

02/02/1986

10.5.22-1986

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

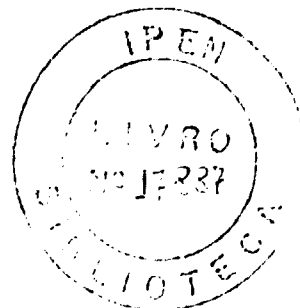
**IMPLEMENTAÇÃO DE QUEIMA ESPACIAL MODIFICANDO O PROGRAMA
NODAL BASEADO NO MÉTODO DE ELEMENTOS
FINITOS E MATRIZ RESPOSTA**

HÉLIO YORIYAZ

Dissertação apresentada como parte dos
requisitos para obtenção do Grau de
Mestre em Tecnologia Nuclear.

Orientador: Horácio Nakata

SÃO PAULO
1986



IMPLEMENTAÇÃO DE QUEIMA ESPACIAL MODIFICANDO O PROGRAMA NODAL
BASEADO NO MÉTODO DE ELEMENTOS FINITOS E MATRIZ RESPOSTA.

HÉLIO YORIYAZ

RESUMO

Neste trabalho foi implementado um esquema de cálculo de queima espacial e efeitos de realimentação no programa nodal FERM (" Finite Element Response Matrix ").

A dependência espacial dos parâmetros neutrônicos foi considerada em tres níveis: cálculo por zona material, cálculo por elemento e cálculo puntual.

A distribuição de fluxo e potência bem como o fator de multiplicação obtidos foram comparados com os fornecidos pelo programa em diferenças finitas CITATION.

Observou-se que o tempo de processamento é centenas de vezes menor no programa FERM e os resultados não apresentaram diferenças significativas.

SPATIALLY DEPENDENT BURNUP IMPLEMENTATION INTO THE NODAL PROGRAM
BASED ON THE FINITE ELEMENT RESPONSE MATRIX METHOD.

ABSTRACT

In this work a spatial burnup scheme and feedback effects has been implemented into the FERM (" Finite Element Response Matrix ") program.

The spatially dependent neutronic parameters have been considered in three levels: zonewise calculation, assembly wise calculation and pointwise calculation.

Flux and power distributions and the multiplication factor were calculated and compared with the results obtained by CITATION program.

These comparisons showed that processing time in the FERM code has been hundred of times shorter and no significant difference has been observed in the assembly average power distribution.

Í N D I C E

	pág.
I. INTRODUÇÃO	
I.1 Prefácio	1
I.2 Histórico	2
I.3 Objectivo	7
II. INTRODUÇÃO TEÓRICA	
II.1 Aspectos Gerais	9
II.2 Fundamentos teóricos	32
II.3 Queima de combustível	28
II.4 Interpolação das seções de choque	31
II.5 Correção na concentração média de xenônio na seção de choque de absorção térmica	32
II.6 Variação das seções de choque com o espec- tro de neutrons	35
II.7 Variação das seções de choque com a tempera- tura do combustível	40
III. RESULTADOS	
(Descrição Geral)	41
III.1 Reator de Angra-I	43
III.2 Cálculos com o programa CITATION	43
III.3 Cálculos com o programa FERM	49
III.3.1 Cálculo por zonas materiais	51
III.3.2 Cálculo por elemento	58
III.3.3 Cálculo puntual	67
III.4 Influência da correção das seções de choque macroscópicas com a variação da temperatura do combustível	71
III.5 Comparação dos tempos computacionais	74

	pág.
IV. CONCLUSÃO E SUGESTÕES	
IV.1 Conclusão	75
IV.2 Sugestões	70
Apêndice A	
Interpolação das seções de choque	77
Apêndice B	
Estudo do comportamento das seções de choque com a temperatura do combustível	80
Apêndice C	
C.1 Cálculo celular	82
Referências Bibliográficas	86

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

I.1 - PREFÁCIO

Na década passada a indústria nuclear foi surpreendida por um aumento tanto nas restrições econômicas como nos requisitos de segurança. Estes fatores impuseram um direcionamento para um estudo cada vez mais intenso no desenvolvimento de métodos computacionalmente eficientes e que fornecessem resultados mais precisos, principalmente no cálculo da distribuição de fluxo e potência.

