

MEDIDAS DE FLUXO E REATIVIDADE EM REATORES DE PESQUISA

por

PAULO R. P. COELHO e JOÃO M. L. MOREIRA

RESUMO -- O conhecimento da distribuição de fluxo de neutrons e a reatividade do reator são importantes para a determinação de parâmetros de física de reatores. A distribuição de fluxo neutrônico é necessária para determinação da distribuição de potência gerada, e a queima de combustível. Neste trabalho são apresentados os principais métodos de medida da distribuição de fluxo de neutrons, citando os tipos de detectores mais utilizados e os respectivos embasamentos teóricos para esses métodos de medida. A seguir são apresentados os principais efeitos de reatividade em reatores nucleares como de barras de controle, calor nuclear, vazio, etc. As bases teóricas de várias técnicas de medidas de valor de barra e coeficientes de reatividade também são apresentados. Em particular detalha-se as técnicas de medidas de reatividade com um reatímetro digital, por período estável e por queda de barra.

INTRODUÇÃO

O conhecimento da distribuição do fluxo de neutrons no interior de um reator, em função da posição (r) e energia (E), é de fundamental importância para a determinação de outros parâmetros em física de reatores. Ela define a distribuição da densidade de potência gerada, das temperaturas e da queima de combustível, além de ser essencial para o planejamento de experimentos em melhores condições, para a produção de radioisótopos, bem como para gerenciamento do combustível do reator.

A distribuição do fluxo de nêutrons pode ser obtida por meio de cálculos computacionais, conforme exposto na palestra da Dra. Nanami Kosaka e Dr. João M. L. Moreira, ou por meio de medidas. Essa distribuição é função complexa da geometria do núcleo e dos materiais que o compõem, sendo descrita matematicamente a solução da equação de transporte de neutrons. É difícil a solução exata dessa equação para as situações reais, sendo normalmente obtidas soluções aproximadas devido aos motivos expostos na palestra acima citada. Em vista desses fatores, medidas da distribuição de fluxo de neutrons também são importantes para avaliar a adequação das bibliotecas de secções de choque e a metodologia de cálculo utilizado.

Existem métodos experimentais para medidas do espectro de energia e da distribuição de fluxo de neutrons num reator. Trataremos apenas da medida da distribuição, expondo os tipos de detectores empregados e o embasamento teórico envolvido.

A reatividade de um sistema é um parâmetro físico fundamental para uma operação segura de um reator nuclear. A cada nova partida é necessário a medida de vários parâmetros de reatividade

tais como: a concentração de boro, calibração de barras de controle, coeficientes de reatividade e outros como parte dos testes físicos iniciais necessários para operar o reator.

Existem várias técnicas para medida de reatividade envolvendo sofisticados equipamentos e embasamentos teóricos, que demandam longos tempos de análises. Para medidas práticas ou rotineiras, a técnica mais apropriada envolve a solução da equação de cinética inversa produzindo resultados de medida de reatividade em tempo real. Nesta técnica o sinal oriundo da instrumentação externa ao núcleo, que monitora a potência nuclear, é utilizado para alimentar um computador de reatividade, o qual resolve a equação de cinética inversa.

Detectores utilizados para mapeamento do fluxo de neutrons

Existem basicamente dois métodos de mapeamento do fluxo de neutrons: utilização de vários detectores nas posições em que deseja-se medir a distribuição de fluxo ou a utilização de um único detector e varrer essas posições fazendo medidas com ele. Os tipos de detectores mais adequados a esses dois métodos de medidas são: detectores de ativações, detectores a gás e detectores auto-energizados ("Self-Powered-Neutron Detector" - SPND).

Detectores de Ativação

Medidas de fluxo de neutrons podem ser feitas indiretamente através da radioatividade induzida pela interação de neutrons com alguns materiais, chamados detectores de ativação. Uma amostra de tal material pode ser exposta a um fluxo de neutrons por um certo tempo e então removida, de modo a medir-se sua radioatividade induzida utilizando-se um detector sensível ao tipo de radiação por ela emitida; normalmente detectores de cintilação (por exemplo Na I (Tl) ou detectores semicondutores (germanio hiperpuro ou do padado com lítio) no caso de se querer detectar raios gamas e, detectores Geiger-Muller no caso de partículas Beta. A radioatividade induzida pode ser usada para deduzir-se informação sobre a intensidade e ou o espectro de energia de neutrons no campo original de neutrons. Normalmente desejam-se detectores com boa sensibilidade, por isso escolhem-se como detectores de ativação materiais com alta secção de choque para uma dada reação (ativação) que leve a uma radioatividade mensurável. Materiais de alta secção de choque possuem um pequeno caminho livre médio para neutrons, assim sendo, para evitar perturbação no campo neutrônico que se de seja medir, o detector de ativação deve ter pequena espessura; daí normalmente utilizar-se folhas ou fios de ativação.

Os detectores de ativação são detectores integrais, portanto, não fornecem informação sobre qualquer variação do fluxo de neutrons durante o tempo de exposição do detector. Eles também não são de resposta imediata pois necessita-se de um certo tempo para irradiá-los e determinar a atividade induzida. Os detectores de ativação apresentam uma série de vantagens que favorecem o seu uso, tais como: são insensíveis à radiação gama, possuem pequenas dimensões causando assim pouca perturbação no campo neutrônico original, não necessitam de conexões elétricas com outros equipamentos,

custam pouco e são pouco sensíveis às condições ambientais (pressão, temperatura e umidade). Essas qualidades tornam-no recomendável para algumas aplicações nas quais seria difícil ou até impossível a utilização de outro tipo de detector.

A escolha do tipo de detector de ativação e do formato (folha ou fio), depende da resposta à energia desejada, magnitude do fluxo de nêutrons, tempo de irradiação, campo de irradiação, técnicas de contagens e propriedades de fabricação.

Um detector de ativação para a região térmica onde ocorrem preferencialmente reações do tipo captura radioativa (n,γ) deve ter alto valor de secção de choque de ativação para a reação de interesse e essa secção de choque deve possuir uma dependência do tipo 1/v, para poder-se expressar a dependência energética da mesma no espectro térmico em função da secção de choque à energia mais provável da distribuição térmica (σ₀), ou seja: σ_T = σ₀ V₀ / V_T = 0,886 σ₀, sendo σ_T a seção de choque média no espectro térmico, V_T a velocidade média no espectro térmico e V₀ a velocidade à energia mais provável (2200 m/s).

Na região intermediária do espectro, a maioria dos detectores de ativação apresentam ressonância na secção de choque. O fluxo à energia de ressonância deve ser medida utilizando a técnica de sanduichamento de folhas /1/.

Algumas reações necessitam de um mínimo de energia para ocorrerem (reações limiars), tais como as reações (n,p), (n,α) e (n, 2n). Materiais em que tais reações sejam as predominantes e tenham energia de limiar elevado são utilizados como detectores de ativação para nêutrons rápidos.

Nas tabelas 1, 2 e 3 são apresentados os principais detectores de ativação utilizados na medição de fluxo neutrônico, bem como suas propriedades, em todo o espectro de energia.

Tendo-se um conjunto apropriado desses detectores, para as regiões térmicas intermediária e rápida, expostos a um campo de neutrons, o conhecimento das diferenças nas dependências energéticas das secções de choque servem de base para um desdobramento (deconvolução) do espectro de energia dos nêutrons. Códigos computacionais foram desenvolvidos para realizar esse tipo de cálculo, com considerável sucesso, dentre os quais destaca-se o sistema SAIPS /5/ distribuído pela Agência Internacional de Energia Atômica (IAEA).

Em vários experimentos tem sido utilizados esses detectores, sendo de destaque o uso deles em medidas de fluxo dentro de reatores nucleares /2,3,4/.

Detectores a Gas

Os detectores à gas consistem de câmaras preenchidas com gás nas quais existem dois eletrodos metálicos coletores de ions e elétrons. Para detectar nêutrons, os gases mais utilizados são BF₃

Tabela 1 - Detectores de Ativação Utilizados para Medição de Fluxo de Neutrons Têrmicos.

Neutron Energy	Element of Interest	Nuclear Reaction	Half-Life of Product Nucleus	Available Forms	Typical Purity (Percent)	Notes	Elemental Cross-Section (Barns)
<u>THERMAL NEUTRON REGION</u>							
Thermal (.025eV)	Dysprosium	$Dy^{164}(n,\gamma)Dy^{165}$	139 m	Dy, Dy-Al	99.946		920
"	Cobalt	$Co^{59}(n,\gamma)Co^{60}$	5.27 y	Co, Co-Al	99.995		37.4
"	Copper	$Cu^{63}(n,\gamma)Cu^{64}$	12.8 h	Cu	99.998		4.5
"	Gold	$Au^{197}(n,\gamma)Au^{198}$	2.69 d	Au, Au-Al	99.995		100
"	Indium	$In^{115}(n,\gamma)In^{116m}$	54 m	In	99.99		170
"	Lutetium	$Lu^{175}(n,\gamma)Lu^{176m}$	3.67 h	Lu-Al	99.963		84
"	Manganese	$Mn^{55}(n,\gamma)Mn^{56}$	2.57 h	Mn-Cu	99.722	(3)	13.2
"	Sodium	$Na^{23}(n,\gamma)Na^{24}$	15.06 h	NaCl	99.99		0.54
"	Scandium	$Sc^{45}(n,\gamma)Sc^{46}$	85 d	Sc	99.954		26.5
"	Uranium (enriched)	$U^{235}(n,f)FP$	t-1.2	U	99.9	(6)	575

Tabela 2 - Detectores de Ativação Utilizados para Medição de Fluxo de Neutrons Intermediários.

