



**MEDIDA DO FLUXO TÉRMICO, EPITÉRMICO E RÁPIDO NO REATOR
IEA-R1 PELO MÉTODO DE ATIVAÇÃO DE FOLHAS**

Marina Fallone Koskinas

**DISSERTAÇÃO E TESE - IEA 117
IEA - DT - 117**

MAIO/1979

CONSELHO DELIBERATIVO

MEMBROS

Klaus Reinach -- Presidente
Roberto D'Utra Vaz
Helcio Modesto da Costa
Ivano Humbert Marchesi
Admar Cervellini

PARTICIPANTES

Regina Elisabete Azevedo Peretta
Flávio Gori

SUPERINTENDENTE

Rômulo Ribeiro Pieroni

DISSERTAÇÃO E TESE - IEA 117
IEA - DT - 117

MAIO/1979

**MEDIDA DO FLUXO TÉRMICO, EPITÉRMICO E RÁPIDO NO REATOR
IEA-R1 PELO MÉTODO DE ATIVAÇÃO DE FOLHAS**

Marina Fallone Koskins

**Dissertação para obtenção do Título de "Mestre em
Ciências - Área de Concentração Tecnologia Nuclear" -
Orientador Dr. Roberto Fulfaro. Apresentada e defendida
em 7 de julho de 1978, no Instituto de Energia Atômica.**

**INSTITUTO DE ENERGIA ATÔMICA
SÃO PAULO - BRASIL**

Série DISSERTAÇÃO F TESE IEA

INIS Categories and Descriptors

E41

**Neutron flux
Neutron detection
Thermal neutrons
Epithermal neutrons
Fast neutrons
Activation detectors
Calibration**

Note: A redação, ortografia e conceitos são de responsabilidade dos autores.

SUMÁRIO

	Página
INTRODUÇÃO	1
CAPÍTULO I	
FORMALISMO UTILIZADO PARA A DETERMINAÇÃO DO FLUXO TÉRMICO, INTERMEDIÁRIO E RÁPIDO	3
1.1 – Considerações Gerais	3
1.2 – Expressões Envolvidas na Determinação do Fluxo Térmico	6
1.2.1 – Formalismo de Westcott	8
1.2.1.1 – Determinação da Fração de Nêutrons Intermediários	11
1.2.1.2 – Cálculo do Fluxo Convencional ϕ_0	14
1.2.1.3 – Fatores de Correção para o Cálculo do Fluxo	15
1.3 – Expressões Envolvidas na Determinação do Fluxo Epitérmico	19
1.4 – Expressões Envolvidas na Determinação do Fluxo Rápido	21
CAPÍTULO II	
DESCRIÇÃO DO MÉTODO EXPERIMENTAL	22
11.1 – Escolha dos Detectores de Ativação	22
11.1.1 – Detectores Empregados para a Medida de Fluxo Térmico e Epitérmico	23
11.1.2 – Detectores Empregados para Medida de Fluxo Rápido	28
11.2 – Escolha do Método de Medida de Atividade	30
11.3 – Escolha da Posição de Irradiação	34
11.4 – Descrição do Arranjo para Irradiação	34
CAPÍTULO III	
CALIBRAÇÃO DO DETECTOR DE GERMÂNIO-LÍTIO	34
111.1 – Descrição do Sistema	37
111.2 – Descrição dos Suportes para Medida de Fontes	38
111.3 – Determinação da Curva de Eficiência do Sistema de Germânio-Lítio	38
111.3.1 – Método Adotado para o Cálculo da Eficiência	38
111.3.2 – Resultados Obtidos para a Eficiência do Sistema Ge-Li	43
CAPÍTULO IV	
RESULTADOS OBTIDOS NA MEDIDA DO FLUXO	63

	Página
IV.1 – Resultados Obtidos para o Fluxo Térmico	53
IV.2 – Resultados Obtidos para o Fluxo Eritérmico	60
IV.3 – Resultados Obtidos para o Fluxo Rápido	60
 CAPÍTULO V	
CONCLUSÕES	65
 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	 68

MEDIDA DO FLUXO TÉRMICO, EPITÉRMICO E RÁPIDO NO REATOR IEA-R1 PELO MÉTODO DE ATIVAÇÃO DE FOLHAS

Marina Fallone Koskinas

RESUMO

Aprovada
Nesta dissertação são apresentados os pormenores da teoria e do procedimento experimental do método de ativação de folhas aplicado à determinação do fluxo de nêutrons no reator IEA-R1.

Os fluxos de nêutrons térmicos e epitérmicos foram determinados a partir da medida das atividades induzidas em folha de ouro, cobalto e manganês. O fluxo de nêutrons rápidos foi obtido usando-se o ^{27}Al , ^{56}Fe e ^{58}Ni , que apresentam reações de limiar nessa região. As atividades foram medidas com um sistema de espectrometria gama que utiliza um detector Ge-Li.

Em cada região de energia do espectro de nêutrons do reator, verificou-se a consistência do tratamento teórico e da seleção dos parâmetros utilizados, de concordância existente entre os valores experimentais dos fluxos obtidos usando-se folhas de três materiais diferentes.

INTRODUÇÃO

O conhecimento do fluxo de nêutrons é de fundamental importância para qualquer experiência que venha a ser efetuada num reator de pesquisa, especialmente nos experimentos e estudos relacionados com danos de irradiação em sólidos, cálculo de blindagens e produção de radioisótopos.

Num reator de pesquisa, como é o caso do reator IEA-R1 do Instituto de Energia Atômica, os nêutrons apresentam uma distribuição espectral no intervalo de energia entre praticamente zero até alguns milhões de elétron-volts (MeV).

Dependendo da experiência a ser desenvolvida utilizando os nêutrons do reator, torna-se necessário o conhecimento do fluxo integrado de nêutrons em determinados intervalos de energias. Para a produção de radioisótopos por reação (n,γ) se exige o conhecimento do fluxo de nêutrons de baixa energia, os chamados nêutrons térmicos; enquanto que para estudos de danos por irradiação é mais importante o fluxo de nêutrons mais energéticos, os chamados nêutrons rápidos.

Em outros casos torna-se necessário o conhecimento do fluxo de nêutrons na região de energias intermediárias.

Nessas condições, para a determinação de fluxo nos intervalos parciais de energia, deve-se conhecer a distribuição espectral dos nêutrons em cada intervalo e também selecionar os tipos de detectores que sejam particularmente sensíveis aos nêutrons com energias compreendidas na região de interesse.

Aprovada para publicação em Julho/1978.

Outro aspecto que deve ser considerado é a flutuação de potência do reator durante a operação. Para manter a potência próxima de um valor determinado, 2 MW para o reator IEA-R1, deve-se alterar o posicionamento das barras de segurança e de controle, de modo a compensar a queima de combustível durante a operação do reator. Isso gera uma variação no fluxo de nêutrons durante a operação e dessa forma o fluxo não é constante no tempo para as várias posições de irradiação de amostras no reator.

Portanto, se uma dada experiência requer o conhecimento preciso do fluxo, este deve ser determinado na própria posição de irradiação e de preferência no decorrer da realização da experiência. Para que isso se torne praticável deve-se dispor de detectores que sejam de dimensões pequenas, de forma a acarretar perturbações desprezíveis no fluxo e de modo a permitir acesso fácil a qualquer local de irradiação.

Essas condições são plenamente satisfeitas quando para a determinação de fluxo é empregado o método de ativação de folhas.

Por esse método, folhas de materiais apropriados, colocadas na posição de irradiação, são ativadas com nêutrons e o fluxo é determinado a partir da atividade induzida nesses materiais.

A escolha do material a ser utilizado em certa região de energia está baseada no comportamento da secção de choque do material em função da energia, que deve favorecer a ativação induzida especificamente por nêutrons dessa região de energia.

Nessas condições, a atividade induzida na folha do material está relacionada com a convolução entre a distribuição espectral dos nêutrons e a secção de choque do material.

A distribuição espectral dos nêutrons para reatores térmicos, que é o caso do IEA-R1 com combustível de ^{235}U e água leve como moderador, já foi exaustivamente analisada e atualmente existem na literatura^(5,20,22) expressões semi-empíricas que fornecem uma boa aproximação para a distribuição.

Para facilitar a manipulação das expressões de distribuição espectral, os nêutrons são comumente classificados em função da energia, da seguinte maneira:

- nêutrons térmicos: as mais importantes fontes de nêutrons térmicos são os reatores nucleares, nos quais esses nêutrons são aqueles que, após perder energia durante a moderação, atingem o equilíbrio térmico com os núcleos do meio. Apresentam uma distribuição de velocidades próxima a uma maxwelliana^(5,20,22) abrangendo um intervalo de energia de 10^{-4} eV a 1 eV.

- nêutrons intermédios: são os nêutrons que ainda se encontram no processo de moderação; estão nessa categoria os nêutrons com energias compreendidas no intervalo de 1 eV até 100 keV.

- nêutrons rápidos: são os nêutrons recém produzidos na fissão e que ainda não iniciaram o processo de moderação. São considerados nêutrons rápidos aqueles com energias entre 100 keV a 10 MeV.

As secções de choque dos materiais a serem utilizados nas medidas do fluxo de nêutrons, em cada uma das três regiões de energia mencionadas, devem além de favorecer a ativação induzida por nêutrons especificamente de cada região de energia como já mencionado, também, ter as seguintes características: na região térmica a secção de choque de captura deve ser grande e com comportamento predominantemente proporcional ao inverso da velocidade do nêutron ($1/v$); na região intermediária a secção de choque de captura deve apresentar um pico de ressonância predominante e na região de nêutrons rápidos são empregados preferencialmente materiais que apresentam reações de limiar.

Esta dissertação aborda o problema da seleção de detectores, pormenores teóricos e experimentais da técnica de ativação de folhas e apresenta as medidas de fluxo de nêutrons, nas três regiões de energia, efetuadas no reator IEA-R1.

Para as medidas nas regiões térmica e intermediária foram utilizados detectores de ^{197}Au , ^{59}Co e ^{55}Mn . É feita uma comparação dos resultados obtidos para o fluxo de nêutrons, tendo como base os resultados do ^{197}Au , material já consagrado com relação à sua aplicação na técnica de ativação de folhas.

Para as medidas na região rápida, foram utilizados detectores de ^{27}Al , ^{56}Fe e ^{58}Ni que apresentam reações de limiar nessa região.

A utilização de três detectores em cada região medida visa a verificação de consistência do tratamento teórico, da seleção de parâmetros utilizados. Além disso tem-se como objetivo estabelecer quais os detectores apropriados para as medidas rotineiras de fluxo efetuadas pelo Laboratório de Metrologia Nuclear, nas várias situações experimentais, relativamente às regiões de energia e ao número de nêutrons para o qual a determinação do fluxo está sendo solicitada.

No capítulo I da dissertação estão descritos: o formalismo de Westcott⁽⁴²⁾ adotado para medida do fluxo térmico, os fatores de correção que devem ser aplicados na determinação do fluxo e as expressões para determinação dos fluxos intermediário e rápido.

A descrição dos materiais empregados, bem como o dispositivo de irradiação estão apresentados no Capítulo II.

No capítulo III é feita a descrição da calibração do sistema de espectrometria gama relativo, utilizado na medida da atividade induzida pelos nêutrons na folha de ativação.

Finalmente os capítulos IV e V apresentam e analisam os resultados obtidos.

CAPÍTULO I

FORMALISMO UTILIZADO PARA A DETERMINAÇÃO DO FLUXO TÉRMICO, INTERMEDIÁRIO E RÁPIDO

1.1 – Considerações Gerais

Em um reator nuclear, os nêutrons produzidos no processo de fissão são de dois tipos: os nêutrons prontos e os nêutrons atrasados. Os nêutrons prontos são emitidos num tempo de ordem de 10^{-14} seg e constituem 99% da emissão total dos nêutrons de fissão. Os nêutrons atrasados, apenas 1% de emissão total, são decorrentes da desexcitação de radionuclídeos constituintes dos produtos de fissão.

De uma maneira geral, a distribuição de energia dos nêutrons produzidos no processo de fissão, também chamada espectro de fissão, está compreendida no intervalo que vai desde alguns eV até próximo de 10 MeV, com pico em torno de 2 MeV.

Várias representações semi-empíricas do espectro de fissão são citadas na literatura^(6,20,22,39) das quais a mais comumente usada é aquela de Watt, dada pela expressão:

$$\psi(E) = 0,484 e^{-E} \operatorname{sen} h \sqrt{2E} \quad (1-1)$$

onde E é a energia do nêutron em MeV.

Na Figura 1.1, pode-se ver um esquema representando o espectro de fissão num reator nuclear; é um gráfico da densidade de fluxo $\phi(E)$ (nêutrons/cm²seg eV) versus energia do nêutron.

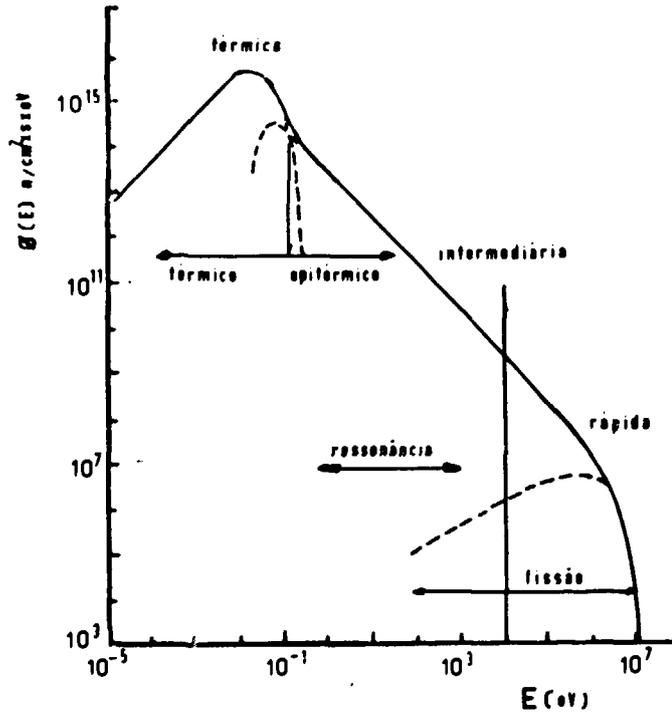


Figura 1.1 – Espectro Típico Diferencial de um Reator Térmico⁽²²⁾

No caso de reatores térmicos, esses nêutrons rápidos produzidos na fissão perdem energia por colisões durante o processo de moderação e alcançam o equilíbrio térmico com os núcleos do moderador. Quando os nêutrons ainda estão sendo moderados, na região intermediária de energia, a distribuição espectral segue um comportamento que varia com o inverso da energia do nêutron ($1/E$).

Os nêutrons térmicos difundem-se no meio moderador sem trocar energia, obedecendo a mesma distribuição de energia de agitação térmica dos núcleos moderadores. Essa classe de nêutrons apresenta uma distribuição de velocidade aproximadamente Maxwelliana, onde a energia cinética correspondente à velocidade mais provável, na temperatura absoluta T , é dada por $1/2 m v^2 = kT$, sendo m a massa do nêutron e k a constante de Boltzmann.

O fluxo de nêutrons em cada região é determinado pela ativação de materiais que apresentem uma seção de choque cujo comportamento favoreça a ativação pelos nêutrons da região de interesse.

Na região de nêutrons térmicos, existem vários materiais cuja seção de choque apresenta um comportamento $1/v$ e a reação predominante é a captura radioativa (n,γ); a determinação do fluxo térmico torna-se bastante simplificada, quando são escolhidos materiais com seção de choque com comportamento próximo à lei $1/v$. Além disso, é interessante que a seção de choque de absorção seja predominante em relação à seção de choque de espalhamento nessa região.

Na região de nêutrons intermediários, também chamada região epitérmica, ainda predomina a reação de captura radioativa (n,γ), porém o comportamento das seções de choque é caracterizado por

picos de ressonância. Para determinação do fluxo nesta região, são escolhidos materiais que tenham um pico de ressonância predominante.

Na região de nêutrons rápidos predominam as reações do tipo (n,p), (n, α), muitas delas do tipo reações de limiar pois só ocorrem com nêutrons acima de uma energia mínima. Para a determinação do fluxo rápido são escolhidos materiais que apresentam reações de limiar nessa região de energias.

A determinação de fluxo pelo método de ativação baseia-se numa expressão que relaciona o número de átomos da amostra com a secção de choque de ativação em função da energia e o fluxo de nêutrons incidentes por unidade de intervalo de energia dE. Essa expressão fornece o número de átomos radioativos formado por unidade de tempo, também chamada taxa de reação⁽³²⁾:

$$R = N_T \int_0^{\infty} \sigma(E) \phi(E) dE = N_T \int_0^{\infty} \sigma(v) n(v) v dv \quad (1-2)$$

onde:

R taxa de reação por segundo;

N_T número total de átomos da amostra;

$\sigma(E) \equiv \sigma(v)$ secção de choque de absorção da amostra;

$\phi(E) \equiv n(v)v$ distribuição de fluxo de nêutrons.

A variação do número de átomos radioativos formados durante a irradiação é a diferença entre a taxa de reação R e a taxa de decaimento ou atividade do detector.

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N + R \quad (1-3)$$

onde λN é a taxa de decaimento, com λ sendo a constante de desintegração do radionuclídeo formado.

Colocando os termos em N para o primeiro membro e resolvendo a equação diferencial, após um tempo de irradiação t_i , o número de átomos formado é dado por:

$$e^{\lambda t} N = \int_0^{t_i} R e^{\lambda t} dt \quad (1-4)$$

Sendo a atividade no final da irradiação igual a

$$A_0 = \lambda N = R (1 - e^{-\lambda t_i}) \quad (1-5)$$

Para tempos muito longos de irradiação, a atividade A_0 atinge um valor máximo $A_0 = R$, chamada atividade saturada.

Se a atividade é determinada após um tempo t_g , contado a partir do instante final da irradiação, a atividade saturada A_0 será expressa por

$$A_s = \frac{A e^{\lambda t_0}}{1 - e^{-\lambda t_1}} \quad (1-6)$$

onde $A e^{\lambda t_0}$ corresponde a A_0 .

1.2 – Expressões Envolvidas na Determinação do Fluxo Térmico

Como já foi mencionado, o espectro de nêutrons térmicos em um reator nuclear é descrito aproximadamente por uma distribuição Maxwelliana^(5,20,22):

$$n(v) = \frac{4nv^2}{v_T^3 \sqrt{\pi}} e^{-(v/v_T)^2}$$

onde:

$n(v)$ é a densidade de nêutrons;

v_T é a velocidade mais provável e corresponde ao valor em que ocorre o máximo da distribuição.

Quando o meio moderador está à uma temperatura próxima da ambiente, com o valor igual a $t_0 = 20,44^\circ\text{C} \equiv T_0 = 293,6\text{K}$, a velocidade v_T tem o valor

$$v_0 = 2200 \text{ m/s}$$

com uma energia correspondente (máximo da distribuição) $E_{T_0} = kT_0$, que por sua vez é denominada energia térmica.

A secção de choque para nêutrons dessa velocidade (2200 m/s) é chamada secção de choque térmica σ_0 e seus valores estão tabelados na literatura para a maioria dos elementos. Portanto

$$\sigma(2200 \text{ m/s}) \equiv \sigma_0$$

No caso ideal em que se tem um material com uma secção de choque puramente $1/v$, pode-se colocar a dependência com a velocidade do nêutron em termos da secção de choque térmica:

$$\sigma(v) = \frac{\sigma_0 v_0}{v} \quad (1-8)$$

Nesse caso, a taxa de reação dada pela expressão (1-2), se reduz à:

$$R = N_T \int_0^\infty \sigma_0 v_0 \frac{4nv^2}{v_T^3 \sqrt{\pi}} e^{-(v/v_T)^2} dv \quad (1-9)$$

$$R = N_T \sigma_0 v_0 \int_0^{\infty} n(v) dv \quad (1-10)$$

Como a integral $\int_0^{\infty} n(v) dv$ é igual a densidade total de nêutrons n_{th} , tem-se que a expressão (1-13) se reduz a:

$$R = N_T \sigma_0 v_0 n_{th} \quad (1-11)$$

O produto $n_{th} v_0 \equiv \phi_{0th}$ é denominado fluxo térmico, para uma distribuição de nêutrons com velocidade de 2200 m/s.

O fluxo na temperatura real do meio moderador será expresso por:

$$\psi = n_{th} \bar{v} \quad (1-12)$$

onde \bar{v} é a velocidade média dos nêutrons.

É fácil demonstrar-se que a velocidade média \bar{v} , numa distribuição à temperatura T, se relaciona com a velocidade v_0 pela expressão

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{4T}{\pi T_0}} v_0 \quad (1-13)$$

onde $T_0 \equiv 293,6K$.

