



A DISTRIBUIÇÃO ESPACIAL DO FLUXO DE NÉUTRONS NO NÚCLEO DO  
REATOR IEA-R1, OBTIDA POR MEIO DA ATIVAÇÃO DE FOLHAS

José Mestnik Filho

DISSERTAÇÃO E TESE - IEA 132  
IEA - DT - 132

JUNHO/1979

**CONSELHO DELIBERATIVO**

**MEMBROS**

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

**PARTICIPANTES**

Regina Elisabete Azevedo Beretta  
Flávio Gori

**SUPERINTENDENTE**

Rômulo Ribeiro Pieroni

**A DISTRIBUIÇÃO ESPACIAL DO FLUXO DE NÉUTRONS NO NÚCLEO DO  
REATOR IEA-R1, OBTIDA POR MEIO DA ATIVAÇÃO DE FOLHAS**

**José Mestnik Filho**

**Dissertação para obtenção do Título de "Mestre em Ciências e Tecnologia Nucleares" — Orientador Prof. Dr. Leo Holland. Apresentada e defendida em 12 de dezembro de 1978, na Escola Politécnica da Universidade de São Paulo.**

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

Série DISSERTAÇÃO E TESE IEA

INIS Categories and Descriptors

E21

E41

Neutron flux

Spatial distribution

Activation detectors

Foils

IEAR-1 reactor

---

NOTA: A redação, ortografia, conceitos e revisão final são de responsabilidade dos autores.

## SUMÁRIO

	Página
<b>1 – INTRODUÇÃO</b> .....	<b>1</b>
1.1 – Importância da Medida de Distribuição do Fluxo de Nêutrons .....	1
1.2 – Métodos Utilizados para o Mapeamento do Fluxo de Nêutrons .....	2
1.3 – Comparação entre os Métodos .....	4
1.4 – Objetivo do Trabalho .....	6
<b>2 – RESUMO TEÓRICO</b> .....	<b>6</b>
2.1 – O Espectro do Fluxo de Nêutrons .....	6
2.2 – Formalismo no Caso de Folhas Finas .....	7
2.3 – Formalismo para o Caso de Folhas Espessas Nuas .....	9
2.3.1 – Fator de Auto Blindagem .....	10
2.3.2 – O Efeito do Espalhamento na Folha .....	12
2.3.3 – A Correção Necessária pelo Fato da Folha Não ser Infinita na Direção Radial (efeito de borda) .....	13
2.3.4 – Depressão do Fluxo .....	14
2.3.5 – A Relação entre Fluxo e Ativação para uma Folha Espessa .....	15
2.3.6 – A Ativação de uma Folha Espessa Nua em uma Distribuição Energética do Fluxo de Nêutrons .....	16
2.4 – Formalismo para o Caso de Folhas Cobertas com Cádmiio .....	18
2.5 – A Interferência entre Várias Folhas .....	19
2.6 – Formalismo para Determinação Experimental da Ativação .....	20
<b>3 – ARRANJO EXPERIMENTAL</b> .....	<b>21</b>
3.1 – O Núcleo do Reator IEA-R1 .....	21
3.1.1 – O Elemento Combustível .....	21
3.2 – Dispositivos para a Irradiação de Folhas no Reator .....	25
3.2.1 – As Folhas de Ativação .....	25
3.2.2 – Cobertores de Cádmiio .....	25
3.2.3 – Suporte das Folhas de Ativação .....	27
3.2.4 – Dispositivo para Inserir as Placas-Suporte no Reator .....	29
3.3 – Sistema para Medir a Atividade Relativa das Folhas Ativadas .....	29
3.3.1 – Descrição do Sistema .....	29
3.3.2 – Descrição do Circuito Eletrônico Associado ao Detector NaI .....	32

	Página
<b>4 – EXPERIÊNCIAS E RESULTADOS</b> .....	<b>33</b>
4.1 – Irradiação das Folhas no Reator .....	33
4.2 – Medidas no Sistema de Detecção .....	37
4.2.1 – Calibração e Testes .....	37
4.2.2 – Contagem das Folhas Ativadas .....	37
4.2.3 – Determinação da Eficiência do Sistema Nai .....	39
4.3 – A Distribuição Especial das Ativações e o Mapeamento do Fluxo de Nêutrons .....	40
<b>5 – ANÁLISE DE ERROS</b> .....	<b>42</b>
5.1 – Erro na Determinação Experimental da Ativação .....	42
5.2 – Estimativa do Erro na Determinação do Fluxo de Nêutrons .....	54
5.3 – Outros Erros .....	56
5.3.1 – Extensão do Espectro Térmico .....	56
5.3.2 – Atenuação do Fluxo Epitérmico Causada pelo Cobertor de Cádmio .....	57
5.3.3 – Erro na Avaliação da Potência do Reator .....	58
<b>6 – CONCLUSÃO, RECOMENDAÇÕES E SUGESTÕES</b> .....	<b>59</b>
<b>APÊNDICE I</b> .....	<b>61</b>
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b> .....	<b>75</b>

# A DISTRIBUIÇÃO ESPACIAL DO FLUXO DE NÊUTRONS NO NÚCLEO DO REATOR IEA-R1, OBTIDA POR MEIO DA ATIVAÇÃO DE FOLHAS

José Mestnik Filho

## RESUMO

É apresentada uma distribuição espacial tridimensional do fluxo de nêutrons do núcleo do reator IEA-R1, obtida pela ativação de folhas de ouro. Folhas de 8 mm de diâmetro e 0,013 mm de espessura foram montadas em placas de lucite e inseridas entre as placas de combustível do reator. A atividade das folhas foi determinada com um detector cintilador de NaI(Tl) de 3" x 3", calibrado em relação a um equipamento por coincidência do tipo 4 $\pi$ . As posições das folhas foram escolhidas de maneira a minimizar os erros dos cálculos. O erro total estimado no fluxo é de 5%.

## 1 – INTRODUÇÃO

### 1.1 – Importância da Medida da Distribuição Espacial do Fluxo de Nêutrons

O conhecimento da distribuição do fluxo de nêutrons no interior de um reator é o ponto de partida para a determinação de outros parâmetros da física do reator, tais como: massa crítica, distribuição da densidade de potência, da temperatura e da queima de combustível, bem como é essencial para a otimização de projeto e utilização dos reatores.

Uma descrição matematicamente exata do comportamento do fluxo de nêutrons num reator nuclear, que envolve três variáveis espaciais, duas variáveis angulares, uma variável energética e uma variável temporal, é dada pela chamada equação de transporte de nêutrons que dá o balanço do número médio de nêutrons em um elemento de volume do meio material em que consiste o reator<sup>(3)</sup>. Atualmente a solução exata desta equação, só é possível em problemas idealizados e na prática procede-se a várias simplificações para se obter soluções aproximadas. Estas simplificações basicamente são: considerar os casos estacionários (eliminação da dependência temporal); a dependência angular é representada por séries infinitas nas quais são retidos apenas alguns termos ou é dividida discretamente; a dependência energética é dividida discretamente em grupos, onde se impõe que em cada intervalo de energia o fluxo é independente da mesma; na dependência espacial o número de variáveis é diminuído e/ou o espaço dividido em intervalos discretos. Na maioria dos casos, os cálculos são feitos em computadores por método iterativo, onde é necessário minimizar o número de termos e intervalos para efeito de economia. Estes cálculos geralmente deixam muito a desejar quanto à confiabilidade devido às simplificações, à complexidade provocada pela heterogeneidade do reator e devido à pouca precisão dos dados nucleares, principalmente seções de choque.

Para aumentar a confiabilidade desses cálculos, procede-se a medidas experimentais, que servem tanto para confirmar os cálculos como também de fontes de novos dados para o seu aprimoramento.

Este hábito tem se demonstrado durante todo o desenvolvimento de reatores nucleares, tanto é que se criaram unidades subcríticas e críticas especialmente para esta finalidade, antes da construção de

Aprovada para publicação em Outubro/1978.

reatores de pesquisa e centrais nucleares, e atualmente é utilizado para o desenvolvimento de reatores a alta temperatura e reatores super regeneradores.

Dentro desse contexto, encontram-se trabalhos de medida da distribuição espacial do fluxo de nêutrons, com a finalidade de medir a distribuição de potência<sup>(34)</sup>, medir parâmetros de rede<sup>(7)</sup>, medir razões de fissão<sup>(8)</sup>, medir o "buckling" material e raio extrapolado<sup>(39)</sup>, calibrar sensores de potência<sup>(14)</sup>, para confirmação de cálculos teóricos<sup>(9,12,34,35,46,49,52,53)</sup> e inclusive para testes pré-operacionais de reatores<sup>(24)</sup>.

No caso específico do reator de pesquisas, tipo piscina, IEA-R1, pertencente ao Instituto de Energia Atômica de São Paulo, a medida da distribuição espacial (ou mapeamento) tridimensional do fluxo de nêutrons no interior do núcleo, visa a quatro seguintes finalidades futuras:

- 1) Aprimoramento dos cálculos de queima de combustível, já que esta não é homogênea dentro do núcleo, porque existem fatores que variam de ponto para ponto, como a concentração de produtos de fissão absorvedores de nêutrons. Esta variação é acentuada porque os elementos combustíveis ocupam diferentes posições no núcleo do reator durante a sua vida útil, dificultando a execução de cálculos mais precisos.
- 2) O reator foi modificado para permitir que a potência de operação seja elevada a 10 Mw, operando anteriormente a 2 Mw. É portanto necessário averiguar a existência de picos de densidade de potência no interior do núcleo para se possuir plena certeza que nenhum ponto ultrapasse o nível permitido de potência e conseqüentemente de temperatura.
- 3) São utilizadas várias configurações de elementos combustíveis e refletores na operação usual do reator. É necessário portanto que sejam aprimorados os cálculos de distribuição do fluxo nas diferentes configurações. Na medida em que estes cálculos se confirmem com as medidas numa configuração qualquer, aumenta a confiabilidade dos cálculos em outras configurações.
- 4) A calibração dos sensores de potência de operação é feita por vários métodos que podem ser confirmados, a princípio, utilizando-se a medida da distribuição espacial absoluta do fluxo de nêutrons.

## 1.2 – Métodos Utilizados para o Mapeamento do Fluxo de Nêutrons

Basicamente existem dois métodos empregados para obter o mapeamento do fluxo de nêutrons: o primeiro consiste em espalhar vários detectores de nêutrons no espaço onde se deseja obter a distribuição e no segundo faz-se uma varredura com um único detector. Porém existem diferentes detectores de nêutrons que podem ser utilizados nos dois métodos ou numa combinação dos mesmos.

A detecção de nêutrons está intimamente ligada à detecção de partículas ionizantes. Como não é possível detectar nêutrons diretamente, porque estes não possuem carga elétrica, é necessário primeiramente provocar uma reação nuclear com os mesmos que resulta na emissão de partículas ionizantes, e estas por fim, são detectadas.

Os diversos tipos de detectores de nêutrons podem ser assim classificados:

- detectores a gás
- detectores cintiladores
- detectores semicondutores

- detectores de ativação
- detectores sólidos a traços

Os detectores a gás consistem de câmaras preenchidas com gás nas quais existem dois eletrodos metálicos coletores de íons e elétrons. Para detectar nêutrons, os gases mais utilizados são  $\text{BF}_3$  e  $^3\text{He}$ , 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  $\alpha$  e  $p$  respectivamente liberadas das reações, ionizam o gás, sendo estes íons e elétrons coletados nos eletrodos metálicos, devido à diferença de potencial aplicada a ambos. 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, em geral por deposição,  $^{235}\text{U}$  ou  $^{239}\text{Pu}$  que sofrem reação de fissão, sendo os produtos destas, responsáveis pela ionização do gás (câmaras de fissão)<sup>(38)</sup>. Dentro desse princípio existem diversos tipos de detectores quanto à geometria da câmara (em geral cilíndrica ou paralela), à pressão do gás, à tensão de operação e ao tamanho, que apresentam características distintas quanto ao tempo de vida útil e à resposta.

Os cintiladores consistem de cristais, líquidos ou plásticos que emitem fótons na região visível após a passagem de uma radiação ionizante, originária de uma reação nuclear com nêutrons. As reações mais comuns são:  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ ,  $^1\text{H}(n,p)n$ ,  $\text{U}$  ou  $\text{Pu}$  (n, prod. de fissão),  $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$ , onde os elementos  $^{10}\text{B}$ ,  $^1\text{H}$ ,  $\text{U}$ ,  $\text{Pu}$ , ou  $^6\text{Li}$  estão quimicamente misturados com os cintiladores ou montados externamente aos mesmos. Os fótons originários das ionizações são coletados e, pelo efeito fotoelétrico originam-se elétrons que são multiplicados e coletados em um coletor ligado ao instrumento eletrônico sensível a variações de potencial elétrico. Esse processo é realizado em uma válvula fotomultiplicadora que é acoplada opticamente ao cintilador<sup>(38)</sup>.

Os detectores semicondutores consistem de um material semicondutor com duas regiões que possuem dopagens distintas, formando basicamente um diodo eletrônico (o diodo é um dispositivo eletrônico que permite a passagem de corrente elétrica num único sentido). No caso o diodo é polarizado de maneira inversa, mantendo um campo elétrico entre as duas regiões com dopagens distintas. Quando partículas ionizantes penetram na região onde existe o campo elétrico, criam portadores de carga que provocam o aparecimento de um pulso de corrente elétrica que é detectado por um instrumento eletrônico. A substância onde ocorrem as reações nucleares com os nêutrons é montada externamente ao detector de maneira que as radiações ionizantes originárias das reações, possam interceptá-lo. As reações mais utilizadas são:  $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$  e  $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ .<sup>(34,49)</sup>

Detectores de ativação são de dois tipos: os de ativação propriamente ditos e os denominados detectores auto-energizados. Os detectores de ativação propriamente ditos, geralmente chamados de ativação apenas, consistem de pequenos discos, fios ou fitas de metais ou pastilhas de pó comprimido ou sinterizado que ao sofrerem reações nucleares com nêutrons, produzem radioisótopos de tempo de meia vida compreendidos entre minutos e anos, podendo ser utilizado um grande número de elementos químicos. A atividade dos radioisótopos formados, que decaem emitindo radiações ionizantes, principalmente  $\beta$  e  $\gamma$ , é determinada utilizando-se qualquer detector dos tipos referidos acima e relacionada com o número de reações que ocorreram com os nêutrons. Esta atividade é determinada após a irradiação no campo de nêutrons, em um equipamento isolado do mesmo<sup>(3,38)</sup>.

Os detectores auto-energizados, utilizam o mesmo princípio da ativação, porém o radioisótopo deve emitir radiação  $\beta$  de meia vida curta, em geral de vários segundos. Os elementos mais utilizados são: ródio, vanádio e prata. 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 (geralmente o óxido de magnésio) e uma cobertura metálica de aço inox, por exemplo. Como o fio central (emissor) se torna  $\beta$  radioativo após a absorção de nêutrons, torna-se eletricamente positivo em relação à cobertura externa. O conjunto então forma uma fonte de corrente elétrica, daí a origem do nome do detector<sup>(21,28,53)</sup>.

Os detectores sólidos a traços utilizam basicamente as mesmas reações já mencionadas. A

detecção é feita por meio de traços em sólidos, produzidos pelos produtos das reações, em geral, prótons, alfas e produtos de fissão. Os sólidos utilizados são vidro, mica, compostos de celulose e policarbonatos que são expostos às radiações, produtos das reações nucleares com nêutrons. Os traços são observados em microscópios eletrônicos, e quando aumentados de tamanho por ataque químico, em microscópios ópticos. Para determinar quantitativamente o número de traços, estes são contados ou visualmente ou, mais recentemente, através de equipamentos especiais de forma automática<sup>(12,13,46)</sup>.

### 1.3 – Comparação entre os Métodos

Para se fazer uma comparação entre os métodos utilizados para determinar o mapeamento do fluxo de nêutrons, é conveniente separar os diversos tipos de detectores em dois grupos: os de resposta direta e os de resposta indireta. Os detectores do primeiro grupo são detectores a gás, cintiladores, semicondutores e ativação do tipo auto-energizados. Os pertencentes ao segundo grupo são os de ativação propriamente ditos e os detectores sólidos a traços. Os detectores do primeiro grupo são utilizados para o mapeamento aplicando-se a técnica da varredura e os do segundo grupo são utilizados na técnica que consiste em espalhar vários detectores.

Quanto à técnica utilizada, vale salientar que a da varredura exige um mecanismo para movimentar e posicionar o detector no interior do núcleo do reator e deve ser acionado por controle remoto, ao passo que na técnica de espalhar vários detectores, basta que estes sejam inseridos no reator antes da irradiação. De maneira geral, a segunda técnica é sempre preferível quando existe a possibilidade de acesso ao núcleo do reator, como no caso de reatores de pesquisa, e a primeira técnica é geralmente utilizada em reatores fechados, como os das centrais nucleares.

Quanto aos detectores utilizados, devem possuir as seguintes características:

- 1) Possuir eficiência baixa, de maneira a não provocar perturbações no campo de nêutrons que não possam ser posteriormente corrigidas. Esta condição deve ser satisfeita quando se deseja medir absolutamente o fluxo de nêutrons. A eficiência dos detectores é controlada através da substância que serve para as reações com os nêutrons (por exemplo: tipo de reação nuclear, seção de choque para a reação, densidade da substância) e através das dimensões do detector. Além disto, deve ser conhecida a eficiência do detector em função da energia dos nêutrons, no caso de medidas absolutas.
- 2) Discriminação da radiação gama que acompanha os nêutrons, como nos reatores nucleares.
- 3) Dimensões reduzidas comparadas às dimensões do meio no qual se deseja o mapeamento.
- 4) Possuir resposta em função da energia dos nêutrons, compatível com a dos nêutrons existentes no reator. No caso, devem ser sensíveis a nêutrons térmicos (energia entre 0 e  $\approx 1$  eV) e epitérmicos (energia entre  $\sim 1$  eV e  $\sim 1$  MeV).
- 5) Possuir vida útil comparável com o tempo de operação de um núcleo de reator, no caso específico de núcleos fechados.

Todos os tipos de detectores descritos no item anterior já foram utilizados para mapeamento de fluxo de nêutrons, mostrando que qualquer tipo pode ser construído de maneira a satisfazer as características acima (Tabela I.1). Porém, atualmente, nota-se uma tendência de se substituir os detectores a gás pelos de ativação auto-energizados e semicondutores, pois estas são menos sensíveis à radiação gama. Entre os dois últimos, os detectores auto-energizados possuem a vantagem de serem de tamanho reduzidíssimo, tornando-se apropriados para mapeamentos em centrais nucleares.

Tabela 1.1

## Uso de Diversos Detectores no Mapeamento do Fluxo de Nêutrons

tipo de detector	características	ref.	ano
gás	BF <sub>3</sub> – miniatura	52	1966
gás	câmara de fissão 0,18" diâmetro. 1" comprimento	14	1967
cintilador	LiF enriquecido com <sup>6</sup> Li 16 mm diâmetro 0,5 mm espessura ligado à fotomultiplicadora com um guia de luz de 1050 mm de comprimento e 16 mm de diâmetro.	35	1968
semicondutor	folhas de <sup>6</sup> Li coladas ao detector.	34, 49	1968
ativação auto-energizado	ródio de 1 mm diâmetro 30 mm de comprimento diâmetro externo 2,4 mm	28 21	1967 1964
	cobalto	53	1973
ativação	75% manganês-níquel fios de 0,2" diâmetro	7	1967
	75% manganês-níquel fios e discos	8	1967
	discos de cobre, ouro e índio	39	1968
	folhas de ouro	24	1967
sólidos e traços	plásticos dielétricos, mica, vidro dopado com urânio	46	1974

Os detectores cintiladores são talvez os detectores que menos se prestam para a finalidade de mapear fluxos de nêutrons, devido à sua relativa alta eficiência para detectar radiação gama e a dificuldade de se construírem fotomultiplicadoras pequenas.

Os detectores de ativação propriamente ditos e os sólidos a traços são os mais favoráveis ao se utilizar vários deles para mapear fluxos, evitando o uso de mecanismos de varredura. Em particular, os de ativação propriamente ditos possuem a vantagem de serem um método de detecção totalmente implantado, de relativa facilidade de aquisição face ao uso em larga escala em todos os laboratórios nucleares há muito tempo, além da possibilidade de obtenção de dados com alto grau de precisão. Tanto é que em muitos casos, os detectores de ativação são utilizados para a calibração dos demais.

#### 1.4 – Objetivo do trabalho

O objetivo do presente trabalho é realizar uma medida da distribuição espacial tridimensional do fluxo de nêutrons no interior do reator de pesquisas, tipo piscina, IEA-R1, utilizando detectores de ativação propriamente ditos.

## 2 – RESUMO TEÓRICO

Apresenta-se neste capítulo, de maneira sucinta, a teoria envolvida no método de ativação de folhas, extraída basicamente da referência<sup>(3)</sup>. O objetivo é dar continuidade ao texto, mostrando de maneira completa a aplicação do método.

### 2.1 – O Espectro do Fluxo de Nêutrons

O espectro energético do fluxo de nêutrons num reator térmico, é convenientemente dividido em três grupos energéticos, no caso específico de medidas por ativação. Estes grupos são comumente denominados de térmico, epitérmico e rápido, cujos intervalos respectivos de energia são aproximadamente 0 a ~1 eV, ~1 eV a ~1 MeV e ~1 MeV em diante. Como a taxa de reações nucleares que ocorrem no detector, devida ao grupo rápido, é pequena comparada à taxa de reações devida aos outros dois grupos (da ordem de  $10^{-3}$  vezes menor), faz-se a suposição que o fluxo de nêutrons medido é composto somente dos dois primeiros grupos.

O espectro do fluxo de nêutrons térmico é caracterizado pelo equilíbrio energético dos nêutrons com os átomos do meio material. Este equilíbrio é encontrado em situações onde o meio material não é absorvedor de nêutrons e em pontos distantes de fontes de nêutrons. Em tais casos o espectro de nêutrons térmicos é o mesmo que o dos átomos do meio material, ou seja, é representado por uma função maxwelliana, tendo como parâmetro a temperatura absoluta T do meio<sup>(3,26)</sup>. No entanto, na maioria dos casos, o meio que contém os nêutrons é absorvedor e o equilíbrio energético não é alcançado na totalidade. Nos casos em que a taxa de absorções do meio é pequena comparada com a taxa de reações de espalhamento, costuma-se aproximar o espectro térmico do fluxo de nêutrons por uma maxwelliana, tendo como parâmetro a temperatura  $T_n > T$ <sup>(3,26)</sup>. Este procedimento é utilizado neste trabalho, já que no caso do reator IEA-R1, a relação entre as duas taxas de reações referidas acima é da ordem de 4%. O espectro térmico fica então assim representado:

$$\phi(E) dE = \phi_{th} \frac{E}{kT_n} e^{-E/kT_n} \frac{dE}{kT_n} \quad 2.1$$

onde

$\phi(E)dE$  = fluxo de nêutrons, em nêutrons/cm<sup>2</sup>seg com energia entre E e E +dE.

$\phi_{th}$  = fluxo térmico de nêutrons = integral em E da distribuição térmica.

$T_n$  = temperatura absoluta da distribuição energética do fluxo térmico.

k = constante de Boltzman.

O espectro epitérmico é o espectro do fluxo de nêutrons em processo de moderação, e sua distribuição é dada por:<sup>(3,26)</sup>

$$\phi(E) dE = \phi_{epi} \frac{dE}{E} \quad 2.2$$

onde

$\phi_{epi}$  = fluxo epitérmico de nêutrons.

O espectro global pode ser então assim representado, de maneira aproximada:

$$\phi(E) dE = \phi_{th} \frac{E}{kT_n} e^{-E/kT_n} \frac{dE}{kT_n} \quad p/ \quad 0 < E < E_{Et} \quad 2.3$$

$$\phi(E) dE = \phi_{th} \frac{E}{kT_n} e^{-E/kT_n} \frac{dE}{kT_n} + \phi_{epi} \frac{dE}{E} \quad p/ \quad E > E_{Et}$$

onde

$E_{Et}$  = energia limiar do espectro epitérmico (epithermal threshold).

Este espectro fica totalmente definido conhecendo-se as grandezas  $\phi_{th}$ ,  $\phi_{epi}$ ,  $T_n$  e  $E_{Et}$ . As grandezas  $\phi_{th}$  e  $\phi_{epi}$  são determinadas experimentalmente, enquanto que  $T_n$  e  $E_{Et}$  são determinadas do espectro teórico obtido do código Hammer<sup>(48)</sup>.

A região térmica do espectro é estendida para  $E > E_{Et}$  para facilitar nos cálculos e o erro introduzido devido a esta simplificação é descrito no capítulo 5.

## 2.2 – Formalismo no Caso de Folhas Finas

A taxa de reações de ativação por unidade de área produzida numa folha de espessura d, fina o suficiente para que possam ser desprezados os efeitos de auto-blindagem e depressão do fluxo, é dada por:<sup>(3)</sup>

$$C = dN \int_0^{\infty} \phi(E) \sigma_{at}(E) dE \quad 2.4$$

onde

$C$  = taxa de reações de ativação por unidade de área da folha (nº de reações/cm<sup>2</sup> seg).

$d$  = espessura da folha (cm)

$\sigma_{at}(E)$  = secção de choque microscópica de ativação da folha na energia  $E$  (cm<sup>2</sup>).

$N$  = densidade de átomos na folha (átomos/cm<sup>3</sup>).

Substituindo-se a equação 2.3 em 2.4, obtém-se:

$$C = \bar{\sigma}_{at} N d \phi_{th} + \phi_{epi} d N \int_{E_{Et}}^{\infty} \sigma_{at}(E) \frac{dE}{E} = C_{th} + C_{epi} \quad 2.5$$

onde

$\bar{\sigma}_{at}$  = secção de choque microscópica de ativação média no espectro térmico, dada por:

$$\bar{\sigma}_{at} = \int_0^{\infty} \sigma_{at}(E) \frac{E}{kT_n} e^{-E/kT_n} \frac{dE}{kT_n} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} g(T_n) \sqrt{\frac{T_0}{T_n}} \sigma_{at}(E_0) \quad 2.6$$

$\sigma_{at}(E_0)$  = secção de choque microscópica de ativação na energia padrão  $E_0 = 0,0253$  ev. (tabelada<sup>(47,25)</sup>)

$T_0$  = temperatura padrão = 293,6° K

$g(T_n)$  = fator não 1/v de Westcott<sup>(55)</sup>, tabelado na mesma referência e definido por:

$$g(T_n) = \frac{\int_0^{\infty} \sigma_{at}(E) \frac{E}{kT_n} e^{-E/kT_n} \frac{dE}{kT_n}}{\int_0^{\infty} \sigma_{at}(E_0) \sqrt{\frac{E_0}{E}} \frac{E}{kT_n} e^{-E/kT_n} \frac{dE}{kT_n}} \quad 2.7$$

$C_{th}$  = ativação produzida pelo espectro térmico

$C_{epi}$  = ativação produzida pelo espectro epitérmico

A integral  $\int_{E_{Et}}^{\infty} \sigma_{at}(E) \frac{dE}{E}$  é chamada de integral de ressonância e é normalmente tabelada com  $E_{Et} = 0,5$  eV<sup>(25)</sup>.

Quando se irradia uma folha fina coberta com cádmio, com nêutrons cujo espectro é dado pela equação 2.3, a taxa de reações na folha é calculada, fazendo-se as seguintes hipóteses<sup>(3)</sup>:

- 1) Despreza-se a contribuição devida a nêutrons térmicos.
- 2) Supõe-se que o cádmio age como um filtro ideal, ou seja, sua secção de choque de

absorção é infinita para  $E < E_{cd}$  e zero para  $E \geq E_{cd}$ .  $E_{cd}$  é chamada de energia de corte do cádmio, e depende das características físicas e nucleares do detector de ativação, bem como da espessura do cobertor de cádmio. Na prática, utiliza-se o cádmio como filtro porque sua secção de choque de absorção possui uma ressonância na energia próxima a 0,1 eV, decaindo rapidamente na energia próxima a 0,5 eV<sup>(47,3)</sup>. Este fato faz com que o cádmio seja um eficiente absorvedor de nêutrons térmicos e relativamente transparente a nêutrons epitérmicos. A determinação da energia  $E_{cd}$  é feita igualando-se a taxa de reações no detector, produzida quando coberto pelo filtro ideal, com a taxa de reações que realmente ocorre com o detector coberto com cádmio<sup>(6,3)</sup>. No item 2.4 é mostrado o procedimento para a determinação de  $E_{cd}$ .

Com estas suposições, utilizando a equação 2.3 e 2.4, temos:

$$C^{CD} = \phi_{epi} dN \int_{E_{cd}}^{\infty} \sigma_{at}(E) \frac{dE}{E} \quad 2.8$$

Tendo-se as equações 2.5 e 2.8, basta determinar  $C$  e  $C^{CD}$  experimentalmente para determinar  $\phi_{th}$  e  $\phi_{epi}$ .

As expressões derivadas dessa maneira, extremamente simples, são válidas, na realidade, somente para o caso em que a espessura da folha é infinitamente pequena, e são aproximações dos casos reais quando os efeitos da espessura da folha podem ser desprezados. De qualquer maneira, devem ser analisados os efeitos que se originam por as folhas possuírem uma certa espessura finita. Estes efeitos são: efeito de auto-blindagem, efeito de depressão do fluxo e espalhamento. Os dois primeiros efeitos se originam de um único fato: quando os feixes de nêutrons existentes num meio atravessam a folha de ativação, sofrem uma atenuação porque uma fração dos nêutrons foi absorvida pela folha nas reações nucleares ocorridas no seu interior.

O efeito de auto-blindagem, como o próprio nome sugere, é o efeito das camadas externas da folha blindarem as camadas internas, provocando o aparecimento de uma distribuição espacial não homogênea do fluxo de nêutrons no interior da folha.

No efeito da depressão do fluxo, ocorre uma diminuição do fluxo neutrônico ao redor da folha de ativação. Em qualquer ponto do meio difusor, num dado instante, o fluxo de nêutrons é composto por nêutrons que estão passando por este ponto pela primeira vez, pela segunda, pela terceira e assim por diante, porque ao passar por este ponto, um nêutron tem uma probabilidade finita de retornar a ele após uma ou várias colisões em outros pontos próximos. Se colocarmos uma folha de ativação neste ponto, o fluxo devido a nêutrons secundários, terciários, etc., irá se reduzir porque uma fração deles foi absorvida na folha nas passagens anteriores, e não são mais disponíveis para retornarem ao ponto em questão.

Cada efeito destes pode ser tratado como uma correção a ser introduzida no resultado obtido sem levá-los em conta (equações 2.5 e 2.8). Desta forma, o resultado corrigido pode ser dado pelas mesmas equações multiplicadas por fatores de correção.

### 2.3 – Formalismo para o Caso de Folhas Espessas Nuas

Não existe um formalismo exato para se calcular a ativação  $C$  produzida numa folha espessa. Recorre-se normalmente a várias aproximações que dão resultados satisfatórios, sendo tanto mais precisos quanto menor for a espessura da folha de ativação.

### 2.3.1 – Fator de Auto-Blindagem

Inicialmente calcula-se a ativação produzida numa folha de espessura  $d$ , com as seguintes suposições, que são posteriormente corrigidas<sup>(3)</sup>:

- O campo de nêutrons é monoenergético.
- O campo de nêutrons possui simetria azimutal.
- A folha de ativação é infinita na direção radial.
- Não existe espalhamento na folha.
- Não existe depressão do fluxo externamente à folha.

A simetria do problema é observada na Figura 2.1.