Neutron Energy	Element of Interest	Nuclear Reaction	Half-Life of Product Nucleus	Available Forms	Typical Purity (Percent)	Notes	Resonance Integral (Barns)
<u>INTERMEDIATE NEUTRON REGION</u>							
0.142 eV	Lutetium	$\text{Lu}^{176}(n,\gamma)\text{Lu}^{177}$	6.71 d	Lu-Al	99.963	(4)	900
1.457 eV	Indium	$\text{In}^{115}(n,\gamma)\text{In}^{116m}$	54 m	In	99.99	(4)	3243
4.28 eV	Tantalum	$\text{Ta}^{181}(n,\gamma)\text{Ta}^{182}$	111 d	Ta	99.979	(4)	720
4.906 eV	Gold	$\text{Au}^{197}(n,\gamma)\text{Au}^{198}$	2.69 d	Au	99.995	(4)	1565
5.20 eV	Silver	$\text{Ag}^{109}(n,\gamma)\text{Ag}^{110m}$	252 d	Ag	99.997	(4)	750
6.7 eV	Uranium (depleted)	$\text{U}^{238}(n,\gamma)\text{U}^{239}$	23.54 m.	U	99.942	(1)(5)	278
18.8 eV	Tungsten	$\text{W}^{186}(n,\gamma)\text{W}^{187}$	24.1 h	W	99.96	(4)	350
24 eV	Thorium	$\text{Th}^{232}(n,\gamma)\text{Th}^{233}$	23.3 m	Th	99.959		86
132 eV	Cobalt	$\text{Co}^{59}(n,\gamma)\text{Co}^{60}$	5.27 y	Co, Co-Al	99.896	(4)	77
230 eV	Iron	$\text{Fe}^{58}(n,\gamma)\text{Fe}^{59}$	45.1 d	Fe	99.643	(4)	1.58
337 eV	Manganese	$\text{Mn}^{55}(n,\gamma)\text{Mn}^{56}$	2.57 h	Mn-Cu	99.722	(3)(4)	14
480 eV	Molybdenum	$\text{Mo}^{98}(n,\gamma)\text{Mo}^{99}$	67 h	Mo	99.985	(4)	25
580 eV	Copper	$\text{Cu}^{63}(n,\gamma)\text{Cu}^{64}$	12.8 h	Cu	99.998	(4)	5.6
1000 eV	Plutonium	$\text{Pu}^{239}(n,f)\text{Ba}^{140}$	12.8 d	Pu	99.9	(1)	304
1710 eV	Sodium	$\text{Na}^{23}(n,\gamma)\text{Na}^{24}$	15.06 h	NaCl	99.99	(4)	0.35
5000 eV	Scandium	$\text{Sc}^{45}(n,\gamma)\text{Sc}^{46}$	85 d	Sc	99.954	(4)	11.3

Tabela 3 - Detectores de Ativação Utilizados para Medição de Fluxo de Neutrons Rápidos.

Neutron Energy	Element of Interest	Nuclear Reaction	Half-Life of Product Nucleus	Available Forms	Typical Purity (Percent)	Notes	Cross-Section (millibarns)
<u>FAST NEUTRON REGION</u>							
0.6 MeV	Neptunium	$Np^{237}(n,f)Ba^{140}$	12.8 d	Np	99.9	(1)	1312
0.8 MeV	Rhodium	$Rh^{103}(n,n')Rh^{103m}$	57 m	Rh	99.685	(4)	733
1.2 MeV	Indium	$In^{115}(n,n')In^{115m}$	4.5 h	In	99.99	(4)	170
1.4 MeV	Thorium	$Th^{232}(n,f)Ba^{140}$	12.8 d	Th	99.959		69
1.5 MeV	Uranium (depleted)	$U^{238}(n,f)Ba^{140}$	12.8 d	U	99.942	(1)(5)	296
2.2 MeV	Titanium	$Ti^{47}(n,p)Sc^{47}$	3.43 d	Ti	99.876		21.4
2.8 MeV	Zinc	$Zn^{64}(n,p)Cu^{64}$	12.8 h	Zn	99.99	(4)	30
2.8 MeV	Nickel	$Ni^{58}(n,p)Co^{58}$	72 d	Ni	99.981	(2)(4)	109
2.9 MeV	Sulfur	$S^{32}(n,p)P^{32}$	14.3 d	S, $(NH_4)_2SO_4$	99.977		64
3.1 MeV	Iron	$Fe^{54}(n,p)Mn^{54}$	310 d	Fe	99.643	(4)	78
3.9 MeV	Titanium	$Ti^{46}(n,p)Sc^{46}$	85 d	Ti	99.876		10
4.4 MeV	Aluminum	$Al^{27}(n,p)Mg^{27}$	9.45 m	Al	99.999		4.12
6.0 MeV	Chlorine	$Cl^{35}(n,\alpha)P^{32}$	14.3 d	NaCl	99.99	(4)	3
6.0 MeV	Sulfur	$S^{34}(n,\alpha)Si^{31}$	2.62 h	S, $(NH_4)_2SO_4$	99.977		3
6.0 MeV	Iron	$Fe^{56}(n,p)Mn^{56}$	2.57 h	Fe	99.643	(4)	1.05
6.8 MeV	Copper	$Cu^{63}(n,\alpha)Co^{60}$	5.27 y	Cu	99.998	(4)	0.35
6.8 MeV	Magnesium	$Mg^{24}(n,p)Na^{24}$	15.06 h	Mg	99.781		1.52
6.8 MeV	Cobalt	$Co^{59}(n,\alpha)Mn^{56}$	2.57 h	Co	99.995		0.143

Tabela 3 - Continuação

Neutron Energy	Element of Interest	Nuclear Reaction	Half-Life of Product λ Nucleus	Available Forms	Typical Purity (Percent)	Notes	Cross-Section (millibarns)
<u>FAST NEUTRON REGION</u>							
(Continued)							
7.2 MeV	Aluminum	$Al^{27}(n,\alpha)Na^{24}$	15.06 h	Al	99.999		0.693
7.6 MeV	Titanium	$Ti^{48}(n,p)Sc^{48}$	44 h	Ti	99.876		0.303
11.5 MeV	Vanadium	$V^{51}(n,\alpha)Sc^{48}$	44 h	V	99.975	(4)	0.08
11.6 MeV	Manganese	$Mn^{55}(n,2n)Mn^{54}$	310 d	Mn-Cu	99.722	(3)(4)	0.244
12.4 MeV	Copper	$Cu^{63}(n,2n)Cu^{62}$	10.1 m	Cu	99.998	(4)	0.0915
13.0 MeV	Zirconium	$Zr^{90}(n,2n)Zr^{89}$	79.3 h	Zr	99.739		0.087
13.5 MeV	Nickel	$Ni^{58}(n,2n)Ni^{57}$	36 h	Ni	99.981	(2)(4)	0.0056

NOTES

- (1) Can be shielded by Boron-10.
- (2) Low cobalt content desirable.
- (3) Pure manganese is not available as foil or wire because of extreme brittleness.
- (4) Generally used with cadmium covers to eliminate thermal neutron interference.
- (5) Highly depleted to approximately 350 to 400 ppm U-235.
- (6) Enriched in U-235 isotope to approximately 93%.

e ^3He , que na presença de nêutrons sofrem respectivamente as reações: $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ e $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$. As partículas α e p respectivamente liberadas das reações, ionizam o gás, sendo estes íons e elétrons coletados nos eletrodos metálicos, devido à diferença de potencial aplicada aos eletrodos. Essa coleta provoca uma queda na diferença de potencial aplicada aos eletrodos que é sentida por um instrumento eletrônico. Existem também detectores a gás onde o gás é substituído por gases inertes às reações com nêutrons e em compensação é colocado no eletrodo externo, em geral por deposição, ^{235}U ou ^{238}Pu que sofrem reação de fissão, sendo os produtos destas, responsáveis pela ionização do gás (câmaras de fissão). Dentro desse princípio existem diversos tipos de detectores quanto à geometria da câmara (em geral cilíndrica ou paralela), à pressão do gás, às dimensões, à tensão de operação, à região de operação (câmara de ionização ou detector proporcional) e ao tipo de sinal gerado (corrente ou pulso), apresentando características distintas quanto ao tempo de vida útil do detector.

Os detectores dos canais de controle e segurança dos reatores são sempre desse tipo. Têm dimensões grandes e podem ser detectores proporcionais do tipo BF_3 , câmaras de fissão ou câmaras de ionização compensada ou não, colocados externamente ao núcleo do reator.

Detectores miniatura são utilizados para mapeamento do fluxo de nêutrons dentro do reator. Eles são introduzidos por tubos guias especiais dentro dos elementos combustíveis. Um exemplo é a câmara de fissão miniatura WL-23292, apresentada na figura 1, utilizada para mapeamento de fluxo de nêutrons no reator IEA-R1 /6/.

Os detectores a gás tem a grande vantagem de fornecerem indicação direta do fluxo neutrônico, possibilitando medidas em tempo real, sendo por isso utilizado para a monitoração do fluxo neutrônico.

Detectores Auto-Energizados (SPND)

Estes detectores utilizam o mesmo princípio da ativação, porém o radioisótopo deve emitir radiação β de meia vida curta. Os elementos mais utilizados são rádio, vanádio, prata, cobalto e platina. Estes elementos em forma de fios, são montados de maneira semelhante a um cabo coaxial, com o fio na região central, um isolante revestindo-o e uma cobertura metálica de aço inox, por exemplo. Como o fio central (emissor) se torna β radioativo após a absorção de nêutrons, torna-se eletricamente positivo em relação à cobertura externa (coletor) que coleta as cargas negativas geradas no detector (β e elétrons). O conjunto então forma uma fonte de corrente elétrica, a qual é proporcional à taxa de captura de nêutrons no detector. Como essa corrente é medida diretamente, não é necessário aplicar uma voltagem externa ao detector, daí o nome auto-energizado. Na figura 2 encontra-se, esquematicamente, o diagrama de um detector auto-energizado (SPND).

Os detectores SPND são constuídos com pequenas dimensões, de

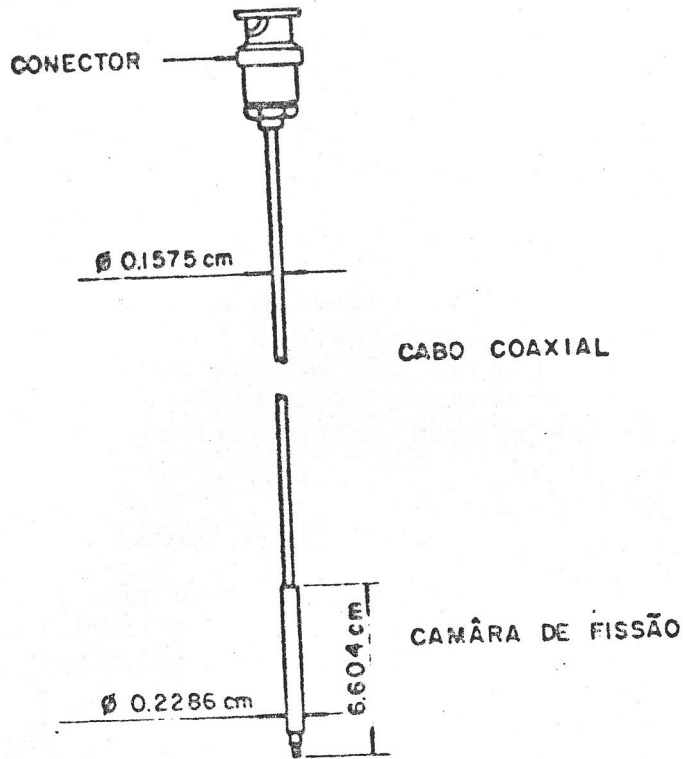
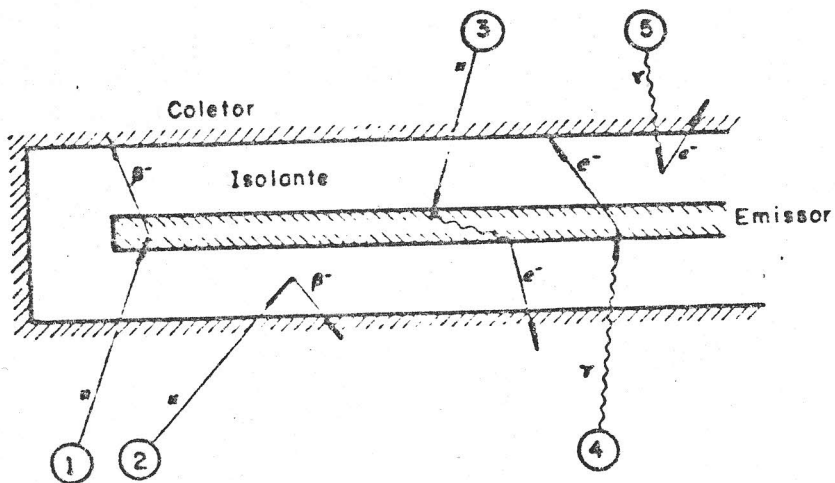