Assim, a expressão para o fluxo real pode ser colocada na forma

$$\phi_{th} = \frac{R}{N_T \sigma_0 \sqrt{\frac{\pi T_0}{4T}}} \quad (1-14)$$

ou substituindo $R/N_T \sigma_0$ por ϕ_0 temos

$$\psi_{th} = \phi_{0th} \sqrt{\frac{4T}{\pi T_0}} \quad (1-15)$$

Portanto, o fluxo térmico é determinado por meio de uma fórmula simples, bastando o conhecimento da seção de choque térmica e da temperatura T.

Na prática, os materiais não apresentam seções de choque com comportamento puramente $1/v$ e nessas condições a expressão (1-15) não corresponde a uma aproximação do caso real, tornando-se necessária a aplicação de correções para o desvio de $1/v$.

Estas correções são obtidas de uma maneira adequada pela utilização do formalismo de Westcott⁽⁴²⁾. Este formalismo, que será descrito em seguida, é bastante utilizado pela maioria dos autores que trabalham com a determinação de fluxo térmico^(1,15,16).

1.2.1 – Formalismo de Westcott⁽⁴²⁾

Para aplicação deste formalismo considera-se que o espectro de nêutrons segue uma distribuição Maxwelliana na região térmica e uma distribuição 1/E na região intermediária.

A Figura (1.1) mostra o comportamento destas duas distribuições. A componente 1/E se sobrepõe à Maxwelliana e tem início numa certa energia E_c .

Essas duas componentes estão relacionadas entre si por meio de uma função de junção, ou função de corte; expressões apropriadas para essa função, que tem a finalidade de tornar o espectro contínuo na região de junção, podem ser encontradas na literatura⁽⁴¹⁾.

Em forma mais simples a função, comumente denominada Δ , é uma aproximação para uma função degrau do tipo

$$\Delta = 0 \text{ para } E_c < \mu KT$$

$$\Delta = 1 \text{ para } E_c > \mu KT$$

onde μ é um coeficiente escolhido de modo a ajustar a junção ao caso real. A energia de corte E_c neste caso é dada em unidades de kT. No caso de reatores moderados a água leve o valor de μ está em torno de 5^(40,41), de modo que a energia de corte está em torno de 5 kT.

Quando se usa uma função Δ tipo degrau, introduz-se uma pequena descontinuidade na forma do espectro. Entretanto, trabalhos encontrados na literatura⁽¹⁵⁾, mostram que essa aproximação é boa, uma vez que os resultados com ela obtidos não diferem sensivelmente daqueles obtidos com uma função de junção contínua.

Nessas condições, pode-se escrever uma expressão para a densidade de nêutrons correspondente à soma da componente Maxwelliana mais a componente 1/E, ambas ligadas pela função de junção:

$$n(v) = n_M \rho_M(v) + n_I \Delta \rho_I(v) \quad (1-16)$$

onde n_M é a densidade de nêutrons Maxwelliana dada por $n_M = n(1-f)$ e n_I é a densidade de nêutrons intermediários dada por $n_I = nf$ onde f é a fração de nêutrons intermediários na densidade total n . Enquanto que $\rho_M(v)$ e $\rho_I(v)$ são as funções de distribuição da densidade dos nêutrons Maxwelliana e intermediária normalizadas.

$$\int_0^\infty \rho_M(v) dv = \int_0^\infty \Delta \rho_I(v) dv \quad (1-17)$$

sendo que

$$\rho_M(v) = \frac{4v^2}{\sqrt{\pi} v_T^3} e^{-(v/v_T)^2} \quad (1-18)$$

$$\rho_I(v) = v_T \mu^{1/2} v^{-2} \quad (1-19)$$

Dessa forma, tem-se que a densidade de nêutrons pode ser expressa por

$$n(v) = n(1-f) \frac{4v^2}{\sqrt{\pi} v_T^3} e^{-(v/v_T)^2} + nf \Delta v_T \mu^{1/2} v^{-2} \quad (1-20)$$

Quando $v = v_0$ (2200 m/s), define-se $\phi_0 = nv_0$ como fluxo convencional

Assim, a taxa de reação para determinação do fluxo é obtida, substituindo a expressão (1-20) em (1-2)

$$R = N_T \left[n(1-f) \int_0^\infty \frac{4v^3}{\sqrt{\pi} v_T^3} e^{-(v/v_T)^2} \sigma(v) dv + nf v_T \mu^{1/2} \int_0^\infty \frac{\Delta}{v} \sigma(v) dv \right] \quad (1-21)$$

Quando o espectro é puramente Maxwelliano, caso em que não há contribuição intermediária, a fração de nêutrons intermediários f é zero. A taxa de reação para a determinação do fluxo é dada por

$$R = N_T \left[n \int_0^\infty \frac{4v^3}{\sqrt{\pi} v_T^3} e^{-(v/v_T)^2} \sigma(v) dv \right] \quad (1-22)$$

Para a facilidade de cálculo é conveniente definir a taxa de reação em termos de uma seção de choque efetiva Maxwelliana $\hat{\sigma}_m$, da seguinte forma:

$$R = N_T nv_0 \hat{\sigma}_m \quad (1-23)$$

onde nv_0 é o fluxo convencional particularizado para o caso $n = n_M$.

Comparando (1-22) com (1-23) tem-se

$$\hat{\sigma}_m = \frac{1}{v_0} \int_0^\infty \frac{4v^3}{\sqrt{\pi} v_T^3} e^{-(v/v_T)^2} \sigma(v) dv \quad (1-24)$$

Uma vez que na literatura⁽³⁶⁾ pode-se encontrar facilmente os valores tabelados para σ_0 , o formalismo de Westcott define um fator de correção g que permite a obtenção da seção de choque efetiva Maxwelliana $\hat{\sigma}_m$ por meio do valor de σ_0 . Este fator corrige a seção de choque $\hat{\sigma}_m$ para a influência da temperatura dada pelo termo v_T e a variação da seção de choque na região Maxwelliana em $\sigma(v)$. O fator g é definido pela expressão

$$g \equiv \frac{\hat{\sigma}_m}{\sigma_0} = \frac{1}{v_0 \sigma_0} \int_0^\infty \frac{4v^3}{\sqrt{\pi} v_T^3} e^{-(v/v_T)^2} \sigma(v) dv \quad (1-25)$$

Existem tabelados na literatura⁽⁴¹⁾ os valores de g para diversos materiais e várias temperaturas. Portanto, a seção de choque efetiva $\hat{\sigma}_m$ pode ser calculada pela relação

$$\hat{\sigma}_m = \sigma_0 g \quad (1-26)$$

É evidente que quando o material é puramente $1/v$ o valor de $g = 1$, e a expressão (1-23) recai na expressão (1-11).

Quando o espectro não é puramente Maxwelliano, caso em que existe uma fração do espectro intermediário sobreposta ao térmico, a taxa de reação é dada por

$$R = N_T [n(1-f) v_0 \hat{\sigma}_M + n f v_T \mu^{1/2} \int_0^\infty \frac{\Delta \sigma(v)}{v} dv] \quad (1-27)$$

Separando a parte intermediária tem-se que

$$R = N_T [n v_0 \hat{\sigma}_M + n f [v_T \mu^{1/2} \int_0^\infty \frac{\Delta}{v} \sigma(v) dv - v_0 \hat{\sigma}_M]] \quad (1-28)$$

Novamente é conveniente definir uma secção de choque efetiva $\hat{\sigma}$, de maneira a simplificar a expressão para a taxa de reação:

$$R = N_T n v_0 \hat{\sigma} \quad (1-29)$$

onde

$$\hat{\sigma} = g \sigma_0 + \frac{f \mu^{1/2} v_T}{v_0} \int_0^\infty [\sigma(v) - \frac{v_0 \hat{\sigma}_M}{v}] \frac{\Delta 2dE}{v} \quad (1-30)$$

substituindo $\frac{2 dv}{v}$ por $\frac{dE}{E}$ tem-se:

$$\hat{\sigma} = g \sigma_0 + \frac{f \mu^{1/2} v_T}{2 v_0} \int_0^\infty [\sigma(v) - \frac{v_0 \hat{\sigma}_M}{v}] \frac{\Delta dE}{E} \quad (1-31)$$

A partir dessa expressão pode-se verificar que existem duas partes: a Maxwelliana dada por $g \sigma_0$ e a contribuição do fluxo intermediário dada por

$$\frac{f \mu^{1/2} v_T}{2 v_0} \int_0^\infty [\sigma(v) - \frac{v_0 \hat{\sigma}_M}{v}] \frac{\Delta dE}{E} \quad (1-32)$$

Utilizando uma função Δ do tipo degrau

$$\Delta = 0 \text{ para } E_c < \mu KT$$

$$\Delta = 1 \text{ para } E_c > \mu KT$$

a expressão (I-32) se reduz a

$$\frac{f \mu^{1/2} v_T}{2 v_0} \int_{\mu k T}^{\infty} \left[\sigma(v) - \frac{v_0 \hat{\sigma}_M}{v} \right] \frac{dE}{E} \quad (I-33)$$

Convém notar que a integral da expressão (I-33) envolve somente componentes ressonantes da secção de choque, uma vez que está subtraída a componente $1/v$.

Da expressão (I-33) podemos definir uma nova fração de nêutrons intermediários r proporcional a $f \mu^{1/2}$ dada pela expressão

$$r = \frac{f (\mu \pi)^{1/2}}{4} \quad (I-34)$$

O r para simplificação de notação é denominado também fração de nêutrons intermediários e é determinado experimentalmente.

Da mesma equação (I-33) define-se um outro fator denominado s dado pela expressão

$$s = \frac{1}{\sigma_0} \left[\frac{4T}{\pi T_0} \right]^{1/2} \int_{\mu k T}^{\infty} \left[\sigma(v) - \frac{\hat{\sigma}_M v_0}{v} \right] \frac{dE}{E} \quad (I-35)$$

Este fator é função da variação da temperatura T e da secção de choque no intervalo de $\mu k T$ a ∞ , isto é, na região intermediária. Este fator encontra-se tabelado na literatura para a maioria dos materiais e várias temperaturas⁽⁴¹⁾.

Portanto, a secção de choque efetiva $\hat{\sigma}$ é obtida por meio da secção de choque σ_0 pela relação

$$\hat{\sigma} = \sigma_0 (g + rs) \quad (I-36)$$

De modo que a taxa de reação é dada por

$$R = N_T n v_0 \sigma_0 (g + rs) \quad (I-37)$$

A partir da equação (I-37) coloca-se $n v_0$ em evidência e obtém-se o fluxo convencional (térmico + epitérmico)

$$\psi_0 = \frac{R}{N_T \sigma_0 (g + rs)} \quad (I-38)$$

1.2.1.1 – Determinação da Fração de Nêutrons Intermediários

Para a determinação da fração intermediária r utiliza-se o método da diferença do cádmio⁽⁶⁾.

O método consiste em irradiar dois detectores idênticos, um envolto em cádmio e outro sem cádmio.

O cádmio é um material que apresenta uma secção de choque de absorção com o valor da ordem de 2500 b na energia térmica, com uma ressonância próxima em 0,178 eV, como pode ser visto na Figura (1.2).

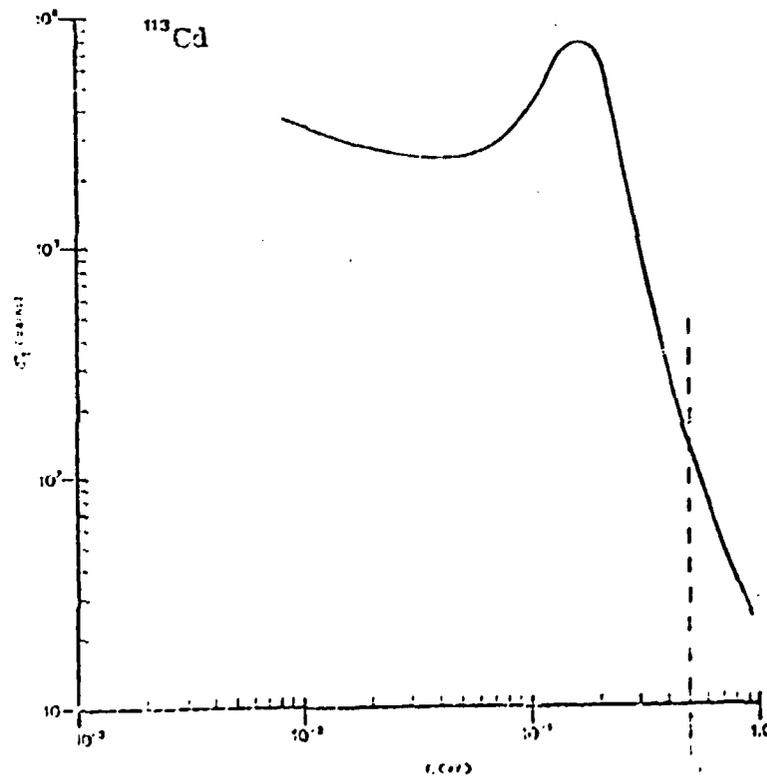


Figura 1.2 - Secção de Choque Total do ^{113}Cd

Acima dessa energia a secção de choque é bastante baixa, caindo para 70 b. Deste modo o cádmio atua como um filtro de nêutrons, absorvendo os nêutrons de energia abaixo de uma certa energia de corte E_{cd} e deixando passar nêutrons acima dessa energia. A energia E_{cd} se localiza próximo à energia do pico da ressonância e varia ligeiramente com a espessura de cádmio a ser utilizada.

Por cálculos teóricos pode-se determinar uma energia de corte efetiva que está em torno de 0,5 eV, para uma espessura de cádmio de 0,5 mm.

A razão entre a atividade da folha nua e a atividade da folha com cádmio dará a razão de cádmio definida por:

$$R_{cd} = \frac{A_s}{A_{scd}} \quad (1-39)$$

onde:

A_s atividade da folha nua

A_{scd} atividade da folha com cádmio

Considerando o caso mais simples em que o detector obedece a lei $1/v$ e supondo-se que o cádmio seja um filtro perfeito, e que a energia de corte do cádmio seja maior que a energia de corte da função de junção $E_c = \mu kT$, de modo que a função da junção Δ seja igual a 1, sobre o intervalo de integração, tem-se

$$R_{cd} = \left[f v_T k^{1/2} \int_{E_{cd}}^{\infty} \frac{\Delta}{v^2} dv \right]^{-1} = \frac{1}{4r} \left[\frac{\pi E_{cd}}{kT} \right]^{1/2} \quad (1-40)$$

No caso real a energia de corte de cádmio E_{cd} deve ser calculada levando-se em conta a espessura do cádmio, a dependência da secção de choque do cádmio com a energia e os dois casos que levam em conta o ângulo de incidência dos nêutrons (normal ou isotrópica).

Westcott calculou teoricamente os valores desses energias e tabelou um coeficiente K_δ que relaciona a razão de cádmio R_{cd} com a fração de nêutrons intermediários r por meio da relação.

$$r \sqrt{\frac{T}{T_0}} = \frac{k\delta}{R_{cd}} \quad (\text{para um absorvedor } 1/v) \quad (1-41)$$

No caso em que o material foge ligeiramente ao comportamento $1/v$ essa expressão é modificada pela introdução dos fatores de correção, de modo que a relação é dada por:

$$R_{cd} = (g + rs) \left[rs + \frac{r}{K_\delta} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1/2} \right]^{-1} \quad (1-42)$$

1.2.1.2 – Cálculo do Fluxo Convencional ϕ_0

O formalismo de Westcott descrito no item 1.2.1 se aplica às folhas de ativação infinitamente finas. Neste caso o fluxo é calculado pela expressão (1-38) dada no item 1.2.1.

Na prática, as folhas possuem espessura finita, e isso introduz pequenas perturbações que devem ser consideradas por meio de fatores de correção apropriados.

Essas perturbações são mais acentuadas na região térmica, tornando-se portanto necessária a separação da atividade induzida na folha em duas componentes: a térmica e a intermediária; essa separação é feita pelo método da diferença do cádmio.

A componente térmica é corrigida para efeito de perturbação de fluxo e o fluxo total é então obtido por meio do conhecimento da razão de cádmio (definida no item 1-39).

A expressão para o cálculo do fluxo convencional ϕ_0 , considerando-se todos os fatores de correção, é dada por⁽⁸⁾

$$\phi_0 = n\phi_0 = \frac{(A_s - F_{cd} A_{scd}) R'}{F N_T \sigma_0 (g + rs) (R' - 1)} \quad (1-43)$$

onde

A_s atividade da folha irradiada sem cobertura de cádmio

A_{scd} atividade da folha irradiada com envoltório de cádmio

F_{cd} fator de correção para a razão de cádmio

F é o fator de correção para perturbação do fluxo térmico causada pela presença da folha

$\frac{R'}{R' - 1}$ é a razão da densidade de nêutrons total e a de subcádmio (densidade de nêutrons compreendida até o corte em E_{cd} ; onde R' é a razão de cádmio para um absorvedor (filtro) ideal; determinado a partir do valor de r , que por sua vez é obtido da razão de cádmio medida experimentalmente (R' é determinado a partir da expressão (1-41))

s' é o fator de Westcott integrado apenas entre μkT e E_{cd} , que dá a correção para o fluxo intermediário neste intervalo

r e q são os fatores de Westcott definidos no item 1.2.1

N_T número total de átomos

Estes fatores estarão apresentados em mais detalhes no item 1.2.1.3.

A partir do fluxo convencional (eq. 1-42), pode-se obter a componente Maxwelliana do fluxo.

O fluxo Maxwelliano efetivo é determinado por meio da componente Maxwelliana, dada na expressão (1-27), a saber

$$R_M = n(1-f)v_0\hat{\sigma}m \quad (1-44)$$

Onde a fração de nêutrons intermediários f é determinada a partir do fator r , segundo expressão (1-34). Assim, o fluxo térmico efetivo (convencional) é dado por

$$\varphi_{th_0} = \varphi_0 \left(1 - \frac{4r}{\sqrt{\pi\mu}}\right) \quad (1-45)$$

O fluxo térmico médio é obtido através do fluxo efetivo por meio da expressão

$$\varphi_{th} = \varphi_{th_0} \left(\frac{4T}{\pi T_0}\right)^{1/2} \quad (1-46)$$

1.2.1.3 – Fatores de Correção para o Cálculo do Fluxo

Para a determinação do fluxo de acordo com o formalismo de Westcott, algumas correções devem ser introduzidas, como consequência de duas razões principais: a espessura finita da folha e o fato do cádmio não ser um filtro perfeito.

As correções aplicáveis serão descritas a seguir:

s) Perturbação de Fluxo

Uma das vantagens dos detectores de ativação está no fato de serem de pequenas dimensões, o que permite um acesso fácil aos locais de irradiação, fazendo com que sua presença no meio acarrete apenas pequenas perturbações no fluxo. Embora sendo pequenas, essas perturbações devem ser consideradas de modo a se obter uma melhor precisão no cálculo do fluxo.

A perturbação do fluxo ocasionada pela presença da folha é na realidade o resultado de dois efeitos superpostos^(4,6,35): depressão de fluxo e efeito sombra.

– Depressão de fluxo: devido a presença da folha no meio (no caso do Reator IEA-R1, o meio moderador é água leve) ocorre uma depressão no fluxo, pois o volume da folha vai deslocar um volume igual de água, modificando assim o meio moderador dos nêutrons. Por outro lado, a presença da folha reduz o fluxo na sua vizinhança, uma vez que uma fração considerável de nêutrons é absorvida pela folha.

A esses dois efeitos costuma-se chamar de depressão de fluxo H.

– Efeito sombra ("self-shielding"): este efeito é ocasionado na própria folha, devido a sua espessura finita. É denominado sombra pois os átomos das camadas mais externas absorvem uma fração dos nêutrons incidentes, ficando as camadas mais internas expostas a um fluxo mais baixo, uma vez que parte já foi absorvida pelas camadas externas.

A Figura 1.3 a seguir esquematiza o comportamento do fluxo de nêutrons na presença da folha, onde:

ϕ é o fluxo na ausência da folha (fluxo não perturbado);

ϕ_0 é o fluxo incidente na superfície da folha;

$\bar{\phi}$ é o fluxo médio e portanto o fluxo determinado experimentalmente pela ativeção da folha

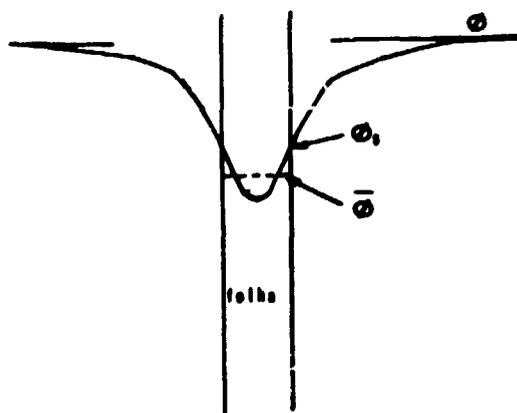


Figura 1.3 – Variação do Fluxo Devido a Presença da Folha

o fator H é dado pela relação

$$\frac{\bar{\phi}}{\phi} = H \quad (1-47)$$

e o fator G é dado por

$$\frac{\bar{\phi}}{\phi_0} = G \quad (1-48)$$

$$\text{Portanto, } \frac{\bar{\phi}}{\phi} = GH = F \quad (1-49)$$

Assim, o fluxo procurado $\bar{\phi}$ será obtido pelo fluxo determinado experimentalmente $\bar{\phi}$ por meio da relação (1-49).