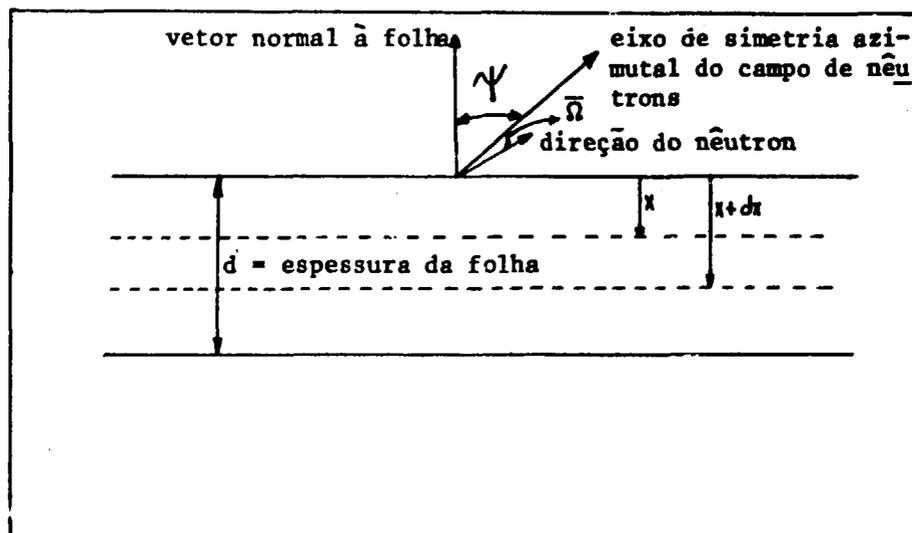


Figura 2.1 – Geometria para o Cálculo do Fator de Auto-Blindagem

A dependência angular do fluxo é representada por:

$$\Phi(\vec{\Omega}) = \frac{1}{4\pi} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) F_{\ell} P_{\ell}(\cos \theta) \quad 2.9$$

onde:

$\theta$  = ângulo entre o eixo de simetria do campo de nêutrons e a direção  $\vec{\Omega}$  considerada.

$F_{\ell}$  = coeficiente de expansão:  $F_0$  = fluxo isotrópico;  $F_1$  = corrente de nêutrons; etc.

$P_{\ell}$  = polinômio de Legendre de ordem  $\ell$ .

É calculada a ativação produzida por este campo de nêutrons (equação 2.9), num elemento de espessura  $dx$  da folha (conforme Figura 2.1), e esta quantidade é então integrada ao longo da espessura da folha. O resultado é o seguinte:

$$C = \frac{\Sigma_{at}}{\Sigma_a} \frac{1}{2} \sum_{\rho=0}^{\infty} (2\rho+1) F_{\rho} \tau_{\rho}(\Sigma_a d) P_{\rho}(\cos \psi) \quad 2.10$$

onde:

$d$  = espessura da folha

$\Sigma_{at}$  = secção de choque macroscópica de ativação da folha

$\Sigma_a$  = secção de choque macroscópica de absorção da folha,

$\psi$  = ângulo entre o eixo de simetria do campo e a normal à folha.

$\tau_{\rho}$  = são funções definidas abaixo:

$$\tau_{\rho}(\Sigma_a d) = \begin{cases} 2 \int_0^1 P_{\rho}(\mu) (1 - e^{-\Sigma_a d/\mu}) \mu d\mu & \rho / \text{par} \\ 0 & \rho / \text{ímpar} \end{cases} \quad 2.11$$

onde

$\mu = \cos \theta$ ; e em particular:

$$\tau_0(\Sigma_a d) = 1 - 2E_3(\Sigma_a d) \quad 2.12$$

onde

$$E_n(x) = \int_0^1 t^{n-2} e^{-x/t} dt, \quad \text{são funções tabeladas (3.41)}$$

Expandindo a equação 2.10 nos dois primeiros termos, temos:

$$C = \frac{\Sigma_{at}}{\Sigma_a} \frac{\phi}{2} [1 - 2E_3(\Sigma_a d)] \quad 2.13$$

onde:

$\phi = F_0 \equiv$  primeiro termo de expansão do fluxo, que corresponde ao termo isotrópico.

Quando a expansão é bloqueada no segundo termo (equação 2.13), obtém-se um resultado no qual  $C$  é proporcional ao fluxo  $\phi$  e é independente da orientação da folha em relação ao campo de nêutrons. Esta relação é comumente empregada justamente por causa destes dois fatos. Sua validade será discutida no ítem 3.5 deste capítulo.

Comparando-se a equação 2.13, com a equação para o caso de folhas finas, (equação 2.4, suprimindo-se a integral), obtemos o fator de auto-blindagem:

$$f_{ab} = \frac{1/2 - E_3(\Sigma_a d)}{\Sigma_a d} \quad 2.14$$

### 2.3.2 – O Efeito do Espalhamento na Folha

Como a secção de choque de espalhamento é menor que a secção de choque de ativação para a maioria das substâncias utilizadas como detectores de ativação, leva-se em consideração somente as duas primeiras colisões dos nêutrons no interior da folha, para calcular o efeito devido ao espalhamento.

Da mesma forma que a discutida no ítem anterior, calcula-se a ativação produzida num elemento de espessura  $dx$  da folha (vide Figura 2.1), por nêutrons que sofrem sua primeira colisão e soma-se à ativação produzida no mesmo elemento por nêutrons que sofrem sua segunda colisão. O resultado é então integrado ao longo da espessura da folha, obtendo-se após reter somente o primeiro termo da expansão<sup>(3)</sup>:

$$C = \frac{\Sigma_{at}}{\Sigma_t} \frac{\phi}{2} [ 1 - 2E_3(\Sigma_t d) + \Sigma_s d \chi(\Sigma_t d) ] \quad 2.15$$

$$\Sigma_t = \text{secção de choque macroscópica total} = \Sigma_a + \Sigma_s$$

$$\Sigma_s = \text{secção de choque macroscópica de espalhamento}$$

$$\chi(\Sigma_t d) = \frac{1}{2\Sigma_t d} \int_0^d [ E_2(\Sigma_t(d-x)) + E_2(\Sigma_t x) ] \cdot [ 2 - \{ E_2(\Sigma_t(d-x)) + E_2(\Sigma_t x) \} ] \Sigma_t dx \quad 2.16$$

O efeito do espalhamento é medido através do  $\Sigma_s d \chi(\Sigma_t d)$ , e é normalmente pequeno (~0,2%) para folhas de Au nuas de 0,01 mm, mas é maior no caso de folhas cobertas, devido ao espalhamento no cobertor de cádmio.

Na referência (18), encontra-se a seguinte aproximação empírica:

$$\chi(\Sigma_t d) = 4.81(\Sigma_t d) - 28.4(\Sigma_t d)^2 + 74.7(\Sigma_t d)^3 \quad \text{p/ } \Sigma_t d \ll 1 \quad 2.17$$

### 2.3.3 – A Correção Necessária pelo Fato da Folha não Ser Infinita na Direção Radial (Efeito de Borda)

A referência (18) investiga este problema cuidadosamente, e apresenta uma solução para o caso de um disco puramente absorvedor (desprezou o espalhamento no interior da folha) de raio R irradiado num campo de nêutrons isotrópico. Mostra que a ativação, quando comparada com a produzida numa folha de raio infinito é aumentada devido a absorção de nêutrons que incidem na borda do disco. Calculando o número de reações que ocorrem a partir destes nêutrons, expressa seu resultado da maneira seguinte:

$$C' = C(1 + \epsilon) \quad 2.18$$

onde

$C'$  = ativação em um disco de raio R e espessura d.

$C$  = ativação em uma placa infinita de espessura d.

$\epsilon$  = fator de correção do efeito de borda, dado por:

$$\epsilon = \frac{2\Sigma_a d}{1 - 2E_3(\Sigma_a d)} \frac{2}{\pi n} [ I(\Sigma_a d) - \Delta(n\Sigma_a d) ]$$

onde

$$n = \frac{2R}{d}, \quad R = \text{raio do disco}$$

$$I(\Sigma_a d) = \frac{2}{\Sigma_a d} \int_0^{\pi/2} \left[ 1 + e^{-\Sigma_a d / \cos \theta} - \frac{2}{\Sigma_a d} (1 - e^{-\Sigma_a d / \cos \theta}) \right] \cdot \sin^2 \theta \, d\theta$$

$$\Delta(n\Sigma_a d) = \int_0^1 E_2(n\Sigma_a d \, \text{sen } \phi) \, d(\cos \phi)$$

Em casos práticos, costuma-se desprezar a contribuição da função  $\Delta(n\Sigma_a d)$  por ser pequena comparada à função  $I(\Sigma_a d)$ . É interessante também, a expansão da função  $I(\Sigma_a d)$  em séries de McLaurin, para casos em que o valor de  $\Sigma_a d$  é pequeno:

$$I(\Sigma_a d) = 1 - \frac{\pi \Sigma_a d}{8} + \dots, \quad \Sigma_a d \ll 1 \quad 2.19$$

Desta maneira, obtém-se o valor aproximado da correção devida ao efeito de borda.

$$\epsilon \approx \frac{2\Sigma_a d}{1 - 2\Sigma_3(\Sigma_a d)} \frac{d}{\pi R} \left(1 - \frac{\pi}{6} \Sigma_a d\right) \quad 2.20$$

### 2.3.4 – Depressão do Fluxo

A correção devida à depressão do fluxo de nêutrons, causada pela presença da folha de ativação, resume-se ao estudo da distribuição espacial do fluxo ao redor da folha. O método utilizado para esta correção é o proposto por Skyrme, T.H.R. e modificado posteriormente por Ritchie e Eldridge<sup>(43)</sup>.

Skyrme calculou a correção na ativação para folhas puramente absorvedoras, na forma de discos, utilizando uma solução aproximada da equação de transporte, em um meio infinito possuindo fontes de nêutrons uniformemente espalhadas. A essência na teoria de Skyrme reside no conhecimento de que o fluxo incidente na folha pode ser restaurado para o seu valor não perturbado, se todo o nêutron que desaparece por absorção, for substituído por outro movendo-se na mesma direção. Esta fonte de nêutrons, fictícia, irá produzir um fluxo equivalente à diferença entre os fluxos não perturbado e perturbado. Portanto, se  $N$  denota a razão de absorções na folha e  $\int \phi ds$  denota a integral do fluxo na superfície da folha produzido pela fonte fictícia, o objetivo, na teoria de Skyrme é calcular o parâmetro  $g$  definido por:

$$\int \phi ds = gN$$

isto é, o fluxo integrado devido à fonte fictícia por unidade de intensidade desta fonte. Skyrme fez a suposição de que a folha de ativação é suficientemente fina a fim de que o problema possa ser resolvido com a teoria de perturbação de primeira ordem.

Na referência (43) encontra-se o mesmo problema, resolvido com muita precisão, mas para o caso de uma folha de raio infinito e sem restrições quanto à espessura, utilizando um método variacional para encontrar a solução da equação de transporte. Posteriormente este resultado foi comparado com um cálculo exato<sup>(56)</sup>. Nesta referência é mostrado que um dos termos da solução obtida por Skyrme era parte de uma expansão em série que poderia ser continuada analiticamente, o que reproduziria resultados melhores para folhas espessas. A partir da solução variacional obtida e da expansão da fórmula de Skyrme, obtém-se uma nova fórmula, denominada "fórmula modificada de Skyrme, que é utilizada para corrigir o efeito da depressão do fluxo.

Esta fórmula, além do fator de depressão do fluxo, tem explícito o fator de auto-blindagem:

$$\frac{\bar{\phi}}{\phi_0} = \frac{[1/2 - E_3(\Sigma_a d)] / \Sigma_a d}{1 + [1/2 - E_3(\Sigma_a d)] g} = f_{ab} \cdot f_{dp} \quad 2.21$$

onde

$$f_{dp} = \frac{1}{1 + [1/2 - E_3(\Sigma_a d)] g} \quad \text{fator de correção da depressão do fluxo.}$$

$$\bar{\phi} = \text{fluxo médio no interior da folha (média espacial)}$$

$$\phi_0 = \text{fluxo não perturbado, existente sem a presença da folha}$$

$$g = g_s(R, L/\lambda) \cdot \left[ \frac{g_v(L/\lambda, \Sigma_a d)}{g_s(R = \infty, L/\lambda)} \right] \quad 2.22$$

R = raio da folha

L = comprimento da difusão do meio

$\lambda$  = caminho livre médio total dos nêutrons do meio

$g_s(R, L/\lambda)$  é o parâmetro devido a Skyrms, e é dado por:

$$g_s(R, L/\lambda) = \frac{3L}{2\lambda} S(2R/L) - k(2R/\lambda, L/\lambda) \quad 2.23$$

onde

$$S(x) = \frac{4x}{3\pi} - \frac{x^2}{8} + \frac{4x^3}{45\pi} - \frac{x^4}{192} + \dots \quad 2.24$$

$g_v(L/\lambda, \Sigma_a d)$  = parâmetro g calculado pelo método variacional.

As funções  $k(2R/\lambda, L/\lambda)$  e  $g_v(L/\lambda, \Sigma_a d)/g_s(R = \infty, L/\lambda)$  são dadas em forma de gráficos na referência (43), respectivamente nas Figuras 8 e 9.

Convém notar que o primeiro termo de  $g_s$  é o termo dominante (no caso é da ordem de 0,5) enquanto que o segundo termo é da ordem de 100 vezes menor. A correção ( $g_v/g_s^{\infty}$ ) sobre  $g_s$ , devida à solução variacional da referência (43) é praticamente inexistente no caso de folhas de 0,013 mm de espessura. A correção global do efeito de depressão do fluxo, no espectro térmico é de 0,3%. Portanto é justificável a determinação das duas funções k e  $g_v/g_s^{\infty}$  na forma de gráficos.

### 2.3.5 – A Relação entre Fluxo e Ativação para uma Folha Espessa

Relacionando os resultados obtidos nos itens 2.3.1, 2.3.2, 2.3.3 e 2.3.4 com a equação da ativação para folhas finas (equação 2.4 para o caso monoenergético), obtemos:

$$C = \frac{\frac{\Sigma_a}{\Sigma_t} \left[ 1/2 - E_3(\Sigma_t d) + \frac{\Sigma_a d}{2} \chi(\Sigma_t d) \right] (1 + e)}{1 + \left[ 1/2 - E_3(\Sigma_a d) \right] g} \phi_0 \quad 2.25$$

Esta é a relação entre fluxo e ativação produzida numa folha nua de espessura d, para nêutrons monoenergéticos, com os efeitos de auto-blindagem, depressão do fluxo e espalhamento na folha corrigidos de maneira aproximada, pois como pode ser observado, cada correção foi calculada de maneira simplificada.

Estas correções foram sempre baseadas assumindo o fluxo isotrópico.

Na referência (10), encontra-se uma discussão a respeito da influência da anisotropia do fluxo de nêutrons na ativação da folha. É calculada numericamente a ativação em uma folha de espessura  $d$  produzida por um campo de nêutrons representado por uma expansão em harmônicos esféricos (leva em consideração a dependência do fluxo em dois ângulos). Conclui-se que o primeiro harmônico angular do fluxo não perturbado, não afeta o fluxo médio no interior da folha de ativação, porém afeta a distribuição espacial do fluxo em torno da folha. Isto significa que o fator de auto-blindagem não é afetado pelo segundo termo da expansão do fluxo, ao passo que é afetado o fator da depressão do fluxo.

Por outro lado, sabe-se que a representação do fluxo com dois termos de sua expansão em harmônicos esféricos leva à aproximação da teoria de difusão<sup>(3,26)</sup>. Com isto em mente, pode-se afirmar que o fator de auto-blindagem na equação 2.25 é válido nas regiões onde a teoria de difusão é válida, ou seja, em regiões afastadas de uns 3 livres caminhos médios das fronteiras entre dois meios diferentes e adjacentes (no caso, as interfaces entre o núcleo, a piscina e as barras de controle e segurança). O fator da depressão do fluxo, pode-se dizer, é válido somente como uma aproximação, e que no caso já é satisfatório, uma vez que apresenta 0,3% de correção num total de 2% (a maior fração é devida à auto-blindagem).

Existem, no entanto, autores que recomendam a substituição do valor do livre caminho médio total  $\lambda$ , pelo valor do livre caminho médio de transporte na equação de depressão do fluxo, equação 2.21, visando a levar em consideração, em parte, a anisotropia do fluxo no efeito de depressão<sup>(3,11,15,18,20,40)</sup>.

Os outros dois efeitos, o do espalhamento e o de borda, também são aproximações que representam uma fração pequena na correção global.

### 2.3.6 – A Ativação de uma Folha Espessa Nua em uma Distribuição Energética do Fluxo de Nêutrons

Para se calcular a ativação produzida por um espectro de nêutrons representado pela equação 2.3, deve-se calcular a integral em energia da equação 2.25:

$$C = \int_0^{\infty} \frac{\frac{\Sigma_{a1}(E)}{\Sigma_t(E)} \left[ 1/2 - E_3(\Sigma_t(E)d) + \frac{\Sigma_s(E)d}{2} \chi(\Sigma_t(E)d) \right] (1 + \epsilon(E))}{1 + \left[ 1/2 - E_3(\Sigma_s(E)d) \right] g(E)} \phi(E) dE \quad 2.26$$

substituindo-se  $\phi(E)dE$  pela equação 2.3.

Esta integral é encontrada resolvida numericamente e tabelada na referência (37), porém sem levar em conta os fatores de depressão do fluxo e efeito de borda.

Uma aproximação comumente empregada, consiste em utilizar a equação 2.26 diretamente, utilizando-se valores médios das seções de choque, definidos por:

$$\bar{\Sigma}_i = \frac{\int \Sigma_i(E) \phi(E) dE}{\int \phi(E) dE} \quad 2.27$$

onde  $i$  representa o tipo específico de secção de choque: absorção, espalhamento, etc. No caso do espectro térmico, o cálculo das secções de choque médias são feitos de maneira simples como mostra a equação 2.6, ao contrário do caso do espectro epitérmico. Isto acontece porque a integração no primeiro caso é estendida até o infinito, porque não introduz erros significativos na maioria dos casos e permite tabular os valores das secções de choque médias, como na referência (55), ao passo que a integração no espectro epitérmico não pode ser estendida e a média dependerá do intervalo de energia adotado, dificultando o tabelamento. Assim, recorreremos aos cálculos numéricos da referência (37) para calcular a equação 2.26 no espectro epitérmico, e recorreremos à aproximação citada acima para calcular a equação 2.26 no espectro térmico. Vale no entanto salientar, que comparando os dois métodos no espectro térmico, encontrou-se diferença somente no terceiro algarismo significativo, justificando a escolha de qualquer dos métodos de acordo com a conveniência.

Na referência (37), citada acima, são tabelados os seguintes fatores, calculados a partir da equação 2.26, com  $g$  e  $e$  igualados a zero:

$$S_2 = \frac{b_0^s(d)}{b_0^a(d)} = \text{fator de correção devido ao espalhamento na folha.}$$

$$G_2 = \frac{b_0^s(d)}{b_0^s(0)} = \text{fator de correção devido à auto-blindagem.}$$

onde

$b_0^s(d)$  = ativação em espectro epitérmico, produzida numa folha nua de espessura  $d$ , levando-se em consideração o espalhamento na folha e o efeito de auto-blindagem (b- "bare"; s- "scattering"; e- "epithermal"; d- "espessura  $d$ ").

$b_0^a(d)$  = mesmo que  $b_0^s(d)$ , porém sem levar em consideração o espalhamento na folha (a- "scattering absent").

$b_0^s(0)$  = ativação em espectro epitérmico produzida numa folha infinitamente fina.

Como  $b_0^s(d)$  corresponde a  $C$  da equação 2.26 integrada no espectro epitérmico, porém sem os efeitos de depressão e borda considerados, e  $b_0^s(0)$  corresponde ao mesmo resultado para folhas infinitamente finas (segundo termo da equação 2.5), temos  $C_{epi}$  sem os dois efeitos corrigidos, dado por:

$$C_{epi} = \phi_{epi} dNS_2 G_2 \int_{E_{Et}}^{\infty} \sigma_{st}(E) \frac{dE}{E} \quad 2.28$$

Note que os parâmetros  $S_2$  e  $G_2$  são calculados de forma relativa, o que minimiza a sua dependência do intervalo de energia adotado na integração. Por outro lado, este intervalo pode ser escolhido especificamente para cada caso, utilizando-se a equação 2.28.

Somando-se a equação 2.28 com o resultado da aproximação referida acima para o espectro térmico, obtém-se a ativação total C produzida numa folha nua de espessura d, irradiada sob um fluxo de nêutrons de espectro energético dado pela equação 2.3:

$$C = \frac{\frac{\bar{\Sigma}_{at}}{\bar{\Sigma}_t} \left[ 1/2 - E_3(\bar{\Sigma}_t d) + \frac{\bar{\Sigma}_a}{2} d \chi(\bar{\Sigma}_t d) \right] (1 + \epsilon(\bar{\Sigma}_a d))}{1 + \left[ 1/2 - E_3(\bar{\Sigma}_a d) \right] \bar{g}} \phi_{th} + \phi_{epi} d NS_2 G_2 \int_{E_{Et}}^{\infty} \sigma_{at}(E) \frac{dE}{E} \quad 2.29$$

Esta é a equação utilizada para as folhas nuas no presente trabalho.

#### 2.4 – Formalismo para o Caso de Folhas Cobertas com Cádmi

O método para se calcular a ativação produzida em uma folha de espessura d, envolvida em cádmio de espessura  $d^{CD}$ , é essencialmente o mesmo que o discutido no ítem anterior. Como os efeitos de depressão do fluxo e de borda são pequenos comparados aos efeitos de auto-blindagem e espalhamento, os primeiros são comumente desprezados para diminuir os cálculos envolvidos. O resultado é uma equação semelhante à equação 2.26<sup>(3,37)</sup>, onde calcula-se somente a ativação produzida pelo espectro epitérmico, devido ao efeito de filtragem do espectro térmico causado pelo envoltório de cádmio. Aqui valem os mesmos comentários a respeito da integração no espectro epitérmico, feitos no ítem 2.3.6, recorrendo-se novamente aos cálculos numéricos da referência (37). Nesta referência, são calculados os seguintes parâmetros relacionados com a ativação em detectores de ativação cobertos com cádmio:

$$S_3 = \frac{C_0^c(d)}{C_0^c(d)} = \text{fator de correção devido ao espalhamento na folha e no detector (c-''covered'').$$

$$G_3 = \frac{C_0^c(d)}{C_0^c(0)} = \text{fator de correção devido à auto-blindagem.}$$

onde

$\overline{C_0^c(d)}$  = ativação em uma folha de espessura d, envolvida em cádmio, corrigindo os efeitos de espalhamento e auto-blindagem.

$C_0^c(d)$  = mesmo que  $\overline{C_0^c(d)}$ , porém sem corrigir o espalhamento.

$C_0^c(0)$  = ativação em uma folha de espessura infinitamente pequena, envolvida em cádmio.

$C_e^s(d)$  corresponde ao valor desejado  $C^{CD}$  e  $C_e^s(0)$  é o valor correspondente para folhas finas, utilizado na equação 2.8. Portanto, para folhas espessas cobertas com cádmio, temos:

$$C^{CD} = \phi_{epi} d N S_3 G_3 \int_{E_{cd}}^{\infty} \sigma_{at}(E) \frac{dE}{E} \quad 2.30$$

Para determinar  $E_{cd}$ , deve-se calcular a ativação produzida em uma folha infinitamente estreita envolvida em cádmio de espessura  $d^{CD}$  e igualá-la à ativação produzida na mesma folha envolvida em um filtro ideal de energia de corte igual a  $E_{cd}$ . Utilizando o método descrito no item 2.3.1, esta igualdade é dada por<sup>(3)</sup>:

$$\int_0^{\infty} \sigma_{at}(E) E_2(\Sigma_a^{CD}(E) d^{CD}) \frac{dE}{E} = \int_{E_{cd}}^{\infty} \sigma_{at}(E) \frac{dE}{E} \quad 2.31$$

onde o 1º termo dá a ativação que ocorre na folha coberta com cádmio e o 2º termo quando coberta com o filtro idealizado. Esta equação é resolvida numericamente, e a igualdade é alcançada iterativamente ajustando-se  $E_{cd}$ <sup>(6)</sup>.

## 2.5 – A interferência entre Várias Folhas

Para se estudar a interferência entre duas folhas vizinhas nuas ou entre uma folha nua e outra coberta com cádmio, é necessário saber a distribuição do fluxo de nêutrons ao redor da folha de ativação. Este problema pode ser tratado de maneira simples, utilizando a teoria de difusão, já que não estamos interessados na distribuição do fluxo na vizinhança próxima da folha, e sim, na vizinhança mais afastada, em geral de vários livres caminhos médios. Assim, o fluxo ao redor da folha é dado por:<sup>(41)</sup>

$$\frac{\phi(Z)}{\phi_0} = 1 - \frac{(L/\lambda_{tr}) f(\Sigma_a d) [ e^{-Z/L} - e^{-\sqrt{(R^2 + Z^2)}/L} ]}{1 + (L/\lambda_{tr}) f(\Sigma_a d) [ 1 - e^{-R/L} ]} \quad p/ \quad Z \gg \lambda_g \quad 2.32$$

onde

$$f(\Sigma_a d) = \frac{1/2 - E_3(\Sigma_a d)}{1/3 - E_4(\Sigma_a d)}$$

$\phi(Z)$  = fluxo à distância  $z$  da folha de raio  $R$ , no eixo de simetria.

$\phi_0$  = fluxo não perturbado pela folha.

$\lambda_{tr}$  = livre caminho médio de transporte.

$\lambda_g$  = livre caminho médio de espalhamento.

### 2.6 – Formalismo para a Determinação Experimental da Ativação

No decorrer da irradiação, o número de átomos radioativos presentes na folha, no instante  $t_i$ , obedece à seguinte equação:

$$dn(t_i) = -\lambda n(t_i) dt_i + CS dt_i \quad 2.33$$

onde

$dn(t_i)$  = variação no número de átomos radioativos no instante  $t_i$  durante a irradiação.

$-\lambda n(t_i)dt_i$  = número de átomos radioativos que decaem no intervalo de tempo  $dt_i$  no instante  $t_i$ .

$\lambda$  = constante de decaimento definida de maneira que  $\lambda dt_i$  = probabilidade de um determinado átomo decair no intervalo de tempo  $dt_i$ .

$CSdt_i$  = número de átomos radioativos formados no intervalo de tempo  $dt_i$ .

$S$  = área da folha

$C$  = ativação da folha

Resolvendo a equação 2.33, impondo que  $n(t_i=0) = 0$ , obtemos o número de átomos radioativos existentes no instante  $t_i$  durante a irradiação:

$$n(t_i) = \frac{CS}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_i}) \quad 2.34$$

Após a irradiação, o balanço de átomos radioativos obedecerá a equação 2.33 com o termo de formação suprimindo, que resolvida com a imposição  $n(t=0) = n(t_{\text{irrad}})$ , obtém-se:

$$n(t) = \frac{CS}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_{\text{irrad}}}) e^{-\lambda t} \quad 2.35$$

$t_{\text{irrad}}$  = tempo total de irradiação

A atividade em desintegrações por unidade de tempo é dada por:

$$A(t) = \lambda n(t) = CS (1 - e^{-\lambda t_{\text{irrad}}}) e^{-\lambda t} \quad 2.36$$

Para determinar  $C$  experimentalmente, a radioatividade da folha é contada com um detector com capacidade para detectar o tipo de radiação emitido pela folha, durante um intervalo de tempo  $\Delta t = t_2 - t_1$ , contando a partir do final da irradiação;  $t_1$  é comumente chamado de tempo de espera.

O número de registros assim obtido é dado por:

$$\text{conts} = \eta \int_{t_1}^{t_2} A(t) dt + BG \quad 2.37$$

$\eta$  = eficiência do sistema de detecção: número de registros por desintegração.

BG = contagem de fundo (contagens registradas que não são provenientes da amostra).

Substituindo-se 2.36 em 2.37, obtemos:

$$C = \frac{(\text{conts} - BG) \lambda}{S\eta(1 - e^{-\lambda t_{\text{irrad}}}) (e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2})} \quad 2.38$$

Quando  $\Delta t \ll \frac{1}{\lambda}$ ,  $(\text{conts} - BG) \approx A(t)\Delta t$ , já que  $A(t) \approx \text{cte. em } \Delta t$ .

Aplicando-se a aproximação, obtemos:

$$C = \frac{(\text{conts} - BG)}{S\eta \Delta t (1 - e^{-\lambda t_{\text{irrad}}}) e^{-\lambda t_1}} \quad 2.39$$

Desta maneira, determina-se C a partir das equações 2.38 ou 2.39.

### 3 – ARRANJO EXPERIMENTAL

#### 3.1 – O Núcleo do Reator IEA-R1

O núcleo do reator IEA-R1 consiste basicamente em um arranjo cúbico de elementos combustíveis inseridos numa placa matriz, juntamente com refletores de nêutrons, dispositivos de irradiação e detectores de nêutrons. A placa matriz é sustentada por uma estrutura de alumínio e contém furos dentro dos quais os elementos combustíveis e refletores de grafita são encaixados para os diversos arranjos críticos possíveis. Um desenho do núcleo do reator IEA-R1, juntamente com o esboço da estrutura de sustentação e demais dispositivos podem ser observados na Figura 3.1.

##### 3.1.1 – O Elemento Combustível

Na Figura 3.2 observa-se o desenho de um elemento combustível do IEA-R1. Este elemento foi fabricado pela "United Nuclear Corporation", sendo do tipo MTR (material testing reactor), composto por 18 placas planas paralelas. Estas placas são montadas num estojo constituído de duas guias de alumínio com ranhuras. Na parte de baixo do estojo está montado o suporte do elemento, que é usinado na forma cilíndrica, para encaixar na placa matriz.