Figura 1 — Esquema da Câmara de Fissão Miniatura WL-23292



- 1) Captura de neutron seguida por decaimento β no emissor
- 2) Captura de neutron seguida por decaimento β no material isolante
- 3) Neutron produzindo raios γ e esses, elétrons compton
- 4) e 5) Raios γ produzindo elétrons (sinal espúrio)

Figura 2 — Esquema de um Detetor Auto Energizado com os Possíveis Eventos que Possam Ocorrer

modo a poderem ser utilizados no interior do núcleo de reatores de pesquisa ou potência, visando uma otimização do gerenciamento de combustível, bem como segurança na operação do reator. Para monitoração contínua de fluxo, o detector indicado é o SPND, devido a diminuta queima do material emissor, além do pequeno tamanho para evitar perturbações de fluxo, bem como a capacidade de resistir a intensos campos de radiação e altas temperaturas do núcleo. Os detectores usados para a determinação da distribuição do fluxo de nêutrons não precisam ter uma resposta particularmente rápida, já os utilizados na monitoração de segurança devem ter uma resposta extremamente rápida, de modo que alterações repentinas nas condições de operação do reator possam ser imediatamente detectadas. Neste contexto podem ser utilizados detectores SPND, chamados atrasados e rápidos, respectivamente, para mapeamento de fluxo e segurança.

Técnicas de Medida de Fluxo Neutrônico

A seguir trataremos dos princípios teóricos que embasam o método de medida de fluxo utilizando folhas de ativação e câmara de fissão miniatura, extraídos basicamente das referências /2,6/.

Detector de Ativação

Submetido um detector de ativação num campo neutrônico em estado estacionário durante um tempo de irradiação t' (vide figura 3), a taxa de produção de átomos radioativos é dada por,

$$\frac{dn}{dt} = N \sigma_{act} \phi - n \sigma_a \phi - n \lambda \quad (1)$$

onde n é o número de átomos de radionuclídeo formado, N é o número de átomos alvo no detector, σ_{act} e σ_a são respectivamente as secções de choque de ativação e de absorção média no espectro de energia do campo neutrônico, para o átomo alvo e para o radionuclídeo formado e λ a sua constante de decaimento.

O fluxo de nêutrons ϕ , também chamado de "fluxo integral" (nêutrons/cm².s), é definido como,

$$\phi = \int_0^{\infty} \psi(E) dE \quad (2)$$

onde $\psi(E)$ é o fluxo diferencial de nêutrons (nêutrons/cm².s.Mev).

As secções de choque médias no espectro de energia dos nêutrons (σ_{act} e σ_a) são definidas pela expressão,

$$\phi = \frac{\int_0^{\infty} \sigma(E) \psi(E) dE}{\int_0^{\infty} \psi(E) dE} \quad (3)$$

onde $\sigma(E)$ é a dependência energética da secção de choque.

A taxa de consumo dos átomos alvo ("Burn-up") no detector é dada por,

$$\frac{dN}{dt} = - N \sigma_T \phi \tag{4}$$

onde σ_T é a secção de choque média total no espectro que leva em conta todas as possíveis reações de consumo dos átomos alvos. A solução da equação (4) é dada por,

$$N = N_0 e^{-\sigma_T \phi t} \tag{5}$$

onde N_0 é o número de átomos alvo no início da irradiação. Substituindo (5) em (1) obtemos,

$$\frac{dn}{dt} + n(\sigma_a \phi + \lambda) = \sigma_{act} N_0 e^{-\sigma_T \phi t} \tag{6}$$

Resolvendo a equação (6) pela técnica do fator integrante que consiste em multiplicar ambos os lados da igualdade da equação (6) por $e^{(\lambda + \sigma_a \phi)t}$, temos,

$$\frac{d}{dt} n \cdot e^{(\sigma_a \phi + \lambda)t} = \sigma_{act} N_0 e^{-[(\sigma_a \phi + \lambda)t + \sigma_T \phi]t} \tag{7}$$

Integrando a equação (7), sabendo que $\sigma_a \phi \ll \lambda$ e $\sigma_T \phi \ll \lambda$ obtemos a expressão final que nos permite relacionar o número de átomos do radionuclídeo formado com o tempo de irradiação (t_i), dada abaixo pela expressão,

$$n = \frac{\sigma_{act} \phi N_0}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) = \frac{\sigma_{act} \phi NV(1 - e^{-\lambda t})}{\lambda} \tag{8}$$

Sendo $A_0 = n \lambda$ a atividade ao término do tempo de irradiação e $\Sigma_{act} = N \sigma_{act}$ a secção de choque macroscópica de ativação média no espectro, N o número de átomos alvo por cm^3 e V o volume do detector, reescreve-se a equação (8) tal que

$$A_0 = \Sigma_{act} \phi V (1 - e^{-\lambda t_i}) \tag{9}$$

Da expressão (9) verifica-se que ao irradiarmos o detector num tempo grande, o termo $e^{-\lambda t}$ tende a zero, de tal forma que A_0 tenderia a um valor máximo que é igual a $\Sigma_{act} \phi V$ conhecida como atividade de saturação do detector (A^∞). Por tempo grande, se entende um tempo de irradiação várias vezes maior que a meia-vida do nuclídeo formado. Para quantificarmos o que foi dito, verifica-se que tempos de irradiação equivalentes a 4 vezes a meia-vida do nuclídeo formado são suficientes para induzir uma atividade 6% inferior a atividade de saturação. Do exposto, reescrevemos a equação anterior de tal forma que,

$$A_0 = A^\infty (1 - e^{-\lambda t}), \quad (10)$$

sendo,

$$A^\infty = \Sigma_{act} \Phi V, \quad (11)$$

Na prática não se irradia o detector de ativação até atingir a sua atividade de saturação, mas até um valor de A_0 suficiente para ser medido num sistema de detecção. Obtido A_0 , a atividade de saturação A^∞ é calculada através da equação (10) obtendo-se o fluxo de nêutrons da expressão (11) rearranjada,

$$\Phi = \frac{A^\infty}{\Sigma_{act} V} \quad (12)$$

Retirando o detector de ativação do campo neutrônico, sua atividade começa a decair, sendo que esta é determinada por meio de um sistema de detecção apropriado para a radiação emitida.

A figura 3 apresenta a variação da atividade do detector de ativação em função do tempo, sendo que até $t = t_i$ o detector é irradiado, quando é retirado do campo neutrônico. Entre os instantes t_1 e t_2 o detector de ativação é contado num sistema de detecção que apresenta uma eficiência global de contagem ϵ .

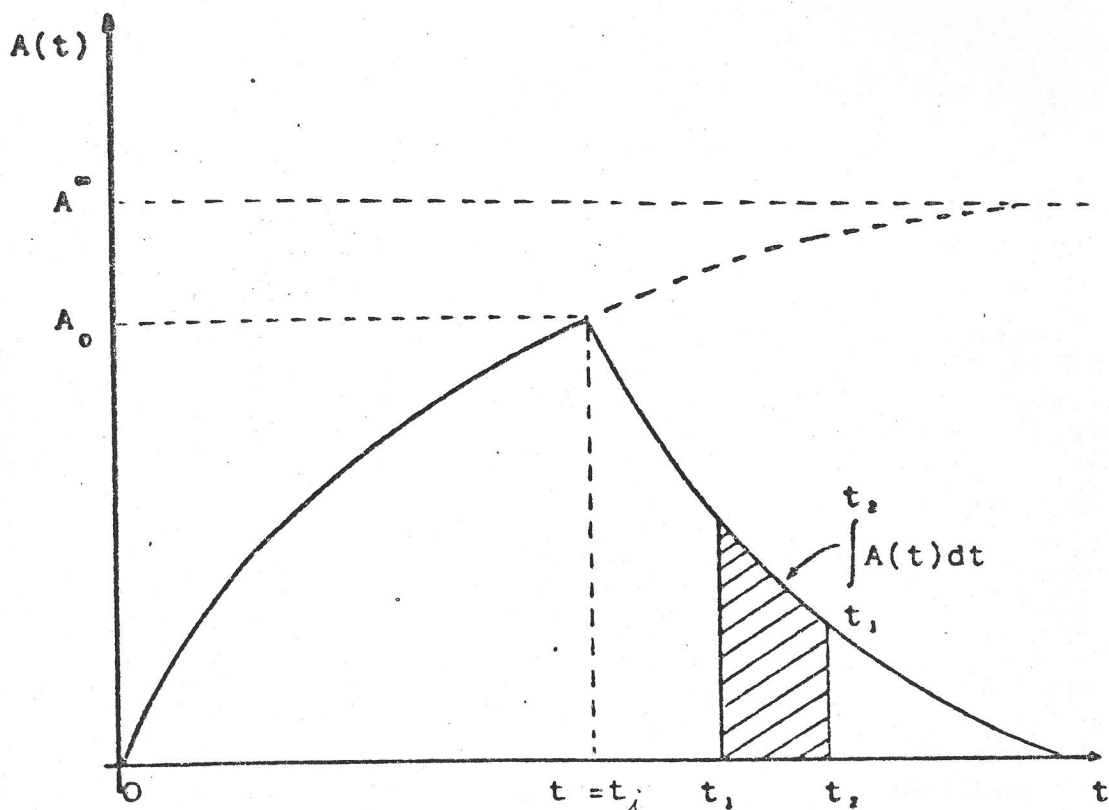


Figura 3 - Variação da atividade do detector de ativação em função do tempo de irradiação t_0 e de contagem $(t_2 - t_1)$.

Assim, a contagem acumulada entre os instantes t_1 e t_2 , num sistema que realiza espectrometria gama, é dada por,

$$C = \epsilon I \int_{t_1-t_i}^{t_2-t_1} A_0 e^{-\lambda t} + BG, \quad (13)$$

sendo I a abundância gama do fotopico contado ($\gamma/100$ desintegrações) e BG a radiação de fundo entre os instantes t_1 e t_2 .