As expressões usadas no cálculo desses fatores são apresentadas por vários autores Bothe, Tittle e Sola^(8,35,37,38), sendo determinadas a partir de cálculos teóricos envolvendo a teoria de difusão.

A correção G para fluxo isotrópico pode ser definida como a razão entre a probabilidade de absorção na folha em estudo e a probabilidade de absorção em uma folha idealmente fina e é dada por

$$G = \frac{1 - 2 E_3(x)}{2x} \quad (1-50)$$

onde $X = N_T \sigma_a t$ é a espessura da folha em unidade de caminho livre médio num meio absorvedor com secção de choque de absorção σ_a . Sendo que:

N_T - nº de núcleos alvo/unidade de massa atômica;

t - espessura da folha (g/cm^2).

A fração de nêutrons absorvida na folha, numerador da expressão (I-50) é simplesmente $1 - e^{-X}$ no caso de feixe paralelo e monoenergético de nêutrons. Entretanto, no caso de feixe monoenergético isotrópico essa fração é dada por $1 - 2 E_3(X)$, onde $E_3(X)$ é obtida a partir de expressões apropriadas do fluxo isotrópico e efetuando médias sobre os ângulos de incidência dos nêutrons na folha⁽⁴⁾. Valores de $E_3(X)$, que é uma integral exponencial de 3ª ordem, são encontrados em Tabelas⁽⁸⁾.

No caso em que temos folhas finas $X \ll 1$, a expressão (I-48) pode ser aproximada por⁽²²⁾

$$G = 1 - \frac{3x}{4} + \frac{x^2}{6} - \frac{x^3}{48} + \frac{x}{2} (\ln x + 0,577216) \quad (\text{I-51})$$

O fator H pode ser calculado teoricamente, para o caso de uma folha na forma de discos e é dado por^(35,37,38).

Se o raio da folha for muito maior do que o caminho livre médio de transporte o fator H é dado pela expressão

$$H = \frac{1}{1 + XG \left[\frac{3 DL}{4 \lambda_{tr} (D/2 + L)} - 1 \right]} \quad (\text{I-52})$$

Se o raio da folha for muito menor do que o caminho livre médio de transporte, o fator H é dado pela expressão

$$H = \frac{1}{1 + \frac{0,34 XGD}{\lambda_{tr}}} \quad (\text{I-53})$$

onde:

D diâmetro da folha;

L comprimento de difusão térmica na amostra ($L = 2,64 + 0,0081 T$);

λ_{tr} caminho livre médio de transporte.

Tittle^(37,38) cita que, a partir de dados experimentais, pode-se verificar que o intervalo de validade das duas expressões ($R \gg \lambda_{tr}$ ou $R \ll \lambda_{tr}$) se sobrepõe em meios tais como água e parafina.

b) Fator de Cádmiu F_{cd}

Ao se utilizar o método da diferença de cádmio para a determinação do fluxo térmico, devemos lembrar que ao absorver os nêutrons térmicos, o cádmio absorve também uma fração de nêutrons

intermediários compreendidos entre a energia de corte μkT e a energia de corte do cádmio E_{cd} .

Esta contribuição é dada pela relação

$$F_{cd} = \frac{A_{sep}}{A_{scd}} \quad (1-54)$$

onde:

A_{sep} — atividade induzida pelos nêutrons intermediários;

A_{scd} — atividade real induzida na folha envolta em cádmio (já definida no item 1.2.1.2).

Este fator pode ser calculado seguindo o formalismo de Westcott por meio da expressão⁽¹⁾

$$F_{cd} = \frac{G_T \frac{S_0}{g} + \frac{1}{k\delta}}{f(\delta) G_T \left(\frac{s}{g} - \frac{s'}{g} \right) \sqrt{\frac{T_0}{T} + \frac{1}{k\delta}}} \quad (1-55)$$

onde:

$f(\delta)$ é um fator que considera a transmissão através do cádmio de espessura δ dos nêutrons ressonantes e é dado por⁽¹⁾

$$f(\delta) = \frac{E_3(a) - E_3(a+b)}{\frac{1}{2} - E_3(a)} \quad (1-55')$$

onde:

$$a = t \Sigma_X$$

$$b = \delta \Sigma_{cd}$$

Σ_{cd} é a secção de choque macroscópica de absorção de nêutrons na energia de ressonância do material X encapsulado.

Σ_X é a secção de choque macroscópica de absorção de nêutrons ressonantes obtida pela fórmula de Breit-Wigner na energia de ressonância;

t espessura do material;

δ espessura do cádmio.

Quando o valor de $\frac{1}{2}$ é muito pequeno (por exemplo secção de choque de Cd pequena na região de ressonância do ouro em 4,906 eV) pode-se usar a fórmula aproximada

$$f(\delta) = 1 - 2b \left[\frac{1 - E_2(a)}{1 - 2E_3(a)} \right] \quad (1-55')$$

$E_{2(a)}$ = Integral exponencial de 2ª ordem

G_1 - fator de correção para perturbação de fluxo em uma folha de espessura \underline{t} devido aos nêutrons ressonantes. Este valor é obtido de curvas teóricas apresentadas por Baumann⁽³⁾ e Roe⁽³⁴⁾.

Esta correção considera o efeito de alargamento da ressonância, chamado, em analogia com o efeito acústico e óptico de efeito Doppler que é devido ao movimento relativo do nêutron e do átomo alvo. Seu valor é expresso em termos de $a = t \Sigma_x$. Entretanto, com o efeito de alargamento Doppler, o fator de perturbação não pode ser calculado diretamente de \underline{a} . A complexidade adicionada pode ser expressa em termos de um único parâmetro θ

onde:

$$\theta = \frac{4 kT E_{cd}}{A \Gamma^2} \quad (1-56)$$

onde:

T é a temperatura do absorvedor;

E_r é a energia de ressonância do material;

A razão das massas do absorvedor e a do nêutron;

Γ largura total de ressonância.

c) Correção na determinação de r

O cálculo de r pela expressão (1-42) considera a folha ser infinitamente fina. No entanto, devido ao fato de a folha ter espessura finita, é necessário introduzir alguns fatores de correção de modo que r é obtido da expressão⁽¹⁾

$$R_{cd} = \frac{F/r \sqrt{T/T_0} + G_T S \sqrt{T_0/T} / \theta}{f(\delta) G_T \left(\frac{s}{\theta} - \frac{s'}{\theta} \right) \sqrt{T_0/T} + \frac{1}{k_0}} \quad (1-57)$$

Portanto, a partir da expressão (1-45) efetua-se o cálculo do fluxo térmico médio determinado a partir do fluxo convencional ϕ_0 , considerando-se todos os fatores de correção envolvidos.

1.3 - Expressões Envolvidas na Determinação do Fluxo Epitérmico

A maioria dos materiais que apresentam uma seção de choque com comportamento $1/v$ na

região térmica e que são utilizados para a determinação do fluxo térmico, apresentam na região intermediária uma secção de choque caracterizada por ressonâncias. Nessas condições, a taxa de reação na região intermediária pode ser bastante alta para alguns desses materiais, os quais podem, portanto, também ser utilizados para a determinação do fluxo intermediário (ou epitérmico)⁽²²⁾.

As Figuras 2.1, 3, 5 mostram as curvas de secção de choque em função da energia dos materiais utilizados no presente trabalho para a medida de fluxo térmico: ouro, manganês e cobalto. Nota-se que as curvas apresentam picos ou ressonância na região intermediária, mostrando serem adequados para medida do fluxo nessa região.

As reações ocorrem na região epitérmica são também do tipo captura radioativa (n, γ), da mesma forma que no caso dos nêutrons térmicos.

Quando se utiliza ouro, manganês e cobalto, não há necessidade de se preocupar com a atividade induzida por nêutrons de energias altas, uma vez que as secções de choque são extremamente baixas para nêutrons rápidos.

A taxa de reação para nêutrons intermediários é dada pela expressão

$$R = N_T \int_{E_1}^{E_2} \sigma(E) \varphi(E) dE \quad (1-58)$$

onde $\varphi(E)$ é a distribuição espectral dos nêutrons intermediários, cuja dependência $1/E$ em relação à energia é

$$\varphi(E) dE = \frac{KdE}{E} \quad (1-59)$$

onde K é uma constante de normalização.

Portanto, a taxa de reação é dada pela expressão

$$R = N_T k \int_{E_1}^{E_2} \frac{\sigma(E) dE}{E} \quad (1-60)$$

onde: E_1 e E_2 são os limites de integração,

sendo: $E_1 = E_{cd}$ energia de corte do cádmio e

$E_2 = 1$ MeV limite de integração adotado. ($E > 1$ MeV já é região de nêutrons rápidos)

A integral $\int_{E_1}^{E_2} \frac{\sigma(E)dE}{E} = 1$ é denominada integral de ressonância e seus valores são encontrados na literatura^(3,43)

R - taxa de reação do detector de folha encerrado no cádmio, cuja atividade é induzida por nêutrons com energia acima de E_{cd} .

Da expressão (1-60) obtém-se o valor da constante K por meio de relação

$$K = \frac{R}{N_T l} \quad (1-61)$$

O fluxo intermediário integrado é dado portanto pela expressão

$$\phi_{INT} = K \ln \frac{E_2}{E_1} \quad (1-62)$$

Substituindo a expressão (1-61) em (1-62) temos que o fluxo intermediário é dado por

$$\phi_{INT} = \frac{R}{N_T l} \ln \frac{E_2}{E_1} \quad (1-63)$$

Na determinação do fluxo devemos considerar o fator de correção para perturbação do fluxo causado pela espessura finita das folhas. Este é o mesmo fator G_T descrito em 1.2.1.3.

Assim, o fluxo intermediário ou epitérmico é calculado pela expressão

$$\phi_{INT} = \frac{R}{N_T G_T l} \ln \frac{E_2}{E_1} = \frac{A_{scd}}{N_T G_T l} \ln \frac{E_2}{E_1} \quad (1-64)$$

1.4 – Expressões Envolvidas na Determinação do Fluxo Rápido

O fluxo de nêutrons rápidos é comumente determinado a partir da atividade induzida em materiais que apresentam reação de limiar. Estes materiais são irradiados e ativados por nêutrons com energia maior do que uma certa energia mínima.

As reações que ocorrem com esses detectores são reações com emissão de partículas carregadas do tipo (n,p) e (n,α) . A grande maioria dessas reações são endoérgicas e portanto são inibidas para nêutrons com energia abaixo de um certo valor (da ordem de MeV), pela barreira coulombiana imposta para a saída da partícula carregada⁽⁷⁾, essa é razão de serem chamadas reações de limiar.

A maioria dos materiais usados tem limiar acima de 1 MeV; portanto, somente nêutrons na região de energia acima de 1 MeV, serão responsáveis pela atividade induzida no material.

Para a determinação do fluxo rápido desde 100 keV até 10 MeV, por meio destas materiais, torna-se necessário portanto o conhecimento do espectro de nêutrons. Isto é, os nêutrons com energias maiores que 1 MeV irão interagir com os núcleos do material de folha e induzir atividade; o fluxo para energias menores (até limite inferior de 100 keV) será obtido por cálculo a partir do conhecimento de expressões para o espectro de fissão.

O espectro de fissão é a distribuição de energia de nêutrons prontos emitidos do processo de fissão. Este espectro tem sido determinado experimentalmente por vários autores^(12,39) e encontram-se na literatura expressões semi-empíricas que dão uma boa aproximação deste espectro.

A expressão mais difundida e comumente utilizada é aquela dada por Watt⁽³⁹⁾ e tem a seguinte forma

$$\phi(E) = 0,484 e^{-E} \operatorname{sen} h(2E)^{1/2} \quad (1-65)$$

onde: E energia dos nêutrons em MeV.

Em geral, o espectro de nêutrons abaixo de 3 MeV em um reator, é muito dependente dos materiais do reator e de sua geometria; isso implica que a validade de se considerar o espectro de fissão de Watt vai depender da precisão desejada no cálculo do fluxo de nêutrons⁽²²⁾.

Para determinação do fluxo de nêutrons rápidos pela técnica de ativação, temos que a taxa de reação é dada pela expressão

$$R = N_T \int_0^{\infty} \sigma(E) \phi(E) dE = N_T \langle \sigma \rangle \phi_{rap} \quad (1-66)$$

onde:

$\phi_{rap}(E)$ é a distribuição do fluxo de nêutrons rápidos;

$\langle \sigma \rangle$ é a secção de choque média efetiva sobre o espectro de Watt, dada pela expressão

$$\langle \sigma \rangle = \frac{\int_0^{\infty} \phi(E) \sigma(E) dE}{\int_0^{\infty} \phi(E) dE} \quad (1-67)$$

A secção de choque média sobre o espectro de Watt pode ser encontrada tabelada⁽⁴³⁾.

Na determinação do fluxo rápido não são consideradas correções devido a espesura finita das folhas, uma vez que apresentam valores de secção de choque pequenos (mb) e os fatores de perturbação do fluxo são desprezíveis.

Na determinação de fluxo rápido é comum encapsular os materiais com cádmio, evitando-se assim a formação de radionuclídeos indesejáveis pela reação com nêutrons térmicos.

CAPÍTULO II

DESCRIÇÃO DO MÉTODO EXPERIMENTAL

II.1 – Escolha dos Detectores de Ativação

Os materiais empregados na medida de fluxo pelo método de ativação devem apresentar certas características, a saber^(10,26):

– comportamento da secção de choque para nêutrons em função da energia adequado para uma determinada região de interesse;

– formação do radionuclídeo com esquema de desintegração simples, de modo a facilitar a determinação da atividade induzida;

– o material deve ser maleável de modo a possibilitar a obtenção de folhas finas para minimizar as possíveis perturbações que causam erros na medida do fluxo.

Nos itens II.1.1 e II.1.2 são apresentados os detectores escolhidos para determinação dos fluxos térmico, epitérmico e rápidos, juntamente com a descrição de suas principais características.

II.1.1 – Detectores Empregados para Medida de Fluxo Térmico e Epitérmico

Entre os materiais sugeridos na literatura^(5,22) para serem empregados como detectores nas medidas de fluxos térmico e epitérmico, foram escolhidos o ouro, o manganês e o cobalto para a realização dessas medidas.

O ouro foi escolhido pela alta confiabilidade que apresenta nesses tipos de medida, uma vez que é tradicionalmente empregado na aplicação do método de ativação de folhas. Por outro lado é um material maleável, com composição isotópica de 100% e pode ser encontrado com alto teor de pureza.

O manganês por seu desempenho em irradiações de curta duração pois o radionuclídeo formado possui meia vida curta, da ordem de horas, e ainda por apresentar uma secção de choque na região térmica com um comportamento puramente $1/v$.

O cobalto por seu desempenho quando exposto à fluxos altos, porque sua secção de choque não é muito alta na região térmica e ainda no caso de irradiações longas, pois o radionuclídeo formado possui meia vida da ordem de anos.

Em seguida, serão apresentadas as características principais dos detectores escolhidos:

OURO

– Reação: $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$

– Porcentagem isotópica: 100%⁽²⁸⁾

– Meia vida do radionuclídeo formado (^{198}Au): igual a 2,696 dias⁽¹³⁾

– Secção de choque: pode ser visto na Figura 2.1 que esse material apresenta uma secção de choque com comportamento $1/v$ na região térmica, fugindo levemente desse comportamento na região de energia próxima ao corte do cádmio devido à influência de um forte pico de ressonância centrado em 4,908 eV. O valor da secção de choque térmica σ_0 é de $(98,6 \pm 0,3)$ barns⁽³⁶⁾. Esse valor é alto comparado com os valores das secções de choque dos demais materiais na energia térmica.

– Esquema de desintegração do ^{198}Au ⁽²⁶⁾: na Figura 2.2 é apresentado o esquema de desintegração do ouro ^{198}Au , onde pode-se notar uma emissão β seguida de emissão gama com intensidade igual a 95,53% em 411,8 KeV; o esquema é simples, permitindo que sua atividade seja determinada pelo método de coincidência $4\pi \beta \gamma$ ou por espectrometria gama utilizando sistemas de detecção com Ge-Li ou NaI (Tl).

– Maleabilidade excelente, podendo ser colocado na forma de folhas bem finas, o que minimiza os fatores de correção devidos a espessura das folhas.

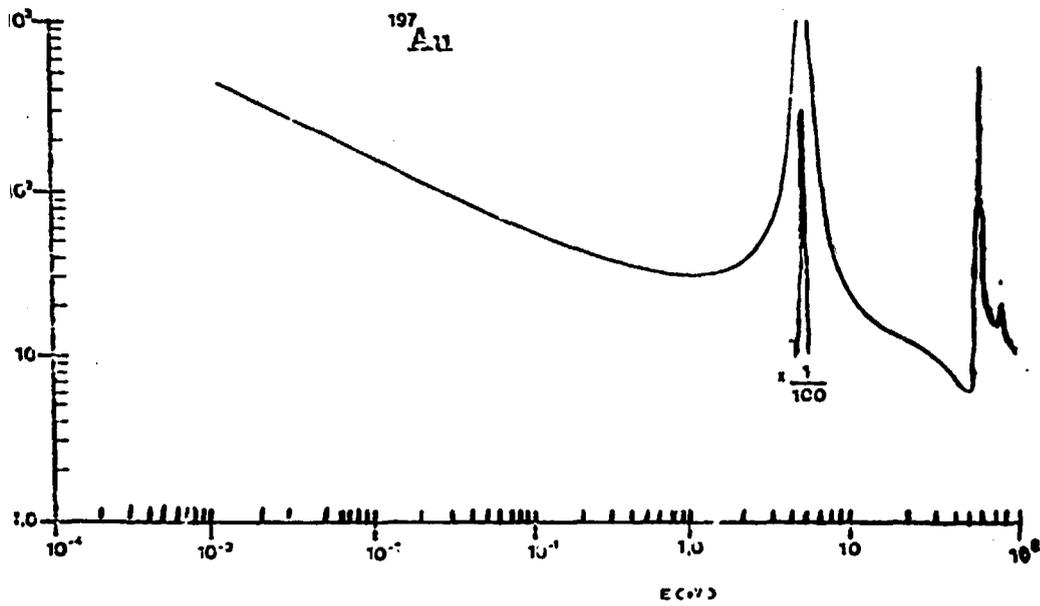


Figura 2.1 - Secção de Choque Total do $^{197}\text{Au}^{(21)}$

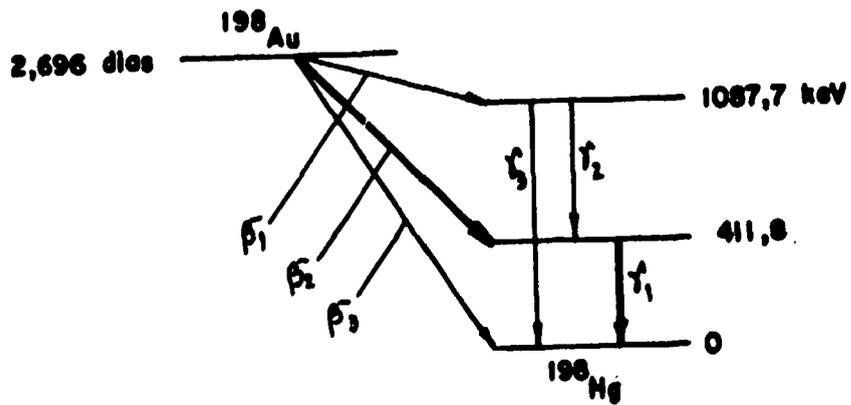


Figura 2.2 - Esquema de Desintegração do $^{198}\text{Au}^{(26)}$

O ouro pode ser utilizado na forma de liga Au(0,1%) + Al para medidas de fluxos altos (da ordem de 10^{12} ou 10^{13} n/s.cm²). Nesse caso deve-se tomar cuidados com a presença de outros radionuclídeos formados pela ativação do alumínio.