As placas de combustível, esboçadas na Figura 3.3 são fabricadas em forma de sanduíche, tendo na região central uma liga de urânio-alumínio de espessura 0,51 mm possuindo 46% em peso de urânio enriquecido a 93% em  $^{235}\text{U}$ . As camisas de alumínio que envolvem a liga U-Al possuem 0,51 mm de



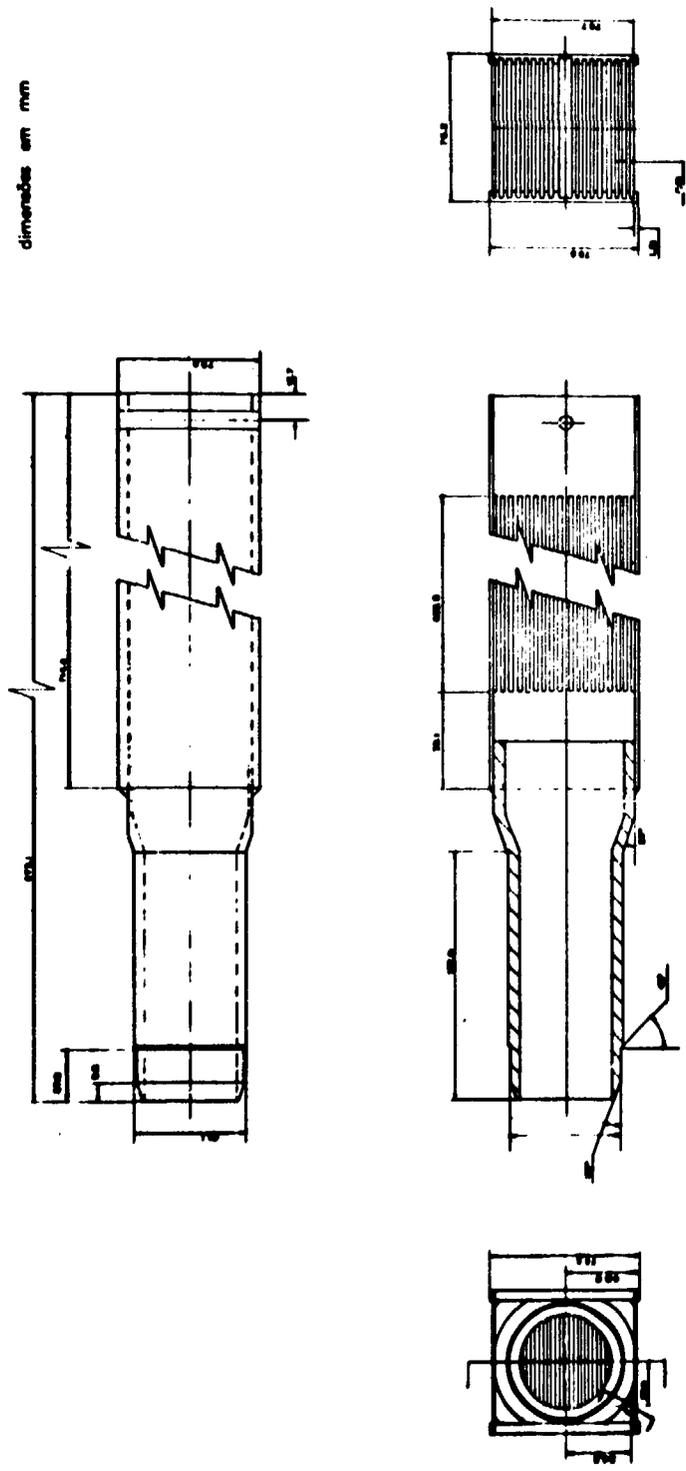


Figura 3.2 - Esboço do Elemento Combustível

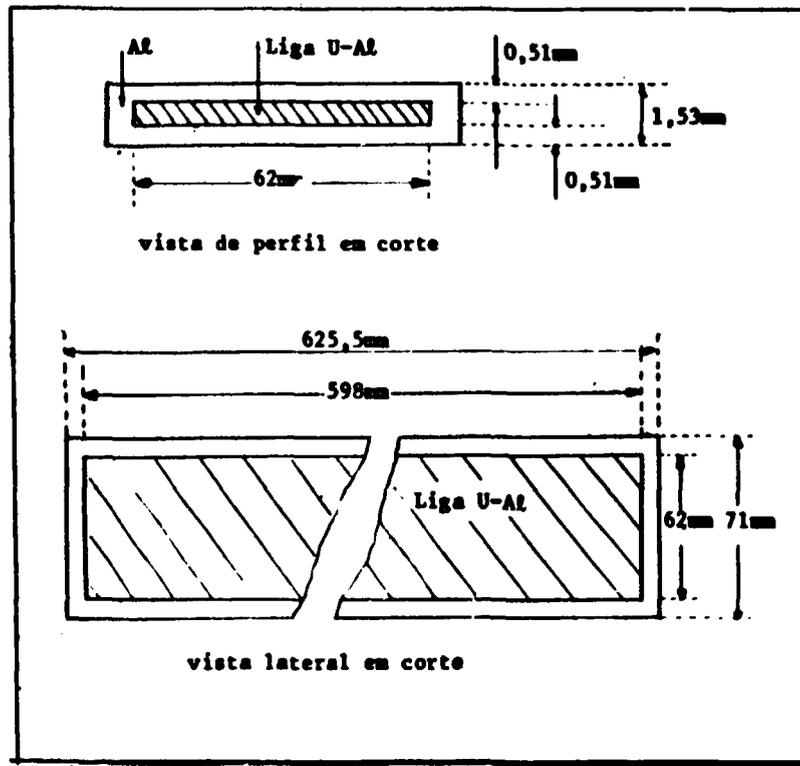


Figura 3.3 – Esboço das Placas de Combustível

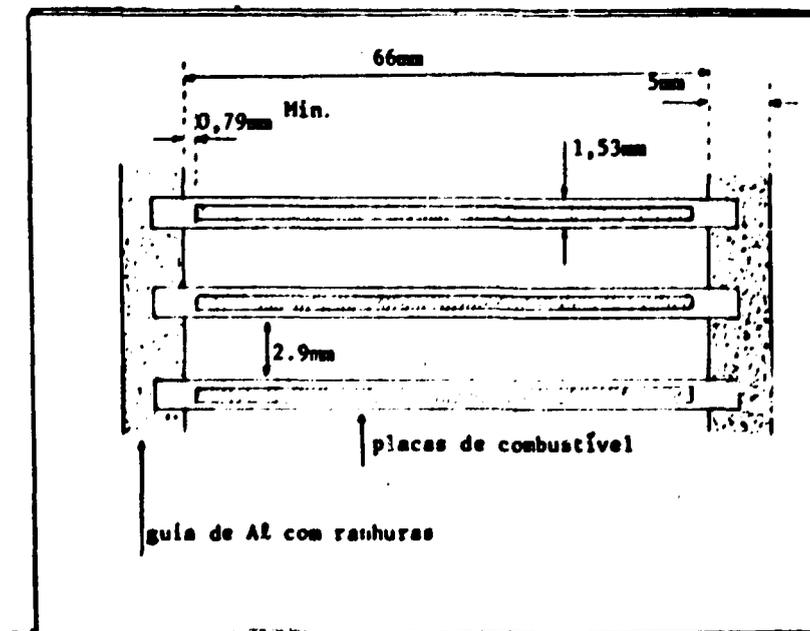


Figura 3.4 – Detalhe do Arranjo das Placas no Elemento Combustível

espessura, sendo portanto 1,53 mm a espessura total da placa. A quantidade de  $^{235}\text{U}$  por placa é, em média, 10,3 gramas; a largura ativa da placa é de 62 mm em média e o comprimento ativo de 598 mm em média. A Figura 3.4 mostra um detalhe do arranjo das placas no elemento combustível.

### 3.2 – Dispositivos para a Irradiação de Folhas no Reator

#### 3.2.1 – As Folhas de Ativação

As folhas de ativação utilizadas no trabalho são discos de ouro de 8 mm de diâmetro e 0,013 mm de espessura. O diâmetro dos discos foi escolhido de maneira a satisfazer os seguintes critérios:

- 1º) Sabendo-se que um certo número de discos seria coberto com cádmio, procurou-se minimizar as dimensões de maneira a diminuir a queda de reatividade do reator com a presença de vários detectores cobertos no interior do núcleo. Outros autores utilizam discos com diâmetros maiores, porém para outras finalidades.
- 2º) Para determinar a atividade absoluta das folhas, é utilizado o equipamento  $4\pi\beta\gamma$  existente na coordenadoria de física nuclear. Neste equipamento, a atividade de folhas com este diâmetro é determinada frequentemente devido a padronizações.

O ouro foi escolhido porque é considerado um nuclídeo padrão devido a suas propriedades altamente favoráveis nas medidas de fluxo absoluto de nêutrons, encontrando-se na literatura, com precisão relativamente boa, os parâmetros envolvidos no método<sup>(3,47,27,55,1)</sup>. A obtenção destes discos foi feita por meio de corte de folhas maiores de dimensões 150 x 150 mm x 0,013 mm adquiridas da "Goldfellow Metals Ltd". (Inglaterra), com uma pureza de 99,99%. O dispositivo de corte utilizado é do tipo estampo manual construído para este fim na oficina do IEA. Não é possível cortar as folhas diretamente com este estampo, porque a folga deste é maior que a espessura da folha, ocasionando enrugamentos. Contorna-se este problema cortando as folhas de Au juntamente com duas folhas de papel de cada lado.

Após o corte das folhas, as mesmas são pesadas uma a uma utilizando-se uma balança Mettler H35 (precisão de décimos de miligrama) e suas massas são registradas para monitorar as imprecisões no corte.

#### 3.2.2 – Cobertores de Cádmio

As caixas de cádmio, esboçadas na Figura 3.5 e utilizadas para envolver as folhas de ativação, foram construídas com cuidados especiais, já que é necessário que possuam uma espessura suficiente para blindar os nêutrons térmicos com eficiência satisfatória, e ao mesmo tempo devem ser estreitas o suficiente para que possam ser inseridas e retiradas sem empenarem no espaço entre duas placas de combustível. Este espaço é nominalmente de 2,9 mm de acordo com a especificação do fabricante, mas sabe-se, por experiência, que enquanto os elementos combustíveis sem uso estão de acordo com esta especificação, nos elementos utilizados esta dimensão pode diminuir até em 0,5 mm (estimativa). Atribui-se este fenômeno à possibilidade de as placas de combustível estufarem por causa da formação de gases e de danos na estrutura cristalina, provocados pelos produtos de fissão.

As caixas de cádmio foram construídas a partir de chapas do mesmo material de espessura nominal de 0,6 mm laminadas na coordenadoria de metalurgia do IEA. Para laminá-las utilizou-se sucata de cádmio existente no laboratório que foi previamente derretida e eliminada a borra composta principalmente de óxido de cádmio. Não foi feita a análise química da pureza deste material, mas ao irradiá-lo no reator observou-se que a única atividade observável resultante é de origem do decaimento

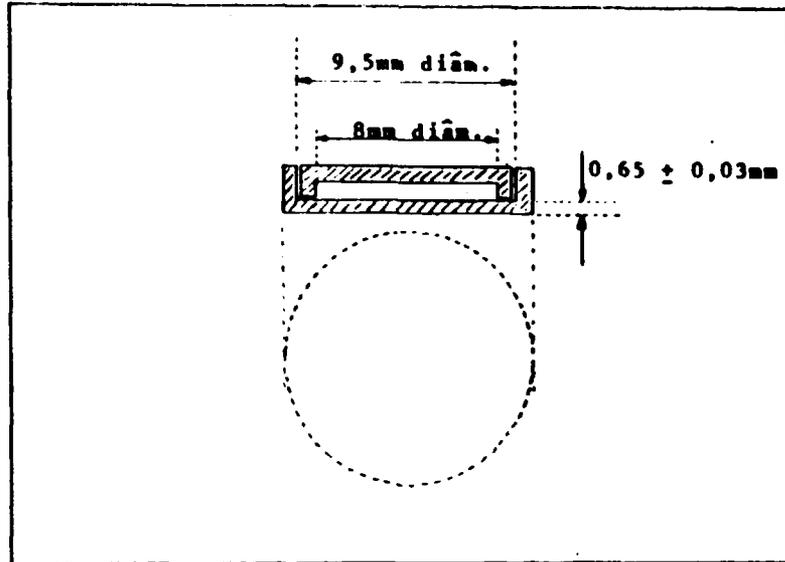


Figura 3.5 - Esboço das Caixas de Cádmió

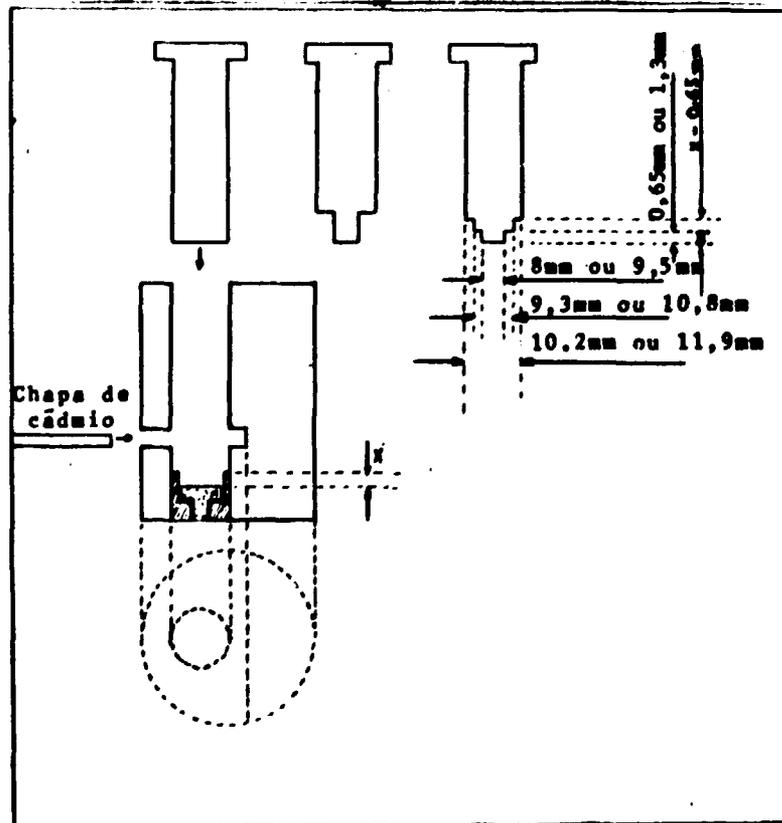


Figura 3.6 - Dispositivo para a Confeção das Caixas de Cádmió

do  $^{115}\text{Cd}$  formado pela reação  $^{114}\text{Cd}(n,\gamma)^{115}\text{Cd}$ . Nesta observação não foi possível a identificação de alguma atividade radioativa de tempo de meia vida curta que porventura existisse, mas dada a origem do material e a forma de laminá-lo, pôde-se considerá-lo satisfatoriamente puro, com boa margem de segurança. Esta segurança advém do fato de a transparência a nêutrons térmicos teórica de um disco de cádmio puro com estas dimensões é da ordem de  $10^{-6}$  enquanto que a imprecisão relativa nas nossas medições é da ordem de  $10^{-2}$ .

O dispositivo utilizado para a confecção das caixas de cádmio está esboçado na Figura 3.6. Foi construído especialmente para este fim com aço usinável sem tempera, consistindo de 3 pinos que são introduzidos numa mesma matriz consecutivamente para: 1º) cortar um disco na chapa de cádmio laminada; 2º) para dobrar esse disco cortado e 3º) para dobrar o disco dobrado de maneira a se obter uma parte da caixa com as dimensões desejadas. Para se obter a outra parte da caixa de cádmio, um dispositivo semelhante é utilizado, com as dimensões alteradas. Este dispositivo mostrou ser bastante eficiente, permitindo a obtenção de caixas de cádmio com alto grau de reprodutibilidade.

Após a confecção, as caixas de cádmio foram lavadas com detergente e posteriormente deixadas durante uma hora em uma solução de hidróxido de amônio 1N e em seguida lavadas com água destilada e secas em uma estufa.

### 3.2.3 – Suporte das Folhas de Ativação

Para suportar as folhas de ativação no interior do núcleo do reator, foram utilizadas placas de lucite. Este material foi escolhido principalmente porque do ponto de vista dos nêutrons, ele se assemelha à água e também porque possui flexibilidade mecânica de modo a acompanhar pequenas torções existentes nas placas de combustível; não é muito dispendioso e é de fácil manuseio. Por outro lado, não é aconselhável irradiá-lo sem testes prévios, devido à possibilidade de se trincar no interior do reator colocando em risco o elemento combustível. Foram feitos testes de resistência à radiação, colocando-se placas de lucite de  $30 \times 80 \times 2$  mm no guia de irradiação, não se notando variações nas propriedades mecânicas do material com exceção da coloração, que mudou sensivelmente. No entanto, nestes testes nunca foi ultrapassado o limite de exposição de  $10^{14}$  n/cm<sup>2</sup>.

Uma placa-suporte de lucite está esboçada na Figura 3.7. As placas foram construídas a partir de chapas de dimensões nominais de  $2000 \times 2000 \times 2$  mm. Estas chapas são formadas por deposição, originando uma variação muito acentuada na sua espessura. Várias medidas mostraram que a espessura varia de 1,8 a 2,3 mm.

As folhas de Au foram colocadas juntamente com dois discos de lucite em furos previamente feitos nas placas-suporte. Estes discos de lucite foram colados à placa-suporte preenchendo-se com cola pequenas depressões no limite entre o disco e a placa-suporte, depressões estas provocadas com ferro de soldar elétrico, como pode ser observado na Figura 3.8. A cola utilizada é preparada misturando-se cavacos de lucite com clorofórmio numa proporção que permita a obtenção de uma mistura homogênea e pastosa. Após esta operação as placas foram lixadas e lavadas.

As folhas de Au cobertas com cádmio, foram colocadas de maneira semelhante, substituindo-se os discos de lucite pelas caixas de cádmio. No interior destas, colocou-se juntamente com a folha de Au, uma pequena quantidade de algodão, que serve para manter a folha colada à parede da caixa de cádmio. Tomou-se o cuidado de se colocar todas as caixas orientadas da mesma maneira em todas as placas. Para prender estas caixas nas placas-suporte, utilizou-se uma fita de alumínio colante produzida pela 3M, que mostrou ser bastante eficiente no que toca ao desprendimento ou vazamento de água. Detalhes desta montagem podem ser vistos na Figura 3.9.

Numa das extremidades das placas-suporte, existe um furo de 40 mm que serve para removê-las do reator e, nesta mesma extremidade colocou-se uma tira de alumínio colante para que as placas pudessem ser observadas de borda da placina do reator. Do lado de cada folha de ativação existe uma

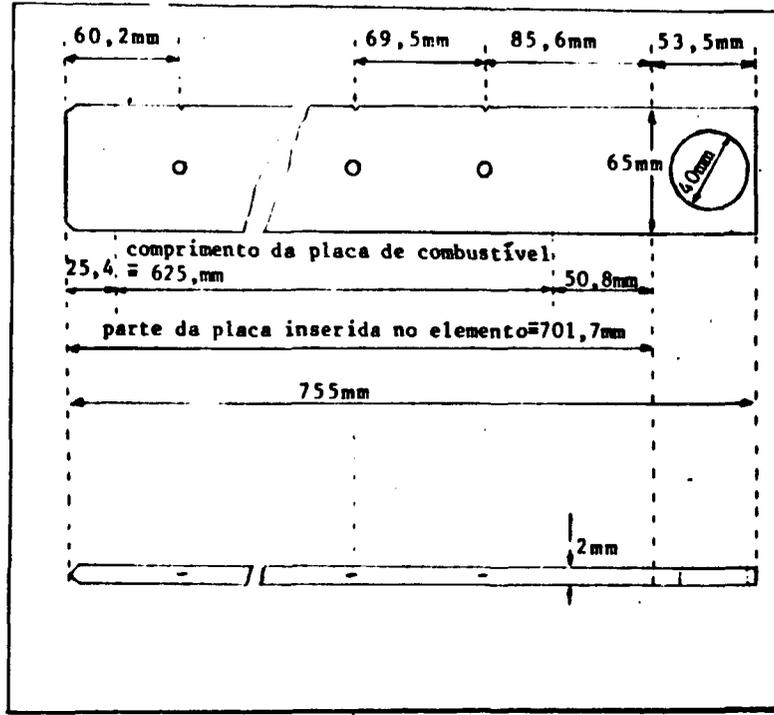


Figura 3.7 - Esboço das Placas-Suporte de Folhas

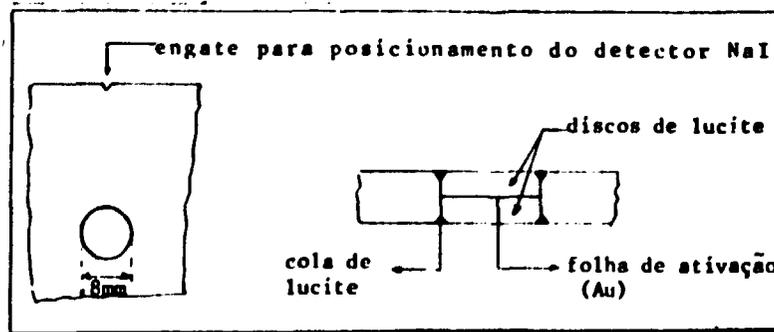


Figura 3.8 - Detalhe da Montagem de uma Folha Nua

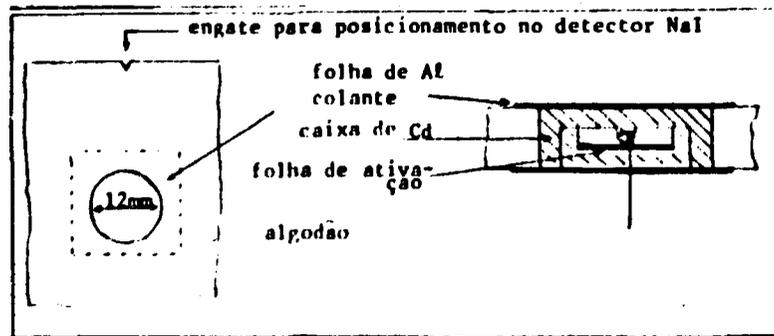


Figura 3.9 - Detalhe da Montagem de uma Folha Coberta

ranhura alinhada com a folha, que serve para posicionar a folha em frente ao detector de NaI por meio de engate. Convm salientar que estas ranhuras de engate foram feitas antes dos furos que recebem as folhas de ativação, os quais, por sua vez, foram feitos utilizando o mesmo mecanismo de posicionar utilizado posteriormente nas contagens. Este pormenor minimiza os erros de posicionamento das folhas em frente ao detector NaI.

O número de folhas de ativação por placa é 9 e o espaçamento é de 69,5 mm. Este espaçamento foi assim escolhido para que cada ponto no interior do núcleo, no qual o fluxo é medido, possua 6 pontos vizinhos aproximadamente equidistantes ao colocar-se uma placa-suporte em cada elemento combustível.

### 3.2.4 – Dispositivo para Inserir as Placas-Suporte no Reator

Como pode ser observado na Figura 3.1, o topo do núcleo do reator está a uma profundidade da ordem de 7 metros em relação à borda da piscina e da ordem de 6 metros em relação à superfície da água. Foi necessário construir um dispositivo que operado na superfície, leve as placas-suporte ao interior do núcleo, no espaço desejado. A Figura 3.10 mostra um esboço deste dispositivo, bem como o detalhe do encaixe no elemento combustível. Este dispositivo, construído com lucite, consta de um guia que posiciona e prende a placa-suporte, na posição desejada. O conjunto guia e placa é levado até o topo do núcleo do reator por meio de um tubo de alumínio, e por tentativa, encaixa-se o guia no elemento combustível desejado. O encaixe é feito no pino de transporte do elemento combustível. Uma vez encaixado o guia no elemento, solta-se a presilha que prende a placa-suporte ao guia e esta é introduzida no interior do elemento por gravidade. De maneira geral, este dispositivo mostrou ser de grande utilidade apesar de requerer alguns cuidados na sua operação, pois existe a possibilidade de a placa-suporte não cair no espaço desejado.

## 3.3 – Sistema para Medir a Atividade Relativa das Folhas Ativadas

### 3.3.1 – Descrição do Sistema

Para determinar a atividade relativa das folhas ativadas no reator, utilizou-se um detector de radiação gama do tipo cristal cintilador de iodeto de sódio ativado com tálio (NaI) de geometria cilíndrica de 3" de diâmetro e 3" de altura, marca Bicron – modelo 3M3, série K777. Este detector já vem montado a uma válvula fotomultiplicadora e todo o conjunto está blindado contra campos magnéticos e luz. À saída da fotomultiplicadora foi ligado um pré-amplificador de pulsos marca Ortec modelo 276, de constante de tempo de 50  $\mu$ s. O conjunto detector e válvula fotomultiplicadora foi montado, como pode ser visto na Figura 3.11, sobre uma mesa de madeira compensada de 30 x 30 cm. Sobre esta mesa foi montado o colimador e a blindagem do cintilador, e em cima do colimador foi montado o posicionador que permite que se posicione as folhas de ativação em frente ao orifício do colimador através do engate que existe nas placas-suporte, como é observado na Figura 3.12.

Todo esse conjunto, ou seja, mesa, detetor e fotomultiplicadora, colimador e posicionador, foi montado sobre uma caixa cúbica de chumbo virada para baixo, para efeito de blindagem da radiação de fundo e todo o sistema assim construído é apoiado sobre a mesa de trabalho.

A preocupação básica nesta montagem foi a de se conseguir um sistema rígido para obter o máximo de reprodutibilidade no posicionamento de folhas, pois este é um item que define a precisão das medidas. A reprodutibilidade deste sistema, estimada no decorrer das medidas, é de 0,05%.

O colimador e a blindagem do cintilador possuem uma espessura de 3,5 cm resultando em um coeficiente de transmissão de radiação gama de 412 keV do  $^{198}\text{Au}$  de incidência direta menor que 0,1%. O ângulo do colimador é de 21° de maneira que a espessura de chumbo que a radiação das folhas vizinhas deve vencer é sempre maior que 3,5 cm.

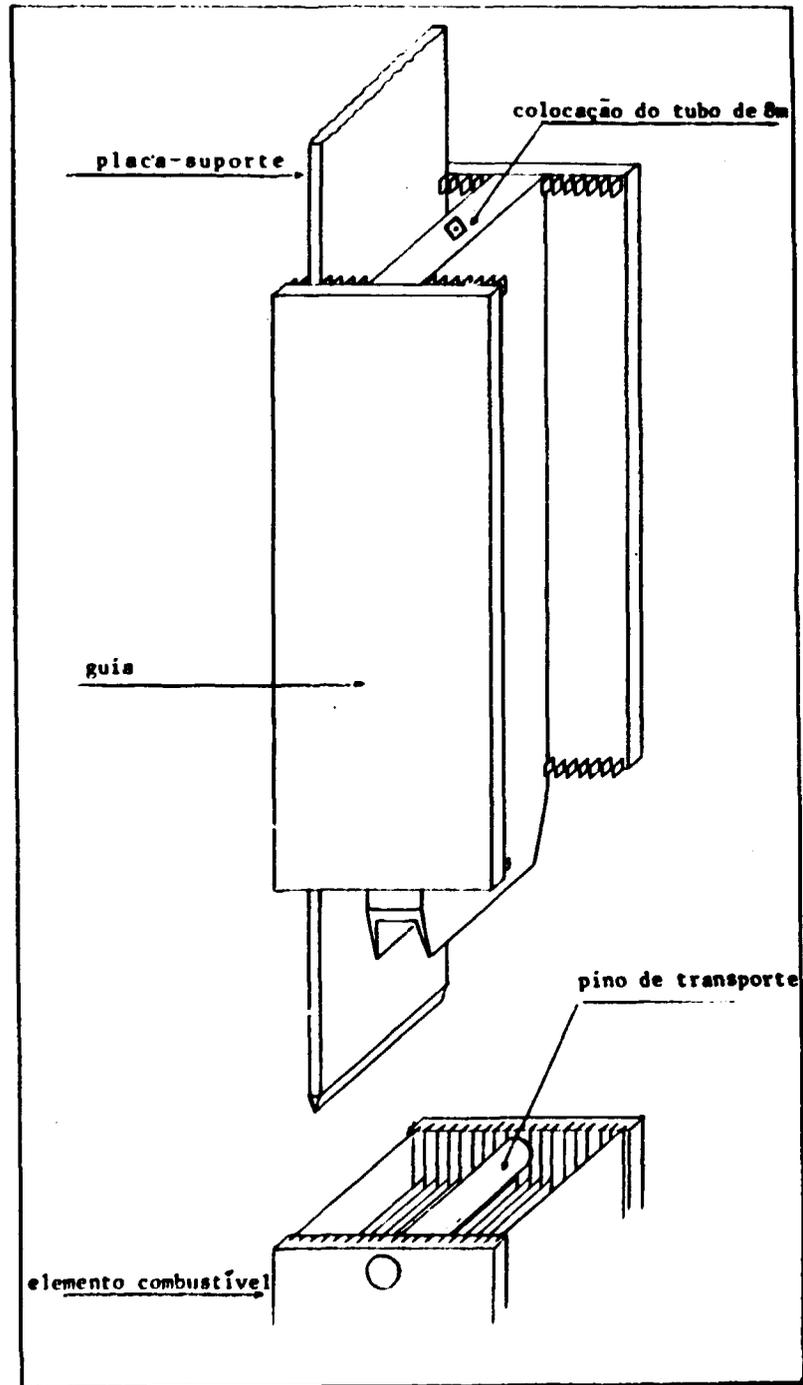


Figura 3.10 - Esboço do Dispositivo para Introduzir Placas-Suporte de Folhas no Núcleo do Reator

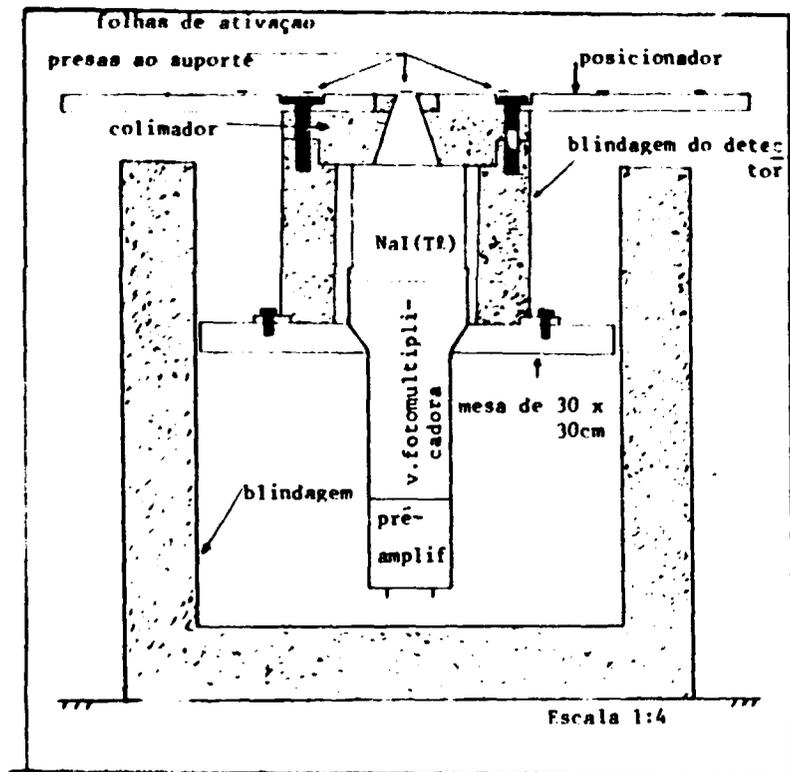


Figura 3.11 – Dispositivo para Contagem das Folhas Ativadas

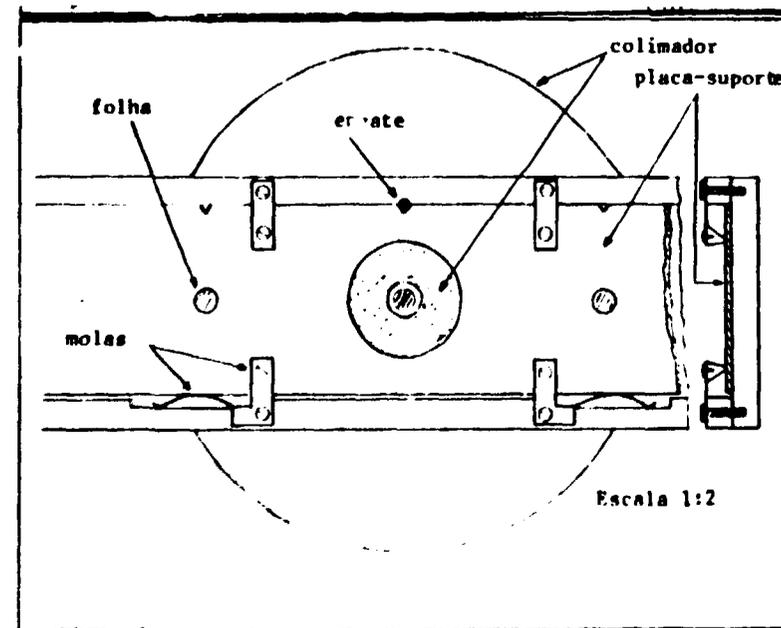


Figura 3.12 – Posicionador das Folhas Ativadas

### 3.3.2 – Descrição do Circuito Eletrônico Associado ao Detetor NaI

O circuito eletrônico utilizado em conjunto com o detetor e fotomultiplicadora está esquematizado na Figura 3.13. Este circuito consta de:

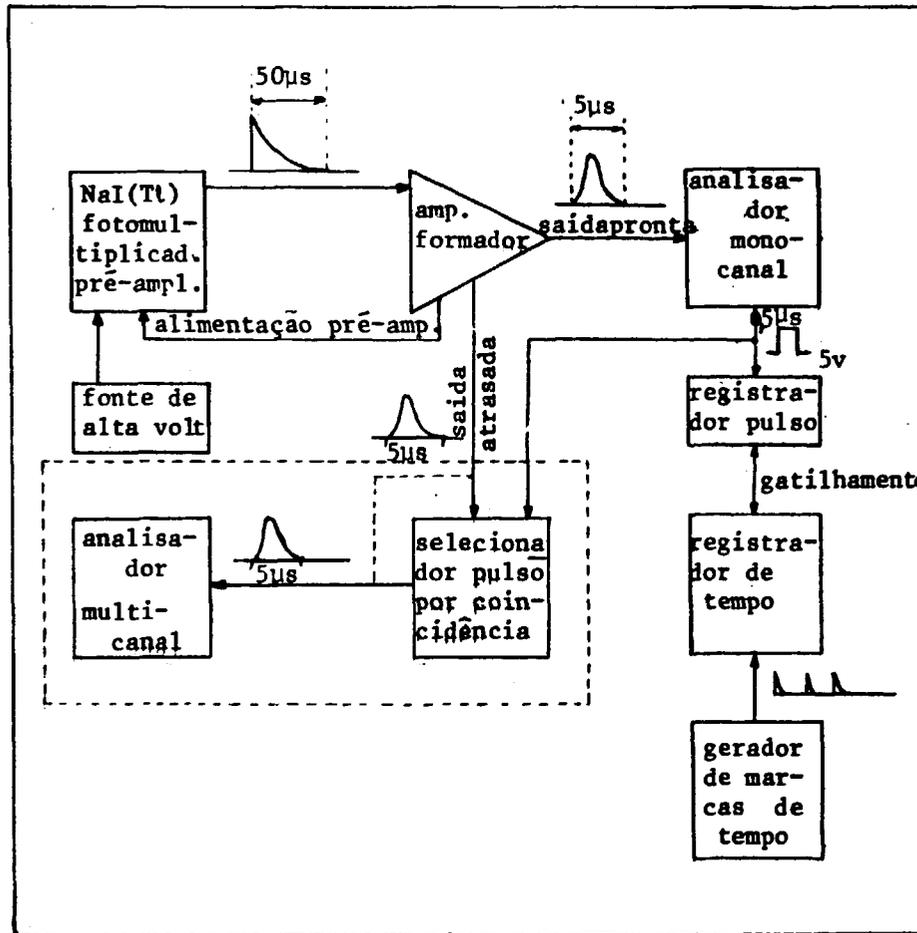


Figura 3.13 – Circuito Eletrônico Associado ao Detetor NaI

- 1) Um pré-amplificador de pulsos na saída da fotomultiplicadora, marca Ortec modelo 276, com constante de tempo de  $50 \mu\text{s}$ .
- 2) Um amplificador e formador de pulsos, marca Camberra, modelo 1412. Recebe os pulsos do pré-amplificador, amplifica-os e forma-os de acordo com as constantes de tempo de integração e diferenciação estabelecidos. Além disto, possui o ajuste para cancelamento de polo-zero e restauração da linha de base.
- 3) Analisador monocanal, marca Ortec, modelo 455. Recebe os pulsos do amplificador, analisa sua altura e emite um pulso quadrado de  $5 \text{ V}$  de altura e  $0,5 \mu\text{s}$  de duração quando a altura do pulso de entrada está entre os limites pré-fixados.