Resolvendo-se a equação (13), obtem-se

$$C = \frac{\epsilon A_0 I}{\lambda} (e^{-\lambda(t_1-t_i)} - e^{-\lambda(t_2-t_i)}), \quad (14)$$

Colocando $e^{-\lambda(t_1-t_i)}$ em evidência obtemos,

$$C = \frac{\epsilon A_0 I}{\lambda} e^{-\lambda(t_1-t_i)} (1 - e^{-\lambda(t_2-t_1)}) + BG \quad (15)$$

sendo t_1-t_i tempo de espera para contagem (t_e) e t_2-t_1 o tempo de contagem t_c . Assim, na equação (15) obtemos,

$$C = \frac{\epsilon A_0 I}{\lambda} e^{-\lambda t_e} (1 - e^{-\lambda t_c}) + BG \quad (16)$$

Substituindo (10) em (16), obtemos a atividade de saturação A^∞ da expressão,

$$A^\infty = \frac{\lambda(C-BG) e^{\lambda t_e}}{I(1 - e^{-\lambda t_e})(1 - e^{-\lambda t_c})} \quad (17)$$

Inserindo a equação (17) em (12), obtemos a equação que nos dá o fluxo de nêutrons obtido experimentalmente pela contagem de detectores de ativação irradiados, dito idealmente finos, ou seja suficientemente finos para serem desprezados efeitos de perturbação do fluxo neutrônico. Assim, temos

$$\phi = \frac{\lambda(C - BG) e^{\lambda t_e}}{N_0 \sigma_{act} \epsilon I (1 - e^{-\lambda t_e})(1 - e^{-\lambda t_c})} \quad (18)$$

Medidas do Fluxo Térmico e Epitérmico

Para medidas na faixa térmica e epitérmica do espectro, utilizam-se detectores de ativação, cujas secções de choque de ativação seguem a lei $1/v$ na região térmica e apresentam ressonâncias isoladas na região epitérmica. Nesses detectores, como por exemplo o ouro e cobalto, prevalecem reações de captura radioativa (n, γ).

Assim, ao irradiar-se, por exemplo, uma folha de ouro nua, parte de sua atividade será devida a nêutrons t \acute{e} rmi \tilde{c} os e parte a nêutrons epit \acute{e} rmi \tilde{c} os, de tal forma que a atividade de satura \tilde{c} o da folha nua (A_{nua}^{∞}) ser \acute{a} dada pela equa \tilde{c} o,

$$A_{nua}^{\infty} = A_t^{\infty} + A_{epit}^{\infty} \quad , \quad (19)$$

sendo A_t^{∞} a atividade de satura \tilde{c} o devida aos nêutrons t \acute{e} rmi \tilde{c} os e A_{epit}^{∞} a atividade de satura \tilde{c} o devida aos nêutrons epit \acute{e} rmi \tilde{c} os. Para se saber qual parcela da atividade total da folha nua \acute{e} devida aos nêutrons t \acute{e} rmi \tilde{c} os, utiliza-se a t \acute{e} cni \tilde{c} a da raz \tilde{a} o de c \acute{a} dmio. A referida t \acute{e} cni \tilde{c} a consiste em irradiar em id \acute{e} nticas condi \tilde{c} o \tilde{e} s num mesmo ponto do reator, al \acute{e} m da folha nua, uma folha coberta com c \acute{a} dmio, de tal forma a obter a raz \tilde{a} o de c \acute{a} dmio (R_{cd}) definida como,

$$R_{cd} = \frac{A_{nua}^{\infty}}{A_{cd}^{\infty}} \quad , \quad (20)$$

sendo A_{cd}^{∞} a atividade de satura \tilde{c} o da folha de ouro coberta com c \acute{a} dmio. O c \acute{a} dmio age como um filtro para nêutrons t \acute{e} rmi \tilde{c} os, devido a sua alta sec \tilde{c} o de choque de absor \tilde{c} o t \acute{e} rmi \tilde{c} a. Todavia, o c \acute{a} dmio n \tilde{a} o \acute{e} um filtro ideal, ou seja ele n \tilde{a} o \acute{e} totalmente transparente aos nêutrons epit \acute{e} rmi \tilde{c} os, absorvendo uma pequena fra \tilde{c} o destes, de tal forma que,

$$A_{epit}^{\infty} = A_{cd}^{\infty} F_{cd} \quad , \quad (21)$$

sendo F_{cd} o fator de c \acute{a} dmio, dependente da espessura da cobertura de c \acute{a} dmio, bem como das caracter \acute{e} sticas da folha ativada

Rearranjando as express \tilde{e} o \tilde{e} s (19), (20) e (21), obtemos,

$$A_t^{\infty} = A_{nua}^{\infty} \left(1 - \frac{F_{cd}}{R_{cd}}\right) \quad , \quad (22)$$

$$A_{epit}^{\infty} = A_{nua}^{\infty} \frac{F_{cd}}{R_{cd}} \quad , \quad (23)$$

substituindo a rela \tilde{c} o citada na equa \tilde{c} o (12), obtemos o fluxo de nêutrons t \acute{e} rmi \tilde{c} os (ϕ_t) e epit \acute{e} rmi \tilde{c} os (ϕ_{epit}) como

$$\phi_t = \frac{A_{nua}^{\infty} (1 - F_{cd}/R_{cd})}{N_o \sigma_{act} K_t} \quad , \quad (24)$$

$$\phi_{\text{epit}} = \frac{A_{\text{nua}}^{\infty} F_{\text{cd}}}{N_o I_R R_{\text{cd}} K_{\text{epit}}} \quad (25)$$

sendo K_t a perturbação do fluxo térmico, K_{epit} a perturbação do fluxo epitérmico, assunto tratado no item seguinte, e I_R a integral de ressonância, definida por

$$I_R = \int_{E_{\text{cd}}}^{\infty} \sigma_{\text{act}}(E) \frac{dE}{E} \quad (26)$$

dando o comportamento da secção de choque de ativação acima da energia de corte do cádmio (E_{cd}). O valor de E_{cd} é função da espessura da cobertura de cádmio, da espessura e geometria da folha, bem como do espectro neutrônico. Os valores de E_{cd} e I_R podem ser obtidos da literatura

A secção de choque média térmica de ativação (σ_{act}) é obtida da expressão,

$$\sigma_{\text{act}} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sigma_{\text{act}}(E_o) \sqrt{\frac{T_o}{T_n}} g(T_n) \quad (27)$$

sendo $\sigma_{\text{act}}(E_o)$ a secção de choque de ativação térmica à energia mais provável da distribuição térmica ($E_o = 0,0253\text{eV}$), T_o a temperatura correspondente à energia mais provável ($T_o = 293,6\text{K}$), T_n a temperatura efetiva dos nêutrons que nos dá o desvio da distribuição térmica em relação à distribuição Maxwelliana e $g(T_n)$ o fator de Westcott que leva em conta o desvio da secção de choque da forma $1/v$. Tal fator é definido como

$$g(T_n) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{T_n}{293.6}} \frac{1}{\Sigma_a(E_o)} \int_0^{\infty} \Sigma_a(E) \left(\frac{E}{KT_n}\right) e^{-E/KT_n} \frac{dE}{KT_n} \quad (28)$$

e se encontra tabelado na literatura(1), sendo K a constante de Boltzmann. A partir das expressões (16), (26), (24) e (25), podemos obter experimentalmente o fluxo de nêutrons térmicos e epitérmicos, através da ativação de detectores de ativação térmicos (ver tabela I).

Fatores de Correção para Perturbação do Fluxo de Nêutrons

Qualquer instrumento de medida ao ser introduzido num meio, produz neste perturbações que poderão afetar significativamente ou não, a grandeza física que se deseja medir.

As folhas de ativação devido as suas pequenas dimensões produzem perturbações no campo neutrônico bem menores que os detectores convencionais. No entanto, quando deseja-se obter o valor absoluto do fluxo neutrônico é necessário conhecer os fatores de corre -

ção de fluxo, a fim de se determinar o valor do mesmo sem os efeitos de perturbação. Segundo Beckurtz, a perturbação no fluxo neutrônico provocada por um detector de ativação pode ser desprezada quando,

$$\left[\Sigma_a (E) + \Sigma_s (E) \right] d \ll 1, \quad (29)$$

onde d é a espessura da folha, $\Sigma_a (E)$ e $\Sigma_s (E)$, respectivamente a secção de choque macroscópica de absorção e espalhamento. Assim, para detectores de limiar, devido a pequena magnitude da secção de choque (mb), pode-se desprezar tais fatores de correção.

Os fatores de correção de depressão de fluxo e autoblindagem para uma folha absorvedora num meio moderador, pode ser visualizado na figura 4.

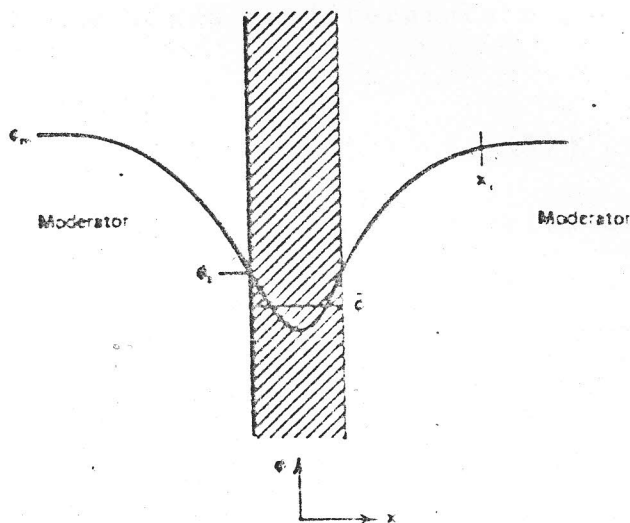


Figura 4 - Depressão de fluxo e auto-blindagem numa folha de ativação no moderador.

Os fatores de perturbação de fluxo podem ser separados em dois fatores: auto-blindagem (F_1) e depressão de fluxo (F_2).

O efeito de auto-blindagem se deve a atenuação do fluxo neutrônico das camadas externas da folha para as internas, provocando uma distribuição de fluxo não homogênea no detector, tendo como consequência uma diminuição na ativação da folha causada pela diminuição do fluxo neutrônico.

Recorrendo a figura 4, o fator de auto-blindagem F_1 pode ser definido como

$$F_1 = \frac{\bar{\phi}}{\phi_s}, \quad (30)$$

sendo ϕ o fluxo médio de nêutrons ao longo do volume do detector e ϕ_s o fluxo de nêutrons junto a superfície do detector.

Para um detector de ativação inserido num campo isotrópico de nêutrons que apresenta uma distribuição energética, o fator de auto-blindagem térmico é dado por

$$F_{1t} (\Sigma_a d) = \frac{1}{\Sigma_a d} \left[\frac{1}{2} - E_3 (\Sigma_a d) \right] \quad (31)$$

onde Σ_a é secção de choque macroscópica média de absorção no espectro e E_3 a função exponencial de terceira ordem. A referida função se encontra tabelada na literatura e pode ser dada pela relação de recorrência

$$E_3 (X) = \frac{1}{2} \left[(1 - X) e^{-X^2} + X^2 E_1 (X) \right] \quad (32)$$

sendo que a função exponencial de primeira ordem E_1 pode ser expandida em série

$$E_1 (X) = -\gamma - \frac{X}{1.1!} + \frac{X^2}{2.2!} - \frac{X^3}{3.3!} + \dots \quad (33)$$

onde γ é a constante de Euler (0,577215...).