MANGANÊS

– Reação: $^{55}\text{Mn}(n,\gamma)^{56}\text{Mn}$

– Porcentagem isotrópica: 100%⁽²⁸⁾

– Meia vida do radionuclídeo formado (^{56}Mn) igual a 2,586 hora⁽³⁰⁾;

– Secção de choque: pode ser visto na Figura 2.3, que este material tem secção de choque com comportamento puramente $1/v$ na região térmica, até próximo do corte do cádmio; isso acontece porque o pico de ressonância mais próximo está em torno de 300 eV, longe portanto da região térmica, o que torna a influência da ressonância no comportamento $1/v$ da secção de choque desprezível. O valor da secção de choque σ_0 é de $(13,3 \pm 0,5)$ barns⁽³⁶⁾.

– Esquema de desintegração do $^{56}\text{Mn}^{(1)}$: a Figura 2.4 mostra o esquema de desintegração que é bastante complexo. Nessas condições, a atividade poderia ser determinada apenas por espectrometria gama, mas em virtude de existir uma emissão β predominante pode ser obtida também pelo método de coincidência $4\pi \beta \gamma$.

– Maleabilidade: pouco maleável; por causa da dureza do material, geralmente para se obter folhas finas empregam-se ligas do tipo Mn (78,4%) + Cu.

COBALTO

– Reação: $^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60m}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Co}$

– Porcentagem isotópica: 100%⁽²⁴⁾

– Meia vida dos produtos formados para o ^{60m}Co (meta estável) igual a 10,5 minutos e para o ^{60}Co igual a 5,272 anos;

– Secção de choque: pode ser visto na Figura 2.5 que o comportamento é semelhante ao da secção de choque do manganês: apresenta um pico de ressonância em torno de 100 eV, longe, portanto, da região térmica, de maneira que sua secção de choque nessa região pode ser considerada com um comportamento $1/v$. O valor da secção de choque σ_0 é de $(37,2 \pm 0,6)$ barns⁽³⁶⁾;

– Esquema de desintegração do ^{60}Co ; pode ser visto na Figura 2.6 que o esquema de desintegração deste radionuclídeo é simples. A atividade induzida pode ser determinada tanto pelo método de coincidência $4\pi \beta \gamma$ como por espectrometria gama;

– Maleabilidade: pouca, mas pode ser utilizado puro ou em liga com Cu ou Zr.

No uso desse detector ocorre também a formação do ^{60m}Co , nuclídeo metaestável, sendo necessário esperar o seu decaimento para ^{60}Co , antes de efetuar a medida de atividade. A meia vida do ^{60m}Co é da ordem de 10,5 minutos; portanto, é suficiente uma espera de algumas horas após a irradiação.

Os detectores descritos são adequados tanto para a medida de fluxo térmico por apresentarem

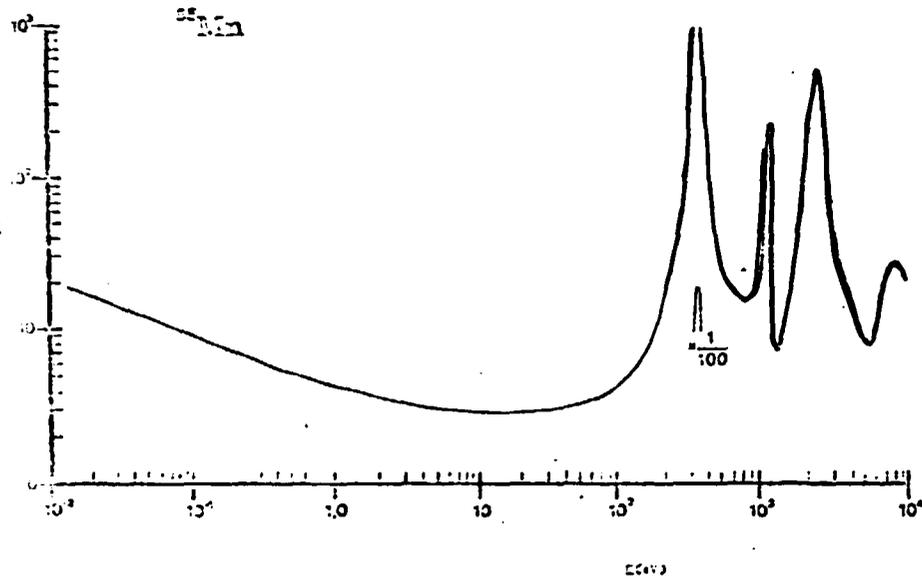


Figura 2.3 - Secção de Choque Total do $^{55}\text{Mn}(21)$

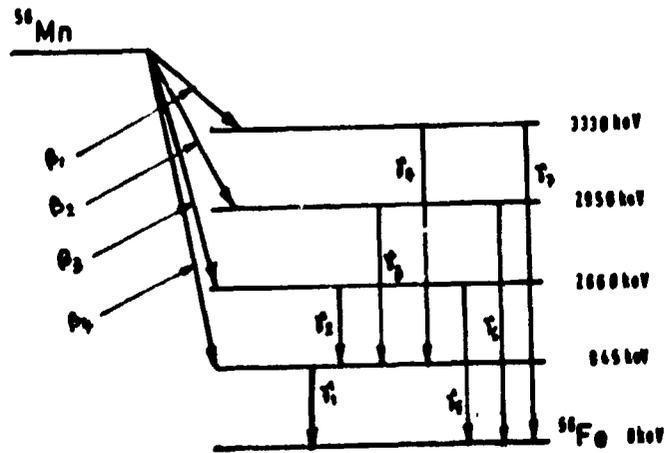


Figura 2.4 - Esquema de Desintegração do $^{56}\text{Mn}(1)$

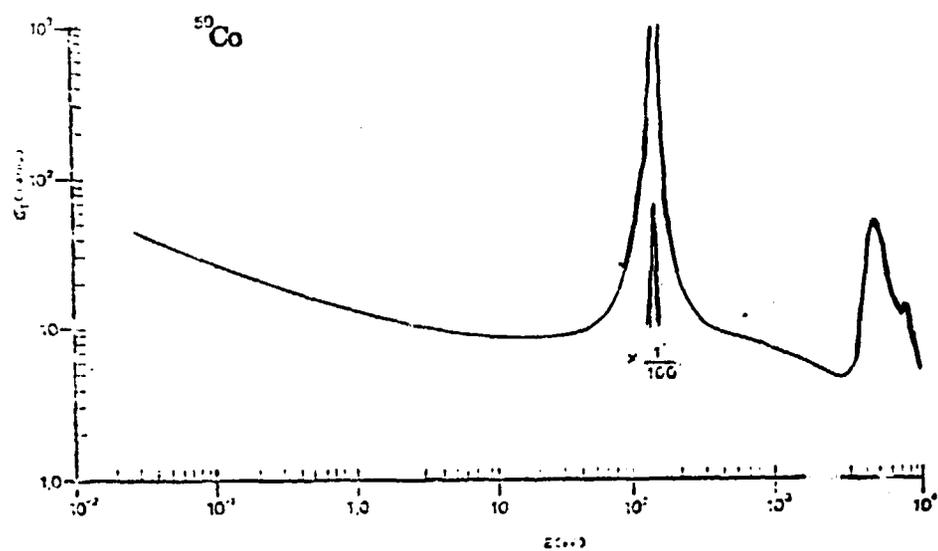


Figura 2.5 - Secção de Choque Total do ^{59}Co (21)

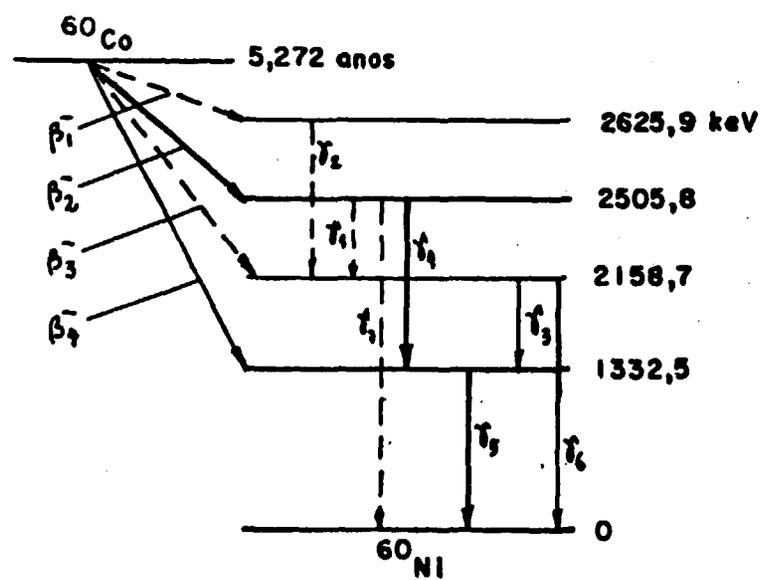


Figura 2.6 - Esquema de Desintegração do ^{60}Co (24)

uma secção de choque proporcional a $1/v$, como para a medida de fluxo epitérmico, por apresentarem um pico de ressonância predominante na região epitérmica.

II.1.2 – Detectores Empregados para Medida de Fluxo Rápido

Entre os vários detectores comumente usados para medida de fluxo rápido^(5.22), escolheu-se neste trabalho o Alumínio (^{27}Al), Ferro (^{56}Fe) e Níquel (^{58}Ni).

Cada um desses detectores apresenta energia de limiar em regiões de energia diferentes. Esse fato servirá como um bom teste de consistência para o método.

A seguir são apresentadas as características do ^{27}Al , ^{56}Fe e ^{58}Ni :

ALUMÍNIO

- Reação: $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$;
- Porcentagem isotrópica: 100%⁽²⁴⁾
- Meia vida do radionuclídeo formado (^{24}Na): igual a 15,005 horas;
- Energia do limiar: 3,25 MeV⁽²³⁾;

- Esquema de desintegração do ^{24}Na : está apresentado na Figura 2.7 e é bastante simples, não apresentando problemas para a medida da atividade induzida, tanto pelo método de coincidência como pelo de espectrometria gama.

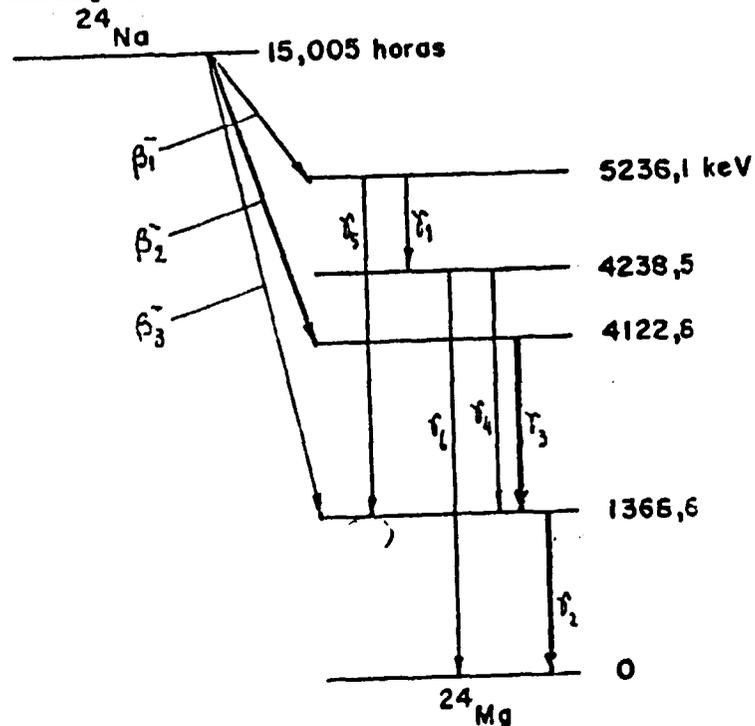


Figura 2.7 – Esquema de Desintegração do ^{24}Na ⁽²⁴⁾

FERRO

- Reação: $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$;
- Porcentagem isotópica:
 - ^{56}Fe - 91,66%⁽²⁸⁾
 - ^{54}Fe - 5,82%
 - ^{57}Fe - 2,19%
 - ^{58}Fe - 0,33%
- Meia vida do radionuclídeo formado (^{56}Mn): igual a 2,586 horas⁽³⁰⁾
- Energia de limiar: 2,97 MeV⁽²³⁾
- Esquema de desintegração: já foi apresentado no item II.1.1 (Figura 2.4).

A determinação da atividade induzida pela reação (n,p) nesse material é dificultada pela formação de outros radioisótopos, produto da reação neutrônica dos outros isótopos do ferro, principalmente pela reação $^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$.

A determinação da atividade do ^{56}Mn pelo método de coincidência $4\pi\beta\gamma$ torna-se inviável por causa da presença do radioisótopo ^{54}Mn .

Nessas condições, a atividade é determinada pelo método de espectrometria gama. Entretanto, devido à proximidade das energias gama emitidas pelo ^{54}Mn (834,81 keV) e ^{56}Mn (846,754 keV) é necessária a utilização de espectrometria gama de alta resolução.

NÍQUEL

- Reação: $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$;
- Porcentagem isotópica⁽²⁸⁾:
 - ^{58}Ni - 67,88%
 - ^{60}Ni - 26,23%
 - ^{61}Ni - 1,19%
 - ^{62}Ni - 3,66%
 - ^{64}Ni - 1,08%
- Meia vida do radionuclídeo formado (^{58}Co) é igual a 70,78 dias⁽²⁴⁾;
- Energia de limiar: - (Q = 0,399)⁽⁶⁾
- Esquema de desintegração do ^{58}Co : A Figura 2.8 mostra que o esquema é simples, com uma energia gama de 810,75 KeV e intensidade de 99,45%.

Nesse caso também há a formação de radioisótopos indesejáveis pela reação dos outros isótopos do níquel com nêutrons; portanto, a utilização do método de coincidência $4\pi \gamma \beta$ é inviável.

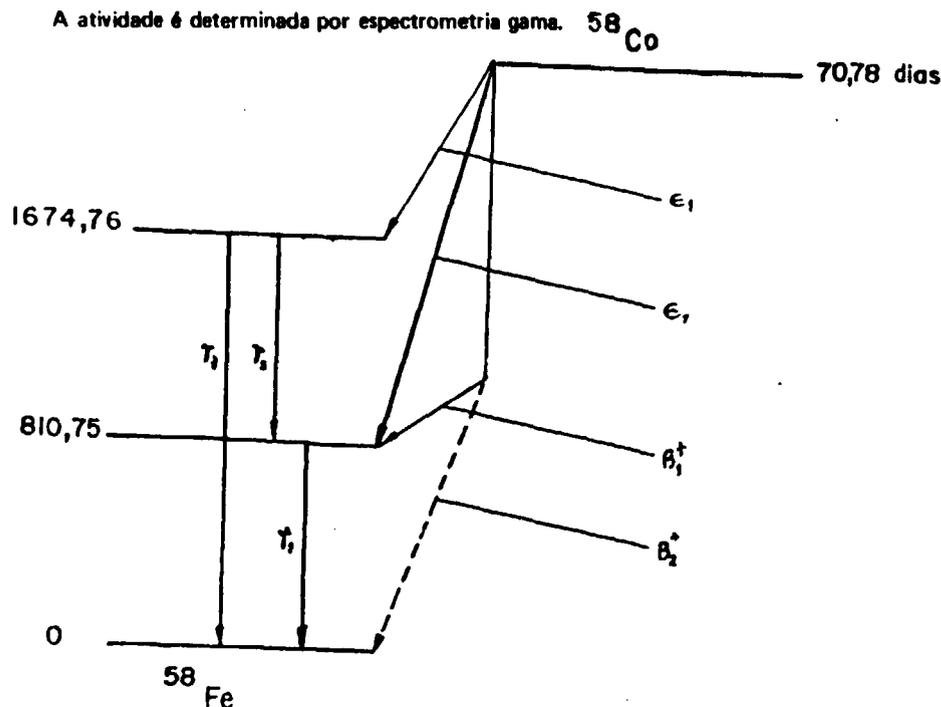


Figura 2.8 – Esquema de Desintegração do ^{58}Co (24)

Entre os detectores mencionados, o alumínio é o mais difundido para medida de fluxo rápido, porque é isotopicamente puro, de baixo custo e altamente maleável.

Nas Figuras 2.9, 2.10 e 2.11, que mostram valores experimentais para as seções de choque das reações de interesse $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$, $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$ e $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$, nota-se grandes discrepâncias entre eles. Isso acarreta uma incerteza grande para os valores da seção de choque média encontrados na literatura gerando, conseqüentemente, uma grande incerteza na determinação do fluxo rápido.

II.2 – Escolha do Método de Medida da Atividade

Para a medida da atividade induzida nas folhas de ativação foi utilizado um sistema de medida relativa por meio de espectrometria gama de alta resolução, empregando um detector de Ge-Li.

Já foi mencionado anteriormente que, na maioria dos materiais empregados para a determinação do fluxo, ocorre a formação de radionuclídeos indesejáveis juntamente com o radionuclídeo de interesse. Por essa razão escolheu-se para a realização deste trabalho, o método de espectrometria gama que permite determinar a atividade do nuclídeo de interesse, mesmo na presença de outros.

O detector do sistema de espectrometria gama usado é um detector de germânio-lítio (Ge-Li) que apresenta um alto poder de resolução, possibilitando a identificação do nuclídeo de interesse mesmo quando este apresenta energia gama próxima daquela do radionuclídeo indesejável (caso de ^{56}Mn e ^{54}Mn).

Além dessa vantagem principal, o sistema Ge-Li apresenta uma série de outros, a saber:

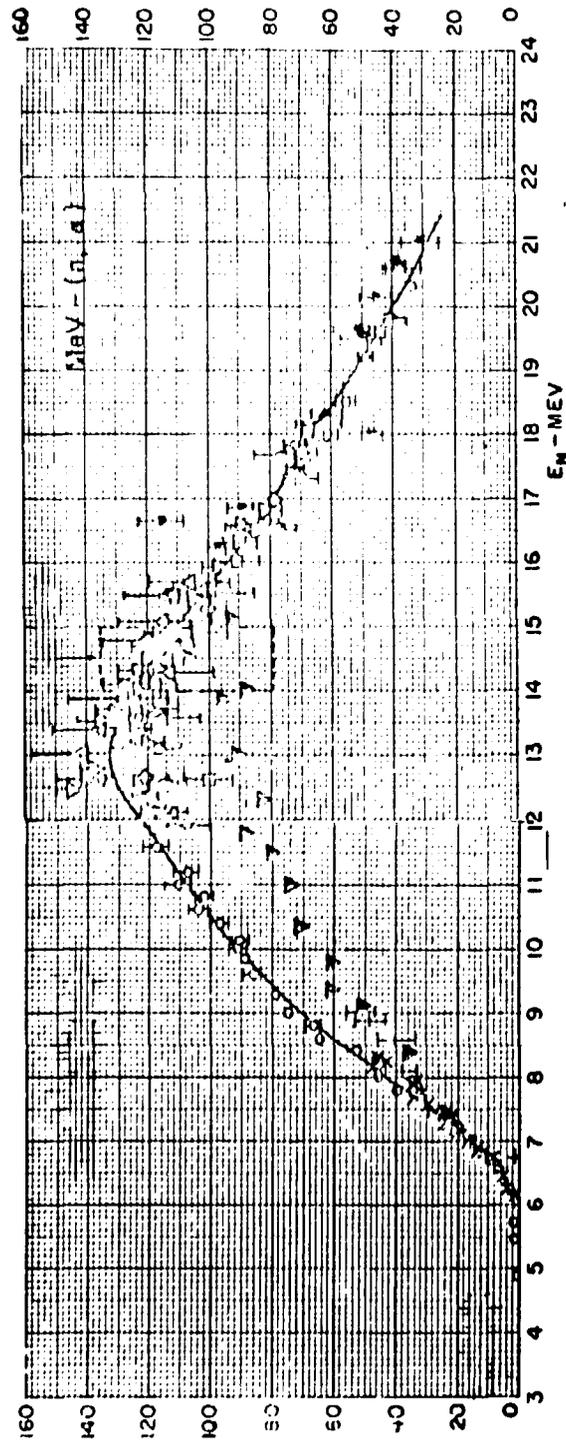


Figure 2.9 - Secção de Choque $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ (36)