- 4) Registrador de pulsos, marca Ortec modelo 772. Registra o número de pulsos provenientes do analisador monocanal.
- 5) Registrador de tempo Ortec modelo 431, comandando ou comandado pelo registrador de pulsos.
- 6) Gerador de marcas de tempo, marca Tektronix, modelo 184, utilizado como relógio.
- 7) Seleccionador de pulsos por coincidência, marca Ortec modelo 426. Recebe os pulsos atrasados do amplificador, e se coincidir de receber também o pulso emitido pelo analisador, emite um pulso de mesma forma e amplitude que o recebido do amplificador. Com este arranjo, pode-se separar os pulsos provenientes do amplificador que obedecem as condições estabelecidas no analisador monocanal.
- 8) Analisador multicanal, marca TNC, modelo CN 256 que registra o espectro de altura de pulsos provenientes diretamente do amplificador ou do seleccionador.

Os dois últimos são úteis somente para a calibração ou para verificação periódica grosseira das condições estabelecidas no circuito.

## 4 – EXPERIÊNCIAS E RESULTADOS

### 4.1 – Irradiação das Folhas no Reator

Um total de 333 folhas de ouro de 8 mm de diâmetro e 0,013 mm de espessura, sendo 162 folhas nuas e 171 folhas cobertas, foram irradiadas no interior do núcleo do reator. Para acomodá-las utilizou-se as placas suporte descritas no item 2.3 do capítulo 3. As operações de carga e descarga das folhas foram feitas com o reator desligado. O arranjo crítico do reator na ocasião da irradiação está esquematizado na Figura 4.1 e a disposição das folhas na Figura 4.2.

Em cada elemento combustível acomodou-se duas placas-suporte de folhas, sendo uma das folhas nuas e a outra de folhas cobertas com cádmio.

Convém salientar que idealmente os dois grupos de folhas ocupariam os mesmos espaços em duas irradiações consecutivas de maneira a separar os fluxos térmico e epitérmico. Porém, existe o problema de mudança na distribuição espacial dos fluxos, provocada pela diferença de absorções entre os dois grupos de folhas, ou seja, as cobertas absorvem muito mais nêutrons que as nuas, baixando a reatividade do reator que deve ser compensada com o levantamento das barras de controle.

Como pode ser observado na Figura 4.1, cada um dos elementos do arranjo crítico do reator pode ser localizado dando-se o número da linha e o número da coluna. Assim pode-se mostrar que os elementos combustíveis nas posições 83, 84 não recebem folhas de ativação porque não é possível o acesso a essas posições, enquanto que o elemento na posição 53 ficou sem a placa de folhas nuas porque esta caiu durante ao carregamento.

As placas-suporte foram inseridas no quinto espaço a partir da borda dos elementos combustíveis (veja Figura 4.3), com exceção de duas placas: a placa suporte de folhas nuas da posição 46 que caiu no 4º espaço e a placa-suporte de folhas cobertas, da posição 77 que ficou entre os dois elementos 77 e 87.

Com as dimensões observadas na Figura 4.3 e sabendo-se que verticalmente as folhas estão dispostas de acordo com a Figura 3.7, pode-se determinar a posição de cada folha em relação a um

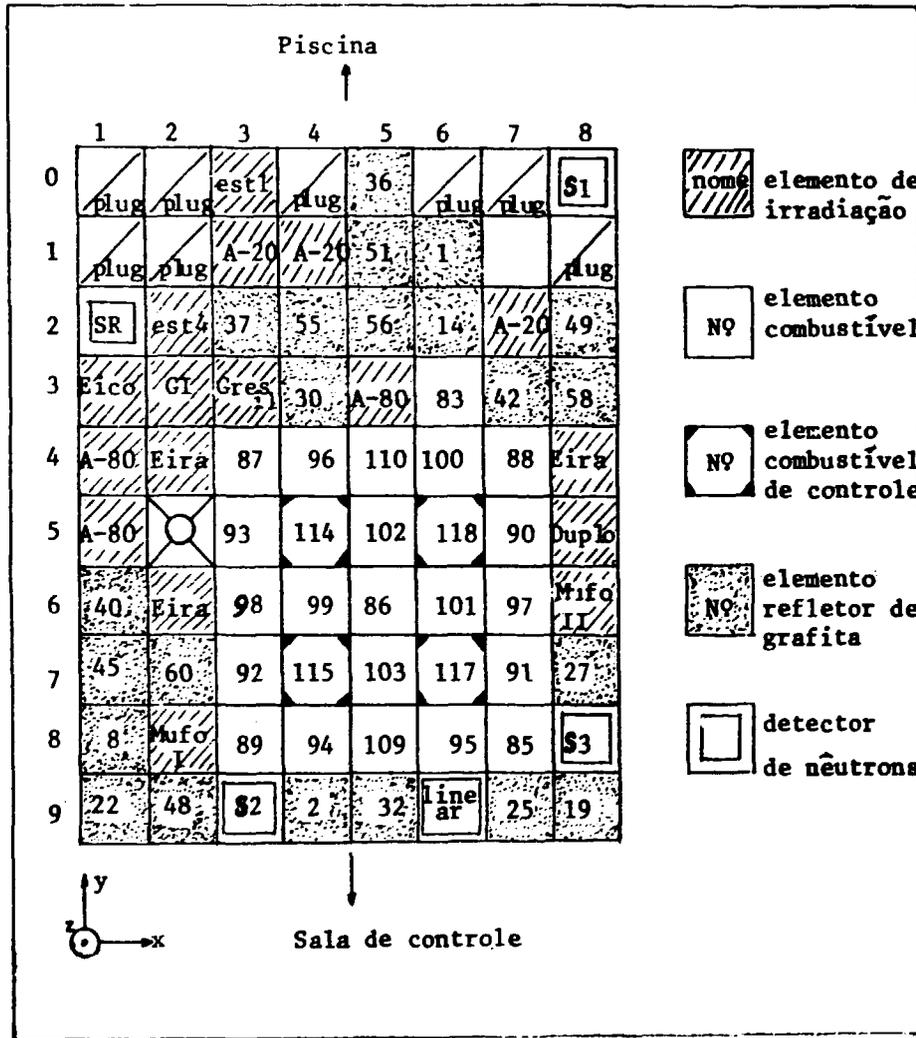


Figura 4.1 - Esquematização do Arranjo Crítico do Reator na Ocasão da Medida

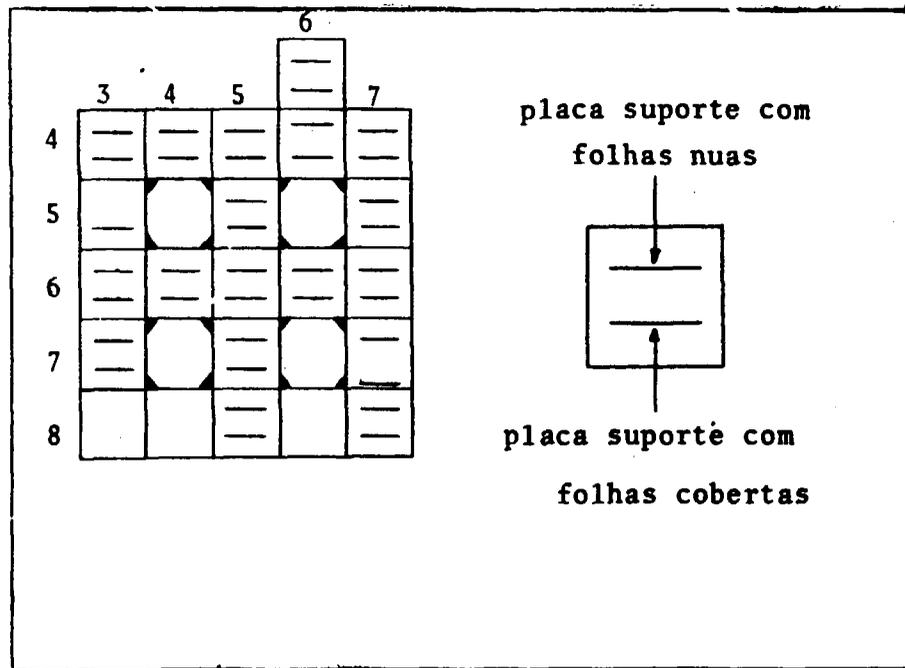


Figura 4.2 - Esquemática do Arranjo das Placas-Suporte no Núcleo do Reator

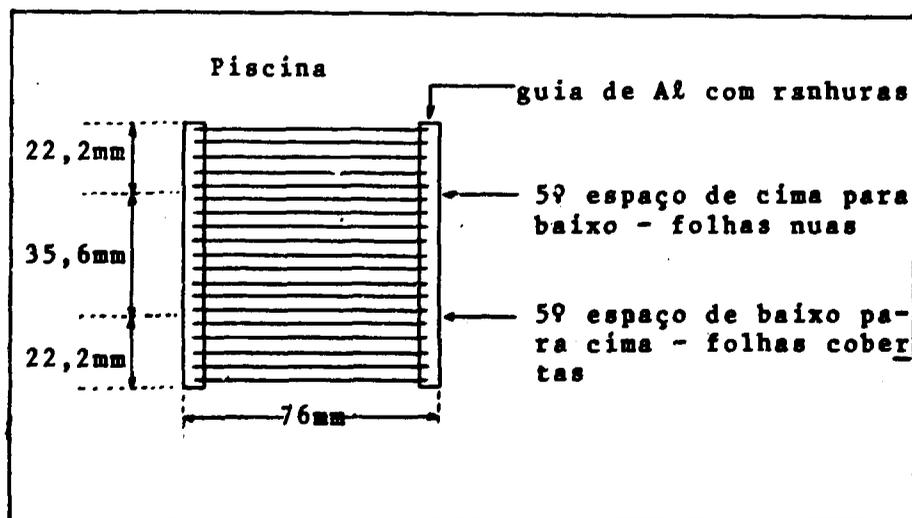


Figura 4.3 - Detalhe da Posição das Placas-Suporte num Elemento Combustível

ponto no interior do núcleo. O ponto de referência é o ponto central da posição 65, que contém o elemento combustível nº 86.

Após a inserção de todas as folhas de ativação, passou-se à irradiação propriamente dita. Estava programado que a irradiação duraria uma hora, com o reator à potência de 500 W. Estes limites foram assim estipulados em função das seguintes condições:

- 1) A potência de operação deve ser baixa para evitar aumento de temperatura do núcleo e possibilitar a operação do reator sem o sistema de refrigeração em funcionamento, o que mantém as placas estacionadas por causa da ausência de movimento da água de refrigeração. Por outro lado, sabe-se que existe um fluxo de nêutrons residual da ordem de  $10^6$  n/cm<sup>2</sup>seg, impondo um limite inferior na potência de operação para que as folhas ativadas não sejam influenciadas apreciavelmente pelo fluxo residual. No caso, o fluxo a 500 W é da ordem de  $10^9$  n/cm<sup>2</sup>seg, dando uma relação fluxo residual/fluxo medido da ordem de  $10^{-3}$  ou 0,1%.
- 2) Uma operação do reator está dividida em três fases: a primeira consiste em torná-lo supercrítico para permitir o aumento de potência; a segunda consiste em mantê-lo crítico de modo a operar a uma potência constante e a terceira fase consiste em tornar o reator subcrítico para o desligamento. A primeira e a terceira fase são consideradas transientes no nosso trabalho e deve-se procurar que sua influência seja pequena na ativação das folhas. Para tanto, escolheu-se o tempo de irradiação de uma hora, que a uma potência constante de 500 W, fixa a contribuição dos transientes na ativação das folhas em 0,5%. Este valor é estimado, calculando-se a energia (potência x tempo) liberada no reator nas três fases, utilizando-se o gráfico da potência em função do tempo, obtido do instrumento de controle do reator.
- 3) Estes valores produzem uma atividade nas folhas de Au por volta de  $10^5$  desintegrações por segundo, possibilitando a contagem das mesmas, no equipamento descrito no item 3.3, com ampla margem de liberdade.

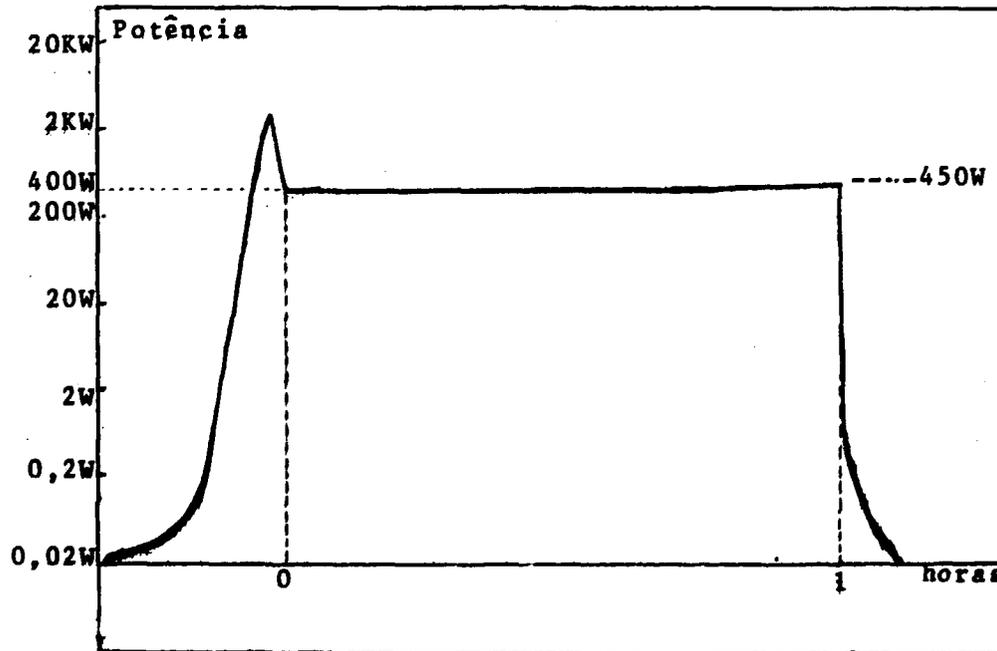


Figura 4.4 - Potência de Operação Versus Tempo de Irradiação

A irradiação das folhas procedeu-se de uma maneira um pouco distinta da programada, como pode ser observado na Figura 4.4, obtida do instrumento de controle do reator. Houve um pico de potência de 2,8 KW devido a erros de visualização do instrumento, o que não causou problemas na irradiação. Tirando-se uma média desta curva, obtém-se que a potência de operação foi de 455 W durante 1,07 horas, e a contribuição devida aos transientes foi desprezada, pelo motivo exposto acima. O pico de potência de 2,8 KW foi corrigido utilizando-se a barra de controle do reator. Portanto durante a irradiação esta barra foi movimentada, o que fez com que a distribuição espacial do fluxo variasse em torno da barra durante a irradiação. Mas, como este movimento é pequeno e as folhas de ativação estão sempre distanciadas em relação à barra mais que 3 livres caminhos médios de transporte é de se esperar que a distribuição espacial do fluxo não variou de maneira apreciável nas posições das folhas.

Esta irradiação foi levada a efeito no dia 5/9/77 com término às 13 horas e 14 minutos sendo de 8 horas o tempo total gasto na operação (colocação, irradiação e retirada das folhas).

## 4.2 – Medidas no Sistema de Detecção

### 4.2.1 – Calibração e Testes

O sistema de detecção e medida da atividade relativa das folhas ativadas foi descrito no capítulo 3, item 3. A tensão de alimentação da válvula fotomultiplicadora foi fixada em 900 V, o que minimiza o efeito de desgaste da válvula no decorrer do seu uso, e mantém a relação ruído/sinal global no circuito, para os pulsos do fotopico do  $^{198}\text{Au}$ , satisfatoriamente em 0,01. As constantes de tempo para a formação dos pulsos, foram fixadas em 0,25  $\mu\text{s}$  para diferenciação e integração, obtendo-se pulsos de largura total de 5  $\mu\text{s}$ . Esta é a opção de máximo estreitamento de pulsos do amplificador, o que possibilita a utilização do sistema em regime de alta razão de contagens, pois minimiza o efeito de empilhamento de pulsos. O ganho do amplificador foi ajustado em 180, com o qual obtém-se pulsos do fotopico das gamas de 412 keV com altura de 3,7 volts. O analisador monocal foi ajustado para que selecionasse pulsos em alturas entre 3,0 e 4,4 volts, correspondentes à distribuição do fotopico de 412 keV.

Para verificar se as condições escolhidas estavam otimizadas, procedeu-se à seguinte medida: utilizando uma folha de Au ativada, construiu-se um gráfico da taxa de contagens em função do ganho do amplificador, reproduzido na Figura 4.5. Nota-se que o ganho de 180 representa o ponto aproximadamente simétrico da curva, o que indica que esta escolha otimiza o sistema em relação a pequenas flutuações de ganho que porventura existam.

Uma limitação importante desse tipo de equipamento, que deve ser conhecida é a máxima taxa de contagens na qual o sistema pode ser operado sem existir perdas de contagens devido a empilhamento de pulsos, tempo morto do sistema eletrônico, variação de ganho ou mesmo saturação do pré-amplificador. Este limite foi determinado experimentalmente observando-se o decaimento na taxa de contagens de uma folha de Au que ocorre devido ao decaimento natural do número de átomos radioativos. Sabendo-se que esse decaimento natural segue uma lei exponencial, construiu-se um gráfico semilogarítmico da razão de contagens em função do tempo, reproduzido na Figura 4.6. Determina-se a razão de contagens máxima permissível observando-se nesse gráfico o ponto em que o decaimento da razão de contagens se afasta da reta que representa o decaimento natural. No caso esse limite foi estipulado em 20.000 contagens/seg.

### 4.2.2 – Contagem das Folhas Ativadas

Iniciou-se a contar as folhas, por aquelas cobertas com cádmio. Cada folha foi posicionada em frente ao detector NaI, utilizando diretamente a placa-suporte com o engate construído especialmente para esse fim, como discutido no capítulo 3. Na maioria dos casos, fixou-se o número de contagens em 200.000 e esperava-se o tempo necessário para totalizá-lo, que era registrado no registrador de tempo.

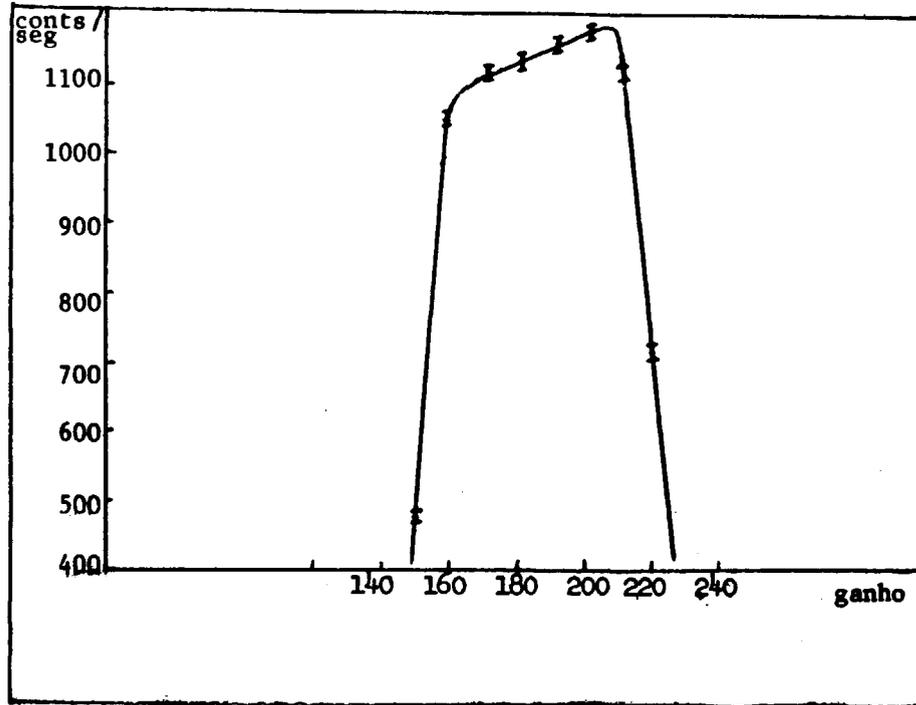


Figura 4.5 - Dependência da Razão de Contagens com o Ganho do Sistema NaI

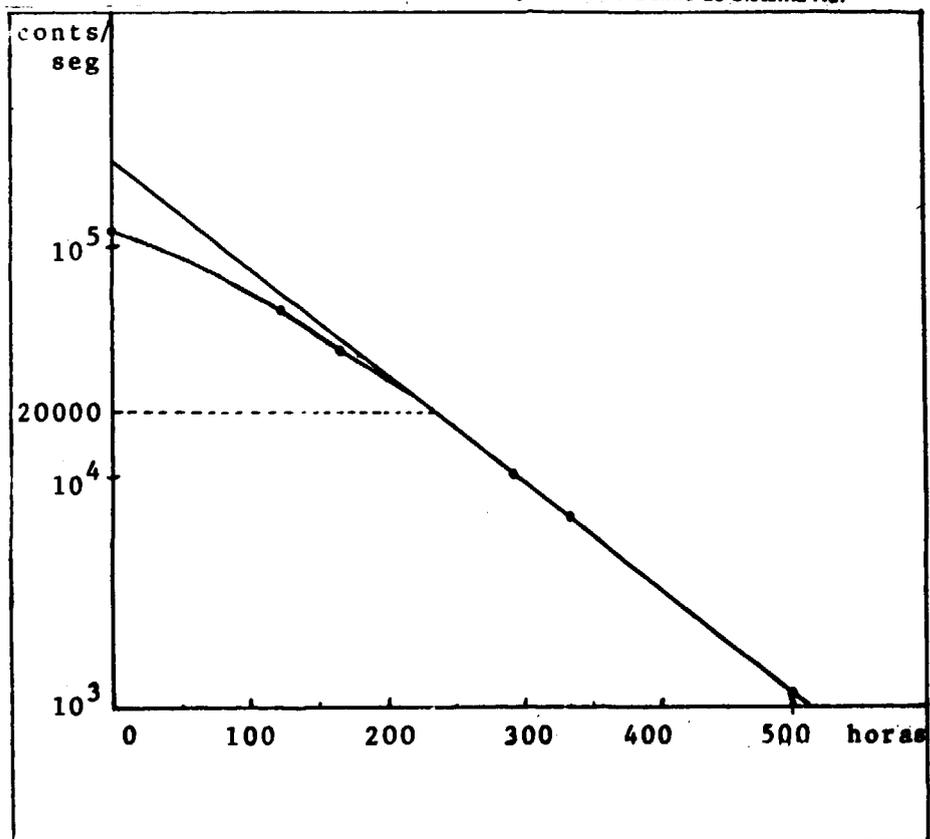


Figura 4.6 - Razão de Contagens de uma Folha de Ouro em Função do Tempo

Esse procedimento possibilita a fixação do erro padrão cometido na contagem, já que este depende do número de contagens acumulado. No caso, esse erro é da ordem de 0,2%. Para aumentar a confiabilidade dessas medidas, escolheu-se uma folha que era contada periodicamente, em geral a cada duas placas-suporte contadas. Constatou-se que durante as medidas o sistema estava reproduzindo satisfatoriamente, pois a contagem esperada dessa folha era reproduzida dentro dos limites estatísticos, cujo desvio padrão foi de 0,2%.

A taxa de contagens de fundo, que já era conhecida com precisão de 0,5% no início das medidas, foi redeterminada várias vezes durante as medidas, em uma a duas vezes por dia. Essa taxa de contagens de fundo era determinada, acumulando-se contagens sem a presença da placa-suporte no detector. Mas, em uma dessas ocasiões, determinou-se a razão de contagens com a placa-suporte presente, porém sem que a folha estivesse posicionada na abertura do colimador, com o intuito de se observar a influência das folhas vizinhas. Observou-se que as folhas vizinhas contribuíam para um aumento da taxa de contagens de fundo da ordem de 5%. Esse aumento foi desprezado já que a relação entre taxa de contagens de fundo e taxa de contagens das folhas foi sempre da ordem de 0,3%.

Posteriormente, foi notado que as contagens das folhas cobertas com cádmio continham erros não corrigíveis provocados pela atividade das caixas de cádmio que interferia nas contagens apesar de sua intensidade ser muito inferior à das folhas. Resolveu-se então fazer uma nova determinação, mas desta vez retirando-se as folhas do interior da caixa de cádmio e colocando-as diretamente na abertura do colimador com o auxílio de uma parte de uma caixa de cádmio não ativada fixa nessa posição. Como decorreu um tempo equivalente a 5 meias vidas do  $^{198}\text{Au}$  entre a primeira determinação e a segunda, as atividades das folhas baixaram, diminuindo a precisão das novas medidas para 1%.

Para cada folha, registrou-se o número de contagens acumulado (conts), a data e a hora do início da contagem, o tempo de contagem ( $\Delta t$ ), bem como o número que identificava a folha. Todos esses dados são necessários para determinar a atividade  $C$  através da equação 2.38, e podem ser observados na Tabela A.6 do apêndice.

#### 4.2.3 – Determinação da Eficiência do Sistema NaI

Para determinar a eficiência do sistema de detecção utilizado nas medidas, descrito no capítulo 3 seção 3.1, recorreu-se ao uso do sistema de detecção por coincidência  $4\pi\beta\gamma$ , existente na coordenadoria de física nuclear do IEA. Esse sistema é composto por dois detectores, sendo um sensível à radiação beta e outro à radiação gama, ambos expostos simultaneamente à mesma fonte de radiação, no caso, as folhas. Devido à propriedade de certos núcleos, como o  $^{198}\text{Au}$ , emitirem ambas as radiações no seu processo de decaimento e sem correlação angular, é possível determinar a atividade da fonte sem o conhecimento das eficiências dos detectores. Por outro lado, registra-se além do número de eventos em cada detector, o número de eventos coincidentes nos dois detectores<sup>(3.38)</sup>. Convém ainda salientar que esse método permite a determinação de atividades com precisão da ordem de 0,1%.

Um total de 7 folhas (4 nuas e 3 cobertas), contadas no nosso sistema de detecção (NaI), foram levadas para a determinação de suas atividades absolutas no sistema por coincidência ( $4\pi\beta\gamma$ ). Foram utilizadas várias folhas (na realidade bastaria uma) no sentido de reconfirmar a reprodutibilidade do sistema. Com efeito, com essa experiência observou-se uma flutuação maior que a esperada, fazendo reconhecer um erro que não foi previamente observado, sendo discutido no capítulo 5. Relacionando a atividade absoluta dessas folhas, obtidas no equipamento  $4\pi\beta\gamma$ , com as contagens obtidas no detector NaI, determina-se a eficiência do nosso sistema, reproduzida a seguir:

$$\eta = 3.60 \times 10^{-2} \pm 2\% \text{ para folhas nuas}$$

$$\eta = 3.40 \times 10^{-2} \pm 2\% \text{ para folhas cobertas}$$

### 4.3 – A Distribuição Espacial das Ativações e o Mapeamento do Fluxo de Nêutrons

Com os dados obtidos das experiências, discutidas nos ítems anteriores, calculam-se as ativações produzidas nas folhas utilizando a equação 2.38. Os dados colhidos e os resultados desses cálculos podem ser observados no apêndice I, no ítem AI-6. Estes resultados são também mostrados na Tabela IV.1, que representa a distribuição espacial das ativações no núcleo do reator, obtida nas experiências. A Figura 4.8 representa as coordenadas dos pontos de medida, ou seja, das posições onde foram colocadas as folhas.

Na Tabela IV.2 apresenta-se outra distribuição espacial das ativações, porém com as posições alteradas de forma a representar ativações nuas e cobertas em posições idênticas. Esta alteração foi feita, deslocando-se linearmente as ativações nuas e cobertas que foram obtidas experimentalmente, conforme pode ser observado na Figura 4.7.