Um gráfico para estimar os valores de auto-blindagem térmico podem ser visualizados na figura 5, tanto para feixes neutrônicos colimados ("beam") como para um campo isotrópico.

Na região epitérmica a secção de choque de ativação pode ser dividida na componente $1/v$ e, em uma ou mais ressonâncias descritas pela fórmula de Breit-Wigner. A auto-blindagem da parte $1/v$ é desprezível quando comparada com a auto-blindagem térmica o mesmo não acontece com o valor da auto-blindagem ressonante, tendo em vista os altos valores da secção de choque na ressonância.

O fator de auto-blindagem epitérmico F_{1epit} num campo isotrópico é dada por

$$F_{1epit} (\sigma) = \frac{\sigma}{2} \int_0^{\infty} y^{-2} e^{-y} I_0(y) + I_1(y) dy \quad (34)$$

onde $\sigma = \Sigma_{ad}$, I_0 e I_1 são as funções de Bessel modificada de grau zero e grau um, de primeira ordem.

A variação da função $F_{1epit}(\sigma)$ com σ , levando em conta os efeitos de alargamento Doppler na ressonância, podem ser visualizados na figura 6, onde o parâmetro que leva em conta o efeito Doppler

é dado por

$$\theta = \frac{4KTE_r}{A^2} r \quad (35)$$

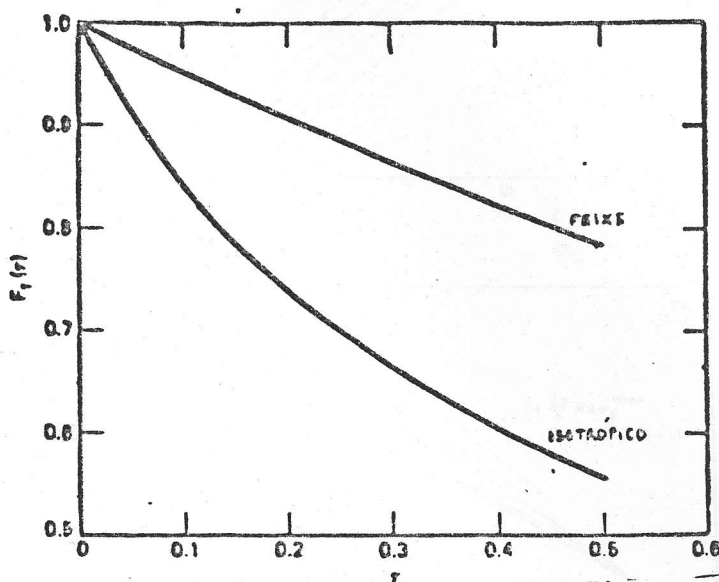


Figura 5 - Fator de auto-blindagem de um detector $1/v$ em relação a nêutrons térmicos.

sendo T a temperatura do absorvedor, E_r a energia de ressonância do material, A a razão das massas dos átomos do absorvedor e do nêutron, Γ a largura total de ressonância e K a constante de Boltzmann.

Uma função de aproximação simples para o fator de auto-blindagem epitérmico, válida para quaisquer espessura é dada por Bensch,

$$F_{lepit} = \frac{1}{\sqrt{2\Sigma_r d + 1}} \quad (36)$$

onde $\Sigma_r = N_0 \sigma_r$, sendo σ_r o valor máximo da secção de choque de ressonância, N_0 o número de átomos alvo e d a espessura do detector.

O efeito de depressão de fluxo se deve ao fato da folha de ativação ocupar um espaço anteriormente ocupado pelo meio moderador; com isso, além da folha não permitir no local a mesma taxa de espalhamento, ela absorve nêutrons, provocando ao seu redor uma depressão no fluxo neutrônico.

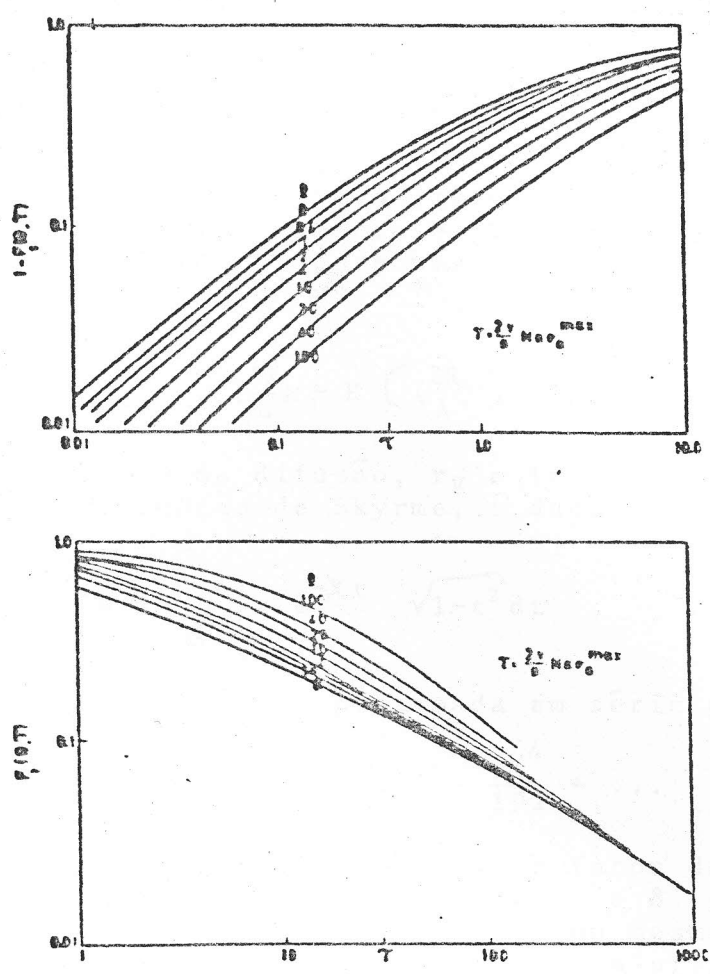


Figura 6 - Fator de auto-blindagem ressonante para folhas e es pes sa s considerando o alargamento Doppler.

Recorrendo a figura 4, o fator de depressão de fluxo F_2 pode ser definido como,

$$F_2 = \frac{\phi_s}{\phi_m} \tag{37}$$

sendo ϕ_s o fluxo de nêutrons junto a superfície do moderador e ϕ_m o fluxo não perturbado no moderador.

O fator de depressão de fluxo dada pela teoria de transporte pode ser escrito como

$$F_2(\gamma, \sigma) = \frac{1}{1 + \left[\frac{1}{2} - E_3(\sigma) \right] g(R, \gamma)} \quad (38)$$

onde $\gamma = \lambda/\lambda_s$ é a razão entre o livre caminho médio total e o livre caminho médio de espalhamento e $g(R, \gamma)$ o fator de Skyrme modificado por Kitch e Eldridge para uma folha na forma de um disco de raio R tal que

$$g(R, \gamma) = \left\{ \frac{3}{2} \left(\frac{L}{\lambda} \right) S \left(\frac{2R}{L} \right) - K \left[\left(\frac{2R}{\lambda} \right), \gamma \right] \right\} r_g \quad (39)$$

sendo L o comprimento de difusão, r_g o fator de correção de Skyrme-Ritch-Eldridge, S a função de Skyrme, é dada por

$$S(X) = 1 - (4/x) \int_0^1 e^{-Xt} \sqrt{1-t^2} dt \quad (40)$$

sendo $X = 2R/L$, podendo ser aproximada em série por

$$S(X) = \frac{4}{3\pi} X - \frac{1}{8} X^2 + \frac{4}{45} X^3 - \frac{X^4}{192} + \dots \quad (41)$$

A função de Skyrme $S(X)$, bem como o fator de correção r_g podem ser obtidos graficamente das figuras 7 e 8. A função $K(2R/\lambda), \gamma$ pode ser obtida de gráficos, ou mesmo desprezada, em virtude de $S(2R/L)$ ser de magnitude muito maior. Contudo ela pode ser aproximada por $K = 1/15(2R/\lambda_s)$ para $2R < \lambda_s$ ou $K = 0,15$ para $2R \gg \lambda_s$.

Assim, o fator de perturbação de fluxo térmico K_t é dado por

$$K_t = \frac{F_{1t}}{F_2} \quad (42)$$

e o fator de perturbação epitérmico K_{epit} é dado basicamente pelo fator de auto-blindagem ressonante F_{lepit} .

Existem outros fatores de correção, como o efeito de borda que leva em consideração a contribuição na ativação da folha devido a incidência de nêutrons na borda da folha, bem como o fator de correção para espalhamento. Todavia Mestnik (4) em seu trabalho mostrou serem absolutamente desprezíveis em relação aos fatores de auto-blindagem e depressão de fluxo, razão pela qual não foram considerados neste trabalho. Existem códigos computacionais para avaliação dos fatores de perturbação de fluxos.

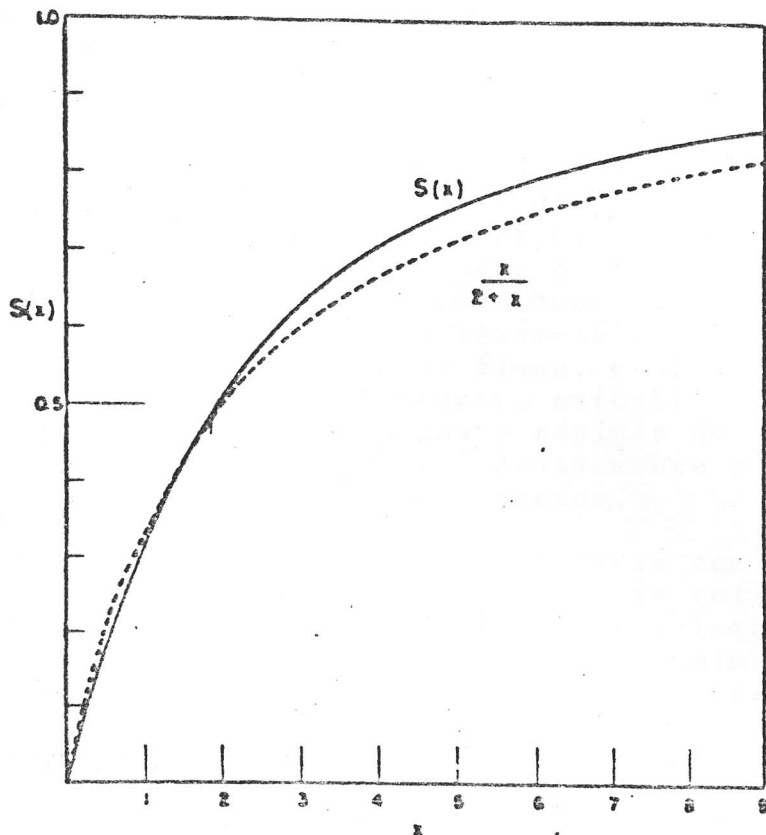


Figura 7 - Função de Skyrme para correção da depressão de fluxo.