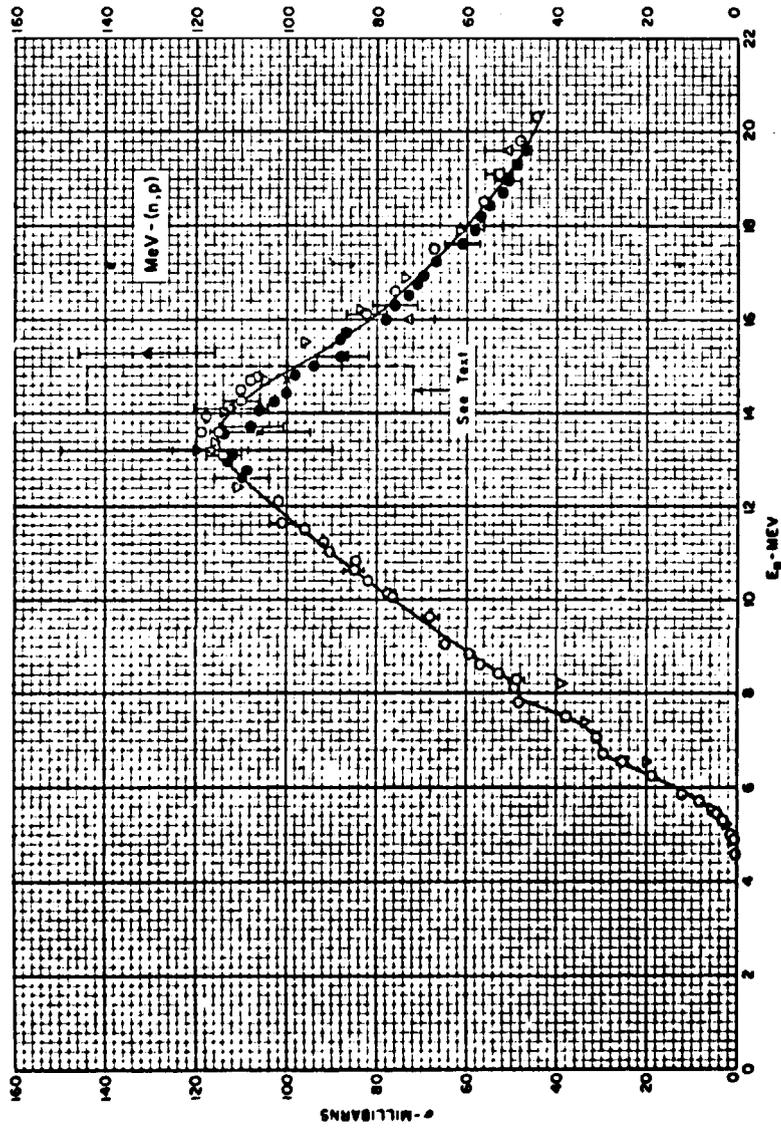


Figura 2.10 -- Secção de Choque $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$ (12)

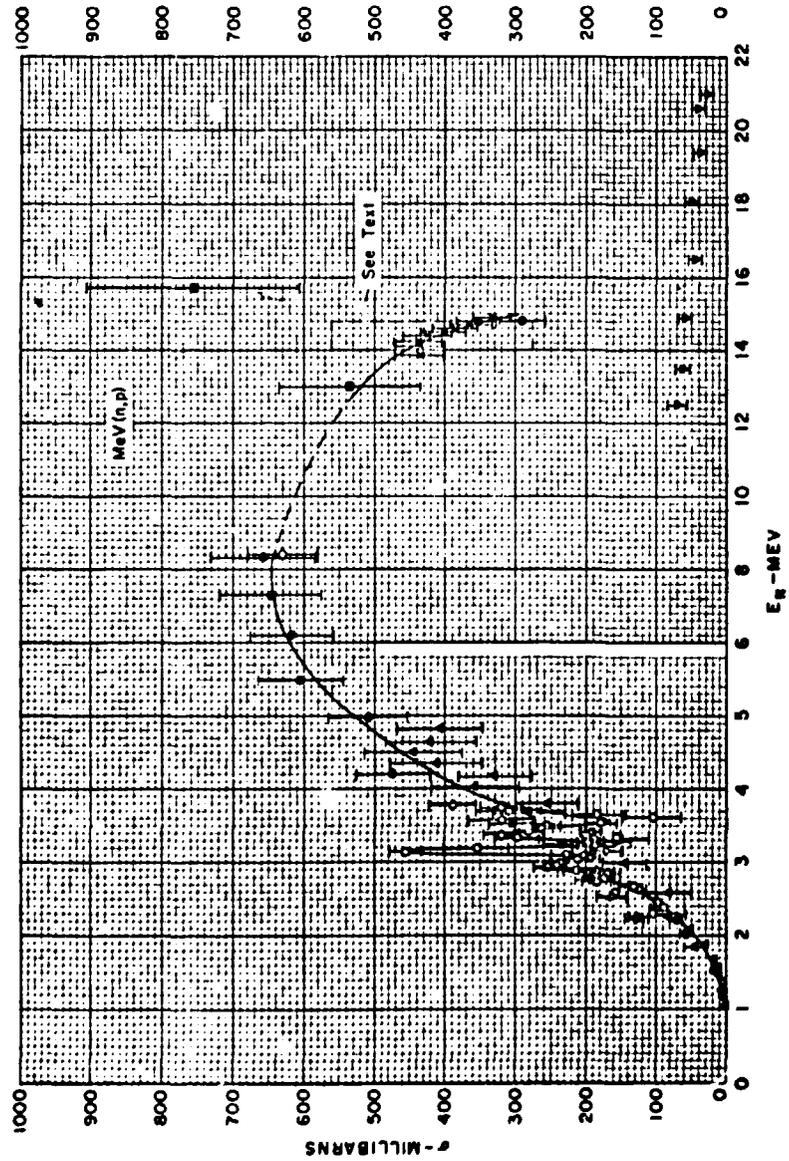


Figura 2.11 - Seção de Choque $^{59}\text{Ni}(n,p)^{59}\text{Cu}(36)$

- equipamento eletrônico simples, onde são empregados poucos módulos eletrônicos, como pode ser visto na Figura 3.1 do Capítulo III;
- preparo simples das amostras, quando comparado com o método de coincidência $4\pi\beta\gamma$ que requer uma tecnologia especial e demorada. A descrição do preparo das amostras para medida por espectrometria gama com Ge-Li é apresentada no item III.2 do Capítulo III.

II.3 – Escolha da Posição de Irradiação

As medidas de fluxo do presente trabalho foram todas realizadas no interior da guia de irradiação localizada junto ao caroço do reator IEA-R1. Um esquema do arranjo pode ser visto na Figura 2.12.

Essa guia é bastante utilizada pelos usuários do reator e esse local de irradiação foi escolhido para realização do presente trabalho, porque permite a troca de amostras durante a operação do reator e, portanto, um controle sobre o tempo de irradiação das amostras.

II.4 – Descrição do Arranjo para Irradiação

A Figura 2.13a mostra o dispositivo de irradiação utilizado para a determinação do fluxo térmico. O dispositivo é uma moldura construída em alumínio com espessura de 0,3 mm; as amostras, isto é, as folhas de ativação, foram fixadas numa haste de polietileno e posteriormente envolvidas por uma folha de alumínio com 0,025 mm de espessura.

Para a determinação do fluxo térmico, foram empregadas duas folhas de ativação, uma das quais envolta em cádmio, espaçadas entre si por uma distância igual a 6 cm. Essa distância foi escolhida para minimizar o efeito mútuo de sombra ocasionado pela presença das folhas.

Esse espaçamento, segundo dados da literatura deve ser no mínimo duas vezes o diâmetro da amostra; essa condição foi satisfeita, pois o maior diâmetro utilizado foi de 1,3 cm.

A Figura 2.13b mostra o dispositivo utilizado na determinação do fluxo rápido. Esse dispositivo é semelhante ao do caso anterior, somente que nesse caso é empregada apenas uma folha que é colocada na posição central.

Todas as irradiações foram monitoradas com folhas de ligas de ouro, com 4 mm² de área. A monitoração é necessária por causa das flutuações na potência do reator, conforme verificação em trabalhos anteriores⁽³³⁾.

CAPÍTULO III

CALIBRAÇÃO DO DETECTOR DE GERMÂNIO-LÍCIO

Neste trabalho as atividades induzidas nas folhas empregadas para determinação do fluxo de nêutrons foram medidas no sistema de espectrometria gama com detector de Germânio-Lítio (Ge-Li).

As atividades foram determinadas por meio da área integrada sob o fotopico do emissor gama principal do radionuclídeo.

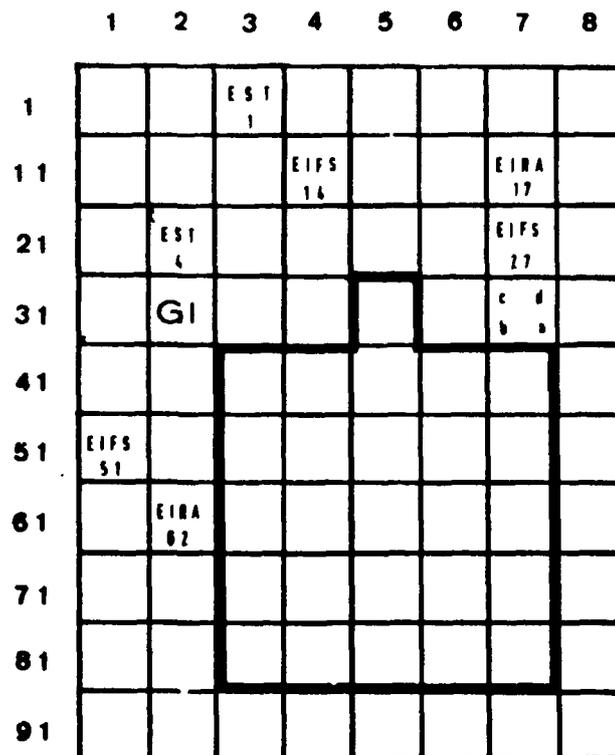


Figura 2.12 – Esquema da Configuração do Reator IEA-R1

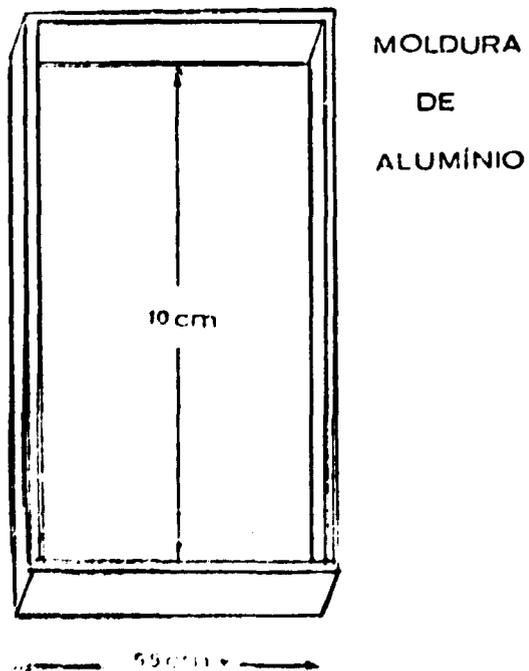
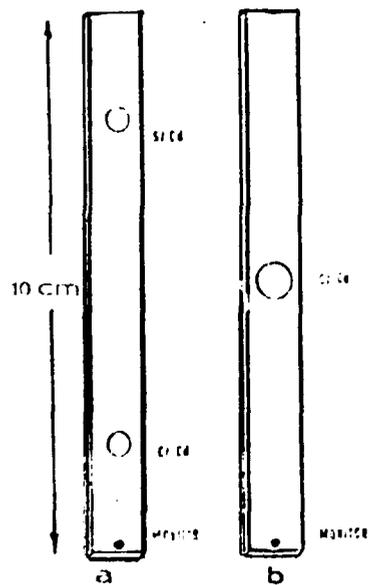


Figura 2.13 - Dispositivo de Irradiação

Para tanto foi necessária a determinação das curvas de eficiência relativa gama do detector em função da energia gama, usando fontes padronizadas.

As fontes foram padronizadas na LMN a partir de soluções calibradas em atividade num sistema de câmara de ionização.

III.1 – Descrição do Sistema

O sistema de espectrometria gama Ge-Li utilizado, emprega o arranjo eletrônico visto no diagrama da Figura 3.1.

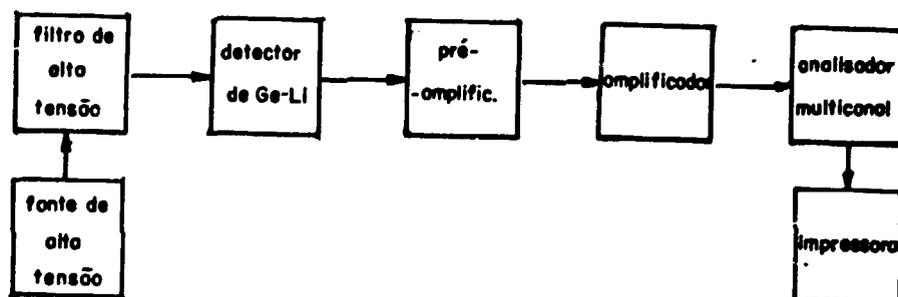


Figura 3.1 – Diagrama de Bloco do Sistema Eletrônico

Esse arranjo é constituído pelo detector de Ge-Li acoplado a um pré-amplificador e um filtro de alta tensão; uma fonte de alta tensão; um amplificador; um analisador multicanal e uma impressora.

O amplificador é constituído por um restaurador de linha de base e ajuste de polo zero, que permite um melhor ajuste do sinal proveniente do detector, de modo se otimizar a resolução do sistema.

O sinal do detector é analisado por um sistema multicanal de 4096 canais e os dados coletados são registrados por meio de uma impressora.

Características dos equipamentos do sistema de espectrometria gama Ge-Li:

– Detector:

Ge-Li tipo coaxial modelo Ortec 8001 – 1022 V
 Volume: 49 cm³
 Tensão de polarização: 4.000 V
 Pré-amplificador de baixo ruído incorporado
 Filtro de alta tensão incorporado

– Fonte de alta tensão:

Estabilizada, modelo Ortec 459; possui ajuste contínuo 0 a 5 kV e 0 a 500 V e estabilidade < 0,1%

– Amplificador:

Modelo Ortec 451 com restaurador de linha de base e ajuste de polo zero. Utilizou-se a saída unipolar para obtenção de uma melhor relação sinal/ruído

– Analisador Multicanal:

Modelo Ortec 6240 com 4096 canais

– Impressora:

Teletype modelo ASR-33

III.2 – Descrição dos Suportes para Medida de Fontes

A Figura 3.2 mostra o arranjo experimental utilizado para a determinação da eficiência com o conjunto de fontes de referência. Esse é o mesmo arranjo a ser utilizado nas medidas de atividade das folhas de ativação para determinação de fluxo.

O dispositivo em que são colocadas as fontes radioativas é constituído por um suporte cilíndrico confeccionado em alumínio, contendo várias prateleiras onde é encaixado um suporte de lucite que contém a fonte radioativa.

O sistema é mantido rígido, pois se acopla perfeitamente ao detector, de maneira a reproduzir as condições de geometria.

As fontes radioativas padrões são depositadas na forma líquida sobre um disco de Mylar que é aluminizado em apenas uma das faces. A solução é depositada na face não aluminizada para evitar possíveis reações químicas entre o alumínio e o solvente da solução radioativa.

Esse disco é montado sobre um anel de aço inoxidável, com diâmetro externo de 4 cm e interno de 2 cm, que se encaixa perfeitamente no suporte de lucite. O mesmo suporte é utilizado no caso em que as fontes radioativas são do tipo de folhas metálicas.

III.3 – Determinação da Curva de Eficiência do Sistema de Germânio-Lítio

III.3.1 – Método Adotado para o Cálculo da Eficiência

Já foi mencionado no início do capítulo que as curvas de eficiência são determinadas a partir de medidas de um conjunto de fontes radioativas, de atividade conhecida; e que as fontes são preparadas a partir de soluções radioativas padronizadas num sistema de câmara de ionização de poço 4π-γ.

Uma massa conhecida da solução padrão é depositada em forma líquida no suporte de mylar e depois secada a temperatura ambiente no dessecador. A pesagem é feita numa balança Mettler M5 SA com sensibilidade de 1 μg, empregando-se o método do picnômetro recomendado pelo Bureau Internacional de Pesos e Medidas (BIPM).

Foram escolhidos doze núclídeos com energia gama cobrindo um intervalo de 150 keV a 2700 keV. Esses radionúclídeos encontram-se relacionados na Tabela III.1.

A eficiência do sistema de germânio-lítio é determinada através da relação⁽²⁷⁾.

$$e_{\gamma}(E) = \frac{A^*}{A I_{\gamma}} \quad (III-1)$$

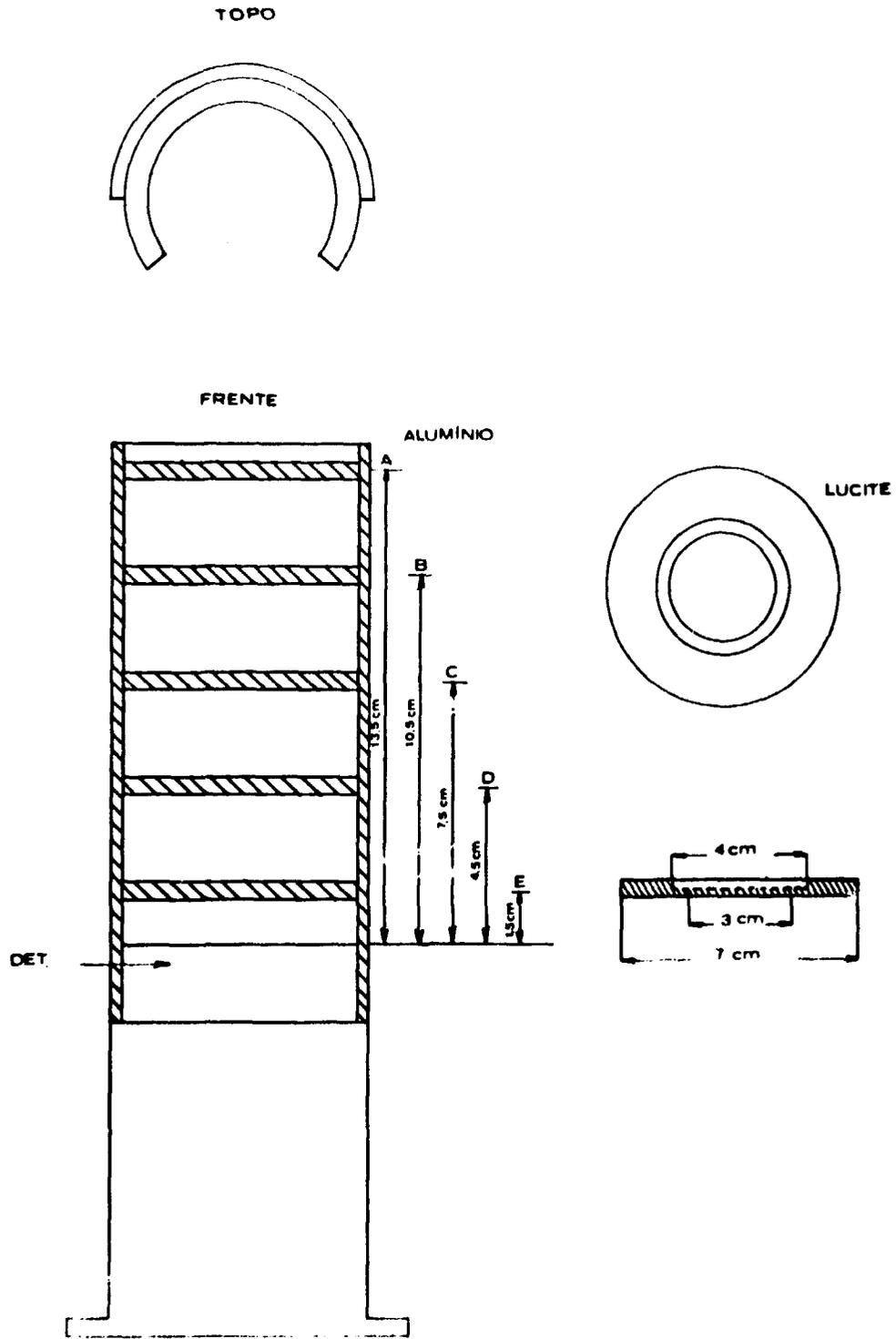


Figura 3.2 - Arranjo Experimental (Ge-Li)

Tabela III.1

Radionuclídeos Utilizados para a Determinação das Curvas de Eficiência

Radionuclídeo	T _{1/2}	E _γ	Intensidade	Atividade	σ _{Ap}	Referência
		(keV)	Absoluta gama	Bq/g	%	
¹³⁹ Ce	(137,63 ± 0,10)d.	165,85	(0,801 ± 0,003)	2,429 10 ⁶	0,5	26
¹³¹ I	(8,040 ± 0,001)d.	364,5	(0,824 ± 0,005)	4,850 10 ⁵	2,0	33
¹³⁴ Cs	(2,081 ± 0,005)a.	604,64	(0,9754 ± 0,0010)	2,115 10 ⁶	0,4	26
¹³⁴ Cs	(2,081 ± 0,005)a.	795,84	(0,851 ± 0,008)	2,115 10 ⁶	0,4	26
⁵⁸ Co	(70,78 ± 0,10)d.	810,75	(0,9945 ± 0,0003)	1,124 10 ⁷	0,7	26
⁵⁴ Mn	(312,3 ± 0,3)d.	834,81	(0,99978 ± 0,00002)	4,874 10 ⁶	0,3	26
⁶⁵ Zn	(243,8 ± 0,7)d.	1115,45	(0,506 ± 0,004)	4,197 10 ⁶	0,8	42
⁶⁰ Co	(5,272 ± 0,007)a.	1173,22	(0,9987 ± 0,0006)	6,550 10 ⁶	0,2	26
²² Na	(2,602 ± 0,004)a.	1274,54	(0,9995 ± 0,003)	9,013 10 ⁶	0,3	26
⁶⁰ Co	(5,272 ± 0,007)a.	1332,51	(0,9998 ± 0,00009)	6,550 10 ⁶	0,2	26
²⁴ Na	(15,006 ± 0,015)h.	1368,54	(0,99994 ± 0,00002)	2,776 10 ⁶	0,4	26
²⁴ Na	(15,006 ± 0,015)h.	2754,03	(0,9987 ± 0,0002)	2,776 10 ⁶	0,4	26

onde:

A° área sob o fotopico de energia gama considerado

A atividade da fonte

I_γ intensidade absoluta da radiação gama considerada

ϵ_γ eficiência do detector

Na literatura são apresentados vários métodos para o cálculo da área sob o fotopico^(2,18).

