d :*

$$d = f(\rho) \quad \rightarrow \quad \delta d = \left|\frac{dd}{d\rho}\right| \delta\rho \quad (D.43)$$

$$\delta d \approx 0,114 \times 10^{-2}, \quad \text{com} \quad \delta d/d \approx 136\% \quad (D.44)$$

Observação:

Para o valor de ρ obtido, o valor do parâmetro \underline{d} é determinado com uma incerteza $\underline{\delta d}$ que supera o próprio valor de \underline{d} .

Sendo \underline{d} um parâmetro introduzido para atender à correção de uma forma teórica (espectro de fissão), pode-se inferir de tal resultado que o procedimento experimental utilizado para obtenção de \underline{d} mostrou-se insensível a tal correção. Considerando porém que detectores adicionais foram utilizados, as considerações expressas no Capítulo VI sobre a formulação de Genthon para neutrons rápidos seriam ainda válidas para o valor de \underline{d} adotado ($d = 8,4 \times 10^{-4}$).

(v) Parâmetro A:

$$A = \left[\frac{R}{S\Lambda_{0,5}(E_\ell; \beta_0) \cdot (1+dr)} \right]_{Ni} \quad (D.45)$$

$$A = \left[\frac{R}{S\Lambda_{0,5}(E_\ell; \beta_0)} \right]_{Ni} \cdot F(\rho) \quad (D.46)$$

$$(\delta A)^2 = \left(\frac{\partial A}{\partial R} \delta R \right)_{Ni}^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial R} \delta R \right)_{A1}^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial \bar{\sigma}_f} \delta \bar{\sigma}_f \right)_{Ni}^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial \bar{\sigma}_f} \delta \bar{\sigma}_f \right)_{A1}^2 \quad (D.47)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\delta A}{A} \right)^2 &= \left[\left(\frac{\delta R}{R} \right)^2 + \left(\frac{\delta \bar{\sigma}_f}{\bar{\sigma}_f} \right)^2 \right]_{Ni} \cdot \left[1 + \frac{\rho}{F} \frac{dF}{d\rho} \right]^2 + \left[\left(\frac{\delta R}{R} \right)^2 + \left(\frac{\delta \bar{\sigma}_f}{\bar{\sigma}_f} \right)^2 \right]_{A1} \cdot \\ &\quad \cdot \left[\frac{\rho}{F} \frac{dF}{d\rho} \right]^2 \end{aligned} \quad (D.48)$$

$$\frac{\delta A}{A} \approx 13\% \quad \rightarrow \quad \delta A \approx 0,2 \times 10^{12} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-3/2} \quad (D.49)$$

D.4.5 - Formulação de Köhler:

$$\psi(E) = \Delta\Phi_1/1,4 \quad ; \quad 0,1 < E < 1,5 \text{ MeV} \quad (\text{D.50})$$

$$\psi(E) = \Delta\Phi_2/1,5 \quad ; \quad 1,5 < E < 3,0 \text{ MeV} \quad (\text{D.51})$$

$$\psi(E) = \alpha\Phi(3)\exp[-\alpha(E-3)] \quad ; \quad E > 3,0 \text{ MeV} \quad (\text{D.52})$$

(i) Parâmetro $S_{i,j}$:

$$S_{i,j} = \frac{R_{Ni}}{R_{Al}} \quad (\text{D.53})$$

$$\left(\frac{\delta S}{S}\right)^2 = \left(\frac{\delta R}{R}\right)_{Ni}^2 + \left(\frac{\delta R}{R}\right)_{Al}^2 \quad (\text{D.54})$$

$$\frac{\delta S}{S} \approx 6\% \quad \rightarrow \quad \delta S \approx 9 \quad (\text{D.55})$$