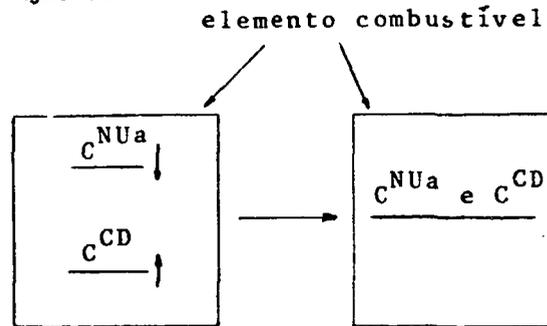


Figura 4.7 – Representação dos Deslocamentos Lineares das Ativações num Elemento Combustível

O procedimento utilizado para estas alterações, é melhor explicado dando-se dois exemplos:

- 1º) Tomando-se duas ativações nuas, respectivamente nas posições  $x=0, y=98$  e  $x=0, y=178$ , faz-se uma interpolação linear para determinar a ativação nua na posição  $x=0, y=160$ . (vide Figura 4.8).
- 2º) Tomando-se duas ativações nuas, nas posições  $x=0, y=98$  e  $x=0, y=18$  faz-se uma extrapolação linear para determinar a ativação nua na posição  $x=0, y=0$ . A decisão de se efetuar ora uma interpolação e ora uma extrapolação é devida ao fato de a distribuição apresentar um máximo na região central do núcleo do reator. O mesmo procedimento foi utilizado para as ativações cobertas. Assim, as ativações observadas na Tabela IV.2, representam as ativações que seriam, a princípio, obtidas se as folhas nuas e cobertas fossem irradiadas nas mesmas posições.

Na Tabela IV.3 observa-se a distribuição espacial dos fluxos térmico e epitérmico, obtida a partir dos dados da Tabela IV.2 e dos cálculos da relação entre fluxo e ativação utilizando as equações 2.29 e 2.30. Estes cálculos e os respectivos dados necessários encontram-se no apêndice I, e seus resultados são:

$$C^{nU} = 5,98 \times 10^{-3} \phi_{th} + 6,04 \times 10^{-2} \phi_{epi}$$

$$C^{CD} = 5,58 \times 10^{-2} \phi_{epi}$$

Para observar graficamente o comportamento típico do fluxo de nêutrons no interior do núcleo do reator, apresentam-se as Figuras 4.9, 4.10, 4.11 e 4.12. A Figura 4.13 mostra o sistema de coordenadas adotado para encontrar os pontos no interior do núcleo do reator onde foi feita a avaliação do fluxo de nêutrons.

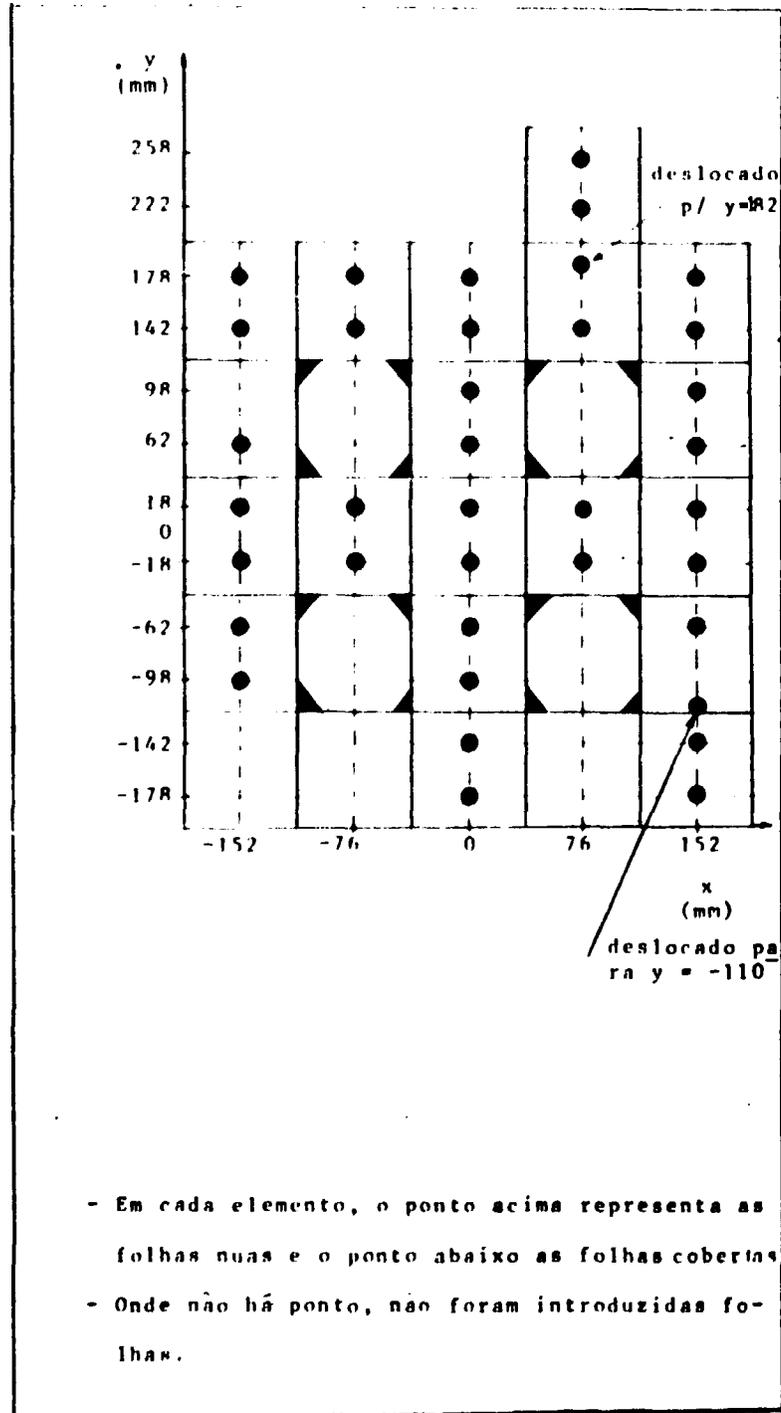


Figura 4.8 - Coordenadas das Posições de Medida do Fluxo de Nêutrons

Tabela IV.1

## Distribuição Espacial das Ativações nas Posições Medidas

Unidade  $10^7$  átomos/cm<sup>2</sup>seg

Erro  $\pm 2\%$

Legenda

1,27	ativação da folha nua
1,651	ativação da folha coberta

- As coordenadas das posições nas quais foi feita a medida, são dadas na Figura 4.8.

- As posições não medidas vistas na Figura 4.8, são extrapolações lineares.

- Cada tabela abaixo corresponde a um plano horizontal do caroço do reator, cuja posição é dada pela coordenada z em relação ao plano central.

			1,27						
			1,651						
1,44	1,92	2,13	1,75	1,41					
0,718	0,963	1,05	0,927	0,638					
1,75		2,54		1,63					
0,857		1,25		0,757					
2,05	2,62	2,90	2,34	1,77					
0,866	1,18	1,25	1,07	0,766					
1,80		2,27		1,47					
0,693		0,944		0,567					
1,30	1,59	1,88	1,59	1,30					
0,420	0,575	0,730	0,575	0,420					
z = 278mm									

							1,85		
							1,04		
2,08	2,83	3,08	2,66	2,05					
1,16	1,60	1,77	1,51	1,06					
2,55		4,01		2,44					
1,42		2,09		1,28					
3,02	3,98	4,22	3,47	2,72					
1,45	1,98	2,15	1,83	1,32					
2,61		3,46		2,18					
1,20		1,68		0,887					
1,91	2,40	2,89	2,40	1,91					
0,747	0,982	1,22	0,982	0,747					
z = 208,5mm									

			2,42						
			1,40						
2,77	3,74	4,09	3,42	2,79					
1,54	2,13	2,33	2,00	1,40					
3,39		5,34		3,29					
1,89		2,84		1,69					
4,01	5,33	5,80	4,74	3,66					
2,90	2,63	2,83	2,49	1,76					
3,57		4,66		3,08					
1,59		2,25		1,34					
2,59	3,23	3,88	3,23	2,59					
0,997	1,33	1,67	1,33	0,997					
z = 139mm									

							2,93		
							1,61		
3,26	4,47	4,88	4,16	3,36					
1,80	2,49	2,78	2,44	1,77					
4,07		6,24		4,13					
2,10		3,43		2,11					
4,88	6,53	7,17	5,88	4,57					
2,32	3,18	3,49	3,09	2,17					
4,53		5,93		3,89					
1,92		2,74		1,70					
3,26	4,01	4,76	4,01	3,26					
1,22	1,60	1,97	1,60	1,22					
z = 69,5mm									

continua...

continuação da Tabela IV.1

			1,20	
			1,82	
3,57	4,83	5,40	4,59	3,74
1,98	2,70	3,08	2,71	1,97
4,47		6,97		4,84
2,42		3,84		2,43
5,37	7,25	7,99	6,90	5,24
2,55	3,47	3,94	3,51	2,42
5,12		6,93		4,61
2,11		3,11		1,88
3,76	4,63	5,50	4,63	3,76
1,32	1,79	2,26	1,79	1,32

z = 0

			3,15	
			1,82	
3,52	4,88	5,40	4,61	3,77
1,95	2,71	3,10	2,71	1,96
4,43		7,02		4,97
2,38		3,90		2,46
5,34	7,34	8,26	7,17	5,29
2,49	3,61	4,00	3,59	2,53
5,25		7,27		4,71
2,17		3,23		2,01
3,81	4,69	5,57	4,69	3,81
1,37	1,84	2,32	1,84	1,37

z = -69,5mm

			2,87	
			1,65	
3,19	4,34	4,90	4,28	3,45
1,81	2,47	2,81	2,53	1,70
4,06		6,46		4,55
2,20		3,49		2,22
4,92	6,68	7,54	6,52	4,94
2,37	3,36	3,69	3,25	2,28
4,69		6,54		4,52
2,00		2,88		1,95
3,46	4,29	5,11	4,29	3,46
1,26	1,70	2,16	1,70	1,26

z = -139mm

			2,27	
			1,31	
2,50	3,42	3,93	3,30	2,77
1,43	1,95	2,31	1,93	1,42
3,21		5,11		3,55
1,76		2,85		1,78
3,91	5,28	5,89	5,20	3,85
1,86	2,62	2,93	2,49	1,85
3,69		5,19		3,39
1,64		2,35		1,69
2,70	3,41	4,12	3,41	2,70
1,01	1,35	1,69	1,35	1,01

z = -208,5mm

			1,59	
			0,801	
1,74	2,34	2,68	2,34	1,94
0,885	1,21	1,35	1,21	0,989
2,19		3,54		2,38
1,09		1,72		1,11
2,64	3,85	4,07	3,63	2,62
1,14	1,54	1,78	1,58	1,12
2,68		3,56		2,35
1,04		1,43		1,20
1,85	2,33	2,81	2,33	1,85
0,631	0,841	1,05	0,841	0,631

z = -278mm

Tabela IV.2

Distribuição Espacial das Ativações Deslocadas Linearmente

Unidade:  $10^7$  átomos/cm<sup>2</sup>·seg

Erro: 2%

Legenda:   
1,38 ativação da folha nua   
0,589 ativação da folha coberta

- As coordenadas das posições das ativações determinadas são dadas na Figura 4.13.
- As posições que não foram medidas, vistas na Figura 4.8, são extrapolações lineares.
- Cada tabela abaixo corresponde a um plano horizontal do corno do reator, cuja posição é dada pela coordenada z em relação ao plano horizontal central.

			1,38		
			0,589		
1,51	2,00	2,22	1,83	1,46	
0,686	0,939	1,00	0,911	0,611	
1,82		2,62		1,66	
0,826		1,20		0,730	
2,12	2,70	2,98	2,40	1,80	
0,905	1,24	1,32	1,12	0,805	
1,69		2,18		1,43	
0,732		1,01		0,32	
1,19	1,48	1,79	1,51	1,26	
0,481	0,643	0,778	0,631	0,459	

z = 278mm

			2,04		
			0,938		
2,18	2,96	3,29	2,77	2,14	
1,10	1,55	1,70	1,47	1,01	
2,64		4,06		2,50	
1,36		2,02		1,23	
3,13	4,11	4,56	3,56	2,78	
1,50	2,09	2,26	1,92	1,40	
2,45		3,33		2,12	
1,26		1,78		1,03	
1,75	2,22	2,76	2,28	1,85	
0,849	1,09	1,32	1,08	0,784	

z = 208,5mm

			2,65		
			1,27		
2,91	3,92	4,37	3,59	2,90	
1,47	2,07	2,22	1,94	1,33	
3,54		5,45		3,38	
1,81		2,72		1,63	
4,15	5,52	5,91	4,89	3,73	
1,97	2,77	2,97	2,62	1,85	
3,35		4,48		2,97	
1,66		2,38		1,48	
2,37	3,00	3,70	3,06	2,48	
1,13	1,48	1,80	1,46	1,09	

z = 139mm

			3,22		
			1,43		
3,44	4,70	5,19	4,39	3,54	
1,73	2,41	2,64	2,36	1,69	
4,29		6,45		4,23	
2,03		3,28		2,03	
5,05	6,76	7,37	6,07	4,67	
2,41	3,35	3,66	3,26	2,26	
4,24		5,67		3,75	
2,01		2,91		1,85	
2,97	3,73	4,49	3,80	3,12	
1,38	1,78	2,15	1,77	1,35	

z = 69,5mm

continua...

continuação da Tabela IV.2

<table border="1"> <tr><td></td><td></td><td></td><td>1,51</td><td></td></tr> <tr><td></td><td></td><td></td><td>1,62</td><td></td></tr> <tr><td>3,77</td><td>5,10</td><td>5,75</td><td>4,90</td><td>3,99</td></tr> <tr><td>1,88</td><td>2,61</td><td>2,90</td><td>2,61</td><td>1,87</td></tr> <tr><td>4,74</td><td></td><td>7,20</td><td></td><td>4,93</td></tr> <tr><td>2,32</td><td></td><td>3,67</td><td></td><td>2,31</td></tr> <tr><td>5,55</td><td>7,52</td><td>8,22</td><td>7,15</td><td>5,33</td></tr> <tr><td>2,65</td><td>3,66</td><td>4,11</td><td>3,70</td><td>2,52</td></tr> <tr><td>4,82</td><td></td><td>6,61</td><td></td><td>4,42</td></tr> <tr><td>2,21</td><td></td><td>3,30</td><td></td><td>2,05</td></tr> <tr><td>3,46</td><td>4,34</td><td>5,18</td><td>4,38</td><td>3,57</td></tr> <tr><td>1,50</td><td>1,98</td><td>2,45</td><td>1,98</td><td>1,47</td></tr> </table> <p style="text-align: center;">z = 0</p>								1,51					1,62		3,77	5,10	5,75	4,90	3,99	1,88	2,61	2,90	2,61	1,87	4,74		7,20		4,93	2,32		3,67		2,31	5,55	7,52	8,22	7,15	5,33	2,65	3,66	4,11	3,70	2,52	4,82		6,61		4,42	2,21		3,30		2,05	3,46	4,34	5,18	4,38	3,57	1,50	1,98	2,45	1,98	1,47	<table border="1"> <tr><td></td><td></td><td></td><td>3,50</td><td></td></tr> <tr><td></td><td></td><td></td><td>1,62</td><td></td></tr> <tr><td>3,73</td><td>5,16</td><td>5,76</td><td>4,95</td><td>4,04</td></tr> <tr><td>1,85</td><td>2,60</td><td>2,92</td><td>2,61</td><td>1,84</td></tr> <tr><td>4,73</td><td></td><td>7,30</td><td></td><td>5,04</td></tr> <tr><td>2,29</td><td></td><td>3,72</td><td></td><td>2,35</td></tr> <tr><td>5,52</td><td>7,26</td><td>8,54</td><td>7,45</td><td>5,36</td></tr> <tr><td>2,57</td><td>3,81</td><td>4,17</td><td>3,78</td><td>2,63</td></tr> <tr><td>4,93</td><td></td><td>6,89</td><td></td><td>4,50</td></tr> <tr><td>2,24</td><td></td><td>3,40</td><td></td><td>2,18</td></tr> <tr><td>3,48</td><td>4,39</td><td>5,19</td><td>4,41</td><td>3,61</td></tr> <tr><td>1,55</td><td>2,04</td><td>2,52</td><td>2,04</td><td>1,54</td></tr> </table> <p style="text-align: center;">z = 69,5mm</p>								3,50					1,62		3,73	5,16	5,76	4,95	4,04	1,85	2,60	2,92	2,61	1,84	4,73		7,30		5,04	2,29		3,72		2,35	5,52	7,26	8,54	7,45	5,36	2,57	3,81	4,17	3,78	2,63	4,93		6,89		4,50	2,24		3,40		2,18	3,48	4,39	5,19	4,41	3,61	1,55	2,04	2,52	2,04	1,54
			1,51																																																																																																																														
			1,62																																																																																																																														
3,77	5,10	5,75	4,90	3,99																																																																																																																													
1,88	2,61	2,90	2,61	1,87																																																																																																																													
4,74		7,20		4,93																																																																																																																													
2,32		3,67		2,31																																																																																																																													
5,55	7,52	8,22	7,15	5,33																																																																																																																													
2,65	3,66	4,11	3,70	2,52																																																																																																																													
4,82		6,61		4,42																																																																																																																													
2,21		3,30		2,05																																																																																																																													
3,46	4,34	5,18	4,38	3,57																																																																																																																													
1,50	1,98	2,45	1,98	1,47																																																																																																																													
			3,50																																																																																																																														
			1,62																																																																																																																														
3,73	5,16	5,76	4,95	4,04																																																																																																																													
1,85	2,60	2,92	2,61	1,84																																																																																																																													
4,73		7,30		5,04																																																																																																																													
2,29		3,72		2,35																																																																																																																													
5,52	7,26	8,54	7,45	5,36																																																																																																																													
2,57	3,81	4,17	3,78	2,63																																																																																																																													
4,93		6,89		4,50																																																																																																																													
2,24		3,40		2,18																																																																																																																													
3,48	4,39	5,19	4,41	3,61																																																																																																																													
1,55	2,04	2,52	2,04	1,54																																																																																																																													
<table border="1"> <tr><td></td><td></td><td></td><td>3,21</td><td></td></tr> <tr><td></td><td></td><td></td><td>1,45</td><td></td></tr> <tr><td>3,39</td><td>4,60</td><td>5,25</td><td>4,58</td><td>3,70</td></tr> <tr><td>1,72</td><td>2,37</td><td>2,66</td><td>2,45</td><td>1,58</td></tr> <tr><td>4,35</td><td></td><td>6,71</td><td></td><td>4,64</td></tr> <tr><td>2,11</td><td></td><td>3,34</td><td></td><td>2,11</td></tr> <tr><td>5,09</td><td>6,94</td><td>7,78</td><td>6,76</td><td>5,03</td></tr> <tr><td>2,45</td><td>3,54</td><td>3,88</td><td>3,43</td><td>2,35</td></tr> <tr><td>4,41</td><td></td><td>6,22</td><td></td><td>4,28</td></tr> <tr><td>2,09</td><td></td><td>3,06</td><td></td><td>2,06</td></tr> <tr><td>3,19</td><td>4,02</td><td>4,79</td><td>4,04</td><td>3,22</td></tr> <tr><td>1,43</td><td>1,89</td><td>2,31</td><td>1,88</td><td>1,45</td></tr> </table> <p style="text-align: center;">z = -139mm</p>								3,21					1,45		3,39	4,60	5,25	4,58	3,70	1,72	2,37	2,66	2,45	1,58	4,35		6,71		4,64	2,11		3,34		2,11	5,09	6,94	7,78	6,76	5,03	2,45	3,54	3,88	3,43	2,35	4,41		6,22		4,28	2,09		3,06		2,06	3,19	4,02	4,79	4,04	3,22	1,43	1,89	2,31	1,88	1,45	<table border="1"> <tr><td></td><td></td><td></td><td>2,51</td><td></td></tr> <tr><td></td><td></td><td></td><td>1,73</td><td></td></tr> <tr><td>2,66</td><td>3,63</td><td>4,20</td><td>3,55</td><td>2,94</td></tr> <tr><td>1,35</td><td>1,88</td><td>2,19</td><td>1,87</td><td>1,34</td></tr> <tr><td>3,47</td><td></td><td>5,28</td><td></td><td>3,62</td></tr> <tr><td>1,69</td><td></td><td>2,73</td><td></td><td>1,70</td></tr> <tr><td>4,04</td><td>5,49</td><td>6,06</td><td>5,41</td><td>3,92</td></tr> <tr><td>1,91</td><td>2,76</td><td>3,06</td><td>2,61</td><td>1,89</td></tr> <tr><td>3,47</td><td></td><td>4,95</td><td></td><td>3,23</td></tr> <tr><td>1,69</td><td></td><td>2,48</td><td></td><td>1,74</td></tr> <tr><td>2,47</td><td>3,20</td><td>3,88</td><td>3,21</td><td>2,54</td></tr> <tr><td>1,15</td><td>1,49</td><td>1,84</td><td>1,48</td><td>1,19</td></tr> </table> <p style="text-align: center;">z = -208,5mm</p>								2,51					1,73		2,66	3,63	4,20	3,55	2,94	1,35	1,88	2,19	1,87	1,34	3,47		5,28		3,62	1,69		2,73		1,70	4,04	5,49	6,06	5,41	3,92	1,91	2,76	3,06	2,61	1,89	3,47		4,95		3,23	1,69		2,48		1,74	2,47	3,20	3,88	3,21	2,54	1,15	1,49	1,84	1,48	1,19
			3,21																																																																																																																														
			1,45																																																																																																																														
3,39	4,60	5,25	4,58	3,70																																																																																																																													
1,72	2,37	2,66	2,45	1,58																																																																																																																													
4,35		6,71		4,64																																																																																																																													
2,11		3,34		2,11																																																																																																																													
5,09	6,94	7,78	6,76	5,03																																																																																																																													
2,45	3,54	3,88	3,43	2,35																																																																																																																													
4,41		6,22		4,28																																																																																																																													
2,09		3,06		2,06																																																																																																																													
3,19	4,02	4,79	4,04	3,22																																																																																																																													
1,43	1,89	2,31	1,88	1,45																																																																																																																													
			2,51																																																																																																																														
			1,73																																																																																																																														
2,66	3,63	4,20	3,55	2,94																																																																																																																													
1,35	1,88	2,19	1,87	1,34																																																																																																																													
3,47		5,28		3,62																																																																																																																													
1,69		2,73		1,70																																																																																																																													
4,04	5,49	6,06	5,41	3,92																																																																																																																													
1,91	2,76	3,06	2,61	1,89																																																																																																																													
3,47		4,95		3,23																																																																																																																													
1,69		2,48		1,74																																																																																																																													
2,47	3,20	3,88	3,21	2,54																																																																																																																													
1,15	1,49	1,84	1,48	1,19																																																																																																																													
<table border="1"> <tr><td></td><td></td><td></td><td>1,77</td><td></td></tr> <tr><td></td><td></td><td></td><td>0,709</td><td></td></tr> <tr><td>1,84</td><td>2,51</td><td>2,87</td><td>2,51</td><td>2,04</td></tr> <tr><td>0,839</td><td>1,17</td><td>1,27</td><td>1,17</td><td>0,961</td></tr> <tr><td>2,37</td><td></td><td>3,66</td><td></td><td>2,44</td></tr> <tr><td>1,04</td><td></td><td>1,64</td><td></td><td>1,08</td></tr> <tr><td>2,72</td><td>3,86</td><td>4,20</td><td>3,77</td><td>2,68</td></tr> <tr><td>1,19</td><td>1,62</td><td>1,86</td><td>1,66</td><td>1,10</td></tr> <tr><td>2,49</td><td></td><td>3,39</td><td></td><td>2,24</td></tr> <tr><td>1,06</td><td></td><td>1,51</td><td></td><td>1,18</td></tr> <tr><td>1,66</td><td>2,16</td><td>2,63</td><td>2,18</td><td>1,74</td></tr> <tr><td>0,722</td><td>0,920</td><td>1,14</td><td>0,924</td><td>0,782</td></tr> </table> <p style="text-align: center;">z = -278mm</p>								1,77					0,709		1,84	2,51	2,87	2,51	2,04	0,839	1,17	1,27	1,17	0,961	2,37		3,66		2,44	1,04		1,64		1,08	2,72	3,86	4,20	3,77	2,68	1,19	1,62	1,86	1,66	1,10	2,49		3,39		2,24	1,06		1,51		1,18	1,66	2,16	2,63	2,18	1,74	0,722	0,920	1,14	0,924	0,782																																																																	
			1,77																																																																																																																														
			0,709																																																																																																																														
1,84	2,51	2,87	2,51	2,04																																																																																																																													
0,839	1,17	1,27	1,17	0,961																																																																																																																													
2,37		3,66		2,44																																																																																																																													
1,04		1,64		1,08																																																																																																																													
2,72	3,86	4,20	3,77	2,68																																																																																																																													
1,19	1,62	1,86	1,66	1,10																																																																																																																													
2,49		3,39		2,24																																																																																																																													
1,06		1,51		1,18																																																																																																																													
1,66	2,16	2,63	2,18	1,74																																																																																																																													
0,722	0,920	1,14	0,924	0,782																																																																																																																													

Tabela IV.3

## Distribuição Espacial do Fluxo de Nêutrons

UNIDADES	$\phi_{th}$	$10^8$ n/cm <sup>2</sup> seg
	$\phi_{epi}$	$10^8$ n/cm <sup>2</sup> seg
ERRO	- 3% em $\phi_{epi}$ , 5% em $\phi_{th}$	
LEGENDA	1,24	fluxo térmico
	1,06	fluxo epitérmico

As coordenadas das posições onde o fluxo é determinado, são dadas na Figura 4.13.

As posições onde não foram feitas medidas, vistas na Figura 4.8, são extrapolações lineares.

Cada tabela abaixo corresponde a um plano horizontal do núcleo do reator, cuja posição é dada pela coordenada z em relação ao plano horizontal central.

Potência de operação: 455w (veja recomendações do capítulo 6).

			1,24	
			1,06	
1,29	1,65	1,90	1,41	1,33
1,23	1,68	1,80	1,63	1,09
1,54		2,20		1,46
1,48		2,16		1,31
1,91	2,26	2,61	1,98	1,55
1,62	2,23	2,36	2,01	1,44
1,50		1,82		1,25
1,31		1,81		1,13
1,12	1,30	1,59	1,38	1,28
0,862	1,15	1,39	1,13	0,823
z = 278mm				

			1,71	
			1,68	
1,67	2,14	2,43	1,97	1,74
1,97	2,78	3,04	2,63	1,81
1,95		3,13		1,96
2,44		3,62		2,21
2,52	3,09	3,54	2,48	2,11
2,69	3,75	4,04	3,44	2,51
1,83		2,35		1,69
2,25		3,20		1,84
1,39	1,74	2,23	1,86	1,67
1,52	1,96	2,37	1,93	1,41
z = 208,5mm				

			2,15	
			2,27	
2,21	2,81	3,29	2,49	2,45
2,63	3,71	3,98	3,48	2,38
2,64		4,19		2,70
3,25		4,88		2,92
3,38	4,21	4,52	3,43	2,89
3,52	4,97	5,32	4,70	3,31
2,59		3,20		2,29
2,97		4,26		2,65
1,92	2,34	2,94	2,48	2,18
2,03	2,65	3,22	2,62	1,95
z = 139mm				

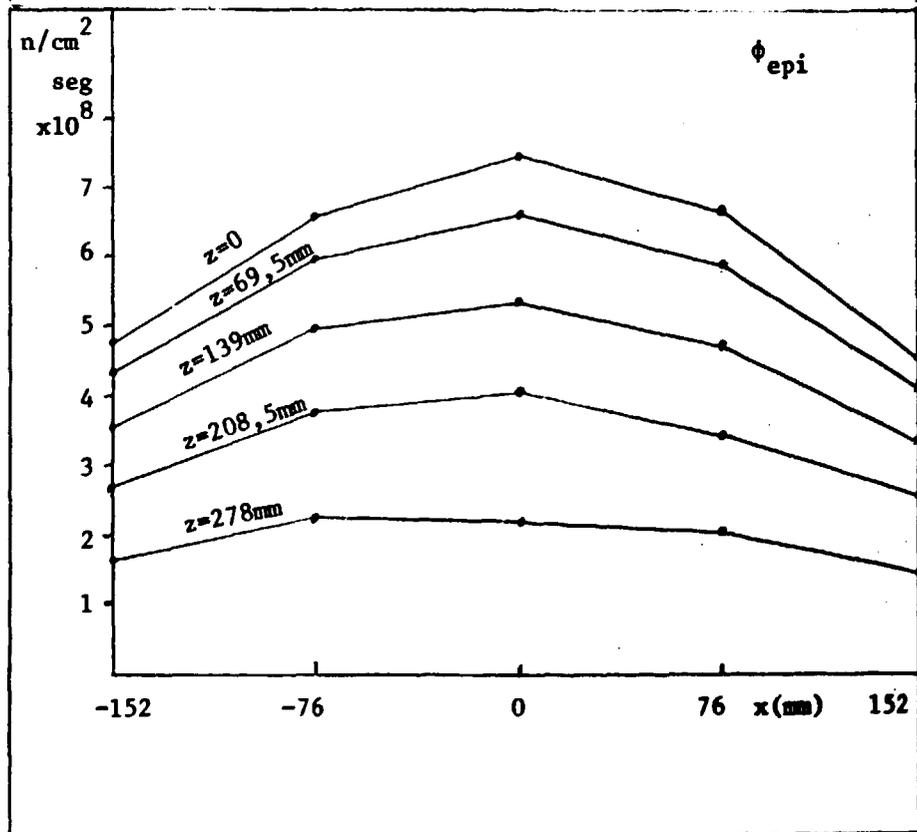
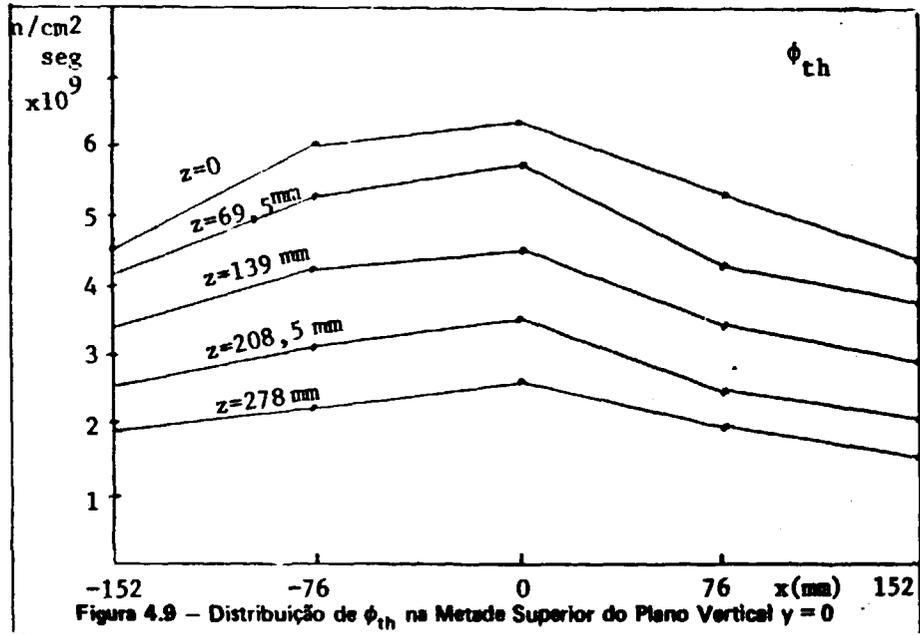
  