A Figura 3.3 mostra exemplos de aplicação de alguns métodos comumente utilizados; convém notar que os valores das áreas calculadas diferem entre si, dependendo do método empregado; entretanto, isso não implica que um método seja mais confiável que outro.

O critério mais importante a ser considerado para adotar o método para o cálculo da área é que este se mantenha consistente em todo o intervalo de energia, isso porque a resolução do detector Ge-Li varia com a energia⁽²⁾.

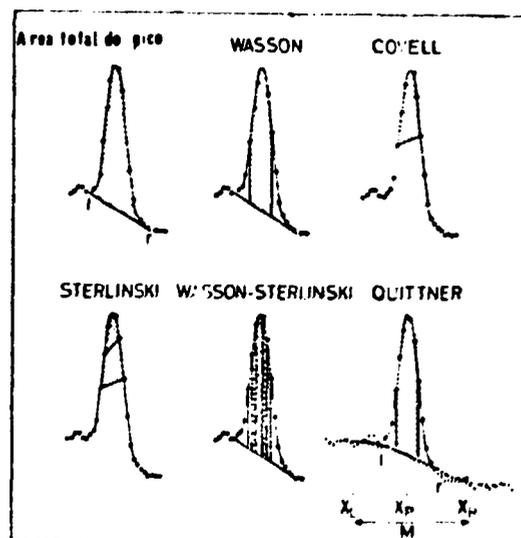


Figura 3.3 - Métodos de Integração de Área sob o Fotopico⁽²⁾

O método adotado no presente trabalho foi de integração numérica sob o fotopico. A Figura 3.4 ilustra o método adotado.

A área A° sob o fotopico é calculada pela expressão

$$A^\circ = \sum_{i=1}^{p-1} C_i - \bar{B}_b (p-1) + \sum_{i=p}^u C_i - \bar{B}_a (u-p+1) \quad (III-2)$$

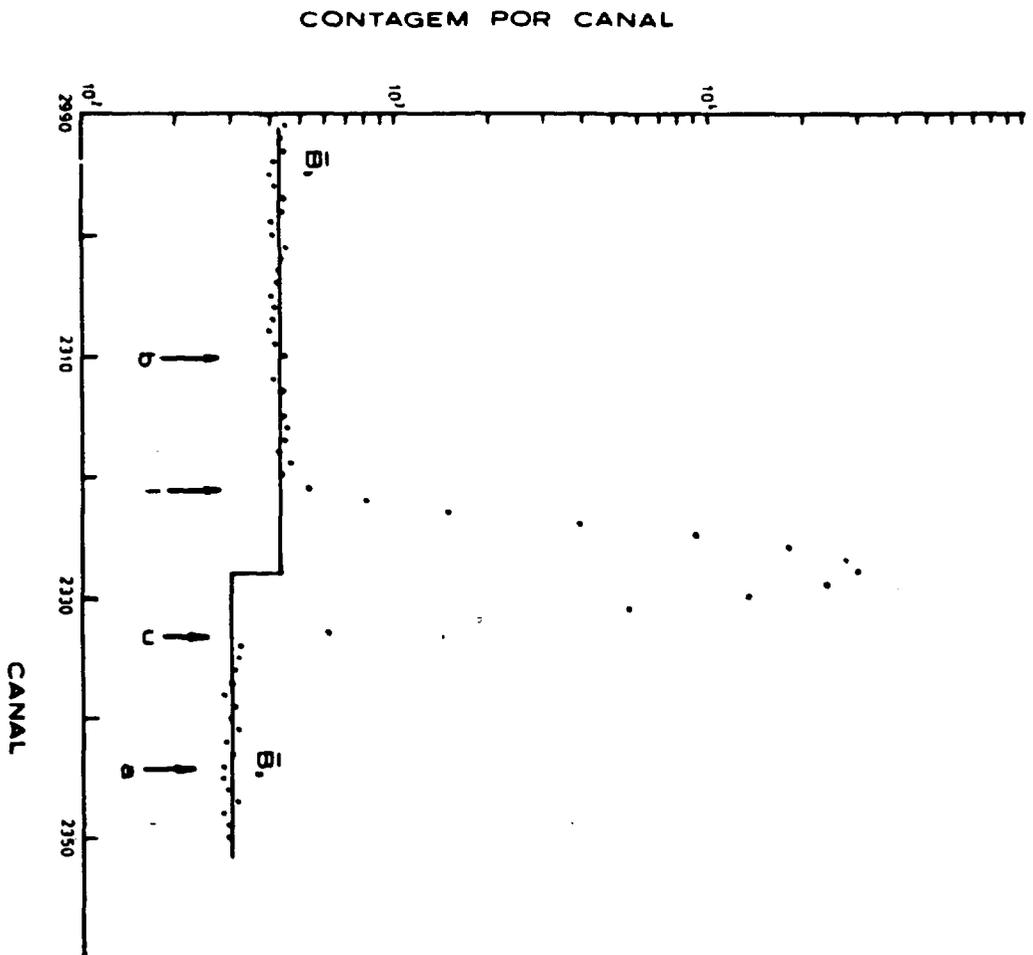


Figura 3.4 - Fotopico Característico de um Sistema Ge-Li

onde:

i indica o número do canal do analisador multicanal

C_i é a contagem no canal i ;

P é o canal que corresponde ao pico da distribuição;

$$B_b = \frac{\sum_{i=b}^{l-1} C_i}{(l-b)} \quad (III-3)$$

$$B_a = \frac{\sum_{i=u+1}^a C_i}{(a-u+1)} \quad (III-4)$$

Sendo l e u os canais inicial e final do pico considerado e b e $l-1$ os canais inicial e final da radiação de fundo B_b considerada.

Os canais b e l são escolhidos visualmente observando-se a região do espectro localizada a esquerda do fotopico que apresenta um comportamento linear de inclinação zero.

De modo análogo u e a são escolhidos observando-se a região do espectro localizada a direita do fotopico.

Os termos $\overline{B_b}$ e $\overline{B_a}$ indicam o valor médio por canal das contagens da radiação de fundo sob o fotopico considerado. Esta radiação de fundo é proveniente das contribuições de outros gamas da própria fonte como da radiação ambiental presente.

III.3.2 – Resultados Obtidos para a Eficiência do Sistema Ge-Li

A eficiência do sistema Ge-Li foi determinada para cada uma das doze energias gama relacionadas na Tabela III.1 para uma distância entre fonte e detector, igual a 13,5 cm (correspondente à prateleira A da Figura 3.2).

Para tanto foram preparadas três fontes padrão de cada radionuclídeo e a eficiência foi determinada para cada uma delas. O valor adotado para eficiência em cada energia foi calculado pela média aritmética dos valores obtidos para cada uma das três fontes. Os valores da eficiência média estão apresentados na Tabela III.3.

Foram também determinadas as eficiências para as outras distâncias (Figura 3.2) entre fonte e detector iguais a: 10,5 cm (correspondente a prateleira B), 7,5 cm (correspondente a prateleira C), 4,5 cm (correspondente a prateleira D) e 1,5 cm (correspondente a prateleira E).

Nessas prateleiras foi suficiente determinar as eficiências para sete valores de energia gama, que se encontram relacionados nas Tabelas III.4, III.5, III.6 e III.7.

Foi adotado esse procedimento porque os resultados das eficiências para a prateleira A mostraram um comportamento bastante regular, de onde se concluiu que sete valores eram suficientes para determinar a curva de eficiência para as outras prateleiras.

Uma vez que a eficiência do sistema decresce com o aumento da distância fonte-detector, o conhecimento das curvas nas várias prateleiras, permitiu uma melhor utilização do sistema. Desse modo, fontes radioativas, cuja atividade se deseja determinar e que sejam de baixa intensidade, podem ser medidas em posições mais próximas ao detector. Caso contrário, pode ser utilizada uma distância maior.

Foi ajustada uma curva aos pontos experimentais obtidos para as eficiências, por meio de um ajuste polinomial pelo método de mínimo quadrado, ponderando-se os valores de cada ponto com seus respectivos erros.

O ajuste polinomial foi feito adotando-se a seguinte relação analítica entre a eficiência relativa e a energia gama

$$\log \epsilon_{\gamma} (E_{\gamma}) = \sum_{i=0}^n a_i (\log E_{\gamma})^i \quad (III-5)$$

onde:

ϵ_{γ} eficiência relativa gama;

E_{γ} energia gama correspondente;

a_i coeficiente do polinômio obtido no ajuste por mínimos quadrados;

n grau máximo do polinômio.

Para tanto, foi elaborado um programa de ajuste para uma calculadora eletrônica do tipo HP-9829A.

A Tabela III.2 mostra os resultados dos coeficientes dos polinômios ajustados aos valores experimentais obtidos em cada uma das prateleiras.

O melhor grau do polinômio foi determinado analisando-se as diferenças entre os valores experimentais e os valores ajustados.

As Tabelas III.3, III.4, III.5, III.6 e III.7, correspondentes as prateleiras A, B, C, D e E, respectivamente, mostram os resultados do ajuste teórico comparado com os valores experimentais. Podem ser vistos, também, os desvios entre os valores experimentais e os ajustados.

A Figura 3.5 mostra as curvas ajustadas e os pontos experimentais obtidos para cada uma das prateleiras utilizadas.

Por meio das curvas ajustadas podem ser determinadas as atividades de radionuclídeos emissores gama, cujas energias estejam compreendidas no intervalo entre 150 keV até um máximo de 2700 keV no caso da prateleira A.

Análise dos Erros na Eficiência

O erro nos valores das eficiências determinadas experimentalmente foram avaliados, levando-se em conta as seguintes fontes de erro:

- Erro $\sigma_{I_{\gamma}}$, no valor da intensidade gama dado na literatura (pode ser visto na Tabela III.1 do item III.3.1).

Tabela III.2

Coefficientes das Curvas de Eficiência Relativa Gama Determinados por Ajuste Polinomial por Mínimos Quadrados

	A (dist. = 13,5 cm)	B (dist. = 10,5 cm)	C (dist. = 7,5 cm)	D (dist. = 4,5 cm)	E (dist. = 1,5 cm)
a_0	- 36,2222	2,9535	3,9719	6,4472	0,4072
a_1	52,2057	- 3,9782	- 4,8279	- 7,2279	+ 0,4949
a_2	- 29,2210	0,9282	1,2334	2,1155	- 0,8846
a_3	7,0510	- 0,0934	- 0,1302	- 0,2381	0,1440
a_4	- 0,6310				

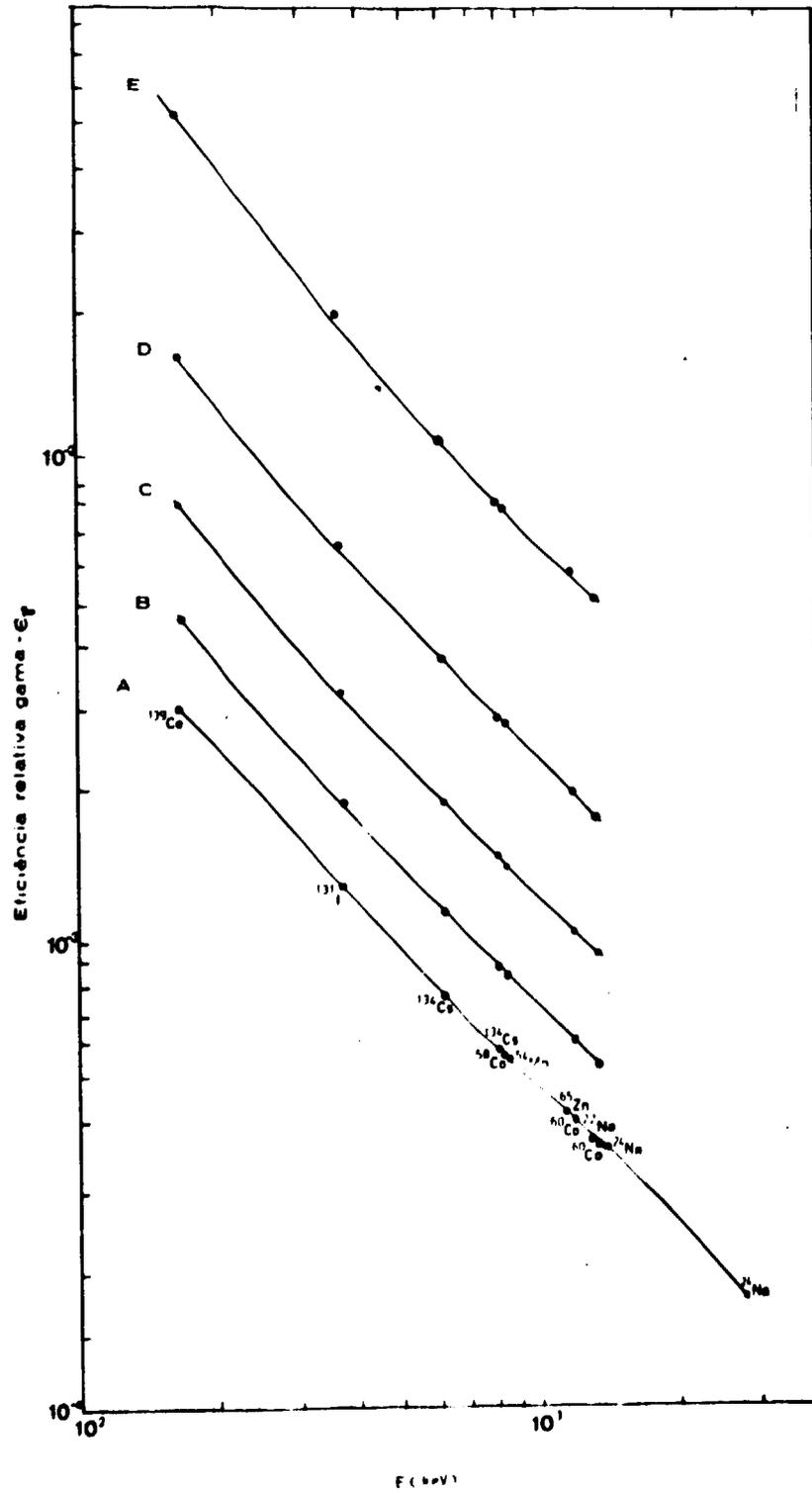


Figura 3 - Curva de Calibração para Sistema Ge-Li

Tabela III.3

Eficiência Relativa Gama Obtida para a Distância Fonte-Detector de 13,5 cm (Prateleira A)

Radionuclídeo	E_{γ} (keV)	$\epsilon_{\gamma exp}$	$\sigma_{\epsilon \gamma}$ (%)	$\epsilon_{\gamma a}$	Δ (%)
^{139}Ce	165,85	$3,028 \cdot 10^{-3}$	1,46	$3,027 \cdot 10^{-3}$	-0,03
^{131}I	364,50	$1,291 \cdot 10^{-3}$	2,18	$1,303 \cdot 10^{-3}$	0,95
^{134}Cs	604,64	$7,554 \cdot 10^{-4}$	0,80	$7,568 \cdot 10^{-4}$	0,19
^{134}Cs	795,84	$5,845 \cdot 10^{-4}$	1,11	$5,794 \cdot 10^{-4}$	-0,87
^{58}Co	810,75	$5,645 \cdot 10^{-4}$	0,96	$5,694 \cdot 10^{-4}$	0,87
^{54}Mn	834,81	$5,570 \cdot 10^{-4}$	0,72	$5,542 \cdot 10^{-4}$	-0,50
^{65}Zn	1115,45	$4,298 \cdot 10^{-4}$	1,14	$4,273 \cdot 10^{-4}$	-0,59
^{60}Co	1173,22	$4,086 \cdot 10^{-4}$	0,66	$4,088 \cdot 10^{-4}$	0,04
^{22}Na	1274,54	$3,762 \cdot 10^{-4}$	0,68	$3,802 \cdot 10^{-4}$	1,06
^{60}Co	1332,51	$3,635 \cdot 10^{-4}$	0,63	$3,656 \cdot 10^{-4}$	0,58
^{24}Na	1368,54	$3,628 \cdot 10^{-4}$	0,73	$3,571 \cdot 10^{-4}$	-1,56
^{24}Na	2754,03	$1,757 \cdot 10^{-4}$	0,87	$1,757 \cdot 10^{-4}$	0,00

Tabela III.4

Eficiência Gama Relativa Obtida para a Distância Fonte-Detector de 10,5 cm (Prateleira B)

Nuclídeo	E_γ (keV)	$\epsilon_{\gamma exp}$	$\sigma_{\epsilon \gamma}$ (%)	$\epsilon_{\gamma a}$	Δ (%)
^{139}Ce	165,85	$4,727 \cdot 10^{-3}$	1,29	$4,728 \cdot 10^{-3}$	-0,03
^{131}I	364,50	$1,930 \cdot 10^{-3}$	2,21	$1,920 \cdot 10^{-3}$	0,52
^{134}Cs	604,64	$1,148 \cdot 10^{-3}$	0,87	$1,148 \cdot 10^{-3}$	-0,02
^{134}Cs	795,84	$8,788 \cdot 10^{-4}$	1,19	$8,791 \cdot 10^{-4}$	-0,29
^{54}Mn	834,81	$8,393 \cdot 10^{-4}$	0,78	$8,401 \cdot 10^{-4}$	-0,10
^{60}Co	1173,22	$6,146 \cdot 10^{-4}$	0,76	$6,118 \cdot 10^{-4}$	0,46
^{60}Co	1332,51	$5,428 \cdot 10^{-4}$	0,76	$5,444 \cdot 10^{-4}$	-0,29

Tabela III.5

Eficiência Gama Relativa Obtida para a Distância Fonte-Detector de 7,5 cm (Prateleira C)

Nuclídeo	E_γ (keV)	$\epsilon_{\gamma exp}$	$\sigma_{\epsilon \gamma}$ (%)	$\epsilon_{\gamma a}$	Δ (%)
^{139}Ce	165,85	$8,099 \cdot 10^{-3}$	1,19	$8,101 \cdot 10^{-3}$	0,02
^{131}I	364,50	$3,257 \cdot 10^{-3}$	2,18	$3,233 \cdot 10^{-3}$	-0,74
^{134}Cs	604,64	$1,917 \cdot 10^{-3}$	0,83	$1,923 \cdot 10^{-3}$	0,31
^{134}Cs	795,84	$1,472 \cdot 10^{-3}$	1,17	$1,472 \cdot 10^{-3}$	0,00
^{54}Mn	834,81	$1,471 \cdot 10^{-3}$	0,75	$1,406 \cdot 10^{-3}$	-0,23
^{60}Co	1173,22	$1,019 \cdot 10^{-3}$	0,73	$1,020 \cdot 10^{-3}$	0,10
^{60}Co	1332,51	$9,059 \cdot 10^{-4}$	0,73	$9,057 \cdot 10^{-4}$	-0,02

Tabela III.6

Eficiência Gama Relativa Obtida para a Distância Fonte-Detector de 4,5 cm (Prateleira D)

Nuclídeo	E_{γ} (keV)	$\epsilon_{\gamma exp}$	$\sigma_{\epsilon_{\gamma}}$ (%)	$\epsilon_{\gamma a}$	Δ (%)
^{139}Ce	165,85	$1,668 \cdot 10^{-2}$	1,10	$1,669 \cdot 10^{-2}$	-0,06
^{131}I	364,50	$6,602 \cdot 10^{-3}$	2,23	$6,475 \cdot 10^{-3}$	1,92
^{134}Cs	604,64	$3,833 \cdot 10^{-3}$	0,83	$3,853 \cdot 10^{-3}$	-0,60
^{134}Cs	795,84	$2,897 \cdot 10^{-3}$	1,18	$2,948 \cdot 10^{-3}$	-1,76
^{54}Mn	834,81	$2,846 \cdot 10^{-3}$	0,75	$2,815 \cdot 10^{-3}$	1,09
^{60}Co	1173,22	$2,028 \cdot 10^{-3}$	0,73	$2,027 \cdot 10^{-3}$	0,05
^{60}Co	1332,51	$1,788 \cdot 10^{-3}$	0,73	$1,790 \cdot 10^{-3}$	-0,11

Tabela III.7

Eficiência Gama Relativa Obtida para a Distância Fonte-Detector de 1,5 cm (Prateleira E)

Nuclídeo	E_{γ} (keV)	$\epsilon_{\gamma exp}$	$\sigma_{\epsilon \gamma}$ (%)	$\epsilon_{\gamma a}$	Δ (%)
^{139}Ce	165,85	$5,271 \cdot 10^{-2}$	1,09	$5,276 \cdot 10^{-2}$	-0,09
^{131}I	364,50	$2,004 \cdot 10^{-2}$	2,22	$1,955 \cdot 10^{-2}$	2,45
^{134}Cs	604,64	$1,088 \cdot 10^{-2}$	0,93	$1,095 \cdot 10^{-2}$	-0,55
^{134}Cs	795,84	$8,054 \cdot 10^{-3}$	1,24	$8,217 \cdot 10^{-3}$	2,02
^{54}Mn	834,81	$7,897 \cdot 10^{-3}$	0,86	$7,836 \cdot 10^{-3}$	0,77
^{60}Co	1173,22	$5,788 \cdot 10^{-3}$	0,84	$5,716 \cdot 10^{-3}$	1,24
^{60}Co	1332,51	$5,091 \cdot 10^{-3}$	0,84	$5,137 \cdot 10^{-3}$	-0,90

– Erro σ_{A_p} , no valor da atividade das fontes padrão. A incerteza na determinação da atividade é obtida considerando-se o erro na solução padrão, a partir da qual são preparadas as amostras. Esse erro é calculado considerando-se a incerteza da curva de eficiência relativa gama do sistema de Câmara de Ionização de Poço $4\pi\beta\gamma$.