(ii) Parâmetro α :

$$\alpha = f(S_{i,j}) \quad (\text{D.56})$$

$$\delta\alpha = \left| \frac{d\alpha}{dS} \right| \delta S \quad (\text{D.57})$$

$$\delta\alpha \approx 0,012 \text{ MeV}^{-1}, \text{ com } \delta\alpha/\alpha \approx 1,8\% \quad (\text{D.58})$$

(iii) Parâmetro $c(\alpha)$:

$$c = c(\alpha), \quad \alpha = f(S_{i,j}) \quad (\text{D.59})$$

$$\delta c = |dc/d\alpha| \cdot |d\alpha/dS| \cdot \delta S = |dc/d\alpha| \cdot \delta\alpha \quad (\text{D.60})$$

$$\delta c \approx 1 \text{ mb}, \quad \text{com } \delta c/c \approx 0,2\% \quad (\text{D.61})$$

(iv) Parâmetro $\Phi(3)$:

$$\Phi(3) = \frac{R_{Ni}}{c(\alpha)} \quad (\text{D.62})$$

$$\left(\frac{\delta\Phi}{\Phi}\right)^2 = \left(\frac{\delta R}{R}\right)_{Ni}^2 + \left(\frac{\delta c}{c}\right)^2 \quad (\text{D.63})$$

$$\frac{\delta\Phi}{\Phi} \approx 5\% \quad \rightarrow \quad \delta\Phi \approx 0,23 \times 10^{11} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (\text{D.64})$$

(v) Parâmetros $\Delta\Phi_1$ e $\Delta\Phi_2$:

$$\Delta\Phi_1 = x_1 R_{Np} - y_1 R_{Th} + z_1 \Phi(3) \quad (D.65a)$$

$$\Delta\Phi_2 = -x_2 R_{Np} + y_2 R_{Th} + z_2 \Phi(3) \quad (D.65b)$$

e analogamente para os detetores de Np e In

$$(\delta\Delta\Phi_i)^2 = (x_i \delta R_{Np})^2 + (y_i \delta R_{Th})^2 + (z_i \delta \Phi(3))^2 \quad (D.66)$$

Detetores	x_1	y_1	z_1	$\delta\Delta\Phi_1$	$\delta\Delta\Phi_1/\Delta\Phi_1$
Np - Th	$1,15 \times 10^{24}$	$17,24 \times 10^{24}$	0,95	$0,3 \times 10^{12}$	17%
Np - In	$1,52 \times 10^{24}$	$8,33 \times 10^{24}$	0,01	$0,4 \times 10^{12}$	25%

(D.67)

Detetores	x_2	y_2	z_2	$\delta\Delta\Phi_2$	$\delta\Delta\Phi_2/\Delta\Phi_2$
Np - Th	$0,06 \times 10^{24}$	$10,09 \times 10^{24}$	1,51	$1,1 \times 10^{11}$	17,5%
Np - In	$0,28 \times 10^{24}$	$4,88 \times 10^{24}$	0,95	$1,7 \times 10^{11}$	22,5%

(D.68)

Adotando-se valores médios para estes parâmetros:

$$\delta\Delta\Phi_i = 1/2 \left[(\delta\Delta\Phi_i)^2 + (\delta\Delta\Phi_i')^2 \right]^{1/2} \quad (D.69)$$

$$\delta\Delta\phi_1 \approx 0,3 \times 10^{12} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}, \text{ com } \delta\Delta\phi_1/\Delta\phi_1 \approx 17,5\% \quad (\text{D.70a})$$

$$\delta\Delta\phi_2 \approx 1,0 \times 10^{11} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}, \text{ com } \delta\Delta\phi_2/\Delta\phi_2 \approx 14,5\% \quad (\text{D.70b})$$