Aliado a este fato, o advento dos reatores comerciais de grande porte tornaram os programas existentes, (por exemplo EDQ-7) /22/, baseados em métodos de diferenças finitas, pouco práticos para uso rotineiro em cálculos neutrônicos. Surgiu assim, a necessidade de se desenvolver novas técnicas que pudessem determinar com a eficiência e a precisão requeridas, a distribuição de potência no núcleo de um reator.

Surgiram, em consequência, os métodos em malhas grossas, que permitem utilizar malhas da ordem de vários centímetros de difusão de neutrons. Muitas técnicas foram desenvolvidas, cobrindo uma larga faixa de aproximações que se estendem desde esquemas de correção empírica de diferenças finitas, até sofisticados métodos de elementos finitos.

A essência de todos esses métodos está na tentativa de reduzir o número de incógnitas, por meio da reformulação do problema, de maneira a reduzir o trabalho computacional sem prejuízo na precisão dos resultados.

Embora esses métodos já sejam praticamente consagrados nos países desenvolvidos, o acesso a esses programas é bastante difícil exceto por contratos. Há também, algumas deficiências não solucionadas completamente, dentre as quais cita-se a dificuldade de se obter a distribuição localizada de potência dentro de um elemento combustível.

Além destes aspectos, é importante que um código tenha a capacidade de tratar análises de queima de combustível que ocorre durante a vida de um reator. Este aspecto associado aos efeitos de realimentação decorrentes, adquirem um papel importante, principalmente no aspecto econômico de uma central nuclear /8 /.

1.2 - HISTÓRICO

Dentre os vários métodos existentes atualmente, podemos destacar alguns mais conhecidos pela eficiência e praticidade, os quais serão descritos sucintamente nos próximos parágrafos.

O método nodal, desenvolvido por volta de 1972/11/, /24/, /29 /, resolve a equação de difusão de neutrons, definindo fluxos médios, seções de choque e constantes de acoplamento em cada nó. Os fluxos médios nodais são relacionados com as correntes de neutrons através de interface entre dois nós por meio de coeficientes de acoplamento. Devido ao fato dos acoplamentos serem feitos com os vizinhos mais próximos e dos nós serem grandes (10 a 20cm) /26 /, os fluxos médios nodais desconhecidos podem ser calculados com grande economia computacional.

Os códigos que utilizam este método, em geral, possuem a vantagem de não dependerem explicitamente da teoria de difusão, tal que as equações são derivadas do balanço de neutrons, relacionando diretamente quantidades integrais, tais como: fluxos médios e correntes de neutrons. Algumas vezes porém, isto acarreta na impossibilidade de se obter valores detalhados no interior de elementos combustíveis /29/,/14/.

O método de fluxo sintetizado, desenvolvido em 1975 /29/, consiste em representar a solução de um problema tridimensional como combinação linear das soluções de problemas unidimensionais e bidimensionais, aproveitando o fato de que num reator, a heterogeneidade é menos acentuada na direção paralela aos elementos combustíveis, cuo longo dos canais de refrigeração /11/,/1 / .

O método de matriz resposta, primeiramente aplicado em 1973 /11/, relaciona as correntes de neutrons que entram através de cada face de contorno da malha, com as correntes de neutrons que saem desta malha. O princípio básico é obter a matriz resposta correspondente a corrente de saída devido a todas as correntes que entram na malha e os fluxos médios na malha.