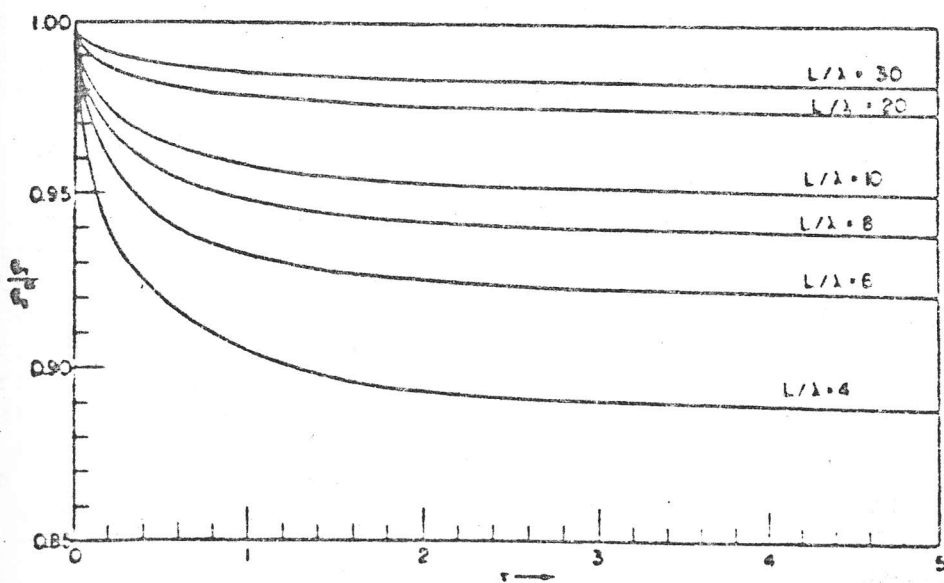


Figura 8 - Fator de correção g na teoria de depressão de fluxo de Skyrme-Fitchae-Eldridge em função de τ e L/λ .

Câmara de Fissão Miniatura

O sinal do detector $R(r_0, t)$ é proporcional ao fluxo de nêutrons de acordo com a seguinte expressão:

$$R(r_0, t) = \int_0^{\infty} \Sigma_d(E) \phi(r_0, E, t) dE \quad (43)$$

onde r_0 representa a posição do detector no núcleo e $\Sigma_d(E)$ representa a seção de choque efetiva do detector que depende do material sensível aos nêutrons, da estrutura e da eficiência intrínseca do detector. Para se obter o fluxo térmico de nêutrons a partir da taxa de reação de nêutrons com ^{235}U , que é o sinal do detector $R(r_0, t)$, é necessário levar-se em conta a perturbação que o detector causa localmente no fluxo, descrita em termos de depressão do fluxo ao redor do detector, auto-blindagem e possível contribuição de nêutrons epitérmicos e rápidos às medidas. Todos esses fenômenos físicos devem estar devidamente representados na seção de choque efetiva, $\Sigma_d(E)$, do detector.

O interesse principal de medidas com a câmara de fissão miniatura é o levantamento da distribuição relativa do fluxo de nêutrons térmicos no reator e não no fluxo absoluto. Em vista disso, pode-se assumir que o detector perturba igualmente o fluxo neutrônico nas várias regiões do núcleo, tornando desnecessário considerar de pressão local do fluxo, auto-blindagem, etc. Medidas do fluxo absoluto podem ser feitas com esse detector, desde que calibrado com medidas realizadas com detectores de ativação posicionados de modo apropriado.

A câmara de fissão miniatura, contendo ^{235}U em alta concentração como material fissil detecta principalmente nêutrons térmicos mas, também, um pouco de nêutrons rápido e epitérmicos. A contribuição de nêutrons rápidos e epitérmicos depende do espectro dos nêutrons no local de detecção e esse é muito diferente dentro do núcleo e fora no refletor. Cálculos computacionais, baseados na teoria de transporte de nêutrons (códigos de neutrônica), ou medidas experimentais com detectores de ativação devem ser utilizados para determinar essas contribuições para a resposta do detector.

EFEITOS DE REATIVIDADE EM UM REATOR NUCLEAR

As barras absorvedoras de nêutrons são um dos mais importantes meios de controle de um reator nuclear. Por serem construídas com materiais de alta seção de choque de absorção de nêutrons a retirada ou inserção dessas barras podem alterar substancialmente a criticidade de um reator. Devido aos mecanismos de acionamento das barras absorvedoras de nêutrons permitirem um movimento rápido ou lento, de acordo com a necessidade, as barras são um eficiente meio de controle de reatores. O efeito de uma barra de controle dentro do núcleo é avaliado em termos da reatividade que ela introduz no reator.

Num reator nuclear existem ainda outros fenômenos físicos que causam mudanças de reatividade no núcleo. A variação de temperatura

ra tem efeitos fortes na reatividade do núcleo. A expansão do moderador (água) diminui a seção de choque de espalhamento, o que diminui a capacidade de moderação. Como o IEA-R1 é um reator térmico, a diminuição de moderação acarreta um efeito negativo de reatividade. No combustível, o aumento de temperatura causa um alargamento das ressonâncias na faixa intermediária de energia acarretando em uma maior absorção de nêutrons. O simples aumento de potência no reator pode trazer, com o aumento da temperatura do combustível, reatividade negativa ao núcleo. Esses efeitos de resposta inerente do reator devido mudanças no campo de temperatura no reator, são chamados efeitos de realimentação. Estes efeitos são quantitativamente mensurados em termos de coeficientes de reatividade de temperatura. No reator IEA-R1 esses coeficientes de temperatura são negativos.

Outra causa inerente de reatividade no núcleo é proveniente da queima do combustível (burnup). Além da queima do material fissionável U-235, Pu-239, etc, surgem no interior dos elementos combustíveis os produtos de fissão. Muitos deles são isótopos de altíssima seção de choque de absorção e, ao surgirem no núcleo, introduzem reatividade negativa. Devido a esse efeito, contrário a manutenção de criticalidade, esses produtos de fissão são chamados de venenos. Um desses venenos, o xenônio tem uma meia vida de 9.17 horas e uma seção de choque de absorção de $2.64 \text{ E}+06$ barns a 0.025 eV. A variação de sua concentração no núcleo afeta significativamente a criticalidade e seus efeitos reativos devem ser considerados em medidas que demoram alguns horas.

A existência de uma fonte externa dentro do núcleo também introduz uma reatividade fictícia no reator. A fonte externa permite que o reator seja operado em um nível de potência constante no tempo, mesmo estando subcrítico. A partir da Equação de cinética pontual com uma fonte externa, pode ser mostrado que a população neutrônica $n(t)$ fica estabilizada em presença de uma fonte externa de intensidade S (número de nêutrons/segundo) de acordo com:

$$n(t) = \frac{S\lambda}{\rho} = n_0 \quad (44)$$

onde ρ é a reatividade negativa do reator subcrítico. Portanto, a subcriticalidade do reator é compensada pela presença da fonte externa S .

A reatividade total de um reator em qualquer instante tem em tão as seguintes componentes:

- reatividade do núcleo devido aos elementos combustíveis;
- reatividade devido aos efeitos de temperatura;
- reatividade do xenônio;
- reatividade dos produtos de fissão;
- reatividade das barras de controle.

Ao se medir a reatividade das barras de controle deve-se ter o cuidado de eliminar as outras componentes, e ainda levar em consideração que o reator possa estar subcrítico e sustentado com uma fonte externa.

ADIÇÃO DE CALOR NUCLEAR

Os efeitos de realimentação termo-hidráulicas em um reator nuclear afetam seu comportamento e conseqüentemente a medida dos parâmetros da planta. Para se medir a reatividade de uma barra de controle é necessário induzir um pequeno transiente no reator. A partir de sinais de instrumentação externa ao núcleo proporcionais a potência, estima-se a reatividade. Entretanto se neste transiente ocorrer variações na temperatura do combustível e do moderador haverá efeitos de reatividade incorporados a medida devido a realimentação termo-hidráulica.

A reatividade medida a partir da resposta do reator constitui a reatividade líquida englobando todos os efeitos de realimentação. Para uma melhor visualização do que ocorre, suponha que um pequeno transiente positivo de potência seja causado em um reator nuclear para se medir a reatividade diferencial da barra. O comportamento da reatividade em função do tempo é mostrado na figura 9. A barra de controle é movimentada durante 2 (dois) segundos e logo após mantida na nova posição imóvel. A resposta em função do tempo do reator é mostrada na figura 10. A figura 1 mostra também as componentes de reatividade externa devido a movimentação da barra e de realimentação termo-hidráulica devido ao aumento das temperaturas do combustível e do moderador.

Nota-se na figura 9 que após o movimento cessar a reatividade externa introduzida por elas permanece constante. A reatividade de realimentação termo-hidráulica cresce com o tempo acompanhando o aumento da potência, mostrado na figura 10, contribuindo negativamente para a reatividade líquida do reator.

Voltando ao objetivo inicial que nos levou ao transiente descrito acima, vê-se que a reatividade líquida não pode ser considerada como a reatividade da barra. Vê-se também que quanto mais tempo demora-se para realizar a medida, maior será o erro em considerar a reatividade líquida como a reatividade da barra, devido ao aumento da contribuição das realimentações termo-hidráulicas. A reatividade líquida neste caso, portanto, engloba os efeitos da barra de controle e da realimentação termo-hidráulica.

Para eliminar os efeitos de realimentação termo-hidráulica na medida de reatividade da barra, busca-se operar o reator em um nível de potência tal que não se gere calor nuclear no transiente de potência. Costuma-se operar o reator em um nível de potência duas décadas abaixo do nível onde os efeitos de realimentação são significativos. Este nível é conhecido como "Ponto de Adição de Calor Nuclear".

CALIBRAÇÃO DE UMA BARRA DE CONTROLE

A calibração da barra de controle é feita em função de sua posição dentro do núcleo. Embora a barra seja normalmente constituída de um mesmo material distribuído de maneira uniforme, o efeito dela na reatividade do núcleo depende de sua posição. Existem regiões que são mais importantes que outras no que tange a reati

vidade do núcleo, e uma perturbação nessas regiões obyiamente terá um efeito maior. Como exemplo tem-se que a inserção de 1 cm de uma barra de controle no centro do núcleo absorve mais neutrons que uma inserção semelhante em um refletor localizado na periferia do reator. Claramente 1 cm de barra no centro do núcleo insere mais reatividade que 1 cm de barra na periferia. A taxa de absorção de neutrons na barra de controle depende tanto da seção de choque da barra quanto do fluxo de neutrons incidente na barra. Portanto, numa região de maior fluxo (centro do núcleo do reator), haverá uma maior absorção de neutrons e consequentemente uma maior inserção de reatividade negativa. Nas seções seguintes são descritas as teorias e métodos de se medir reatividade de de uma barra de controle.