			2,80	
			2,56	
2,62	3,50	3,91	3,07	2,86
3,11	4,31	4,72	4,23	3,02
3,51		4,84		3,40
3,64		5,88		3,65
4,09	5,25	5,72	4,27	3,71
4,31	6,01	6,56	5,84	4,06
3,46		4,22		2,93
3,60		5,21		3,32
2,48	3,02	3,63	3,16	2,78
2,47	3,18	3,85	3,16	2,41
z = 69,5mm				

continua...

continuação da Tabela IV.3

2,96 2,91					2,92 2,90				
2,91	1,80	4,16	3,46	3,28	2,88	3,91	4,35	3,56	3,42
3,37	4,68	5,20	4,68	3,36	3,32	4,67	5,23	4,68	3,30
3,72		5,40		4,07	3,78		5,47		4,19
4,16		6,58		4,14	4,13		6,67		4,20
4,48	5,95	6,78	5,26	4,35	4,59	5,25	6,74	5,62	4,19
4,75	6,56	7,39	6,64	4,52	4,60	6,83	7,47	6,78	4,72
4,06		5,09		3,67	4,19		5,36		3,59
4,96		5,91		3,68	4,01		6,10		3,91
3,07	3,67	4,22	3,73	3,31	3,02	3,65	4,11	3,69	3,25
2,68	3,54	4,39	3,55	2,63	2,78	3,66	4,52	3,65	2,76
z = 0					z = -69,5mm				
2,74 2,60					2,07 2,10				
2,55	3,41	3,96	3,23	3,32	2,00	2,68	3,06	2,56	2,49
3,08	4,24	4,77	4,39	2,84	2,43	3,37	3,92	3,35	2,40
3,46		5,18		3,95	2,75		3,89		2,98
3,78		5,97		3,78	3,02		4,90		3,04
4,07	5,20	5,99	5,11	4,17	3,29	4,19	4,60	4,31	3,14
4,40	6,35	6,95	6,14	4,20	3,42	5,95	5,49	4,68	3,38
3,60		4,86		3,44	2,75		3,80		2,26
3,74		5,48		3,68	3,02		4,44		3,12
2,74	3,30	3,84	3,35	2,78	2,04	2,65	3,18	2,69	2,09
2,56	3,38	4,13	3,36	2,59	2,07	2,68	3,29	2,65	2,14
z = -139mm					z = -208,5mm				
1,67 1,27									
1,56	2,07	2,51	2,08	1,67					
1,50	2,10	2,27	2,10	1,72					
2,08		3,15		2,12					
1,87		2,93		1,94					
2,39	3,52	3,66	3,31	2,48					
2,14	2,90	3,32	2,97	1,98					
2,25		2,94		1,61					
1,90		2,70		2,11					
1,47	1,94	2,35	1,97	1,49					
1,29	1,65	2,06	1,66	1,40					
z = -278mm									



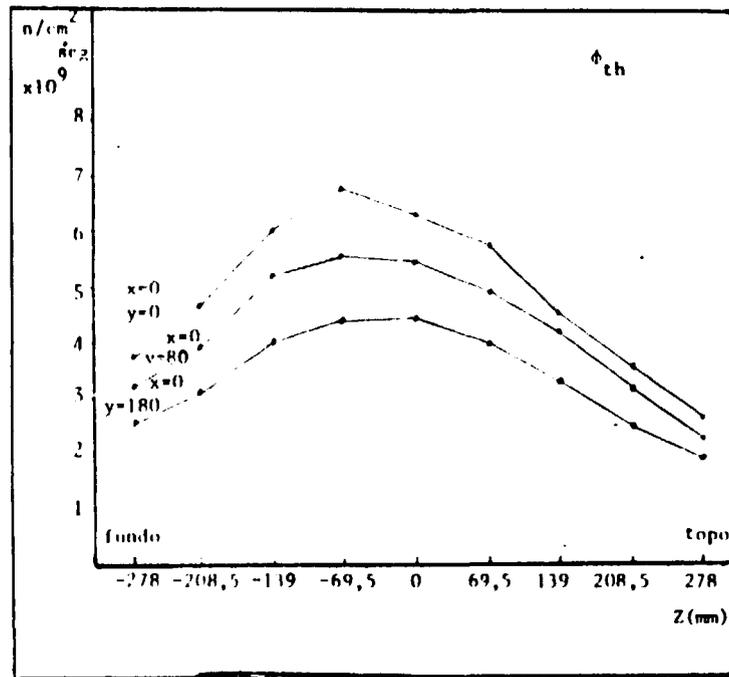


Figura 4.11 – Distribuição de  $\phi_{th}$  ao Longo de Três Elementos Combustíveis

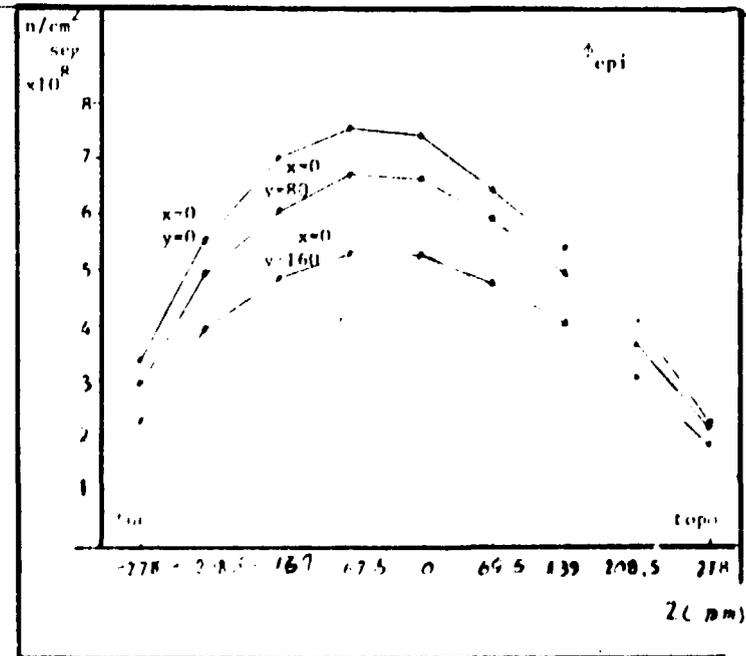


Figura 4.12 – Distribuição de  $\phi_{opi}$  ao Longo de Três Elementos Combustíveis

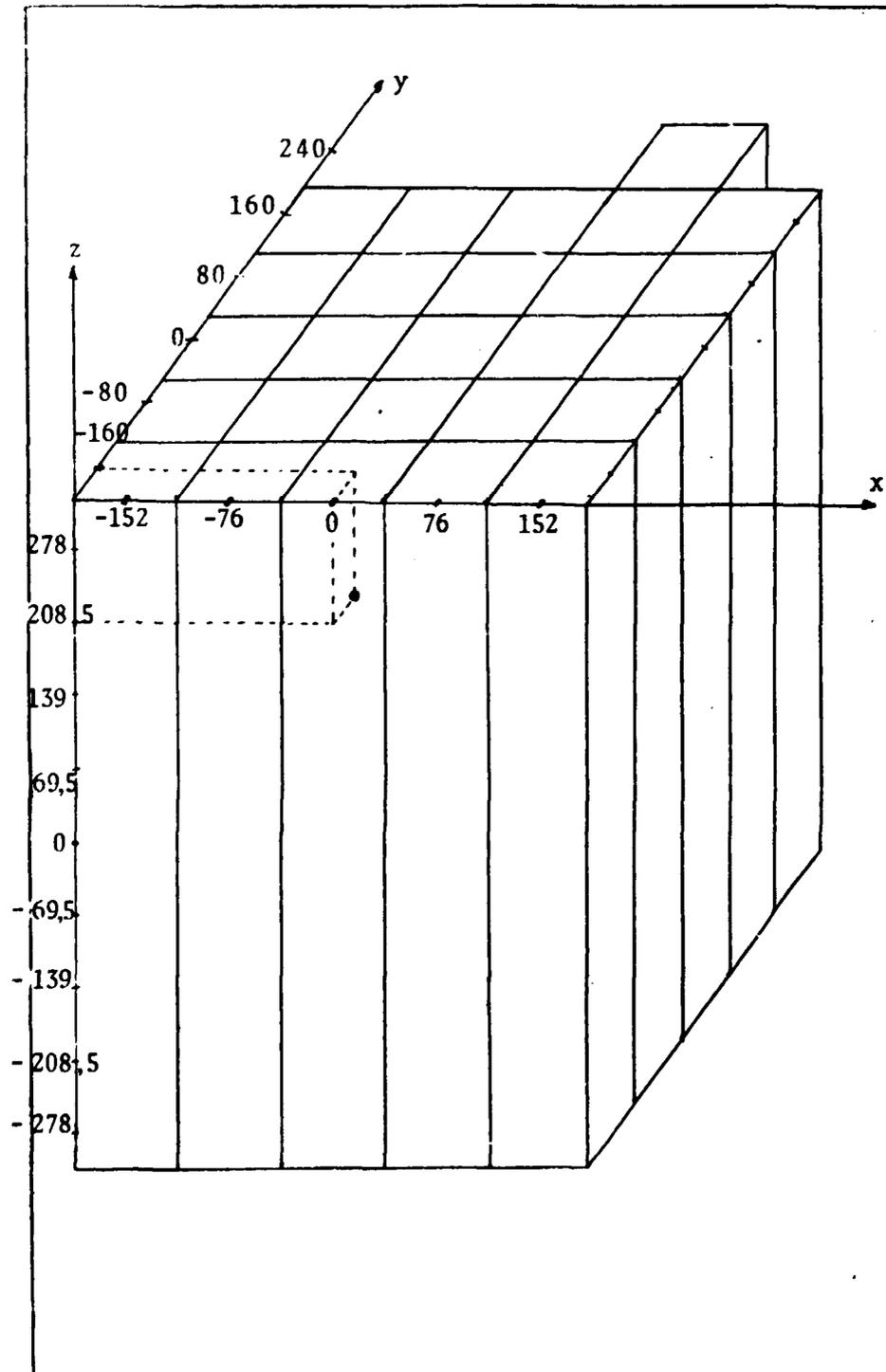


Figura 4.13 - Coordenadas dos Pontos de Avaliação do Fluxo de Nêutrons (em mm)

## 5 – ANÁLISE DE ERROS

### 5.1 – Erro na Determinação Experimental da Ativação

A estimativa do erro na ativação das folhas, pode ser feita considerando a equação 2.39, aqui reproduzida:

$$C = \frac{(\text{conts} - \text{BG})}{S\eta \Delta t (1 - e^{-\lambda t_{\text{irrad}}}) e^{-\lambda t_1}} \quad 5.1$$

Aplicando a formulação da propagação de erros na equação 5.1, que consiste em diferenciá-la em relação aos vários parâmetros, obtemos:

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_C^2}{C^2} = & \left[ \frac{\sigma_{\text{conts-BG}}}{\text{conts-BG}} \right]^2 + \frac{\sigma_S^2}{S^2} + \frac{\sigma_\eta^2}{\eta^2} \frac{\sigma_{\Delta t}^2}{(\Delta t)^2} + \left( \frac{\sigma(1 - e^{-\lambda t_{\text{irrad}}})}{1 - e^{-\lambda t_{\text{irrad}}}} \right)^2 + \\ & + \left( \frac{\sigma(e^{-\lambda t_1})}{e^{-\lambda t_1}} \right)^2 \end{aligned} \quad 5.2$$

onde

$$\sigma^2 (\text{conts-BG}) = \sigma^2 \text{conts} + \sigma^2 \text{BG}$$

e como  $t_{\text{irrad}} \ll t_{1/2}$ , onde  $t_{1/2}$  = tempo de meia vida do  $^{198}\text{Au}$ :

$$\left[ \frac{\sigma(1 - e^{-\lambda t_{\text{irrad}}})}{(1 - e^{-\lambda t_{\text{irrad}}})} \right]^2 \approx \left[ \frac{\sigma_{t_{\text{irrad}}}}{t_{\text{irrad}}} \right]^2$$

e

$$\left[ \frac{\sigma(e^{-\lambda t_1})}{e^{-\lambda t_1}} \right]^2 = \lambda^2 \sigma_{t_1}^2 = (0,693)^2 \frac{\sigma_{t_1}^2}{(t_1/2)^2}$$

onde  $\sigma_i$  representa o erro no parâmetro  $i$ , cujas estimativas são discutidas a seguir:

Os erros percentuais em  $t_{\text{irrad}}$ ,  $t_1$  e  $\Delta t$  foram estimados como sendo a metade da menor divisão dos cronômetros utilizados, sendo desta maneira todos menores que 0,1%.

A estimativa do erro nas contagens das folhas (conts) e contagem da radiação de fundo (BG) foi feita utilizando o desvio padrão<sup>(38)</sup>. Como esse desvio padrão depende das contagens acumuladas, tomou-se o maior desvio obtido nas contagens para estimar  $\sigma_{(\text{conts-BG})}$ . Como pode ser observado na Tabela A1.6, do apêndice I, o maior desvio nas contagens é da ordem de 1%.

As áreas das folhas, S, foram determinadas através das suas massas, utilizando-se a relação:

$$S = \frac{m}{\rho d} \quad 5.3$$

onde

$\rho$  = densidade da folha

d = espessura da folha

m = massa da folha

O erro na espessura da folha foi desprezado porque não foi fornecido pelo fabricante e porque supõe-se que é menor que o erro nos outros parâmetros. A massa das folhas foi determinada com uma precisão de 0,5%, que corresponde à metade da menor divisão da balança. Este erro de 0,5% foi adotado para  $\sigma_S/S$ .

Na determinação da eficiência  $\eta$  do detector, utilizou-se várias folhas, cujas atividades absolutas foram determinadas no equipamento  $4\pi\beta\gamma$ , conforme descrito no capítulo 4. Mostramos na Tabela V.1, os dados coletados para a determinação da eficiência no caso de folhas nuas, sendo o procedimento análogo no caso de folhas cobertas. Nota-se nesta tabela que o desvio quadrático médio das eficiências obtidas com as quatro folhas é de 2% enquanto que o desvio padrão das medidas das atividades individuais é de 0,2%.

Tabela V.1

Dados para a Determinação da Eficiência do Sistema de Contagens

Folha n°	Atividade absoluta $4\pi\beta\gamma(\text{dps})$	Desvio padrão %	Atividade relativa $N_{\text{rel}}(\text{cps})$	Desvio padrão %	Eficiência $\eta = \text{razão de contagens/ativ. absol.}$	Média de $\eta = 3,80 \times 10^{-2}$ Desvio quadrático médio = 2%
1	$1.762 \times 10^5$	0,2	$6.520 \times 10^3$	0,2	$3.702 \times 10^{-2}$	
2	$2.678 \times 10^5$	0,2	$9.426 \times 10^3$	0,2	$3.519 \times 10^{-2}$	
3	$2.596 \times 10^5$	0,2	$9.355 \times 10^3$	0,2	$3.604 \times 10^{-2}$	
4	$2.712 \times 10^5$	0,2	$9.675 \times 10^3$	0,2	$3.567 \times 10^{-2}$	

Este aumento substancial no desvio esperado não poderia ser causado pela reprodutibilidade do sistema, já que esta foi medida durante as contagens. A estimativa do erro causado pela reprodutibilidade foi feita contando-se uma mesma folha 18 vezes, como foi mencionado no capítulo 4. Cada medida

individual desta folha tem um desvio padrão de 0,2% e o desvio quadrático médio dessas 18 medidas é também 0,2%. Assim, o desvio observado na eficiência foi atribuído a variações nas posições das folhas na placa-suporte, conforme mostrado na Figura 5.1.

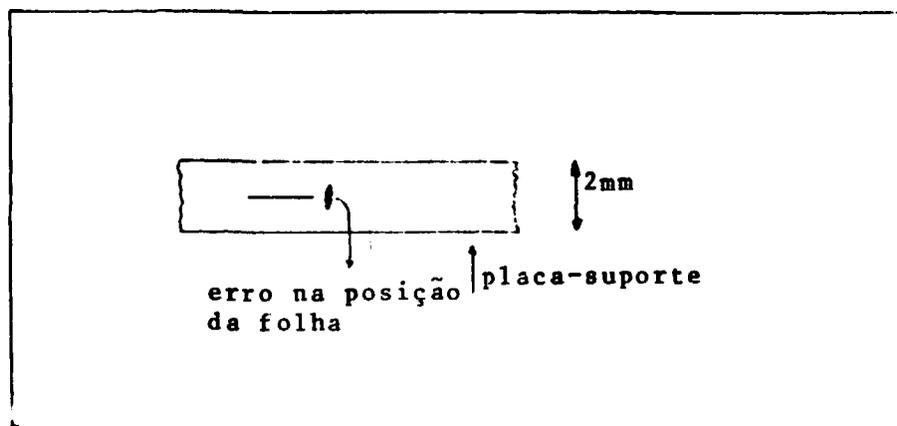


Figura 5.1 – Erro na Posição da Folha na Placa-Suporte

De fato, constatou-se posteriormente que uma mudança da ordem de 0,5 mm na posição da folha é suficiente para ocasionar uma variação da ordem de 2% na atividade relativa. Esta verificação foi feita, contando-se uma folha duas vezes, sendo que em uma delas colocou-se papel embaixo da placa-suporte de forma que a folha ficasse deslocada no sentido vertical de aproximadamente 0,5 mm. Como é bem possível uma imprecisão de 0,5 mm nas posições das folhas devido à forma de montá-las e devido às variações na espessura da placa-suporte (veja item 3.2.3), atribuiu-se um erro de 2% na eficiência, ocasionado por essa imprecisão.

Resumindo, temos:

$$\frac{\sigma_{\Delta t}}{\Delta t} \cdot \frac{\sigma_{(1 - e^{-\lambda t_{\text{irrad}}})}}{(1 - e^{-\lambda t_{\text{irrad}}})} \cdot \frac{\sigma_{e^{-\lambda t_1}}}{e^{-\lambda t_1}} < 0,1\%$$

$$\frac{\sigma_{(\text{conts} - \text{BG})}}{\text{conts} - \text{BG}} \approx 1\%$$

$$\frac{\sigma_s}{s} \approx 0,5\%$$

$$\frac{\sigma_\eta}{\eta} \approx 2\%$$

que aplicados na equação 5.2, obtemos a estimativa do erro na determinação das ativações:

$$\frac{\sigma_c}{c} \approx 2\%$$

## 5.2 – Estimativa do Erro na Determinação do Fluxo de Nêutrons

Os fluxos térmico e epitérmico são calculados a partir das ativações obtidas experimentalmente, utilizando-se as equações 2.29 e 2.30, reproduzidas aqui de forma rearranjada:

$$\phi_{epi} = \frac{C^{CD}}{dNS_3 G_3 \int_{E_{cd}}^{\infty} \sigma_{at}(E) \frac{dE}{E}} \quad 5.4$$

$$\phi_{th} = \frac{[C - C^{CD} F^{CD}] [1 + (1/2 - E_3(\bar{\Sigma}_t d)) g]}{\frac{\bar{\Sigma}_{at}}{\bar{\Sigma}_t} [1/2 - E_3(\bar{\Sigma}_t d) + \frac{\Sigma_a d}{2} \chi(\bar{\Sigma}_t d)] (1 + e)} \quad 5.5$$

onde  $F^{CD}$  = "fator de cádmio", definido por:

$$F^{CD} = \frac{C_{epi}}{C^{CD}} = \frac{S_2 G_2 \int_{E_{ET}}^{\infty} \sigma_{at}(E) \frac{dE}{E}}{S_3 G_3 \int_{E_{cd}}^{\infty} \sigma_{at}(E) \frac{dE}{E}} \quad 5.6$$

e  $C_{epi}$  é dado na equação 2.28.

Supõe-se que o erro devido à inexatidão das relações acima, é menor que os erros de medida e dos dados nucleares. Esta suposição é aceitável, já que tomou-se o cuidado de fazer medidas do fluxo somente nas posições onde são válidas as relações referidas, como discutido no item 2.3.5.

Considerando somente erros na determinação das ativações ( $C$  e  $C^{CD}$ ), na secção de choque  $\bar{\Sigma}_t$  e na integral de ressonância  $IR = \int_{E_{cd}}^{\infty} \sigma_{at}(E) \frac{dE}{E}$ , obtemos as seguintes relações após aplicar a formulação de propagação de erros em 5.4 e 5.5:

$$\left[ \frac{\sigma_{\phi_{epi}}}{\phi_{epi}} \right]^2 \approx \left[ \frac{\sigma_{C^{CD}}}{C^{CD}} \right]^2 + \left[ \frac{\sigma_{IR}}{IR} \right]^2 \quad 5.7$$

$$\left[ \frac{\sigma_{\phi_{th}}}{\phi_{th}} \right]^2 \approx 5 \left[ \frac{\sigma_C}{C} \right]^2 + \left[ \frac{E_2(\bar{\Sigma}_t d) d}{1/2 - E_3(\bar{\Sigma}_t d)} \sigma_{\bar{\Sigma}_t} \right]^2 \quad 5.8$$

Para obter a equação 5.8 desprezou-se os fatores de correção devido ao espelhamento, ao efeito de borda e de depressão do fluxo. Além disto, fez-se a suposição que  $C = 2C^{CD}$  e  $F^{CD} = 1$  (veja Tabela IV.1) e que os erros em  $F^{CD}$  e  $\bar{\Sigma}_a/\bar{\Sigma}_t$  são desprezíveis por se tratarem de relações que possuem o mesmo erro sistemático.

Para estimar o erro em  $\bar{\Sigma}_t$ , utiliza-se a equação 2.6 à qual aplica-se a formulação de propagação de erros, supondo que os erros maiores ocorrem em  $\Sigma_t(E_0)$  e em  $T_n$ . Desta forma obtemos:

$$\left[ \frac{\sigma_{\bar{\Sigma}_t}}{\bar{\Sigma}_t} \right]^2 \approx \left[ \frac{\sigma_{\sigma_t(E_0)}}{\sigma_t(E_0)} \right]^2 + \left[ \frac{\sigma_{T_n}}{T_n} \right]^2 \quad 5.9$$

A Tabela V.2 mostra os erros atribuídos aos vários parâmetros, bem como a forma pela qual a atribuição foi feita.

**Tabela V.2**  
Erros Atribuídos aos Vários Parâmetros

Parâmetro	Erro Percentual	Forma de atribuição
$\Sigma_t(E_0)$	0,3%	ref.(25)
$S_2, G_2, S_3, G_3$	~ 0,1% – desprezado	ref.(37); erro no último algarismo significativo.
IR	1,5%	ref.(25)
$T_n$	1,5%	desvio padrão no ajuste por mínimos quadrados (Fig. A1.1 do apêndice).
$g(T_n)$	< 0,1% – desprezado	ref.(55); erro no último algarismo significativo.
d	desprezado	Item 5.1 – compensado com a medida da massa da folha.
C e $C^{CD}$	2%	estimação no Item 5.1

Aplicando os valores da tabela V.2 nas equações 5.7, 5.8 e 5.9, obtemos:

$$\frac{\sigma_{\phi_{th}}}{\phi_{th}} \approx 5\%$$

$$\frac{\sigma_{\phi_{epi}}}{\phi_{epi}} \approx 3\%$$

### 5.3 – Outros Erros

Neste ítem serão discutidos os erros que não fizeram parte nas estimativas dos ítems anteriores.

#### 5.3.1 – Extensão do Espectro Térmico

O espectro do reator é dado de maneira aproximada na equação 2.3. A aproximação consiste em estender o espectro térmico para energias maiores que  $E_{ET}$  de maneira que as secções de choque médias na região térmica podem ser calculadas numericamente, uma vez que é fixado o limite superior da integração (equação 2.6). Para estimar a influência desta aproximação no caso, calcula-se uma secção de choque média do  $^{197}\text{Au}$  que sabe-se é inferior ao valor procurado. Esse valor é comparado com o obtido através da equação 2.6, que sabe-se, é superior ao procurado.

O valor inferior é dado por:

$$\bar{\sigma}_{st}(\text{inf}) = \int_0^{E_{ET}} \sigma_{st}(E_0) \sqrt{\frac{E_0}{E}} \frac{E}{kT_n} e^{-E/kT_n} \frac{dE}{kT_n} \quad 5.10$$

onde supõe-se que o comportamento de  $\sigma_{st}(E)$  é  $1/v$ , sendo por essa razão o valor calculado inferior ao procurado, pois sabe-se que a secção de choque de ativação do  $^{197}\text{Au}$  possui uma ressonância em 4.905 eV<sup>(47)</sup>

Rearranjando a equação 5.10, obtemos:

$$\bar{\sigma}_{st}(\text{inf}) = \frac{\sigma_{st}(E_0) \sqrt{E_0}}{\sqrt{kT_n}} \int_0^{E_{ET}/kT_n} x^{1/2} e^{-x} dx \quad 5.11$$

Para avaliar a equação 5.11, utilizou-se a distribuição  $\chi^2$  encontrada tabelada na referência<sup>(48)</sup>:

$$\chi^2_{n=3}(x) = \frac{1}{2^{3/2} \Gamma(3/2)} \int_0^x t^{1/2} e^{-t/2} dt \quad 5.12$$

Inserindo a equação 5.12 em 5.11, após uma mudança de variáveis, obtém-se:

$$\bar{\sigma}_{st}(\text{inf}) = \frac{\sigma_{st}(E_0) \sqrt{E_0} \chi^2_{n=3}\left(\frac{2E_{ET}}{kT_n}\right) \sqrt{\pi}}{2\sqrt{kT_n}}$$

Calculando, tem-se:

$$\sigma_{st}(\text{inf}) = 78.8 \text{ barns}$$

e utilizando a equação 2.6:

$$\bar{\sigma}_{at}(\text{sup}) = 80.2 \text{ barns}$$

Supondo que a média dos dois valores está mais próxima do valor procurado, notamos que comete-se um erro de aproximadamente 0,8% se adotarmos  $\bar{\sigma}_{at}(\text{sup})$ . Porém, este erro é menor que o estimado na determinação dos fluxos (3%), razão pela qual foi desprezado.

### 5.3.2 – Atenuação do Fluxo Epitérmico Causada pelo Cobertor de Cádmi

Sabe-se que ao utilizar a equação 2.30 para determinar o fluxo epitérmico, corrige-se os efeitos de auto-blindagem e espalhamento de nêutrons que ocorre no sistema caixa de cádmio-folha de ativação. Os efeitos de depressão e borda não estão corrigidos, mas espera-se que sejam desprezíveis como no caso do espectro térmico. Porém, existe outro efeito neste caso, além dos quatro já mencionados, que não foi corrigido. Consiste na atenuação do fluxo epitérmico ao redor do detector coberto, provocada por uma queda na taxa de reações de fissão, que por sua vez, é causada pela forte absorção de nêutrons térmicos pelo cobertor de cádmio.

Para avaliar esse efeito, irradiou-se 14 folhas de níquel de dimensões aproximadas de 4 x 4 x 1 mm, dispostas próximas a uma caixa de cádmio, conforme mostrado na Figura 5.2.

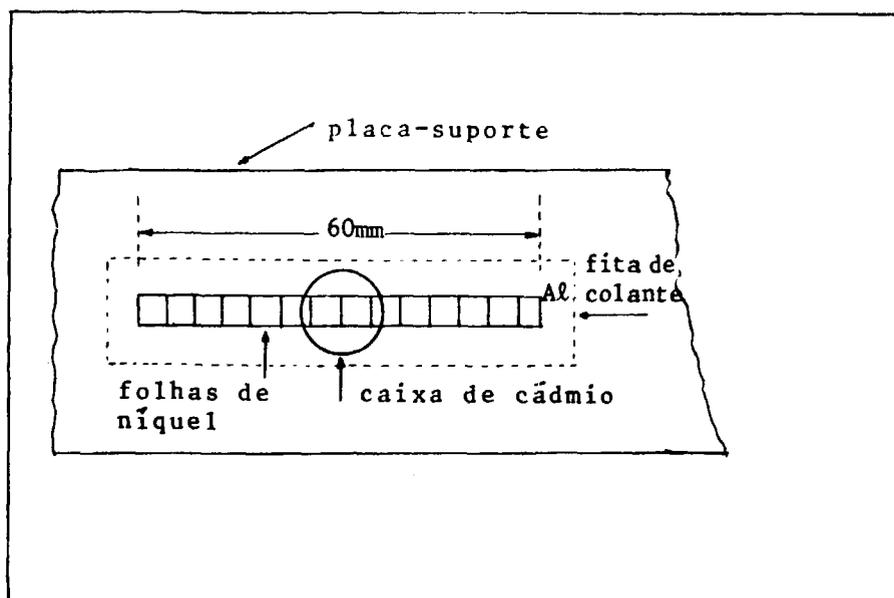


Figura 5.2 – Arranjo para Medir a Atenuação de  $\phi_{epi}$  Devido à Caixa de Cádmi

Na ocasião da irradiação, ocorre a reação  $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$  nas folhas de níquel, provocada por nêutrons com energia superior a 1MeV, pertencentes portanto, ao grupo rápido. Supondo que a atenuação do fluxo epitérmico, mencionada acima, é igual à atenuação do fluxo rápido, estima-se este efeito determinando a atividade relativa das folhas de níquel. Na Figura 5.3 observa-se a atividade relativa das folhas de níquel em função da distância relativa à caixa de cádmio. Nesta figura observa-se a curva da atividade em função da distância (curva cheia) obtida e a curva tracejada que representa o comportamento do fluxo epitérmico sem a presença do cobertor de cádmio. Pela diferença entre as duas curvas, no ponto central (abscissa = 0), estima-se a depressão do fluxo epitérmico que, como pode ser observado, é da ordem de 2%. Porém, esta estimativa possui um erro muito grande ocasionado pela baixa atividade observada das folhas de níquel (note que a diferença encontrada é comparável às barras de erro

da curva). Mesmo assim, se considerarmos esta atenuação como sendo um erro não corrigido, não será modificado de forma substancial o resultado obtido no ítem 5.2.