A base do Método de Elementos Finitos é a expansão da solução de um problema multidimensional complexo em polinômios, definidos localmente, em sub-regiões (elementos) do domínio do problema. Cada polinômio representa a teoria do fluxo numa determinada malha, satisfazendo as condições de contorno aí estabelecidas. Uma das características deste método é a facilidade e precisão com que geometrias irregulares podem ser tratadas, usando um número mínimo de elementos de formas adequadas e concentrando a densidade de elementos em regiões do reator onde houver necessidade de maior detalhamento do fluxo /1 /,/23/ .

Os métodos que utilizam o conceito de elementos finitos possuem a vantagem de facilitar a inserção de aproximações de altas ordens, permitindo o uso de malhas relativamente grandes (aprox. 20 cm). Por outro lado, estes métodos podem apresentar dificuldades na inversão de matrizes e nas estruturas de aceleração, no processo iterativo de solução do problema de autovalor /22/, /21/.

Nos últimos anos tem sido desenvolvidos também métodos que combinam alguns outros já existentes, com resultados bastante satisfatórios. Como exemplo, temos o Método de Expansão Nodal (MEN) /29/, /30/, o Método Nodal de Funções de Green (NGFN) /20/, e o Método de Elementos Finitos e Matriz Resposta (FEM) /22/.

Deve-se observar que todos estes métodos citados, são eficientes tanto na precisão dos resultados como na utilização do tempo de processamento computacional, permitindo, portanto, com baixo custo, análises de queima durante a vida do reator.

No processo de queima de combustível, não somente a quantidade de combustível tende a alterar, mas outros isótopos surgem como decorrência de fissões, causando modificações na composição do núcleo. Estas modificações alteram as seções de choque macroscópicas que devem ser então corrigidas em cada etapa de queima. A grande dificuldade que surge nesta análise, utilizando métodos em malhas grossas, é a complexidade do tratamento espacial das seções de choque.

Além destas mudanças na composição do núcleo do reator, existem os efeitos de realimentação, que estão relacionados a interação neutrônica-termohidráulica e que também contribuem para as variações nas seções de choque macroscópicas. Desta forma os parâmetros nucleares adquirem uma dependência espacial e temporal ao longo da vida do reator.

Os efeitos de realimentação neutrônica e termohidráulica, se não forem tratados adequadamente, podem acarretar na deterioração dos resultados, anulando a precisão, inerente e eficiência do método utilizado /30/.

Muitos estudos têm sido feitos para elaborar técnicas mais aprimoradas com o objetivo de solucionar estas problemáticas. Dentre estes estudos pode-se citar o trabalho realizado por Havenoky e Lautard /15/, que desenvolveram um cálculo de difusão pelo Método de Elementos Finitos com a introdução de seções de choque espacialmente dependentes, para cálculos de queima em reatores. As seções de choque são representadas como expansões de funções previamente definidas e de maneira similar a representação do fluxo. Um outro tipo de representação é utilizado no estudo realizado por Wagner, Kcelke e Wirtler /30/, onde os fluxos e as seções de choque são aproximados por polinômios de segunda ordem. Neste trabalho a análise de queima é feita através da extensão do Método de Expansão Modal (MEM), sendo que em estudos mais recentes foram incluídos efeitos de realimentação, como o efeito Doppler e produção de xenônio. Entretanto, exceto para as seções de choque de absorção e de produção, os outros parâmetros são considerados espacialmente constantes.

No trabalho desenvolvido por E. Breña e F. Pasquantonio /6/, utiliza-se o Método Modal Polinomial (MMP) /19//24/, que possui o mesmo princípio do Método de Expansão Modal, mas que se diferencia na escolha das funções base para a expansão. Os parâmetros nucleares são todos funções da queima, determinados em cada etapa por interpolação, através de uma tabela com valores de referência. Esta leva em consideração a variação da densidade do refrigerante, produção de samário e xenônio e a concentração de boro no ajuste de criticidade do reator.