Reatividade de uma Barra de Controle

O parâmetro de reatividade num dado instante é definido da seguinte forma /7/:

$$\rho(t) = \frac{\langle \phi_0^+ (\underline{r}, E), (\delta M - \delta L) \phi(\underline{r}, E, t) \rangle}{\langle \phi_0^+ (\underline{r}, E) M(\underline{r}, E, t) \phi(\underline{r}, E, t) \rangle} \quad (45)$$

onde:

$\phi(\underline{r}, E, t)$ = fluxo de neutrons na posição \underline{r} , na energia E e no instante t;

$\phi_0^+(\underline{r}, E)$ = fluxo adjunto que da a importância de um nêutron na posição \underline{r} e de energia E para a criticalidade;

$M(\underline{r}, E, t)$ = operador representando a produção de neutrons por fissão no reator;

$L(\underline{r}, E, t)$ = operador representando a destruição de neutrons por absorção, fuga e espalhamento no reator;

= representa a variação em M e L devido a perturbações de materiais, de temperatura, etc.

A reatividade devido a um movimento de barra de controle no reator pode ser representada por uma variação do operador L, mais precisamente na seção de choque de absorção a na região do núcleo onde houve a movimentação. Portanto, a reatividade produzida pela movimentação de uma barra será:

$$\rho_{\text{barra}} = \frac{\langle \phi_0^+, \Delta \Sigma(\underline{r}, E) \phi(\underline{r}, E, t) \rangle}{\langle \phi_0^+(\underline{r}, E), M \phi(\underline{r}, E, t) \rangle} \quad (46)$$

onde;

$\Delta \Sigma(\underline{r}, E)$ = variação da seção de choque de absorção na região de movimentação da barra;

0, fora da região de movimentação da barra.

Examinando a Equação (46) podemos verificar o que foi dito nos parágrafos anteriores. Embora, $\Delta\Sigma$ possa ter o mesmo valor para qualquer posição da barra, sabemos que os valores do fluxo de nêutrons e a função importância variam espacialmente no reator, e é justamente esse fato que determina a diferença de reatividade inserida. As curvas diferencial e integral de reatividade caracterizam claramente as posições onde a barra é mais reativa e por isso são utilizadas em controle de reatores.

A reatividade diferencial de uma barra é definida como:

$$\frac{\partial \rho}{\partial z} = \frac{\text{(variação de reatividade no núcleo devido a inserção da barra)}}{\text{(variação de posição da barra } \Delta z \text{)}} \quad (47)$$

A curva diferencial é levantada com valores de ρ em função da posição z da barra.

A reatividade integral é definida como:

$$\rho(z) = \int_0^z \frac{\partial \rho}{\partial z} dz \quad (48)$$

ou seja, a reatividade inserida no núcleo pela barra desde completamente retirada, posição de inserção 0, até a posição de inserção z .

A figura 11 mostra esquematicamente um reator com sua barra de controle inserida até a posição h . A distribuição axial de fluxo e as curvas de reatividade diferencial e integral correspondentes em função da posição da barra h também são mostradas. Nota-se que nas posições de maior fluxo tem-se uma maior reatividade por comprimento de barra inserida.

MEDIDA DO COEFICIENTE DE POTÊNCIA

O mais comum parâmetro que caracteriza os efeitos de realimentação de um reator nuclear é o coeficiente de reatividade de potência, $\alpha_p(P)$, que engloba todos os efeitos de realimentação causados por variações de temperatura dos materiais constituintes do núcleo.

Assim, o coeficiente de potência pode ser definido como:

$$\alpha_p(P) = \frac{\partial \rho}{\partial P} = \sum_i \frac{\partial \rho}{\partial T_i} \frac{\partial T_i}{\partial P} \quad (49)$$

onde T_i corresponde a temperatura do material i (combustível, moderador, etc). Assim $\alpha_p(P)$ leva em consideração as diferentes temperaturas existentes em um reator, durante a operação em potência. A reatividade necessária a introduzir no reator para elevar sua potência de 0 a P é dada por:

$$\rho(P) = \int_0^P \alpha(P) dP \quad (50)$$

A perda de reatividade em consequência da variação do nível de potência desde a potência zero até a potência nominal é denominada de Defeito de Potência,

MEDIDA DE COEFICIENTE DE REATIVIDADE DE VAZIO

O coeficiente de reatividade de vazio, α_v , é definido como a razão entre a variação de reatividade, $\Delta\rho$, no núcleo do reator, em consequência de uma inserção de volume vazio, ΔV , no moderador. Assim,

$$\alpha_v = \frac{\partial\rho}{\partial V_f} \quad (51)$$

onde V_f é a fração de volume vazio, i.e., a razão entre o volume vazio e o volume de moderador existente na parte ativa do núcleo.

A determinação do coeficiente de reatividade de vazio do moderador é importante para reatores PWR principalmente no que diz respeito ao nível de segurança e estabilidade do núcleo, em excursões de potência, onde há formação de bolhas (vazios) no moderador. Com a formação de volumes vazios no núcleo do reator, uma falha de moderação local é sentida e os nêutrons localizados nas vizinhanças dessas regiões não são moderados o suficiente para induzirem novas fissões. Devido a esse fato, geralmente a reatividade global do reator diminui com a presença de volumes vazios no moderador. Entretanto, no caso de formação de volumes vazios próximos de barras de controle, pode-se observar uma situação inversa, em consequência da diminuição da eficiência da barra absorvedora. Também, pode-se ter coeficientes de reatividade de vazio positivos em reatores onde há sobremoderação.

TÉCNICAS DE MEDIDA DE REATIVIDADE

Existem várias técnicas para se medir a reatividade em um reator nuclear. As técnicas mais conhecidas são as de período estável, de queda de barra e de cinética inversa, sendo que também são utilizadas com menos frequência as técnicas baseadas em nêutrons pulsados e teoria de ruídos. Estas técnicas de medida de reatividade são normalmente baseadas na equação de cinética puntual e têm suas vantagens de acordo com as condições em que as medidas são realizadas.

Medida de Reatividade com Reatímetro

A medida de reatividade baseada na equação de cinética inversa pode ser feita continuamente ao longo de um transiente. Por isso quando se implementa a solução da equação de cinética inversa de forma computacional ou eletrônica o que se obtém é um medidor de reatividade ou reatímetro. A equação de cinética inversa nada mais é que as equações de cinética puntual escrita para a reatividade e tendo as equações de precursores de nêutrons atrasados integrados no tempo:

$$\rho(t) = \beta + \Lambda \frac{\dot{n}(t)}{n(t)} - \frac{1}{n(t)} \sum_{i=1}^6 \lambda_i \beta_i \int_{-\infty}^t n(t') e^{\lambda_i(t'-t)} dt' \quad (52)$$

Desta forma, os parâmetros cinéticos β e λ_i devem ser obtidos a partir de integrais envolvendo a energia do nêutron e o volume do reator, para se produzir resultados corretos de reatividade.

Detalhes sobre a validade da Equação (52) para a obtenção da reatividade e sobre a influência da localização do detector nos resultados podem ser encontrados na Referência 7.

Medida de Reatividade Via Período Estável

A técnica do período estável, para medida de reatividade, baseia-se na observação da população de nêutrons do reator quando esta evolui como uma exponencial pura. Nesse ponto diz-se que o reator atingiu um período estável. Como a evolução exponencial do reator depende diretamente da reatividade inserida no reator utiliza-se desta técnica para inferi-la.

Considere que o reator já tenha atingido um período estável depois de uma pequena reatirada de barra, isto é:

$$n(t) \approx e^{\omega t}$$

onde ω é o inverso do período estável. Substituindo a Equação na Equação () e efetuando a integral, obtêm-se a chamada equação Inhour:

$$\rho(\omega) = \Lambda \omega + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i \omega}{\lambda_i + \omega} \quad (53)$$

que dá a reatividade em função do inverso do período estável ω .

Para que o reator atinja este estado de período estável é necessário que a reatividade já não varie e que os percursos de nêutrons atrasados já tenham decaído e atingido sua distribuição espacial final. Portanto, é necessário sempre que se espere um tempo suficiente logo após cessar o movimento para que haja a acomodação dos percursos de nêutrons atrasados. O que determina o tempo de espera são as meias vidas de decaimento mais longas dos percursos de nêutrons atrasados, em torno de 22 e 52 segundos. As variações na distribuição do fluxo de nêutrons também podem afetar essas medidas. Para que se obtenha bons resultados é necessário que a forma do fluxo já tenha estabilizado e isso ocorre quase que instantaneamente pois 99.3% dos nêutrons são prontos e estes se ajustam a nova forma prontamente. Na referência encontram-se maneiras de inferir o erro que se comete na estimativa da reatividade ao se medir o período do reator antes que este tenha atingido a situação de período estável.

Na figura 12 pode ser visto como a população de nêutrons varia em função do tempo em transientes de medida de reatividade.

Se a barra for retirada devido a inserção positiva de reatividade, a potência subirá com o tempo. Se a barra for inserida, significando inserção de reatividade negativa, a população de nêutrons baixará com o tempo. Logo após o movimento da barra tem-se os efeitos transientes dos nêutrons rápidos e atrasados.

Medida de Reatividade Integral por Queda de Barra

Esse método consiste em inserir rapidamente ou deixar cair as barras de controle no núcleo do reator. A reatividade pode ser estimada através de um medidor de reatividade, monitorando-se o sinal oriundo de detectores de nêutrons localizados no núcleo.

A reatividade também pode ser obtida pela técnica do período estável, entretanto, uma análise da equação Inhour mostra que grandes inserções de reatividade negativa não são medidas com precisão por esta técnica. A falta de precisão é devida em parte a efeitos de redistribuição do fluxo de nêutrons, mas também ao fato de que um amplo intervalo de grandes reatividades negativas fornecem pequenas mudanças no período estável. Por exemplo, o período para uma inserção de reatividade de -1,0 dolar e 82,9 segundos, enquanto o período para uma inserção de reatividade de -10,0 dolares e 80,3 segundos.

A beleza desta técnica, entretanto, vem de que pode-se obter a reatividade por meio da razão entre os níveis de potência do reator antes e depois da queda da barra. Considere o reator inicialmente crítico em uma potência P_1 quando é introduzida a barra de controle rapidamente. A variação da potência é governada inicialmente pelos nêutrons prontos, seguido posteriormente por uma variação mais suave, governada pelos nêutrons atrasados. Logo após a queda da barra o nível de potência é P_2 . Se a reatividade inserida é muito grande, pode-se utilizar a aproximação "Prompt Jump", a qual considera que a potência vai de um nível a outro instantaneamente e despreza a derivada temporal dP/dt depois da queda da barra. Assim

$$0 = (\rho(t) - \beta) P(t) + \Lambda \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(t) \quad (53)$$

$$\frac{dC_i(t)}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda} P(t) - \lambda_i C_i(t), \quad i=1, \dots, 6 \quad (54)$$

Depois de alguma manipulação, demonstra-se que um pulso de reatividade de para acarreta em uma mudança instantânea na potência do reator de P_1 para P_2 dada por

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{\beta - \rho_1}{\beta - \rho_2} \quad (55)$$

Monitorando-se com um registrador x-t a potência em função do tempo durante a queda da barra, pode-se obter a razão entre P_1 e P_2 . Conhecendo-se a fração efetiva de nêutrons atrasados pode-se estimar a reatividade integral da barra.