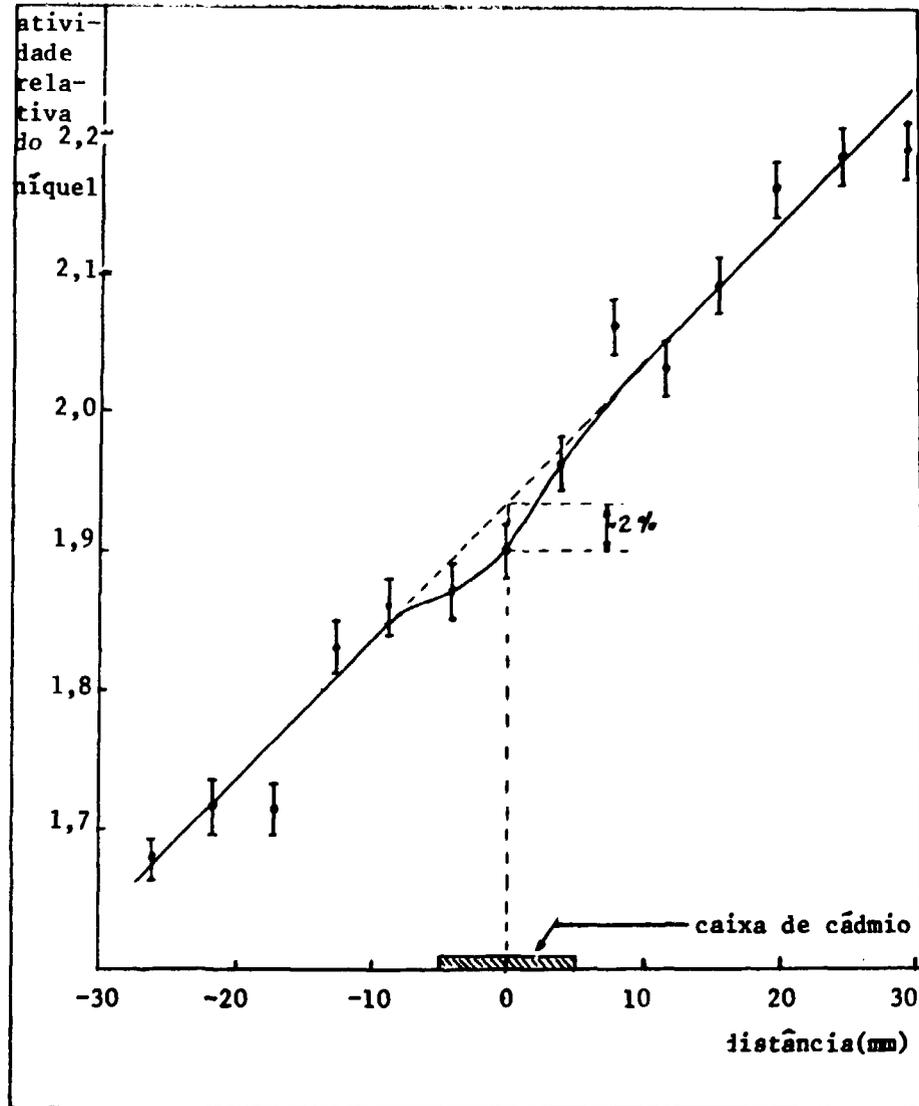


Figura 5.3 - Atividade Relativa das Folhas de Níquel Próximo a uma Caixa de Cádmi

### 5.3.3 - Erro na Avaliação da Potência do Reator

A potência de operação do reator, durante a irradiação das folhas foi avaliada a partir do gráfico obtido do instrumento de controle do reator (Figura 4.4.). Porém, não se possui atualmente dados a respeito da precisão do sistema de medida da potência de operação do reator, principalmente em potências baixas, como no caso, por volta de 450 W. Para contornar este inconveniente, os resultados apresentados no capítulo anterior (Tabela IV.3), não estão normalizados em função da potência de operação (fluxo por watt), permanecendo no entanto a estimativa da potência.

## 6 – CONCLUSÃO, RECOMENDAÇÕES E SUGESTÕES

A medida absoluta da distribuição espacial tridimensional do fluxo de nêutrons, no núcleo do reator IEA-R1, utilizando detectores de ativação, preenche os requisitos necessários com vista à sua aplicação para as quatro finalidades descritas no item 1.1.

O método desenvolvido, utilizando folhas de Au de 8 mm de diâmetro, montadas em placas de lucite, introduzidas no reator por meio do guia mostrado na Figura 3.10, e contadas no sistema de detecção por cintilação NaI calibrado em relação ao sistema por coincidência, mostrou a viabilidade para a aplicação frequente, podendo ser considerado praticamente como implantado.

O tempo total gasto exclusivamente na irradiação das folhas, na contagem das mesmas e na análise dos resultados foi estimado como sendo de 80 horas, podendo ser minimizado em medidas futuras. Os instrumentos e materiais utilizados não são dispendiosos, com exceção dos aparelhos eletrônicos, que, no entanto, são utilizados em outras medidas.

Valem algumas recomendações na utilização dos dados apresentados:

- 1) Recomenda-se lembrar que durante a irradiação houve um pico de potência de 2,8 kW, acarretando mudanças na barra de controle, provocando mudanças na distribuição espacial do fluxo de nêutrons próximo à barra. É esperado que este efeito seja desprezível, já que o movimento da barra é pequeno comparado com as dimensões do núcleo do reator e já que todas as folhas estavam distanciadas a mais de 3 livres caminhos médios da barra.
- 2) Para estimar o fluxo de nêutrons em uma potência mais alta que a utilizada na medida (455 W), principalmente se a estimativa for feita a 10 MW, recomenda-se realizar um estudo mais detalhado da validade da hipótese de que o fluxo é diretamente proporcional à potência de operação. Num modelo simples esta hipótese é aceita, ou seja, todos os parâmetros variam linearmente com a potência, tais como: concentração de produtos de fissão venenos, taxa de fissões de nêutrons. Porém, existem dúvidas de certos efeitos, como por exemplo, o alargamento das ressonâncias das secções de choque devido ao efeito "Doppler", ligado ao fato de a temperatura do núcleo do reator aumentar com o aumento da potência, diminuindo a reatividade do reator que deve ser compensada com as barras de controle. Por fim, esta compensação modifica a distribuição espacial do fluxo de nêutrons.

Ainda sobre a estimativa do fluxo de nêutrons em potências elevadas, a partir dos dados do presente trabalho, recomenda-se estimar o erro do instrumento sensor de potência do reator, já que este não é conhecido em potências baixas porque as calibrações são feitas geralmente em potências elevadas. Esta consideração é de vital importância já que uma extrapolação até 10 MW a partir de dados obtidos em 455 W envolve um risco de erro considerável.

São feitas aqui várias sugestões para o aprimoramento dos dados obtidos, minimizando os erros cometidos no presente trabalho.

Nota-se que a maior fração do erro estimado em 3% advém da determinação da eficiência do sistema de contagens, provocado pela forma de fixação de folhas nas placas-suporte, conforme mostra a Figura 5.1. Dada a dificuldade de se montar as folhas com mais precisão, pode-se recorrer a uma mudança no sistema de contagens, de forma que este seja menos sensível a variações na posição vertical da folha. Isto pode ser feito aumentando-se a distância entre a folha e o detector de NaI, bem como aumentar a abertura do colimador, que no caso é de 12 mm de diâmetro, (como pode ser visto na Figura 3.11) um tanto estreita quando comparada com o diâmetro das folhas (8 mm), provocando variações muito acentuadas no ângulo sólido visto pela folha com relativamente pequenas variações na posição vertical da folha.

Deve ser feita uma outra medida da atenuação do fluxo epitérmico causada pelo cobertor de cádmio, descrita no ítem 5.3.2, irradiando-se as folhas de níquel por um tempo mais longo, diminuindo-se os erros provocados pela baixa atividade das mesmas. No caso a experiência foi feita com o reator operando a 1 kW durante 15 minutos, e para aumentar a exposição é necessário irradiar previamente uma placa de lucite no guia de irradiação, para observar o seu comportamento, para não correr riscos de se quebrar no interior do núcleo.

Para evitar as interpolações e extrapolações lineares, devido ao fato de não se irradiar as folhas cobertas nas mesmas posições onde se irradia as folhas nuas, e ao mesmo tempo para evitar a mudança da distribuição espacial provocada pelos cobertores de cádmio no caso de duas irradiações consecutivas respectivamente com folhas cobertas e nuas, pode-se proceder da seguinte forma: faz-se duas irradiações consecutivas, mas com os dois tipos de folhas presentes em ambas as irradiações. Só que em uma irradiação, nos lugares onde havia folhas nuas, na outra irradiação colocam-se folhas cobertas nas mesmas posições e onde havia folhas cobertas na primeira irradiação, colocam-se folhas nuas na segunda.

Comentou-se no ítem 4.2.2 que as contagens das folhas cobertas com cádmio tiveram que ser refeitas devido à interferência da atividade dos cobertores de cádmio. Estas medidas foram refeitas, retirando-se uma a uma, as folhas do interior dos cobertores e colocando-as diretamente em frente ao detector com o auxílio de um cobertor não ativado, fixo nessa posição. Esse procedimento exigiu tempo extraordinário na contagem das folhas. Pode-se contornar esse problema utilizando-se outra técnica na análise das contagens, que consiste em ajustar uma curva por mínimos quadrados na distribuição de altura de pulsos provenientes do fotopico do  $^{198}\text{Au}$ . A princípio, esse procedimento elimina de maneira mais eficiente a interferência da atividade dos cobertores de cádmio, comparado ao procedimento utilizado no trabalho. Dessa maneira evita-se a retirada de folhas no interior dos cobertores, deixando-as intactas para novas medidas.

Para diminuir a dependência de parâmetros calculados nos resultados obtidos, (no caso, calculou-se a temperatura de distribuição dos nêutrons térmicos  $T_n$  e energia limiar do espectro epitérmico  $E_{Et}$ ) pode-se determinar experimentalmente a temperatura  $T_n$ . Basta medir a ativação térmica produzida em uma folha cuja secção de choque apresente uma ressonância na região térmica, como por exemplo  $^{176}\text{Lu}$ . Relacionando essa ativação com a ativação térmica produzida no  $^{197}\text{Au}$ , determina-se  $T_n$ , ajustando-se  $g(T_n)$  das duas substâncias.

## APÊNDICE I

## TABELA DE DADOS E RESULTADOS DE CÁLCULOS

A1.1 – Dados Sobre o Reator<sup>(42)</sup>

- Número de placas de combustível por elemento: 18
- Largura ativa das placas: 59,2 mm a 65,4 mm – média 62,3 mm
- Comprimento ativo das placas: 586 a 610 mm – média 596 mm
- Distância entre as placas: 2,9 mm
- Espessura das placas de combustível: 1,53 mm
- Espessura da liga U-Al: 0,51 mm
- Espessura do encamizamento de Al: 0,51 mm
- Relação de peso na liga U-Al: 45% em  $^{235}\text{U}$
- Enriquecimento: 93,2% em  $^{235}\text{U}$
- Peso de  $^{235}\text{U}$  por placa: 10,3 gramas em média

A1.2 – Dados Sobre Seção de Chorus<sup>(25,47)</sup>

ELEMENTO →	Al	$^{235}\text{U}$	$^{238}\text{U}$	$\text{H}_2\text{O}$	$^{197}\text{Au}$	Cd
PARÂMETRO						
$\sigma_0(0,0253 \text{ eV})$ (barns)	$0,236 \pm 0,006$	$678,2 \pm 2,2$	$2,73 \pm 0,04$	0,66	$98,8 \pm 0,3$	$2480 \pm 30$
$\sigma_{\text{ativação}}$ (barns)		$101 \pm 2$			$98,8 \pm 0,3$	
$\sigma_g$ (barns)	$1,4 \pm 1$	$15 \pm 2$	13,8	103	9,3	7
$1 - \bar{\mu}_p$	0,9764	0,9972	0,9972	0,876	0,9966	0,9940
$g(T_p); T_n = 83^\circ\text{C}$		0,9642	1,0028		1,0068	1,5373
$N(\text{átomos/cm}^3)$	$6,02 \times 10^{22}$			$3,36 \times 10^{22}$	$5,91 \times 10^{22}$	$4,84 \times 10^{22}$
$iR$ (barns)	0,18	$144 \pm 6$	$280 \pm 12$		$1680 \pm 20$	10?

### A1-3 – Temperatura da Distribuição Maxwelliana do Espectro Térmico e Energia Limiar do Espectro Epitérmico

- Ajusta-se uma curva maxwelliana, por mínimos quadrados, nos pontos obtidos do programa Hammer<sup>(48)</sup>. Os dois dados são determinados conforme mostra a Figura A1.1.

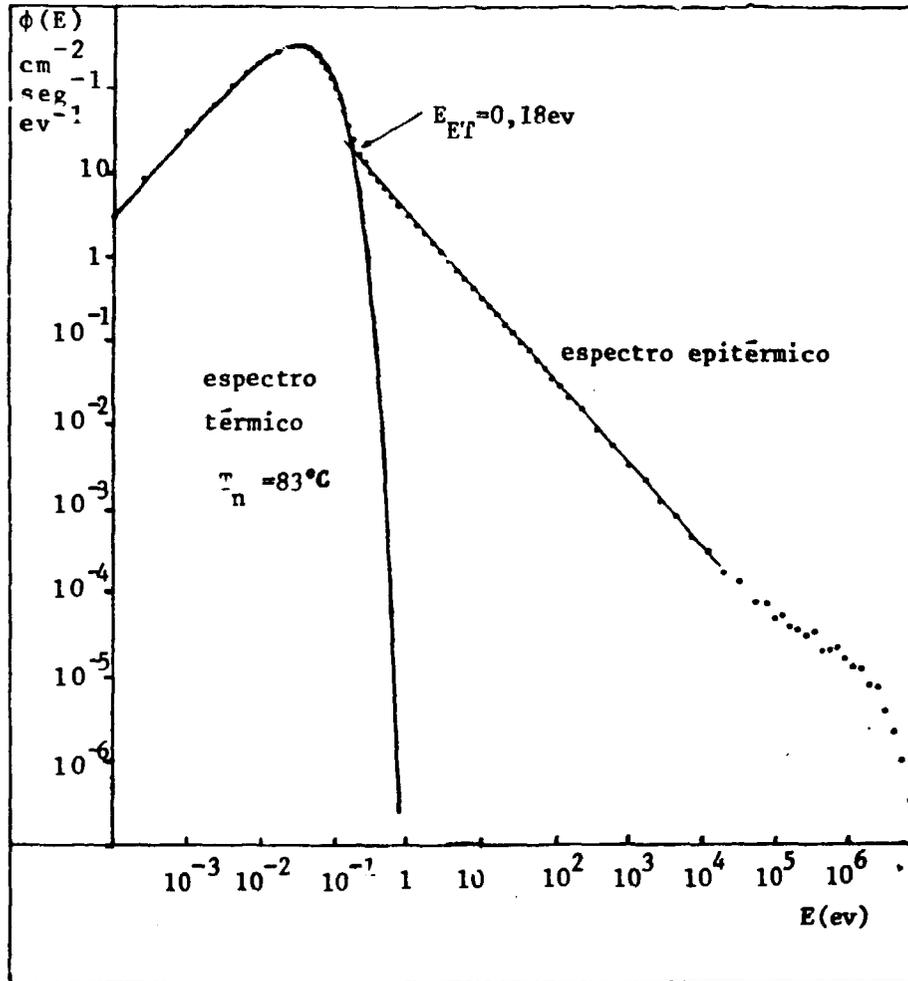


Figura A1.1 – Espectro do Fluxo de Nêutrons no Reator IEA-R1

- Temperatura da distribuição térmica ajustada:  $T_n = 83^\circ\text{C}$
- Energia limiar do espectro epitérmico:  $E_{ET} = 0,18 \text{ eV}$

### A1-4 – Cálculo das Secções de Choque Médias no Reator

- Os dados determinados neste item, são necessários somente para calcular o fator de depressão do fluxo de nêutrons.

#### AI-4.1 – Definição de Célula do Reator

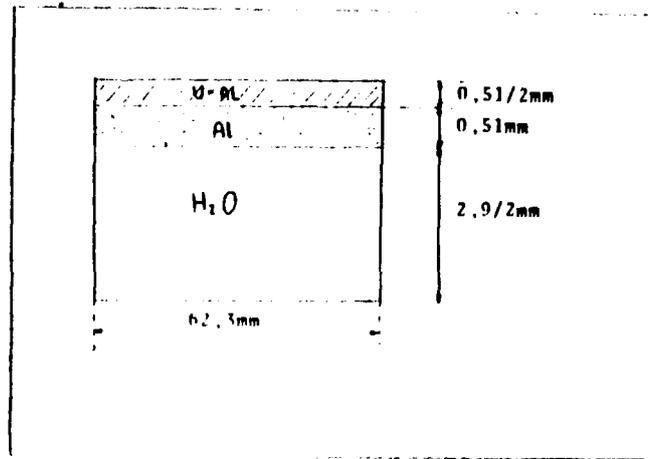


Figura AI.2 – Célula do Reator IEA-R1

#### AI-4.2 – Homogeneização do Núcleo do Reator

- Volume da célula unitária: 82,5 cm<sup>3</sup>
- Densidades atômicas: a partir dos dados das seções AI-1, AI-2 e AI-4.1.
- $N(^{235}\text{U}) = 1,60 \times 10^{20}$  átomos/cm<sup>3</sup>
- $N(^{238}\text{U}) = 1,17 \times 10^{19}$  átomos/cm<sup>3</sup>
- $N(\text{Al}) = 1,56 \times 10^{22}$  átomos/cm<sup>3</sup>
- $N(\text{H}_2\text{O}) = 2,19 \times 10^{22}$  átomos/cm<sup>3</sup>

#### AI-4.3 – Seções de Choque Médias no Núcleo Homogeneizado

- Com os dados das seções AI-2 e AI-3 e a equação 2.6 do capítulo 2, calculam-se as seções de choque microscópicas médias no espectro térmico. Com estas e os dados da seção anterior, determinam-se as seções de choque macroscópicas e os outros parâmetros:

$$\bar{\Sigma}_s = 0,0988 \text{ cm}^{-1}$$

$$\bar{\Sigma}_a = 2,280 \text{ cm}^{-1}$$

$$\bar{\Sigma}_{tr} = 1,549 \text{ cm}^{-1}$$

$$\bar{\Sigma}_t = 2,379 \text{ cm}^{-1}$$

$$\lambda_{tr} = 0,646 \text{ cm}$$

$$\bar{D} = \text{coeficiente de difusão} = 0,202 \text{ cm}$$

$\bar{L}$  = comprimento de difusão = 1,43 cm

#### AI-5 – Dados Sobre as Folhas de Au

- Diâmetro: 8 mm
- Espessura: 0,013 mm
- Espessura do cobertor de cádmio:  $0,65 \pm 0,03$  mm
- $\bar{\Sigma}_g(\text{Au}) = 4,74 \text{ cm}^{-1}$  (AI-2)
- $\bar{\Sigma}_s(\text{Au}) = 0,55 \text{ cm}^{-1}$  (AI-2)
- $\bar{\Sigma}_t(\text{Au}) = 5,29 \text{ cm}^{-1}$  (AI-2)
- Fator de Skyrme  $g_s$  (equação 2.23) = 0,616
- $g_v/g_s$  (ref. 43) = 1
- fator de auto blindagem (equação 2.14) = 0,972
- fator de depressão do fluxo térmico (equação 2.21) = 0,996
- fator de espalhamento na folha (equação 2.17) =  $1,14 \times 10^{-5}$ .
- efeito de borda (equação 2.20) =  $1,06 \times 10^{-3}$
- ativação nua por unidade de fluxo térmico:  $C_{th}^{n\acute{u}}/\phi_{th} = 6,98 \times 10^{-3}$  (equação 2,29).
- energia de corte de cádmio:  $E_{cd} = 0,75 \text{ eV}$  (interpolação linear nos dados da referência 6).

$$\int_{0,18\text{eV}}^{\infty} \sigma_{st}(E) \frac{dE}{E} = 1582 \text{ barns}^{(6,25)}$$

$$\int_{0,75\text{eV}}^{\infty} \sigma_{st}(E) \frac{dE}{E} = 1541 \text{ barns}^{(6,25)}$$

$$S_2 = 0,993 \text{ (37)}$$

$$S_3 = 0,984 \text{ (37)} \text{ – corrigido para espessura de cádmio de } 0,65 \text{ mm}$$

$$G_2 = 0,500 \text{ (37)}$$

$$G_3 = 0,479 \text{ (37)}$$

$$\text{– ativação nua por unidade de fluxo epitérmico: } C_{epi}^{n\acute{u}}/\phi_{epi} = 6,04 \times 10^{-2} \text{ (equação 2,29)}$$

$$\text{– ativação coberta por unidade de fluxo epitérmico: } C^{CD}/\phi_{epi} = 5,58 \times 10^{-2} \text{ (equação 2.30)}$$

– resultados globais:

$$C^{n\acute{u}} = 5,98 \times 10^{-3} \phi_{th} + 6,04 \times 10^{-2} \phi_{epi}$$

$$C^{CD} = 5,58 \times 10^{-2} \phi_{epi}$$

– transmissão do fluxo térmico no cobertor de cádmio:

$$E_2(\bar{\Sigma}_0^{CD} d^{CD}) = 9 \times 10^{-6} \quad (3)$$

– interferência do cobertor de cádmio na folha nua distante de 3,56 cm:  $\frac{\phi(z)}{\phi_0} = 0,996$   
(equação 2,32)

#### AI-6 – Tabela dos Dados Obtidos nas Medidas

Veja a seguir Tabelas AI-6.1 e AI-6.2.

Tabela A1.6.1

Dados Coletados nas Contagens das Folhas Nuas

PL-F - número de identificação da folha (veja Tabela A1.6.3)  
 HR.min.sec - hora de início de contagem da folha  
 DIA - dia em que foi feita a contagem  
 CONTS - número de contagens acumulado  
 DELTA-T - tempo de contagem da folha (seg)  
 MASSA - massa da folha (gr)  
 ATIVAÇÃO - ativação da folha calculada pela equação 2.38.

CONTS BG TOTAL= 9728.  
 TEMPO DE CONTAGEM BG= 2588.8 SEG  
 CTE DE DECAIMENTO= .107124E-01 HORAS A - 1  
 DIA ZERO= 5.  
 HORA ZERO= 13.2333  
 DENSIDADE DA FOLHA= 19.32 GR/CM3  
 ESPESSURA DA FOLHA= .00130 CM  
 EFICIENCIA= .3600E-01  
 TEMPO DE IRRAD.= 1.07 HORAS

PL-F	HR-MN-SEG	DIA	CONTS	DELTA-T	MASSA	ATIVAÇÃO
1-1	14.31.47	13	200000.	721.432	.0105	.1266E+08
1-2	14.44.10	13	200000.	497.327	.0105	.1847E+08
1-3	14.52.45	13	200000.	381.320	.0105	.2418E+08
1-4	14.59.30	13	200000.	315.659	.0105	.2929E+08
1-5	15. 5. 5	13	200000.	289.777	.0105	.3195E+08
1-6	15.10.15	13	200000.	291.157	.0106	.3153E+08
1-7	15.15.30	13	200000.	319.716	.0106	.2872E+08
1-8	15.21. 5	13	200000.	404.808	.0106	.2265E+08
1-9	15.28. 5	13	200000.	577.245	.0106	.1587E+08
2-1	8.44.15	12	400000.	937.630	.0106	.1409E+08
2-2	9. 2.15	12	400000.	649.937	.0106	.2045E+08
2-3	9.12.30	12	400000.	478.794	.0106	.2785E+08
2-4	9.20.45	12	400000.	397.287	.0106	.3362E+08
2-5	9.28.15	12	400000.	357.663	.0106	.3740E+08
2-6	9.34.30	12	400000.	355.571	.0106	.3766E+08
2-7	9.40.50	12	400000.	388.548	.0106	.3450E+08
2-8	9.47.40	12	400000.	484.977	.0106	.2766E+08
2-9	9.57. 0	12	400000.	692.167	.0106	.1938E+08
3-1	11.29. 0	13	200000.	457.295	.0106	.1924E+08
3-2	11.37.25	13	200000.	312.305	.0106	.2828E+08
3-3	11.43. 0	13	200000.	236.493	.0106	.3744E+08
3-4	11.47.15	13	200000.	198.287	.0106	.4467E+08
3-5	11.50.50	13	200000.	183.941	.0106	.4825E+08
3-6	11.54.15	13	200000.	181.822	.0106	.4878E+08
3-7	11.57.35	13	200000.	204.893	.0106	.4335E+08

continua...

continuação da Tabela A1.6.1

PL-F	HR.MN. SG	DIA	CONTS	DELTA-T	MASSA	ATIVACAO
3-8	12. 1. 15	13	200000.	259.393	.0106	.3423E+08
3-9	12. 5. 50	13	200000.	379.093	.0106	.2338E+08
4-1	13. 35. 35	13	200000.	422.484	.0106	.2130E+09
4-2	13. 43. 0	13	200000.	293.136	.0106	.3083E+08
4-3	13. 48. 45	13	200000.	221.649	.0106	.4086E+08
4-4	13. 53. 0	13	200000.	185.623	.0106	.4882E+08
4-5	13. 56. 50	13	200000.	168.124	.0106	.5397E+09
4-6	13. 59. 55	13	200000.	168.347	.0106	.5395E+08
4-7	14. 3. 10	13	200000.	183.920	.0107	.4895E+08
4-8	14. 6. 55	13	200000.	228.698	.0107	.3932E+08
4-9	14. 11. 0	13	200000.	335.594	.0107	.2679E+08
5-1	16. 11. 50	13	200000.	633.253	.0107	.1443E+08
5-2	16. 22. 40	13	200000.	442.251	.0107	.2077E+08
5-3	16. 30. 15	13	200000.	333.019	.0107	.2768E+08
5-4	16. 36. 0	13	200000.	283.323	.0107	.3261E+08
5-5	16. 41. 0	13	200000.	258.777	.0107	.3570E+09
5-6	16. 45. 35	13	200000.	262.700	.0107	.3523E+09
5-7	16. 50. 5	13	200000.	289.726	.0107	.3121E+08
5-8	16. 55. 5	13	200000.	369.392	.0107	.2504E+08
5-9	17. 1. 25	13	200000.	531.698	.0107	.1736E+03
6-1	15. 51. 30	12	200000.	279.414	.0107	.2536E+09
6-2	15. 56. 50	12	200000.	176.938	.0107	.4011E+03
6-3	16. 1. 10	12	200000.	133.131	.0107	.5343E+09
6-4	16. 4. 10	12	200000.	114.154	.0107	.6242E+08
6-5	16. 7. 30	12	200000.	102.392	.0107	.6966E+08
6-6	16. 10. 0	12	200000.	101.470	.0107	.7218E+08
6-7	16. 12. 0	12	200000.	110.406	.0107	.6463E+09
6-8	16. 14. 5	12	200000.	139.567	.0107	.5108E+08
6-9	16. 16. 40	12	200000.	201.760	.0107	.3535E+08
8-1	11. 32. 50	12	400000.	828.149	.0107	.1631E+09
8-2	11. 47. 10	12	400000.	555.233	.0107	.2443E+08
8-3	11. 51. 45	12	400000.	413.129	.0107	.3292E+08
8-4	12. 3. 55	12	400000.	329.777	.0107	.4134E+08
8-5	12. 9. 40	12	400000.	281.812	.0107	.4844E+08
8-6	12. 14. 45	12	400000.	275.023	.0107	.4969E+08
8-7	12. 19. 45	12	400000.	300.240	.0107	.4554E+09
8-8	12. 25. 0	12	400000.	385.517	.0107	.3547E+08
8-9	12. 31. 45	12	200000.	256.640	.0107	.2384E+08
9-1	10. 34. 50	13	200000.	417.223	.0108	.2050E+09
9-2	10. 42. 35	13	200000.	234.458	.0108	.3019E+08
9-3	10. 47. 40	13	200000.	214.526	.0108	.4012E+08
9-4	10. 51. 45	13	200000.	176.506	.0108	.4382E+09
9-5	10. 55. 5	13	200000.	160.696	.0108	.5366E+08
9-6	10. 58. 45	13	200000.	161.474	.0108	.5343E+08
9-7	11. 1. 45	13	200000.	175.294	.0108	.4922E+08
9-8	11. 5. 5	13	200000.	229.971	.0108	.3907E+08
9-9	11. 9. 45	13	200000.	326.028	.0108	.2644E+09
10-1	10. 3. 25	13	200000.	325.134	.0108	.2621E+08
10-2	10. 9. 10	13	200000.	214.759	.0108	.3981E+08
10-3	10. 13. 0	13	200000.	160.385	.0108	.5338E+08
10-4	10. 16. 45	13	200000.	131.322	.0108	.6531E+08
10-5	10. 19. 35	13	200000.	118.438	.0108	.7245E+08
10-6	10. 22. 0	13	200000.	116.679	.0108	.7344E+08
10-7	10. 24. 10	13	200000.	128.593	.0108	.6678E+09

continua..

continuação da Tabela A1.6.1

PL-F	HR. MN. SG.	DIA	CONTS	DELTA-T	MASSA	ATIVACAO
10-8	10.26.40	13	200000.	162.503	.0108	.5281E+08
10-9	10.29.40	13	200000.	223.114	.0108	.3846E+08
11-1	9.34.10	13	200000.	292.320	.0108	.2701E+08
11-2	9.39.15	13	200000.	201.569	.0108	.4217E+08
11-3	9.42.50	13	200000.	146.776	.0108	.5804E+08
11-4	9.45.30	13	200000.	118.929	.0108	.7166E+08
11-5	9.48.15	13	200000.	106.748	.0108	.7989E+08
11-6	9.51.25	13	200000.	103.360	.0108	.8258E+08
11-7	9.53.45	13	200000.	112.393	.0109	.7537E+08
11-8	9.56.5	13	200000.	143.775	.0109	.5887E+08
11-9	9.58.45	13	200000.	207.406	.0109	.4074E+08
12-1	13.24.0	12	400000.	579.935	.0109	.2337E+08
12-2	13.36.30	12	200000.	195.892	.0109	.3471E+08
12-3	13.40.5	12	200000.	143.615	.0109	.4742E+08
12-4	13.42.45	12	200000.	115.661	.0109	.5884E+08
12-5	13.45.0	12	200000.	98.724	.0109	.6910E+08
12-6	13.47.0	12	200000.	94.620	.0109	.7209E+08
12-7	13.48.50	12	200000.	104.514	.0109	.6531E+08
12-8	13.50.50	12	200000.	131.329	.0109	.5196E+08
12-9	13.53.20	12	200000.	187.802	.0109	.3630E+08
12-7	13.55.55	12	200000.	105.075	.0109	.6504E+08
12-6	13.58.5	12	200000.	95.752	.0109	.7135E+08
12-5	14.1.0	12	200000.	99.281	.0109	.6889E+08
13-1	16.11.30	9	400000.	366.291	.0109	.1766E+08
13-2	16.18.5	9	400000.	238.660	.0109	.2715E+08
13-3	16.22.30	9	400000.	177.205	.0109	.3660E+08
13-4	16.25.45	9	400000.	142.181	.0109	.4568E+08
13-5	16.28.20	9	400000.	123.987	.0109	.5240E+08
13-6	16.30.45	9	400000.	119.917	.0112	.5275E+08
13-6	8.28.0	12	400000.	238.760	.0112	.5255E+08
13-6	11.21.15	12	400000.	242.994	.0112	.5325E+08
13-6	11.22.15	12	400000.	246.405	.0112	.5247E+08
13-6	14.4.0	12	400000.	249.404	.0112	.5339E+08
13-6	14.9.0	12	400000.	252.419	.0112	.5280E+08
13-6	14.56.25	12	400000.	255.824	.0112	.5255E+08
13-6	16.21.25	12	400000.	260.156	.0112	.5246E+08
13-6	16.32.0	12	400000.	256.570	.0112	.5329E+08
13-6	9.21.30	13	400000.	312.304	.0112	.5240E+08
13-6	9.27.15	13	400000.	306.992	.0112	.5335E+08
13-6	11.16.30	13	400000.	318.281	.0112	.5245E+08
13-6	11.22.35	13	400000.	313.219	.0112	.5340E+08
13-6	14.18.45	13	400000.	328.263	.0112	.5257E+08
13-6	14.24.55	13	400000.	323.567	.0112	.5341E+08
13-6	17.11.10	13	200000.	168.250	.0112	.5291E+08
13-6	9.6.0	14	400000.	401.621	.0112	.5249E+08
13-7	16.33.0	9	400000.	131.540	.0109	.4943E+08
13-8	16.35.25	9	400000.	169.088	.0109	.3848E+08
13-9	16.38.35	9	400000.	247.918	.0109	.2623E+08
14-1	14.14.40	12	200000.	378.886	.0109	.1800E+08
14-2	14.21.20	12	200000.	262.827	.0109	.2606E+08
14-3	14.26.0	12	200000.	192.390	.0109	.3566E+08
14-4	14.29.40	12	200000.	151.568	.0109	.4530E+08
14-5	14.32.40	12	200000.	134.106	.0109	.5122E+08
14-6	14.41.40	12	200000.	130.905	.0109	.5255E+08

continuação da Tabela A1.6.1

PL-F	HR.MN.SG	DIA	CONTS	DELTA-T	MASSA	ATIVACAO
14-7	14.44.10	12	200000.	146.843	.0109	.4686E+08
14-8	14.46.55	12	200000.	184.738	.0110	.3692E+08
14-9	14.50.15	12	200000.	254.423	.0110	.2680E+08
15-1	16.38.15	12	200000.	396.952	.0110	.1747E+08
15-2	16.45.30	12	200000.	262.068	.0110	.2656E+08
15-3	16.51.5	12	200000.	204.223	.0110	.3415E+08
15-4	16.55.0	12	200000.	168.001	.0110	.4155E+08
15-5	16.58.30	12	200000.	152.292	.0110	.4587E+08
15-6	17.1.45	12	200000.	151.504	.0110	.4617E+08
15-7	17.6.10	12	200000.	163.393	.0110	.4283E+08
15-8	17.9.15	12	200000.	212.092	.0110	.3296E+08
15-9	17.16.20	12	200000.	299.006	.0110	.2037E+08
15-6	9.14.15	13	200000.	180.723	.0110	.4693E+08
16-1	12.37.45	12	200000.	902.893	.0110	.1471E+08
16-2	12.53.30	12	200000.	305.439	.0110	.2184E+08
16-3	12.58.5	12	200000.	217.232	.0110	.3079E+08
16-4	13.3.0	12	200000.	172.148	.0110	.3394E+08
16-5	13.6.10	12	200000.	145.728	.0110	.4698E+08
16-6	13.8.55	12	200000.	142.647	.0110	.4735E+08
16-7	13.11.35	12	200000.	148.558	.0110	.4516E+08
16-8	13.14.30	12	200000.	198.011	.0110	.3337E+08
16-9	13.18.10	12	200000.	285.533	.0110	.2347E+08
17-1	15.2.25	12	200000.	522.078	.0110	.1302E+08
17-2	15.11.20	12	200000.	357.948	.0110	.1909E+08
17-3	15.17.35	12	200000.	264.421	.0110	.2598E+08
17-4	15.22.15	12	200000.	210.517	.0110	.3269E+08
17-5	15.27.25	12	200000.	182.698	.0110	.3761E+08
17-6	15.31.30	12	200000.	180.484	.0110	.3809E+08
17-7	15.39.50	12	200000.	198.999	.0110	.3461E+08
17-8	15.38.30	12	200000.	255.214	.0110	.2695E+08
17-9	15.43.0	12	200000.	371.470	.0110	.1849E+08
18-1	10.19.0	12	400000.	690.371	.0110	.1880E+08
18-2	10.30.55	12	400000.	450.980	.0110	.2889E+08
18-3	10.40.5	12	400000.	336.904	.0110	.3876E+08
18-4	10.41.30	12	400000.	274.756	.0110	.4757E+08
18-5	10.52.25	12	400000.	238.303	.0110	.5498E+08
18-6	10.56.45	12	400000.	233.332	.0110	.5619E+08
18-7	11.2.25	12	400000.	254.422	.0110	.5159E+08
18-8	11.6.5	12	400000.	315.496	.0110	.4163E+08
18-9	11.11.55	12	400000.	463.641	.0110	.2831E+08
21-1	15.38.50	13	200000.	387.725	.0111	.2268E+08
21-2	15.45.35	13	200000.	255.038	.0111	.3461E+08
21-3	15.50.5	13	200000.	189.828	.0111	.4661E+08
21-4	15.53.35	13	200000.	149.187	.0111	.5932E+08
21-5	15.56.20	13	200000.	126.538	.0112	.6934E+08
21-6	15.58.45	13	200000.	121.025	.0112	.7268E+08
21-7	16.1.10	13	200000.	134.503	.0112	.6535E+08
21-8	16.3.40	13	200000.	169.587	.0112	.5192E+08
21-9	16.6.45	13	200000.	246.380	.0112	.3563E+08

Tabela A1.6.2

## Dados Coletados na Contagem das Folhas Cobertas

PL-F - número de identificação da folha (veja Tabela A1.6.3)  
 HR.min.sec - hora de início de contagem da folha  
 DIA - dia em que foi feita a contagem  
 CONTS - número de contagem acumulado  
 DELTA-T - tempo de contagem da folha (seg)  
 MASSA - massa da folha (gr)  
 ATIVAÇÃO - ativação da folha calculada pela equação 2.38.