D.4.6 - Método do Fluxo Integral:

$$\phi(E_{ef}) = \frac{R}{\sigma_c} \quad (\text{D.71})$$

$$\left(\frac{\delta\phi}{\phi}\right)^2 = \left(\frac{\delta R}{R}\right)^2 + \left(\frac{\delta\sigma_c}{\sigma_c}\right)^2 \quad (\text{D.72})$$

$$\sigma_c \phi_f(E_{ef}) = \bar{\sigma}_f \rightarrow \frac{\delta\sigma_c}{\sigma_c} \approx \frac{\delta\bar{\sigma}_f}{\bar{\sigma}_f} \quad (\text{D.73})$$

$$\left(\frac{\delta\phi}{\phi}\right)^2 \approx \left(\frac{\delta R}{R}\right)^2 + \left(\frac{\delta\bar{\sigma}_f}{\bar{\sigma}_f}\right)^2 \quad (\text{D.74})$$

Detetor	$\delta\phi/\phi$	$\delta\phi$ ($10^{12} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	
Np	7,3%	0,14	
In	8,6%	0,13	
Th	8,2%	0,07	(D.75)
Ni	6,9%	0,04	
Al	5,5%	0,001	

Apêndice E

CÁLCULO DO ESPECTRO

O espectro rápido no tubo central do TRIGA foi calculado com auxílio do código GAM, parte do código GGC-4/24/ da General Atomic*, que se ocupa do cálculo do espectro rápido.

No GAM, são considerados 99 micro-grupos, sendo que as seções de choque microscópicas médias, correspondentes a cada um destes grupos, são lidas em uma biblioteca, assim como os parâmetros de ressonância. Para obter o espectro rápido, o código utiliza um espectro de fissão e um laplaciano como dados de entrada, bem como uma das seguintes aproximações: P1, B1, B2 ou B3.

As seções de choque de absorção e fissão nos micro-grupos podem ser ajustadas através de um cálculo de integral de ressonância. O tratamento das ressonâncias admite até dois moderadores dentro de uma barra absorvedora (elemento combustível), a qual fica rodeada de moderador. O absorvedor na barra pode ser tratado pela aproximação da ressonância estreita, pela aproximação da ressonância estreita - massa infinita ou por uma solução da equação integral da moderação. Os moderadores dentro da barra absorvedora são tratados, usando-se a solução assintótica ou uma solução da equação integral da densidade de colisão.

* GGC-4 é constituído das três partes seguintes:

- GAM - cálculo do espectro rápido;
- GATHER- cálculo do espectro térmico;
- COMBO - que combina seções de choque rápidas e térmicas em um conjunto.

Como função principal, o código prepara seções de choque de multigrupo, para códigos de difusão e transporte.

Para o presente trabalho, o código GAM foi processado em duas situações distintas. Na primeira, considerou-se a célula do tubo central de alumínio. Na outra, tomou-se uma região homogênea, incluindo o tubo central e as seis barras de elemento moderador - combustível que o circundam. Usou-se um valor igual a $2,4729 \times 10^{-2}$ para o laplaciano de entrada.

Para as duas situações, selecionou-se a aproximação B1 e o espectro de fissão do U-235. Para o moderador interior ao elemento combustível foi usado o método de aproximação assintótica e, para o absorvedor, o método integral de Nordheim.

Uma situação de cálculo mais condizente com a realidade deveria considerar duas regiões em separado: o tubo central e os elementos combustíveis. A verificação desta hipótese não foi possível, no entanto, pela não disponibilidade de códigos apropriados.

BIBLIOGRAFIA

- /1/ GENTHON, J. P. Formulation des repartitions spectrales energetiques de flux neutroniques en pile. Saclay, Commissariat à l'Énergie Atomique, Centre d'Études Nucléaires, 1964. (CEA - R2403).
- /2/ BECKURTS, K. H. & WIRTZ, K. Neutron physics. New York, Springer, 1964.
- /3/ LERIDON, A. et alii. Spectrometrie par compteurs proportionnels a protons de recul. Cadarache, Commissariat à l'Énergie Atomique, 1972. (CEA-N- 1525).
- /4/ CAMPOS, M. M. Medidas de neutrons por ativação. Belo Horizonte, Instituto de Pesquisas Radioativas, 1968.
- /5/ HYVER, C. Remarques sur l'utilisation des detecteurs resonants. Saclay, Centre d'Études Nucléaires, 1963. (DPE - SPE 63/298/831 - Rapport P 74).
- /6/ DELATTRE, P. Les méthodes de détermination des spectres de neutrons rapides à l'aide de détecteurs à seuil. Saclay, Commissariat à l'Énergie Atomique, 1961. (CEA - R 1979).
- /7/ GRUNDL, J. and USNER, A. Spectral comparisons with high energy activation detectors. Nucl. Sci. Eng., 8: 598-607, 1960.
- /8/ ZIJP, W. L. Review of activation methods for the determination of fast neutron spectra. Petten, Reactor Centrum Nederland, 1965. (RCN-37).