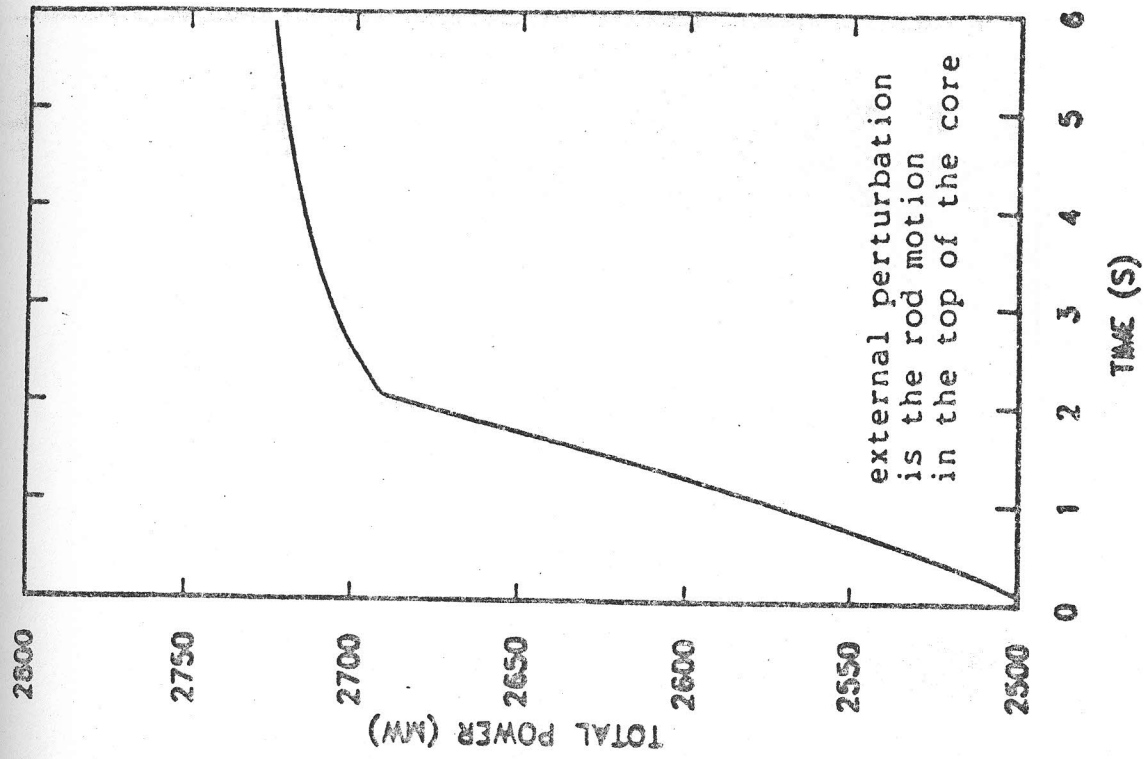


Figura 10 Potência em Função do Tempo.

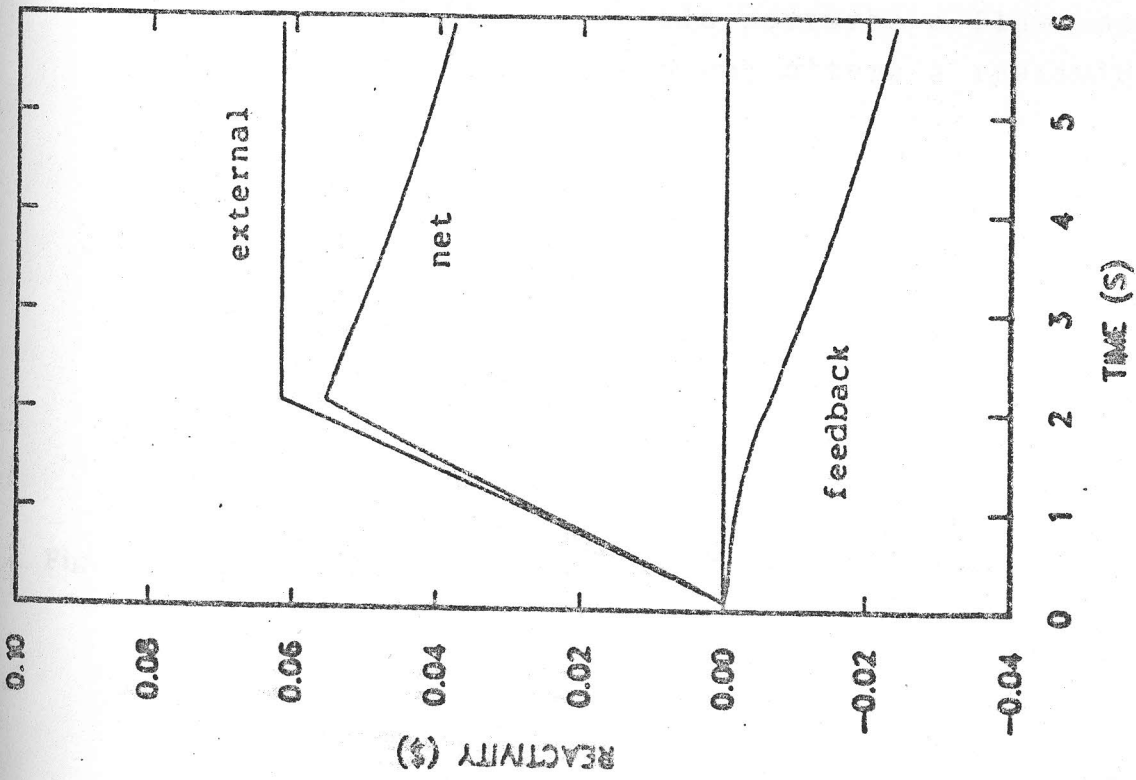
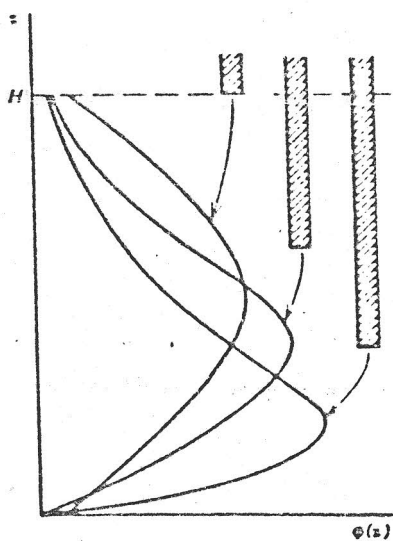
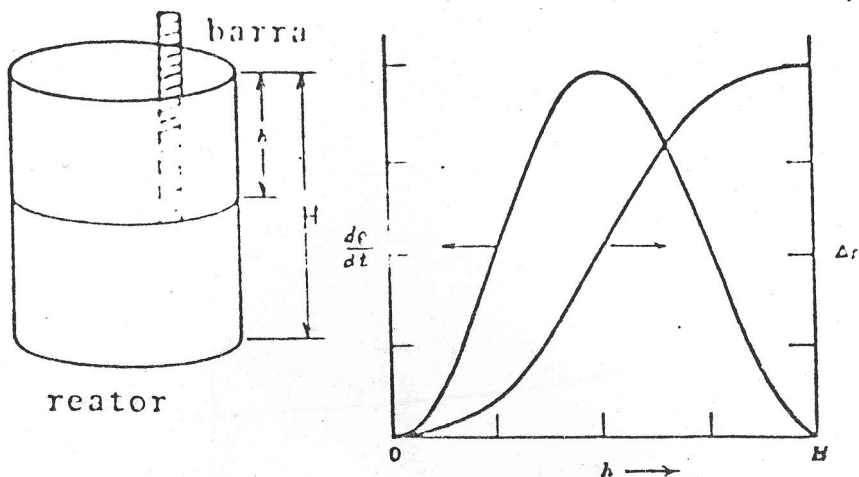


Figura 9 Reatividade em Função do Tempo.



A reatividade da barra é maior onde o fluxo é maior. A medida que a barra penetra o núcleo ela perturba o fluxo do reator, o que altera a reatividade da barra.

Figura 11 Perturbações no Fluxo Devido a Inserção de Barra e as Curvas Diferenciais e Integrais desta.

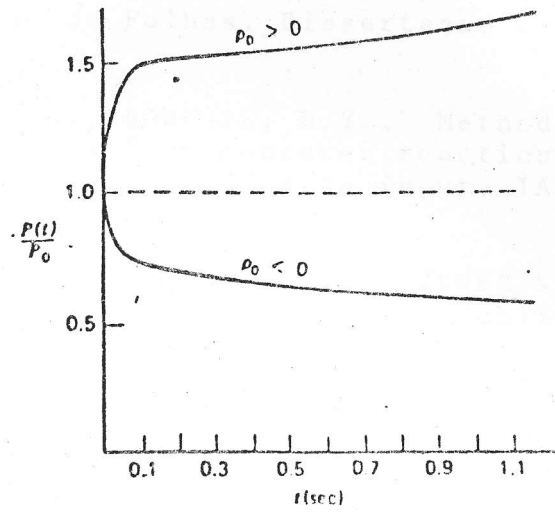


Figura 12 Transiente Imposto ao Reator em Medidas de Reatividade de Barra.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- /1/ BECKURTZ, K.H. & WIRTZ, K. Neutron Physics. Berlin, Springer, 1964.
- /2/ BITELLI, U.D. Medida e Cálculo da Distribuição Espacial e Energética de Neutrons no Núcleo do Reator IEA-R1; Dissertação de Mestrado, IPEN, 1988.
- /3/ KOSKINAS, M.F. Medida do Fluxo Térmico, Epitérmico e Rápido do Reator IEA-R1 pelo Método de Ativação de Folhas; Dissertação e Tese - IEA-DT-117 - 1979.
- /4/ MESTINIK., J.F. A Distribuição Espacial do Fluxo de Neutrons no Núcleo do Reator IEA-R1, obtida por meio da Ativação de Folhas. Dissertação e Tese, IEA-DT-132 - 1978.
- /5/ BERZONIS, M.A.; BONDARS, H.Y.. Methods of Neutron Spectrum Calculation from measured reaction rates in saips part2: software and data input. IAEA (1981), INDC(CLP)-165/GR.
- /6/ TANGARI, C.M.; MOREIRA, J.M.L.; JEREZ, R.. Mapeamento de fluxo térmico no reator IEA-R1. Publicação IPEN-83 (1986).
- /7/ MOREIRA, J.M.L. & LEE, J.C. Space-Time Analysis of Reactor-Control-Rod-Worth Measurements. Nuclear Science and Engineering: 86, 91-105 (1984).
- /8/ TOPPEL, B.J., Nuclear Science and Engineering, 5, 88 (1959).
- /9/ DUDERSTADT, J.J. & HAMILTON, L.J. Nuclear Reactor Analysis. John Wiley & Sons, Inc. New York 1976.