CONTS BG TOTAL= 9728.  
 TEMPO DE CONTAGEM BG= 2588.8 SEG  
 CTE DE DECAIMENTO= .107124E-01 HORAS A - 1  
 DIA ZERO= 5.  
 HORA ZERO= 13.2333  
 DENSIDADE DA FOLHA= 19.32 GR/CM3  
 ESPESSURA DA FOLHA= .00130 CM  
 EFICIENCIA= .3400E-01  
 TEMPO DE IRAD.= 1.07 HORAS

PL-F	HR.MN.SG	DIA	CONTS	DELTA-T	MASSA	ATIVAÇÃO
22-1	17. 8. 10	22	20328.	1169.800	.0112	.6512E+07
22-1	8. 13. 30	23	20172.	1345.300	.0112	.6317E+07
22-2	8. 38. 40	23	21807.	981.500	.0112	.1042E+08
22-3	8. 55. 55	23	20264.	710.900	.0112	.1401E+08
22-4	9. 8. 50	23	20012.	621.300	.0112	.1613E+08
22-5	9. 20. 5	23	21293.	594.400	.0112	.1822E+08
22-6	9. 30. 55	23	20609.	576.700	.0112	.1820E+08
22-7	9. 40. 45	23	20054.	613.600	.0112	.1649E+08
22-8	9. 52. 40	23	20009.	749.500	.0112	.1312E+08
22-9	10. 6. 0	23	23905.	1348.700	.0112	.0011E+07
23-1	12. 15. 0	20	127238.	4230.000	.0112	.7175E+07
23-2	13. 28. 15	20	100019.	2184.000	.0112	.1157E+08
23-3	14. 6. 5	20	101441.	1704.600	.0112	.1544E+08
23-4	14. 36. 0	20	106365.	1555.100	.0112	.1800E+08
23-5	15. 3. 0	20	90085.	1209.200	.0112	.1978E+08
23-6	15. 24. 20	20	50019.	676.500	.0113	.1950E+08
23-7	15. 36. 55	20	50020.	728.900	.0113	.1807E+08
23-8	15. 40. 10	20	50010.	910.200	.0113	.1428E+08
23-9	16. 6. 15	20	50018.	1416.400	.0113	.0848E+07
24-1	13. 59. 15	21	50721.	1640.300	.0113	.9631E+07
24-2	14. 28. 30	21	50675.	1042.000	.0113	.1597E+08
24-3	14. 47. 15	21	87972.	1390.100	.0113	.2128E+08
24-4	15. 12. 0	21	50190.	687.000	.0113	.2485E+08
24-5	15. 24. 45	21	52345.	663.700	.0113	.2700E+08
24-6	15. 37. 30	21	52527.	666.000	.0113	.2706E+08

continua...

## continuação da Tabela A1.6.2

PL-F	HR.MJ. SG	DIA	CONTS	DELTA-T	MASSA	ATIVACAO
24-7	15.50.20	21	50127.	695.500	.0113	.2467E+08
24-8	16. 4.55	21	50089.	868.400	.0113	.1953E+08
24-9	16.21. 0	21	50022.	1350.300	.0113	.1210E+08
25-1	8.37.45	22	20036.	715.000	.0113	.1049E+08
25-2	8.51.50	22	27448.	615.400	.0113	.1770E+08
25-3	9. 3.25	22	20021.	348.000	.0113	.2334E+08
25-4	9.10.30	22	20101.	296.500	.0113	.2782E+08
25-5	9.16.10	22	20032.	268.900	.0113	.3076E+08
25-6	9.21.30	22	20711.	276.200	.0113	.3101E+08
25-7	9.26.50	22	20019.	292.800	.0113	.2813E+08
25-8	9.31.20	22	17013.	300.000	.0113	.2311E+08
25-9	9.40. 0	22	10022.	288.000	.0113	.1352E+08
26-1	17. 9. 5	23	10447.	552.800	.0113	.9270E+07
26-2	17.19. 5	23	11785.	416.300	.0113	.1506E+08
26-3	17.26.50	23	11755.	324.000	.0113	.1998E+08
26-4	17.33.20	23	10280.	237.100	.0113	.2435E-08
26-5	17.37.40	23	11707.	245.300	.0113	.2705E+08
26-7	17.44. 0	23	12075.	269.400	.0113	.2531E+08
26-8	17.49.10	23	10145.	283.900	.0113	.1932E+08
26-9	17.54.45	23	10157.	434.400	.0113	.1212E+08
27-1	15.23.30	22	20012.	1145.800	.0113	.6376E+07
27-2	15.43.25	22	20008.	755.300	.0113	.1061E+08
27-3	15.56.35	22	20021.	596.000	.0113	.1395E+08
27-4	16. 7.15	22	20017.	479.300	.0114	.1765E+08
27-5	16.16.10	22	20013.	433.200	.0114	.1973E+08
27-6	16.19. 5	22	20093.	439.000	.0114	.1955E+08
27-7	16.32.15	22	20018.	496.900	.0114	.1704E+08
27-8	16.41.15	22	20371.	596.200	.0114	.1421E+08
27-9	16.52. 0	22	20012.	804.000	.0114	.9891E+07
28-1	16.33.30	20	50347.	1461.200	.0114	.8574E+07
28-2	16.49. 0	20	50029.	918.200	.0114	.1420E+08
28-2	9. 3. 0	21	53155.	1143.500	.0114	.1423E+08
28-3	9.25. 0	21	57544.	955.400	.0114	.1888E+08
28-4	9.42. 0	21	50081.	755.400	.0114	.2097E+08
28-5	9.55. 0	21	50012.	659.200	.0114	.2424E+08
28-7	10. 7.20	21	54894.	794.700	.0114	.2199E+08
28-8	10.22. 0	21	50028.	896.300	.0114	.1759E+08
28-9	10.39.45	21	50553.	1403.100	.0114	.1090E+08
29-1	10.42. 0	22	20014.	620.400	.0114	.1249E+08
29-2	10.53.15	22	20325.	389.500	.0114	.2091E+08
29-3	11. 1.55	22	20005.	293.000	.0114	.2835E+08
29-4	11. 6. 0	22	20026.	245.400	.0114	.3429E+08
29-5	11.10.45	22	20018.	219.700	.0114	.3841E+08
29-6	11.15. 0	22	20050.	217.500	.0114	.3900E+08
29-7	11.19.20	22	20021.	242.000	.0114	.3485E+08
29-8	11.24.10	22	20008.	292.300	.0114	.2954E+08
29-9	11.29.45	22	20012.	468.600	.0114	.1719E+08
30-1	14.35.15	23	10015.	604.400	.0114	.7566E+07
30-2	14.46. 0	23	20031.	789.500	.0114	.1280E+08
30-3	14.59.55	23	20657.	639.300	.0114	.1694E+08
30-4	15.11.20	23	20795.	529.400	.0114	.2112E+08
30-5	15.21.15	23	22119.	500.100	.0114	.2411E+08
30-6	15.30.15	23	20013.	444.800	.0114	.2459E+08
30-7	15.37.30	23	20014.	488.100	.0114	.2224E+08

PL-F	HR-MN-SG	DIA	CONTS	DELTA-T	MASSA	ATIVACAO
30-8	15.47.25	23	20438.	606.600	.0115	.1775E+08
30-9	15.59.00	23	10058.	447.900	.0115	.1112E+08
31-1	12.20.00	21	51552.	1774.500	.0115	.8659E+07
31-2	11.6.30	21	50300.	1079.900	.0115	.1445E+08
31-3	11.26.00	21	50453.	843.800	.0115	.1897E+08
31-4	11.41.5	21	56924.	694.500	.0115	.2318E+08
31-5	11.54.25	21	55011.	698.600	.0115	.2551E+08
31-6	12.7.25	21	50442.	656.700	.0115	.2492E+08
31-7	12.51.00	21	50643.	695.800	.0115	.2371E+08
31-8	13.4.15	21	50088.	867.600	.0115	.1860E+08
31-9	13.19.40	21	50067.	1367.000	.0115	.1137E+08
32-1	9.46.00	22	10573.	339.900	.0115	.1176E+08
32-2	9.52.30	22	20021.	402.700	.0115	.1979E+08
32-3	10.0.00	22	20016.	309.200	.0115	.2608E+08
32-4	10.5.50	22	20020.	250.700	.0115	.3175E+08
32-5	10.10.55	22	20030.	230.500	.0115	.3469E+08
32-6	10.16.00	22	20007.	228.900	.0115	.3613E+08
32-7	10.20.30	22	20098.	247.200	.0115	.3357E+08
32-8	10.25.40	22	20009.	311.600	.0115	.2618E+08
32-9	10.31.45	22	20006.	509.100	.0115	.1541E+08
33-1	10.36.45	23	10035.	419.700	.0115	.1245E+08
33-2	10.10.10	20	100014.	1082.400	.0115	.2291E+08
33-3	10.31.40	20	174022.	1450.000	.0115	.3018E+08
33-3	11.1.00	20	100004.	889.200	.0115	.2834E+08
33-4	11.18.10	20	124846.	910.000	.0115	.3489E+08
33-5	11.25.00	20	101047.	655.100	.0115	.3939E+08
33-6	11.47.40	20	101313.	650.000	.0115	.3997E+08
33-7	12.0.00	20	100263.	696.000	.0115	.3694E+08
33-8	19.44.40	23	10034.	196.100	.0115	.2931E+08
33-9	19.48.40	23	10011.	308.300	.0115	.1777E+08
34-1	18.52.00	23	10015.	471.800	.0115	.1070E+08
34-2	19.0.45	23	10060.	300.200	.0115	.1827E+08
34-3	19.6.15	23	10025.	226.500	.0115	.2491E+08
34-4	19.10.45	23	10022.	185.600	.0115	.3089E+08
34-5	19.14.30	23	10015.	164.900	.0115	.3510E+08
34-6	19.18.5	23	10065.	162.100	.0115	.3588E+08
34-7	19.21.25	23	10197.	179.900	.0115	.3254E+08
34-8	19.25.15	23	10014.	226.800	.0115	.2486E+08
34-9	19.29.40	23	10019.	342.100	.0115	.1575E+08
35-1	16.12.00	23	10023.	602.900	.0115	.7661E+07
35-2	16.23.5	23	10009.	387.700	.0115	.1317E+08
35-3	16.30.25	23	10045.	302.000	.0115	.1763E+08
35-4	16.36.00	23	11903.	292.700	.0115	.2208E+08
35-5	16.41.45	23	10076.	228.300	.0115	.2416E+08
35-6	16.46.15	23	10046.	218.600	.0115	.2531E+08
35-7	16.50.30	23	10129.	242.400	.0115	.2280E+08
35-8	16.55.15	23	10005.	288.800	.0115	.1853E+08
35-9	17.0.50	23	8008.	355.200	.0116	.1119E+08
36-1	12.25.45	23	20072.	1257.600	.0116	.6929E+07
36-2	12.57.50	23	20256.	817.100	.0116	.1200E+08
36-3	13.12.45	23	20111.	634.000	.0116	.1590E+08
36-4	13.24.15	23	26867.	720.700	.0116	.1921E+08
36-5	13.27.15	23	20016.	494.000	.0116	.2100E+08

continuação da Tabela A1.6.2

PL-F	HR. MN. SG	DIA	CONTS	DELTA-T	MASSA	ATIVACAO
36-6	13.46.25	23	23116.	557.900	.0116	.2167E+08
36-7	13.56.20	23	21585.	560.400	.0116	.2004E+08
36-8	14. 6.30	23	20047.	624.600	.0116	.1636E+08
36-9	14.17.35	23	20555.	949.400	.0116	.1036E+08
37-1	18. 3.40	23	10004.	515.000	.0116	.9408E+07
37-2	18.13.25	23	10016.	317.200	.0116	.1678E+08
37-3	18.19.40	23	10003.	244.200	.0116	.2247E+08
37-4	18.24.25	23	10026.	204.200	.0116	.2740E+08
37-5	18.28.25	23	10017.	181.200	.0116	.3114E+08
37-6	18.32. 5	23	10016.	175.300	.0116	.3231E+08
37-7	18.35.45	23	10051.	176.100	.0116	.2875E+08
37-8	18.39.40	23	10099.	238.000	.0116	.2346E+08
37-9	18.44.15	23	10010.	365.900	.0116	.1431E+08
38-1	10.30.30	23	23995.	1217.400	.0116	.8869E+07
38-2	10.52.10	23	23897.	859.400	.0116	.1342E+08
38-3	11. 7.25	23	20011.	587.400	.0116	.1695E+08
38-4	11.17.50	23	21559.	578.100	.0116	.1879E+08
38-5	11.28.10	23	20010.	505.500	.0116	.2010E+08
38-6	11.37.15	23	20964.	545.900	.0116	.1948E+08
38-7	11.47.15	23	20011.	594.300	.0116	.1685E+08
38-8	11.58. 5	23	20097.	801.700	.0116	.1203E+08
38-9	12.12. 5	23	19017.	1248.700	.0116	.6497E+07
39-1	11.39.45	22	10006.	708.000	.0116	.4513E+07
39-2	11.52.15	22	20002.	955.400	.0116	.7468E+07
39-3	12. 9. 0	22	20014.	753.200	.0116	.9974E+07
39-1	12.22.15	22	14262.	1020.400	.0116	.4482E+07
39-4	12.40. 0	22	21889.	694.400	.0116	.1220E+08
39-5	12.52.40	22	20392.	600.100	.0117	.1321E+08
39-6	13. 3.45	22	20052.	571.800	.0117	.1371E+08
39-9	13.14.40	22	20022.	1104.300	.0117	.6308E+07
39-7	13.33.40	22	20007.	616.600	.0117	.1264E+08
39-8	13.44.50	22	20010.	748.400	.0117	.1014E+08
40-1	13.59.25	22	20013.	987.700	.0117	.7300E+07
40-2	14.16.35	22	20019.	641.300	.0117	.1217E+08
40-3	14.28.20	22	20036.	485.900	.0117	.1665E+08
40-4	14.37.15	22	20017.	416.200	.0117	.1973E+08
40-5	14.44.55	22	21181.	389.500	.0117	.2256E+08
40-7	14.52.35	22	20020.	387.100	.0117	.2141E+08
40-8	15. 0. 0	22	20035.	482.800	.0117	.1687E+08
40-9	15. 8.45	22	20002.	734.000	.0117	.1052E+08
11-6	19.54.30	23	20642.	157.200	.0108	.8421E+08
9-6	9.36.15	26	101967.	2221.800	.0108	.5398E+08
2-6	10.14.45	26	90149.	2848.600	.0100	.3669E+08
11-6	13.47.25	21	100055.	432.500	.0100	.8414E+08

Tabela A1.6.3

## IDENTIFICAÇÃO DAS FOLHAS

Referente às Tabelas A1.6.1 e A1.6.2

PL-f significa o número da placa-suporte e o número da folha nesta placa. F varia de 1 a 9, identificando as 9 posições verticais onde foram inseridas as folhas no núcleo do reator, (coordenada z), e PL identifica as posições nos planos horizontais, (coordenadas x e y). Veja as Figuras 4.8 e 4.13.

correspondência entre F e Z:

F	Z	F	Z
1	278	5	0
2	208,5	6	- 69,5
3	139	7	-139
4	69,5	8	-208,5
		9	-278

correspondência entre PL e as coordenadas x e y:

folhas nuas			folhas cobertas		
PL	X	Y	PL	X	Y
1	76	258	22	76	222
2	152	178	23	-152	142
3	- 76	178	24	- 76	142
4	0	178	25	0	142
5	-152	178	26	76	142
6	0	98	27	152	142
8	152	98	28	-152	62
9	-152	18	29	0	62
10	- 76	18	30	152	62
11	0	18	31	-152	- 18
12	76	18	32	- 76	- 18
13	152	18	33	0	- 18
14	-152	- 62	34	76	- 18
15	76	182	35	152	- 18
16	152	- 62	36	-152	- 98
17	152	-142	37	0	- 98
18	0	-142	38	152	-110
21	0	- 62	39	152	-178
			40	0	-178

## ABSTRACT

A three-dimensional distribution of the neutron flux in IEA-R1 reactor, obtained by activating gold foils, is presented. The foils of diameter 8 mm and thickness 0,013 mm were mounted on lucite plates and located between the fuel element plates. Foil activities were measured using a 3x3 inches NaI(Tl) scintillation detector calibrated against a  $4\pi\beta\gamma$  coincidence detector. Foil positions were chosen to minimize the errors of measurement; the overall estimated error on the measured flux is 5%.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS\*

1. AMERICAN SOCIETY FOR TESTING AND MATERIALS. Standard method for measuring neutron flux by radioactivation techniques. (ASTM-E261-70; ANSI N 109-1973) Jun. 26, 1973. In: 1975 ANNUAL book of ASTM standards, part 45: Nuclear Standards. p.745-55.
2. AXTON, E. J. Absolute measurement of the neutron flux density in the A.E.R.E. reactor "GLEEP". *J. nucl. Energy, Parts A/B: Reactor Sci. Technol.*, 17:125-35, 1963.
3. BECKURTZ, K. H. & WIRTZ, K. *Neutron physics*. Berlin, Springer, 1964.
4. BENSCH, F. Flux depression and the absolute measurement of the thermal neutron flux density. *Atomkernenergie*, 25:257-63, 1975.
5. BORCHARD, B.; HASENCLEVER, B.; SCHNEIDER, W. Evaluation of flux distributions by automatic counting of large sets of activation detectors. In: BERKELEY NUCLEAR LABORATORIES (C.E.G.B.) *Radiation measurements in nuclear power: proceedings... in Gloucestershire, England, September 1966*. London, the Institute of physics and the physical society, 1967. p.391-6.
6. BROWN, H. I. & CONNOLLY, T. J. Cadmium cutoff energies for resonance absorbers in activation and reactivity measurements. *Nucl. Sci. Engng*, 24:6-17, 1966.
7. CARTWRIGH, J. K.; McNIGHT, J. A.; PICKERING, W. The measurement of flux distribution in the Winscale advanced gas-cooled reactor at zero power and comparison with calculation. In: BERKELEY NUCLEAR LABORATORIES (C.E.G.B.) *Radiation measurements in nuclear power: proceedings... in Gloucestershire, England, September 1966*. London, The Institute of physics and the physical society, 1967. p.48-53.
8. COLLINSON, C. B.; HIGHAM, E. J.; ROWBOTHAM, J. R. Measurements of neutron flux and fission rate in advanced gas-cooled reactor lattices. In: BERKELEY NUCLEAR LABORATORIES (C.E.G.B.) *Radiation measurements in nuclear power: proceedings... in Gloucestershire, England, September, 1966*. London, The Institute of physics and the physical society, 1967. p.54-62.
9. COPPERSMITH, W. C. & MEEM, J. L. Correlation of two group theory neutron flux measurement in a poll-type reactor. *J. nuclear Energy, Parts A/B: Reactor Sci. Technol.*, 20:435-48, 1966.
10. DALTON, G. R. The effects of anisotropy on neutron detector flux depression. *Trans. Am. nucl. Soc.*, 5(1):34-5, 1962.
11. DALTON, G. R. & OSBORN, R. K. Flux perturbations by thermal neutron detectors. *Nucl. Sci. Engng*, 9:198-210, 1961.

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

12. FLEISHER, R. L.; PRICE, P. B.; WALKER, R. M. Neutron flux measurement by fission tracks in solids. *Nucl. Sci. Engng.*, 22:153-56, 1965.
13. FLEISHER, R. L.; PRICE, P. B.; WALKER, R. M. *Nuclear tracks in solids*. Berkely, Calif., University of California, 1975.
14. FOREMAN, C. E. & HUBBARD, R. B. In core systems provides continuous flux map of reactor cores. *Power*, 111:106-9, Nov. 1967.
15. GREENSFIELD, M. A. Computing absolute thermal neutron flux from measurements made with indium foils. *Nucl. Sci. Engng.* 4:563-9, 1958.
16. GREENSFIELD, M. A. Measuring the ratio of thermal to resonance neutron densities using thick indium foil. *Nucl. Sci. Engng.* 2:246-52, 1957.
17. HANNA, G. C. The depression of thermal neutron flux and density by absorbing foils. *Nucl. Sci. Engng.*, 11:338-9, 1961.
18. HANNA, G. C. The neutron flux perturbation due to an absorbing foil: a comparison of theories and experiments. *Nucl. Sci. Engng.*, 15:325-37, 1963.
19. HEATH, R. L. *Scintillation spectrometry: gamma-ray spectrum catalogue, v.1*. 2.ed. /s/1/, Phillips Petroleum Co., Atomic Energy Div., Idaho Operations Office, Aug. 1964, p.20-8. (IDO-16880-1).
20. HELM, F. H. Numerical determination of flux perturbation by foils. *Nucl. Sci. Engng.*, 16:235-8, 1963.
21. HILBORN, J. W. Self powered neutrons detectors for reactors flux monitoring. *Nucleonics*: 22(2):69, 1964.
22. IBANA JR., H. & SHER, R. Thermal-neutron spectrum measurements by foil activation. *Nucl. Sci. Engng.*, 29:15-27, 1967.
23. ILBERG, D. & SEGAL, Y. Self shielding and self absorption in gold foils. *Nucl. Instrum. Meth.*, 58:161-3, 1968.
24. INITIAL testing of the la Crosse boiling water reactor. Bethesda, Md., Allis-Chalmers, Dec. 1967. (ACNP-67533).
25. INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. *Handbook on nuclear activation cross-sections: neutron photon and charged-particle nuclear reaction cross-section data*. Vienna, 1974. (Technical reports series, 156).
26. LAMARSH, J. R. *Introduction to nuclear reactor theory*. Reading, Mass., Addison-Wesley, 1966.
27. LEDERER, C. M.; HOLLANDER, J. M.; PERLMAN, I. *Table of Isotopes*. 6 ed. New York, N. Y., Wiley, 1967.
28. LOOSEMORES, W. R. & KNILL, G. Design and performance of miniature primary emission neutron activation detectors for spatial distributions measurements of neutrons in reactors. In: BERKELEY NUCLEAR LABORATORIES (C.E.G.B.). *Radiation measurements in nuclear power: proceedings. . . in Gloucestershire, England, September, 1966*. London, The Institute of physics and physical society, 1967, p.430-9.

29. MARTIN, D. H. Correction factors for Cd-covered-foil measurements. *Nucleonics*, 13(3):52-3, 1955.
30. MORSY, S. & KAMBA, I. Flux distortion in three-dimensional reactors due to plane absorbers. *Atomkernenergie*, 28(4):265-70, 1976.
31. MORSY, S. & WILLIAMS, M. M. R. Neutron flux perturbations due to absorbing foils. *J. Phys. D. Appl. Phys.*, 5:6-11, 1972.
32. MORSY, S. & WILLIAMS, M. M. R. Neutron flux perturbations due to infinite plane absorbers. III. Cosine flux. *J. Phys. D. Appl. Phys.*, 5:1993-2014, 1972.
33. MORSY, S. & WILLIAMS, M. M. R. Thermalization effects in the theory of neutron absorbing foils. *Atomkernenergie*, 20:29-32, 1972.
34. MULLER, E. Evaluation of the FDR-O neutron measurements, comparison of experimental and theoretical results. *Atomkernenergie*, 13:327-33, 1968.
35. NAKAJIMA, T.; TOJO, T.; KONDO, M. Measurement of material buckling of U-H<sub>2</sub>O assembly. *J. nucl. Sci. Technol.* 5(1):1-6, 1968.
36. NIELSEN, J. A. Correction in the gold foil activation method for determination of neutron beam density. *Nucl. Instrum. Meth.* 50:191-6, 1967.
37. PEARLSTEIN, S. & WEINSTOCK, E. Scattering and self-shielding corrections in cadmium-filtered gold, indium and <sup>199</sup>Au foil-activation measurements. *Nucl. Sci. Engng.*, 29:28-42, 1967.
38. PRICE, W. J. *Nuclear radiation detection*. New York, N. Y., McGraw-Hill, 1954. (McGraw series in nuclear engineering).
39. PROGRESS report of Nora project, October 1-December 31, 1967. [s.l.], [s.ed.], Jan. 1968. (IAEA-3498-21).
40. RAFFLE, J. F. Determination of absolute neutron flux by gold activation. *J. nucl. Energy. Part A. Reactor Sci.*, 10:18-33, 1959.
41. REACTOR physics constants. 2.ed. [s.l.], Argonne National Lab., Jul. 1963 (ANL-5800).
42. RELATÓRIO de análise de segurança do IEA-R1 modificado. São Paulo, Instituto de Energia Atômica, mai.1974.
43. RITCHIE, R. H. & ELDRIDGE, H. B. Thermal neutron flux depression by absorbing foils. *Nucl. Sci. Engng.*, 8:300-11, 1960.
44. SOLA, A. Flux perturbation by detector foils. *Nucleonics*, 18(3):78-81, 1960.
45. SPIEGEL, M. R. *Mathematical handbook of formulas and tables*. New York, N. Y., McGraw-Hill, 1968. (Schaum's Outline series).
46. SRIVASTAVA, D. S.; SAMPATHKUMAR, R.; CHAUDHURI, N. K.; IYER, R. H. Neutron flux mapping at Apsara reactor using solid state track detectors. Bombay Bhabha Atomic Research Center, 1974. (BARC-762).
47. STEHN, J. R.; GOLDBERG, M. D.; MAGURNO, B. A.; WIENERCHASMAN, R. *Neutron cross sections, v.1. 2.ed. [s.l.], Brookhaven National Lab., may 1964. (BNL-325, suppl. 2).*

48. SUICH, J. E. & HONECK, H. C. *The HAMMER system: heterogeneous analysis by multigroup methods of exponentials and reactors*. Aiken, S. C., Savannah River Lab., Jan. 1967. (DP-1064).
49. TARABELLA, A. *Cartes de flux par Jetelecteurs a semi-conducteurs sur le reacteur EDF-3*. Saclay, Commissariat a l'energie atomique, 1968. (CEA-R-3297).
50. TITTLE, C. W. Slow-neutron detection by foils. I. *Nucleonics*, 8(6) 5-9, 1951.
51. TITTLE, C. W. Slow-neutrons detection by foils. II. *Nucleonics*, 9(1) 61-7, 1951.
52. VAN HOWE, K. R. & BROWN, J. R. Progress of zero-power experiments in the peach bottom high-temperature gas-cooled reactor. In: WYMER, R. G. *Thorium fuel cycle: proceedings of second international... symposium Gatlinburg, Tenn., May 3-6, 1966*. Oak Ridge, Tenn., USAEC, Division of Technical Information Extension, Feb. 1968. p.695-715.
53. VERDANT, R. *Mesures continues de flux de neutrons dans le reacteurs nucleaires avec collectrons*. Saclay, Commissariat a l'energie atomique, 1973. (CEA-R-4411).
54. WALKER, J. V.; RANDALL, J. D.; STINSON JR, R. C. Thermal neutron flux perturbation due to indium foils in water. *Nucl. Sci. Engng.*, 15:309-13, 1963.
55. WESTCOTT, C. H. *Effective cross section values for well-moderated thermal reactor spectra*. 3.ed. Chalk River, Ontario, Atomic Energy of Canada Limited, Sep. 1960. (AECL-1101).
56. WILLIAMS, M. M. R. Neutron flux perturbations due to infinite plane absorbers. I. Spatial constant source. *Proc. phys. Soc.*, 85:413-33, 1965.



**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