– Erro devido a falta de reprodutibilidade no posicionamento da fonte. Esse erro foi estimado efetuando-se medidas com uma fonte de ^{54}Mn . Essa fonte foi recolocada no sistema dez vezes e em cada vez foi analisado o espectro. Os resultados obtidos para cada uma das prateleiras são vistos na Tabela III.8.

Tabela III.8

Erro na Reprodutibilidade do Posicionamento

Prateleira	σ_R
A	0,4
B	0,2
C	0,3
D	0,4
E	0,5

– Erro devido a extensão da fonte. Para determinação desse erro foi feito um mapeamento com uma pequena fonte (puntiforme) deslocando-a no plano de medida. Em seguida, por extrapolação para as dimensões mínimas e máximas das fontes reais, estimou-se um erro superior de 0,6% para todas as prateleiras.

– Erro na determinação da área do fotopico. Esse erro é um erro de ordem estatística e é calculado por meio da expressão

$$\sigma_E = \frac{\sqrt{A^* + 2B}}{A^*} \quad (\text{III-6})$$

onde:

A^* área sob o fotopico;

B é a contagem de radiação de fundo ("background");

– Erro no tempo de decaimento, $\sigma_{T_{1/2}}$. É determinado por propagação de erro na expressão de atividade

$$(A = A_0 e^{\frac{-0,693t}{T_{1/2}}}) \quad (\text{III-7})$$

O erro em $T_{1/2}$ está apresentado na Tabela III.1.

O erro total na eficiência foi obtido por propagação de erro aplicada na expressão III-1; a expressão geral é dada por:

$$\sigma_{\epsilon_{\gamma}} = \sqrt{\sigma_A^2 + \sigma_{I_{\gamma}}^2 + \sigma_E^2 + \sigma_R^2 + \sigma_{f\%}^2 + \sigma_{E_x}^2} \quad (III-8)$$

O erro nos valores das eficiências, obtidas pelo ajuste polinomial, foi estimado levando-se em consideração tanto o desvio entre o ajuste teórico e os pontos experimentais, como os erros em cada um dos pontos experimentais.

Esses dois tipos de erros são da mesma ordem de grandeza, como pode ser visto nas Tabelas III.3, III.4, III.5, III.6 e III.7; portanto, estimou-se um erro igual a 1,5% para os valores fornecidos pelo ajuste, para todo o intervalo de energia.

A consistência na medida de atividade entre as várias prateleiras foi verificada experimentalmente determinando-se a atividade de uma mesma fonte de ^{137}Cs em cada uma delas. Os resultados são vistos na Tabela III.9.

Tabela III.9

Resultado da Atividade da Fonte de ^{137}Cs no Ge-Li

Prateleira	Atividade $\times 10^6$ (Bq/g)	Erro (%)
A	2,99	2,2
B	2,95	2,2
C	2,97	2,2
D	2,99	2,3
E	3,09	2,3

$E = 661,6 \text{ keV}$

$I = (85,3 \pm 0,4)\%$

CAPÍTULO IV

RESULTADOS OBTIDOS NA MEDIDA DO FLUXO

Neste capítulo serão apresentados os resultados experimentais obtidos para o fluxo de nêutrons térmico, epitérmico e rápido na guia de irradiação (GI) do reator IEA-R1.

IV.1 – Resultados Obtidos para o Fluxo Térmico

A determinação do fluxo térmico, utilizando folhas de ativação de ouro (liga Au-Al), manganês (liga Mn-Cu) e cobalto, foi efetuada por meio das medidas de atividade induzida e a partir das expressões (I-43) e (I-46) apresentadas no capítulo I.

Serão apresentadas a seguir características dos detectores de ativação, dados sobre o esquema de desintegração dos materiais utilizados para as medidas do fluxo térmico; na Tabela IV.1 são apresentadas as características de cada folha utilizada; massa, espessura, pureza do material e porcentagem em massa da liga. Na Tabela IV.2 são relacionadas as energias gama utilizadas na medida da atividade, suas respectivas intensidades e meias vidas, e as atividades saturadas, obtidas, tanto para as folhas sem cádmio como para as folhas com cádmio, com os respectivos tempos de irradiação.

Os fatores de correção envolvidos na medida de fluxo térmico estão relacionados na Tabela IV.3. Os fatores já foram definidos e suas expressões apresentadas no capítulo I; nesse item IV.1 estão relacionados os fatores com uma apresentação de informações específicas sobre cada um deles:

$g(T)$ fator de Westcott dado na expressão (I-25); seu valor é encontrado tabelado em função da temperatura dos nêutrons T_n ^(22,31).

Para a determinação da temperatura dos nêutrons foi usada a expressão

$$T_n = T_m \left(1 + C m \frac{\sigma_a}{\sigma_s} \right) \quad (IV-1)$$

Válida para o caso em que o fator $m \frac{\sigma_a}{\sigma_s}$ está compreendido entre 0 e 0,5.

Onde:

T_m temperatura do moderador; esta temperatura foi determinada por meio de termopares de cobre – constantan inseridos no interior da G.I. O valor adotado de 27,5°C foi obtido por média aritmética entre dois valores medidos num mesmo dia na posição de irradiação. Esses dados foram fornecidos pela Área de Operação e Manutenção do Reator (AOMR).

m massa atômica do hidrogênio, principal núcleo moderador do reator.

σ_s seção de choque térmica de espalhamento do hidrogênio, igual a 38 barns.

σ_a seção de choque de absorção do hidrogênio a T_m , igual a 0,327 b.

C constante obtida por Coveyon, Bate e Osborn⁽³⁶⁾ pelo método de Monte Carlo, igual a 0,9.

O valor de T_n obtido a partir da expressão (IV-1) foi de 29,7°C.

$s \sqrt{\frac{T_0}{T}}$ fator de correção usado no cálculo da seção de choque efetiva do detector de ativação e determinado por meio de integrais de ressonância tabeladas por Westcott;

σ_0 seção de choque na energia de 0,0253; o valor é encontrado tabelado na literatura.

$r \sqrt{\frac{T}{T_0}}$ fração de nêutrons epitérmicos determinado a partir da expressão da razão de cádmio (I-57) apresentada no Capítulo I;

F fator de perturbação de fluxo, calculado pela expressão (I-49). Este fator é obtido do produto entre os fatores G e H determinados pelas expressões (I-50) e (I-53). No cálculo do fator G , o valor da espessura X em unidades de caminho livre médio é obtido pela

Tabela IV.1

Características das Folhas de Ativação para o Fluxo Térmico

Folhas	massa	espessura	pureza	porcentagem
	(g)	(g/cm ²)	(%)	liga (%)
Au-Al(s/cd)	0,001381	0,028770	99,996	0,130
Au-Al(c/cd)	0,001672	0,027866	99,996	0,130
Mn-Cu(s/cd)	0,005570	0,013925	99,946	78,4
Mn-Cu(c/cd)	0,005535	0,013838	99,946	78,4
Co (s/cd)	0,063661	0,050254	99,896	—
Co (c/cd)	0,064554	0,050959	99,896	—

Todas as folhas foram adquiridas da Reactor-Experiments INC.

Tabela IV.2

Valores das Atividades Saturadas Obtidas, com as Folhas de Ativação para o Fluxo Térmico

Reação	E _γ keV	Intensidade Absoluta	T _{1/2}	Atividade Esp Sat(c/d) x 10 ¹² (Bq/g)	Erro Est σE (%)	Atividade Esp Sat(c/d) x 10 ¹² (Bq/g)	Erro Est σa (%)	Tempo de Irrad.
¹⁹⁷ Au(n,γ) ¹⁹⁸ Au	411,8 ^{±2}	(0,9553 ± 0,0003)	(2,606 ± 0,002)d	2,7642	0,34	0,4510	0,40	2 horas
⁵⁵ Mn(n,γ) ⁵⁶ Mn	846,754 ^{±1}	(0,9887 ± 0,0003)	(2,586 ± 0,005)h	1,0236	0,19	0,0116	0,34	47 min
⁵⁹ Co(n,γ) ⁶⁰ Co	1173,22 ^{±5}	(0,9987 ± 0,0006)	(5,272 ± 0,007)a	2,8898	0,23	0,0515	0,36	2 horas

expressão $X = N_T \sigma_{aT}$, onde a σ_a de absorção, no caso de fluxo térmico é determinado pela expressão $\sigma_a = g(T) \sigma_a \sqrt{\frac{T_0 \pi}{T^4}}$

No cálculo do fator H, os valores utilizados para λ_{tr} e L foram 0,438 e 2,86, obtidos da literatura⁽⁵⁾, e os valores para os raios das folhas de ativação, foram: 1 mm para o ouro, 1 mm para o manganês e 6,35 mm para o cobalto. Nota-se pela Tabela IV.3 que a perturbação de fluxo para o caso do cobalto é maior do que para os casos do ouro e do manganês. Isso porque o raio das folhas de cobalto é muito maior que os demais.

F_{cd} fator de cádmio determinado a partir da expressão (I-55). Esse fator é calculado por meio dos fatores f_δ e G_T , também apresentados na tabela. O valor de f_δ foi calculado a partir da expressão (I-55); o valor de G_T foi obtido das curvas dadas por Baumann⁽³⁾ e Roe⁽³⁴⁾. Nota-se que o fator F_{cd} é igual a 1 para os três casos e, portanto, essa correção não foi considerada.

K_δ coeficiente tabelado por Westcott⁽⁴²⁾ para várias espessuras de cádmio.

R_{cd} razão de cádmio determinada a partir de valores experimentais por meio da expressão (I-39).

$\frac{R'}{R' - 1}$ razão entre a densidade de fluxo total e a densidade de fluxo subcádmio.

$s \sqrt{\frac{T_0}{T}}$ fator de correção calculado a partir da expressão (I-35) integrada entre μkT e E_{cd} . Esse fator leva em conta a integral de ressonância entre esses dois limites e é desprezível nos casos do cobalto e manganês. Isso porque esses elementos apresentam a primeira ressonância na secção de choque longe da região térmica.

No caso do ouro, que apresenta uma ressonância próxima a região térmica (4,906 eV), esse fator não é desprezível e foi calculado por integração numérica utilizando-se a expressão semi-empírica para a secção de choque dada por Gould⁽¹⁷⁾

$$\sigma(E) = \frac{15,53}{\sqrt{E}} - 0,94 + 5,94 \sqrt{E} \quad (IV-2)$$

Na referência⁽¹⁷⁾ a expressão está dada em função do comprimento de onda do nêutron; a expressão (IV-2) está transformada em função da energia: $\lambda(\text{Å}) = 0,286/\sqrt{E(\text{eV})}$.

Os resultados obtidos para o fluxo térmico estão mostrados na Tabela IV.4. Na 6ª coluna da tabela são dados os valores do fluxo convencional ϕ_o , calculados pela expressão (I-43). Os valores destes fluxos já estão normalizados por meio da atividade saturada dos monitores de Au-Al. Essas atividades são vistas na 2ª coluna dessa mesma tabela.

Os valores dos fluxos foram normalizados tomando-se como referência a atividade do monitor utilizado na medida do fluxo com o ouro, as razões de normalização são vistas na 5ª coluna da tabela.

Os valores do fluxo térmico efetivo ϕ_{oth} são determinados por meio da expressão (I-45); são mostrados na 8ª coluna. Finalmente, os resultados do fluxo térmico ϕ_{th} estão na 9ª coluna. A última coluna mostra os desvios dos fluxos térmicos em relação à média. Essa média foi calculada por média

Tabela IV.3

Fatores de Correção para Cálculo de Fluxo Térmico

Folha	g(T)	$s\sqrt{\frac{T_0}{T}}$	σ_0 (baras)	$r\sqrt{\frac{T}{T_0}}$	F	F cd	f(δ)	G_t	K_δ	R cd	$\frac{R'}{(R'-1)}$	$S'\sqrt{\frac{T_0}{T}}$
Au-Al	1,0058	17,3	$98,8 \pm 0,3^{12}$	0,011	0,999	1	1	0,991	2,1974	6,13	1,005	0,032
Mn-Cu	1	0,668	$13,3 \pm 0,5^{12}$	0,010	0,992	1	1	0,984	2,1974	88,09	1,005	0
Co	1	1,738	$37,2 \pm 0,6^{12}$	0,009	0,946	1	1	0,760	2,0728	56,08	1,005	0

Tabela IV.4

Resultado Obtido para o Fluxo Térmico

$$\phi_{th} = 9,21 \times 10^{12} \text{ (n/s.cm}^2\text{)}$$

Folha	Atividade Esp. Set. Monitores $\times 10^{12}$ (Bq/g)	Erro Est. σ_E (%)	Erro σ_m (%)	Razão das* As monit.	ϕ_0 $\times 10^{12}$ (n/s.cm ²)	Erro σ_{ϕ_0} (%)	ϕ_{oth} $\times 10^{12}$ (n/s.cm ²)	Erro $\sigma_{\phi_{oth}}$ (%)	ϕ_{th} $\times 10^{12}$ (n/s.cm ²)	Erro $\sigma_{\phi_{th}}$ (%)	$\Delta\bar{\phi}_{th}$ (%)
Au-Al	1,882	0,42	1	1	7,68	4,4	7,60	4,4	8,71	4,4	5,5
Mn-Cu	1,806	0,63	1	1,17	8,25	3,1	8,17	3,1	9,36	3,1	1,6
Co	1,776	0,41	1	1,06	8,43	3,0	8,35	3,0	9,57	3,0	3,9

*As razões entre as atividades dos monitores foram normalizadas para a atividade do monitor obtida no caso do ouro.

aritmética entre os valores dos fluxos obtidos com o uso de cada detector ou seja, pela ativação do ouro, do manganês e do cobalto.

Os erros indicados nessa tabela foram calculados por propagação de erros em cada um dos fatores. Esses erros são apresentados na Tabela IV.5 e analisados a seguir:

– Erro causado pela incerteza na determinação da atividade. Para esse cálculo foram considerados os seguintes erros parciais:

σ_E erro estatístico, calculado segundo a expressão (III-6) dada no capítulo III;

σ_{EX} erro causado por causa da extensão das fontes. Esse erro foi analisado no capítulo III;

σ_p erro no posicionamento vertical da folha ativada, no sistema de detecção Ge-Li. Esse erro foi estimado avaliando-se a variação no fator de eficiência geométrica causada por uma incerteza de 0,5 mm na distância vertical entre fonte e detector (Ge-Li);

σ_{ϵ_γ} erro na eficiência relativa gama calculada pela curva de calibração. Estimou-se um limite pela curva de calibração. Estimou-se um limite superior igual a 1,5% para esse erro, de acordo com considerações dadas no capítulo III;

σ_{I_γ} erro na intensidade gama. Estes erros foram obtidos na literatura.

– Erro σ_{t_i} , causado pela incerteza no tempo de irradiação. Essa incerteza provém da dificuldade na cronometragem durante a operação, demorada e cuidadosa, para colocar e retirar o material detector da posição de irradiação junto ao caroço do reator. Essa incerteza que inclui o tempo de trânsito da folha durante o percurso na subida, é da ordem de 1 minuto.

– Erro σ_{t_e} , causado pela incerteza no tempo de espera. A principal contribuição para este erro é a incerteza na determinação do instante correspondente ao final da irradiação, conforme foi discutido para σ_{t_i} . Considerando-se para o tempo de espera uma incerteza de 1 minuto.

– Erro $\sigma_{T_{1/2}}$, causado pela incerteza na meia vida. Esse erro foi calculado por meio dos erros encontrados na literatura para $T_{1/2}$ (24,26,30).

– Erro σ_σ , causado pela incerteza nos valores da secção de choque σ_0 ; esse erro é obtido do valor tabelado na literatura (38).

– Erro σ_m , causado pela incerteza na determinação da massa da folha. Esse erro é dado pelo erro da balança utilizada (Mettler M5 SA) que é de 15 μg .

– Erro σ_L , causado pela incerteza na porcentagem em massa do material na liga. A incerteza nessa porcentagem não é especificada pelo fabricante e foi calculado supondo-se um erro no último algarismo significativo do valor especificado pelo fabricante.

– Erro σ_M , causado pela incerteza na atividade específica dos monitores; este erro foi determinado considerando-se o erro σ_m na massa das folhas monitoras.

Todos os erros analisados estão apresentados na Tabela IV.5.

Convém ressaltar que na expressão para o cálculo do fluxo, segundo o formalismo de Westcott, entram diversos fatores de correção que na sua maioria são calculados teoricamente. Por essa razão não foi possível a estimativa do erro no fluxo causado pela incerteza nesses fatores.

Observando-se os resultados da Tabela IV-4 verifica-se que os valores do fluxo determinados pela ativação do manganês, cobalto e ouro, concordam entre si dentro de um erro de 5%.

IV.2 – Resultados Obtidos na Medida do Fluxo Epitérmico

A determinação do fluxo epitérmico utilizando os mesmos detectores empregados para o caso do fluxo térmico, foi feita pela expressão (I-64) dada no capítulo I.

Na Tabela IV.2, 6ª coluna, são mostrados os valores das atividades induzidas nas folhas cobertas com cádmio.

Os valores das integrais de ressonância total, bem como os fatores de correção G_T e os extremos da integração utilizados estão na Tabela IV.6 nas 2ª, 3ª, 4ª e 5ª colunas, respectivamente. Nessa mesma tabela, são dados os valores do fluxo epitérmico, normalizados pelas atividades dos monitores dadas na Tabela IV.4.

Os erros foram avaliados do mesmo modo descrito no item IV.1, para a determinação do fluxo térmico e são vistos na Tabela IV.7.

Os erros causados pela incerteza na integral de ressonância foram calculados pelos dados da literatura^(16,43).

Na última coluna da Tabela IV.6 são apresentados os desvios dos fluxos em relação ao fluxo médio, calculado pela média aritmética entre as três medidas. Pode-se observar que existe boa concordância.

IV.3 – Resultados Obtidos na Medida do Fluxo Rápido

A determinação do fluxo rápido, utilizando os detectores de limiar ^{56}Fe , ^{58}Ni e ^{27}Al , foi feita a partir das medidas de atividades com base na expressão (I-66), dada no capítulo I.

Na Tabela IV.8 são apresentadas as características de cada folha utilizada: massa, espessura, pureza do material.

Na Tabela IV.9 estão relacionadas atividades saturadas obtidas, o tempo de irradiação usado, e também as energias gama utilizadas para a determinação da atividade, bem como as respectivas intensidades absolutas e meia vida do radionuclídeo medido.