- /9/ DIETRICH, O. W. and THOMAS, J. Fast neutron spectra by threshold detector activation. In: SYMPOSIUM ON PHYSICS OF FAST INTERMEDIATE REACTORS, Vienna, 1961. Proceedings... Vienna, IAEA, 1961. 3v. v.1, p. 377.
- /10/ KOHLER, W. The determination of fast neutron flux densities by four threshold detectors. IAEA, distribution programme 1968, code n° FN-1. Vienna, IAEA, 1968.
- /11/ INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna. Neutron fluence measurements. Vienna, IAEA, 1970. (Technical Report Series, 107).
- /12/ GENERAL ATOMIC. Triga Mark I reactor description. San Diego. 1959. (GA - 952).
- /13/ RODRIGUES, C. W. Aspectos de radioproteção e segurança nuclear relativos à ampliação da potência do reator IPR-R1 para 250 kW. Belo Horizonte, Instituto de Pesquisas Radioativas, 1972 (Tese de Mestrado - Curso de Ciências e Técnicas Nucleares - UFMG).
- /14/ DAVEY, W. G. Selected fission cross sections for Th^{232} , Np^{237} Nucl. Sci. Eng., 32: 35-45, 1968.
- /15/ COMERA, J. Utilisation de la reaction In^{115} (n, n') In^{115m} pour la mesure des flux de neutrons rapides. Saclay, Commissariat à l'Énergie Atomique, Centre d'Études Nucléaires, 1965. (DPE-SPE/65-601. Note E 179).
- /16/ COMERA, J. et SAPENA, S. Spectrométrie de neutrons rapides à l'aide de détecteurs à seuil. Bulletin d'Informations Scientifiques et Techniques, 81: 77-80, 1964.

- /17/ ASTM. Measuring neutron flux by radioactivation techniques. ASTM Standards. Philadelphia, part 30:791-801, 1973 (ASTM E-261-70).
- /18/ KÖHLER, W. The determination of the fast neutron fluence by nickel and iron activation monitors. Vienna, IAEA, 1970. (IAEA /RL/8).
- /19/ BRESESTI, A. M.; BRESESTI, A.; ROTA, A.; RYDIN, R. A. Threshold reaction excitation functions intercalibrated in a pure fission spectrum. Nucl. Sci. Eng., 40: 331-8, 1970.
- /20/ BRISBOIS, J.; CAMPAN, J. L.; KO, P.; LERIDON, A. Utilisation du Rhodium 103. Bulletin d'Informations Scientifiques et Techniques, 81: 85-92, 1964.
- /21/ KÖHLER, W. The determination of the thermal neutron fluence by cobalt activation monitors. Vienna, IAEA, 1970. (IAEA /RL/7).
- /22/ KOKTA, L. Determination of peak area. Nucl. Instr. and Meth., 112: 245-51, 1973.
- /23/ CARRAHAN, C. L. A method for the analysis of complex peaks occurring in gamma ray pulse height distributions. Nuclear Instruments and Methods, 30:165-183, 1964.
- /24/ ADIR, J. and LATHROP, K. D. Theory of methods used in the GGC-4 multigroup cross section code. San Diego, General Atomic, 1967. (GA-7156).