Na Tabela IV.10 são vistas na 2ª coluna as atividades dos monitores de Au-Al utilizados; na 4ª coluna estão as razões entre as atividades dos monitores; na 6ª e 8ª, os valores das secções de choque média efetiva e a fração isotópica do nuclídeo de interesse; finalmente, na 9ª coluna estão apresentados os fluxos rápidos determinados.

Na Tabela IV.11 os erros que foram avaliados de modo descrito para o fluxo térmico. Os valores das secções de choque médios utilizados foram obtidos da literatura⁽⁴³⁾.

Esses valores são obtidos a partir da média entre vários resultados experimentais de diferentes autores e o erro na secção de choque média corresponde ao desvio padrão.

Na última coluna da Tabela IV.10 são vistos os desvios dos fluxos em relação ao fluxo médio calculado por média aritmética entre as três medidas.

Tabela IV.5

Erros Considerados no Cálculo do Fluxo Térmico

Folha	σ_E	σ_M	σ_1	σ_{Ex}	σ_p	$\sigma_{E,\gamma}$	$\sigma_{I,\gamma}$	σ_{te}	σ_{ti}	$\sigma_{T,1/2}$	σ_{σ_0}	σ_M	σ_{total}
	(%)	(%)	(%)	(%)	(%)	(%)	(%)	(%)	(%)	(%)	(%)	(%)	(%)
Au-Al	0,40	1,00	3,80	0,60	0,68	1,50	0,05	0,02	0,82	0,09	0,30	1	4,4
Mn-Cu	0,08	0,30	0,60	0,60	0,68	1,50	0,03	0,45	1,90	1,12	0,75	1	3,1
Co	0,29	0,02	-	1,20	0,68	1,50	0,06	0,00	0,80	0,133	1,60	1	3,0

Tabela IV.6

Resultados Obtidos para o Fluxo Epitérmico

$$\phi_{Int} = 1,352 \times 10^{12} \text{ (n/s.cm}^2\text{)}$$

Folha	Integral de Resonância (barns)	G_T	E_1 (eV)	E_2 ($\times 10^6$ eV)	ϕ_{Int} ($\times 10^{12}$ n/s.cm ²)	Erro σ_{ϕ_1} (%)	$\Delta\bar{\phi}_1$ (%)
Au-Al	(1558 \pm 60) ⁹	0,991	0,8	1	1,369	6,8	1,3
Mn-Cu	(13,7 \pm 0,5) ⁹	0,984	0,6	1	1,319	6,6	2,4
Co	(74,15 \pm 2,27) ²¹	0,760	0,55	1	1,368	3,8	1,2

Tabela IV.7

Erros Considerados no Cálculo do Fluxo Epitérmico

Folha	σ_E	σ_M	σ_1	σ_{Ex}	σ_P	$\sigma_{E\delta}$	$\sigma_{I\delta}$	σ_{te}	σ_{tl}	$\sigma_{T_{1/2}}$	σ_{I_e}	σ_M	σ_{total}
	(%)	(%)	(%)	(%)	(%)	(%)	(%)	(%)	(%)	(%)	(%)	(%)	(%)
Au-Al	0,40	1	3,8	0,6	0,68	1,5	0,05	0,02	0,82	0,09	3,95	1	6,8
Mn-Cu	0,34	0,3	0,6	0,6	0,68	1,5	0,03	0,45	1,9	1,12	3,65	1	6,6
Co	0,36	0,02	—	1,2	0,68	1,5	0,06	0,00	1,66	0,133	3,07	1	3,8

Tabela IV.8

Características das Folhas de Ativação para o Fluxo Rápido

Folha	massa	espessura	pureza
	(g)	g/cm ²	%
Al	0,040789	0,032199	99,986
Fe	0,130465	0,102990	99,642
Ni	0,066452	0,068246	99,981

Todas as folhas foram adquiridas da Reactor-Experiments INC.

Tabela IV.9

Valores das Atividades Saturadas, Obtidas com as Folhas de Ativação para o Fluxo Rápido

Reação	E_γ	Intensidade	$T_{1/2}$	Ativ. Esp Sat	Erro Est.	Tempo de
	keV	Absoluta gama		$\times 10^3$ (Bq/g)	σ_E (%)	Irrad.
$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	1368,54	$(0,99994 \pm 0,00002)^{26}$	$(15,005 \pm 0,015)\text{h}$	0,22271	0,33	2 horas
$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	846,754	$(0,9887 \pm 0,0003)^{41}$	$(2,586 \pm 0,005)\text{h}$	0,16105	0,36	2 horas
$^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$	810,75	$(0,9945 \pm 0,0003)^{26}$	$(78,78 \pm 0,10)\text{d}$	8,32549	0,28	2 horas

Tabela IV.10

Resultados Obtidos para o Fluxo Rápido

$$\phi_R = 1,448 \times 10^{12} \text{ (n/s.cm}^2\text{)}$$

Reação	Atividade Esp. Sat. Monit. $\times 10^{12}$ (Bq/g)	Erro Est. (%)	Erro σ_m (%)	Razão das [*] As monit.	$\langle \sigma_f \rangle$ (mb)	Erro σ_{σ_f} (%)	Fração Isotop. f	ϕ_R $\times 10^{12}$ (n/s.cm ²)	Erro σ_{ϕ_R} (%)	$\Delta \bar{\phi}_f$ ϕ_R (%)
$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	2,227	0,33	1	1	0,681 ²¹	1,8	1 ²⁶	1,466	3,2	1,2
$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	2,203	0,29	1	1,01	1,073 ²¹	3,2	0,9166 ²⁵	1,537	4,0	6,1
$^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$	1,859	0,33	1	1,20	105,6 ²¹	4,9	0,6788 ²⁵	1,342	5,4	7,3

*As razões entre as atividades dos monitores foram normalizadas para a atividade do monitor obtida no caso do Alumínio.

Tabela IV.11

Erros Considerados no Cálculo do Fluxo Rápido

Folha	σ_E (%)	σ_m (%)	σ_{Ex} (%)	σ_p (%)	$\sigma_{E\gamma}$ (%)	$\sigma_{I\gamma}$ (%)	σ_{te} (%)	σ_{tl} (%)	$\sigma_{T\%}$ (%)	$\sigma_{\langle \sigma_f \rangle}$ (%)	σ_M (%)	σ_{total} (%)
^{27}Al	0,33	0,04	1,2	1,28 [*]	1,5	0,002	0,08	0,80	0,21	1,8	1	3,2
^{56}Fe	0,36	0,01	1,2	0,68	1,5	0,03	0,45	0,82	0,49	3,2	1	4,0
^{58}Ni	0,28	0,02	1,2	0,68	1,5	0,03	0,00	0,83	0,14	4,9	1	5,4

* A atividade deste detector foi medida na prateleira C.

As discrepâncias entre os três valores são pequenas (menor que 10%). Pode-se considerar bom os resultados, tendo em vista que para o cálculo do fluxo rápido utiliza-se a secção de choque efetiva é calculada por meio de um espectro teórico aproximado. Convém ressaltar que os limiares das reações empregadas são bastante altos e, portanto, a atividade induzida por essas reações fornece apenas informação direta da parte final do espectro. O fluxo total é então determinado indiretamente e é bastante sensível à forma desse espectro.

Podemos portanto considerar que o espectro teórico adotado é uma boa aproximação do espectro real.

CAPÍTULO V

CONCLUSÕES

O conhecimento do fluxo integrado de nêutrons em determinados intervalos de energia é necessário para desenvolver qualquer tipo de experiência utilizando reatores nucleares.

Nessa dissertação foram abordados, de maneira pormenorizada todos os fundamentos básicos teóricos e práticos sobre a determinação de fluxo térmico, epitérmico e rápido utilizando o método de ativação de folhas. Procurou-se reunir todas as informações necessárias à aplicação do método, sendo apresentado o critério para a seleção do material a ser utilizado, o formalismo de Westcott e todos os fatores de correção que devem ser considerados em medidas desse tipo.

As medidas foram realizadas junto ao caroço do reator IEA-R1, tendo sido utilizadas folhas de Au, Mn e Co para a determinação dos fluxos térmico e epitérmico, e folhas de Fe, Al e Ni para o fluxo rápido.

Os resultados experimentais para o fluxo térmico, utilizando os três detectores — ouro, manganês e cobalto — foram concordantes entre si dentro de 5%, embora cada valor apresente erro experimental menor que esta porcentagem.

Pode ser visto na Tabela IV.4 que o valor encontrado para o fluxo térmico quando se utiliza detector de ouro, possui uma leve discrepância em relação ao valor médio de fluxo obtido com os três tipos de materiais utilizados. Esse desvio pode ser atribuído ao fato do ouro apresentar uma secção de choque alta na região térmica e uma forte ressonância próxima; como a distribuição energética dos nêutrons térmicos é aproximadamente, mas não exatamente, da forma Maxwelliana, um pequeno desvio na forma da distribuição seria mais sensível no caso do ouro do que no de outros materiais com secção de choque com comportamento puramente $1/v$.

Os resultados do fluxo epitérmico são obtidos a partir dos valores de atividade induzida nas folhas irradiadas, cobertas com cádmio, utilizadas para efetuar a medida do fluxo térmico. Os resultados apresentados na Tabela IV.6, mostram concordância entre os valores obtidos com as três qualidades de detectores dentro de 2%. A dispersão em relação ao valor médio na determinação do fluxo epitérmico é menor que no caso do fluxo térmico; isso porque a distribuição de energia dos nêutrons na região intermediária, ou epitérmica, é proporcional a $1/E$ e qualquer desvio dessa proporcionalidade é menos sensível quanto à respeito dos detectores.

Em vista dos resultados experimentais obtidos, verifica-se que os detectores de ouro, manganês e cobalto podem ser empregados seguramente tanto na determinação do fluxo térmico como na do

epitérmico. A escolha de cada um dos três detectores de ativação para a medida nas duas regiões de energia, irá depender do tipo de experimento a ser feito, duração da irradiação e outros fatores que ajudarão a indicar o material da folha.

Os resultados das medidas do fluxo rápido, efetuadas com o auxílio de detectores de ativação de limiar ^{27}Al , ^{56}Fe e ^{58}Ni , apresentaram boa concordância como pode ser observado na Tabela IV.10. Esperava-se uma discrepância maior nesses resultados, tendo em vista que nos cálculos foi considerada uma expressão semi-empírica para o espectro de fissão e, também, o fato de existir na literatura diferenças entre os valores tabelados para as secções de choque dos núclídeos usados. Por meio dos resultados obtidos para o fluxo rápido pode-se verificar que os três detectores utilizados são confiáveis e que a expressão semi-empírica usada para o espectro de fissão constitui uma boa aproximação para representar o espectro real.

A concordância dos resultados obtidos com as três qualidades de detectores em cada região considerada do espectro de nêutrons, demonstra a consistência do tratamento teórico e da seleção dos parâmetros utilizados no Método de ativação de folhas apresentado nessa dissertação.

Convém ressaltar nessa dissertação que as medidas de atividade induzida nas folhas foram efetuadas por meio de um sistema de espectrometria gama com detector de Ge-Li. O sistema foi calibrado para efetuar medidas de atividade de radionuclídeos emissores gama com energias no intervalo de 150 KeV a 2700 KeV. A medida por espectrometria gama permite a utilização de materiais com composição isotópica não de 100% como detectores de ativação.

Essa dissertação, por abordar pormenorizadamente todos os problemas relacionados com o Método de Ativação das folhas, contém informações fundamentais e necessárias para qualquer tipo de medida que venha a ser efetuada por aplicação desse método.

ABSTRACT

This work presents experimental and theoretical details of the foil activation method applied to neutrons flux measurements at the IEA-R1 reactor. *are presented*

The thermal - and epithermal - neutron flux were determined from activation measurements of gold, cobalt and manganese foils; and for the ~~slow~~ neutron flux determination, aluminum, iron and nickel foils were used. The measurements of the activity induced in the metal foils were performed using a Ge-Li gamma spectrometry system.

In each energy range of the reactor neutron spectrum, the agreement among the experimental flux values obtained using the three kind of materials, indicates the consistency of the theoretical approach and of the nuclear parameters selected. *(with.)*

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS*

1. AXTON, E. J. Absolute measurement of the neutron flux density in the A.E.R.E. reactor "GLEEP". *J. nucl. Energy A/B, Reactor Science Technology*, 17:125-35, 1963.
2. BAEDECKER, P. A. *Analyt. Chem.*, 43:209, 1966 apud KOKTA, L. Determination of peak area. *Nucl. Instrum. Meth.*, 112:245, 1973.

(*) As referências bibliográficas relativas a documentos localizados pelo IEA foram revistas e enquadradas na NB-66 de ABNT.

3. BAUMANN, N. P. *Resonance integrals and self-shielding factors for detector foils*. Aiken, S. C., E. I. du Pont de Nemours, Jan. 1963. (DP-817).
4. BAUMANN, N. P. & STROUD, M. B. Self-shielding of detector foils in reactor fluxes. *Nucleonics*, 23(8)98-100, Aug. 1965.
5. BECKURTZ, K. H. & WIRTZ, K. *Neutron physics*. New York, N. Y., Springer, 1964.
6. BENSCH, F. Flux depression and the absolute measurement of the thermal neutron flux density. *Atomkernenergie*, 25:257-64, 1975.
7. BOLDEMAN, J. W. Fission spectrum averaged cross sections of threshold reactions. *J. nucl. Energy, A/B, Reactor Science Technology*, 18:417-24, 1964.
8. BOTHE, W. Zur Methodik der Neutronensonden. *Z. Phys.*, 120:437, 1943.
9. CASE, K. M.; HOFFMANN, F.; PLACZEK, G. *Introduction to the theory of neutron diffusion*, v.1. Los Alamos, N. M., Los Alamos Scientific Lab., 1953.
10. CHARBONNEL, A. Problèmes posés par l'utilisation des détecteurs par activation. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. *Neutron dosimetry: proceedings of the symposium on . . . held in Harwell, England, 10-14 December, 1962, v.1. Vienna, 1963. p.71. (Proceedings series).*
11. COVEYOU, R. R.; BATE, R. R.; OSBORN, R. K. Effect of moderator temperature upon neutron flux in infinite, capturing medium. *J. nucl. Energy*, 2:153-67, 1956.
12. CRANBERG, L.; FRYE, G.; NERESON, N.; ROSEN, L. Fission neutron spectrum of U^{235} . *Phys. Rev.*, 103(3):662-70, Aug. 1956.
13. DEBERTIN, K.; SCHÖTZIG, U.; WALZ, K. F.; WEIB, H. M. Efficiency calibration of semiconductor spectrometers techniques and accuracies. In: ENERGY RESEARCH DEVELOPMENT ADMINISTRATION. *Proceedings of ERDA symposium on X-and gamma-ray sources and applications, held at the University of Michigan, Ann Arbor, May 19-21, 1976. Oak Ridge, Tenn., 1976. p.59-60. (CONF-760539).*
14. DIAS, M. S. *Calibração de um sistema de câmara de ionização de poço $4\pi\text{-}\gamma$ para medidas de atividade de radionuclídeos*. São Paulo, 1978. (Dissertação de mestrado).
15. FARINELLI, V. Interpretation of activation measurements. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. *Neutron dosimetry: proceedings of the symposium on . . . held in Harwell, England, 10-14 December, 1962, v.1. Vienna, 1963. p.195. (Proceedings series).*
16. FASTRUP, B. & OLSEN, J. Measurement of the thermal and epithermal-neutron flux in the reactor DR-1. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. *Neutron dosimetry: proceedings of the symposium on . . . held in Harwell, England, 10-14 December, 1962. v.1. Vienna, 1963. p.227. (Proceedings series).*
17. GOULD, F. T. *The neutron spectrometer for subthermal neutrons and the cross sections of gold and metallic hydrides in the 4-11, 5Å range*. New York, N. Y., Columbia University, Oct. 1958. (CU-179).
18. HELMER, R. G.; CLINE, J. E.; GREENWOOD, R. C. Gamma-ray energy and intensity measurements with Ge(Li) spectrometers. In: HAMILTON, W. D., ed. *The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy*. Amsterdam, North-Holland, 1975. p.775-837.

19. HIRSHFELD, A. T.; HOPPES, D. D.; SCHIMA, F. J. Germanium detector efficiency calibration with NBS standards. In: ENERGY RESEARCH DEVELOPMENT ADMINISTRATION. *Proceedings of ERDA symposium on X-and gamma-ray sources and applications, held at the University of Michigan, Ann Arbor, May 19-21, 1976.* Oak Ridge, Tenn., 1976. p.90-3. (CONF-760539).
20. HUGHES, D. J. *Pile neutron research.* Cambridge, Mass., Addison Wesley, 1953.
21. HUGHES, D. J. & HARVEY, J. A. *Neutron cross section.* Upton, N. Y., Brookhaven National Lab., 1965. (BNL-325).
22. INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. *Neutron fluence measurements.* Vienna, 1970. (Technical reports series, 107).
23. KOHLER, W. *The determination of the fast neutron fluence by nicked and iron activation monitors.* Vienna, International Atomic Energy Agency, Jun. 1970. (PM-RT-1301).
24. LEGRAND, J.; PEROLAT, J. P.; LAGOUTINE, F.; LE GALLIC, Y. *Table des radionucléides.* Saclay, Centre d'Etudes Nucleaires, 1974.
25. LEME, M. P. T. *Medida absoluta do fluxo de nêutrons lentos em um feixe colimado. Aplicação do método de ativação utilizando ouro e disprósio.* São Paulo, 1970. (Dissertação de mestrado).
26. MARTIN, M. J. & BLICHERT-TOFT, P. H. Radioactive atoms: auger-electron, α , β , γ , and x-ray data. *Nucl. Data Tabl.*, A8:1-198, 1970.
27. MOREL, J. *Etude des differents problemes poses par l'etalonnage precis d'un spectrometre γ : application aux mesures des energies et des intensites absolutes des raies γ de $L^{125}Eu$.* Saclay, Centre d'Etudes Nucleaires, Mar. 1975. (CEA-R-4656).
28. NUCLEAR Data Sheets. (1), 1959-1965.
29. NUCLEAR Data Sheets. (10), 1959-1965.
30. NUCLEAR Data Sheets. 20(3), Mar. 1977.
31. PENTEADO FILHO, A. C. *Irradiação no reator e cálculos de ativação.* São Paulo, Instituto de Energia Atômica, nov. 1972. (IEA-Inf-23).
32. PRICE, W. J. *Nuclear radiation detection.* New York, N. Y., McCraw-Hill, 1958.
33. RENNER, C.; DIAS, M. S.; ORTEGA, A. *Flux measurements of thermal and fast neutrons at locations available for sample irradiation in the IEAR-1 facility.* São Paulo, Instituto de Energia Atômica, dez. 1976. (IEA-Pub-456).
34. ROE, G. M. *The absorption of neutrons in Doppler broadened resonances.* Schenectady, N. Y., Knolls Atomic Power Lab., 1954. (KAPL-1241).
35. SOLA, A. *Flux perturbation by detector foils.* *Nucleonics*, 18(3):78-81, Mar. 1960.
36. STEHN, J. R.; GOLDBERG, M. D.; MAGURNO, B. A. *Neutron cross sections: v.1:Z=1 to 20.* 2.ed. New York, N. Y., Brookhaven National Lab., 1964. (BNL-325, Supl. 2).
37. TITTLE, C. W. Slow-neutron detection by foils-I. *Nucleonics*, 8(6):5-9, Jun. 1951.

38. TITTLE, C. W. Slow-neutron detection by foils-II. *Nucleonics*, 9(1):60-7, Jul. 1951.
39. WATT, B. E. Energy spectrum of neutrons from thermal fission of U^{235} . *Phys. Rev.*, 87(6):1037-41, Sep. 1952.
40. WEINBERG, A. M. & WIGNER, E. P. *The physical theory of neutron chain reactors*. Chicago, Ill., University of Chicago, 1958.
41. WESTCOTT, C. H. *Effective cross section values for well-moderated thermal reactor spectra*. 3.ed. Chalk River, Ont., Atomic Energy of Canada Limited, Sep. 1960. (AECL-1101; CRRP-960).
42. WESTCOTT, C. H.; WALKER, W. H.; ALEXANDER, T. K. *Effective cross sections and cadmium ratios for the neutron spectra of thermal reactors*. | s.n.t. | (A/CONF.15/P/202; AECL-812).
43. ZIJP, W. L. *Comparison of integral cross section values of several cross section libraries in the Sand II Format*. Petten, Netherlands Energy Research Foundation, Sep. 1976. (ECN-2).



INSTITUTO DE ENERGIA ATÔMICA
Caixa Postal, 11049 – Pinheiros
CEP 05508
01000 – São Paulo – SP

Telefone: 211-6011
Endereço Telegráfico – IEATOMICA
Telex – 011-23592 IENA BR