Além destes códigos em malhas grossas, outros trabalhos tem sido desenvolvidos para a análise de queima e dos efeitos de realimentação. Entre estes trabalhos pode-se citar o sistema CARMEN, desenvolvido por C. Ahnert e J. M. Araçoes / 2 / .

CARMEN é um sistema de códigos para cálculo de reatores do tipo PWR (Pressurized Water Reactor), baseados na teoria de difusão com dependência espacial das seções de choque e efeitos de realimentação em cada etapa de queima de combustível. Ele foi desenvolvido em 1975 e sua primeira versão consiste na fusão dos códigos IECFARD-TRACA / 2 / e CITATION / 10 /, sofrendo algumas alterações em sua última versão como a simplificação na entrada de dados e a redução do tempo computacional, além de algumas modificações na programação para possibilitar a adaptação em outros computadores.

No trabalho desenvolvido por E. C. Filho e A. C. C. Barroso / 7 /, utiliza-se o código IECFARD / 4 /, para geração das seções de choque homogeneizadas e calcula-se os coeficientes polinomiais que as representam em função da queima local e da concentração de boro solúvel. Não se leva em consideração, a variação das seções de choque, com a temperatura do moderador e do combustível.

A geração dos coeficientes polinomiais é feita pelo método de mínimos quadrados e parte de uma biblioteca de dados fornecidos pelo IECFARD. Os cálculos neutrônicos são executados pelo código CITATION.

S. H. Min, E. Becker e L. R. Harris / 16 /, desenvolveram um método de análise de queima para ciclos de reatores do tipo BWR (Boiling Water Reactor), através de um modelo simplificado (programa HISTOXY). Este modelo trata as

mudanças na composição do combustível, bem como os efeitos de realimentação, através da geração de seções de choque efetivas em função das seções de choque parciais, que podem ser obtidas em termos de mudanças nas condições de operação em relação as condições de referência.

1.3 - OBJETIVO

No presente trabalho propõe-se desenvolver um modelo de cálculo de queima incluindo efeitos de realimentação, utilizando-se o código local PEP, mantendo-se a sua precisão e eficiência, com a finalidade de se obter uma ferramenta de cálculo rotineiro em estudos neutrônicos.

As principais razões para escolha deste código são os excelentes resultados conseguidos em diversos problemas padrões e a facilidade na generalização para cálculos em que há variação espacial das seções de choque. Além disso o código tem a capacidade de fornecer valores detalhados de fluxo e potência dentro de elementos combustíveis, o que não é conseguido na maioria dos códigos locais existentes.

Quanto aos efeitos de realimentação, neste trabalho serão considerados os seguintes aspectos:

- a) variação da concentração de xenônio e a sua contribuição na seção de choque de absorção térmica;
- b) estudo da interpolação das seções de choque com a queima;
- c) variação das seções de choque devido a diferença do espectro neutrônico entre o cálculo celular e de reator;
- d) variação das seções de choque com a temperatura do combustível (Efeito Doppler);

e) variação das seções de choque com a temperatura do reator;

f) variação das seções de choque com o nível de veneno solúvel.

CAPÍTULO II

INTRODUÇÃO TEÓRICA

II.1 - EFEITOS GERAIS

A medida que se segue a vida do reator, a composição do combustível se modifica devido a fissões e produção de outros elementos (produtos de fissão), causando modificações no conjunto de seções de choque. A alteração destes parâmetros provoca mudanças na distribuição de potência no núcleo de um reator, que por sua vez, induz mudanças nos parâmetros termohidráulicos.

Os reatores nucleares são caracterizados por uma grande interação entre o cálculo reatômico e o cálculo termohidráulico. Como ilustração, podemos examinar o cálculo da distribuição de potência. Este cálculo é iniciado fornecendo-se estimativas das grandezas termohidráulicas, tais como o fator de canal quente e a distribuição de temperatura no núcleo. A temperatura do combustível é usada para determinar a integral de ressonância (Efeito Doppler), enquanto a temperatura do refrigerante é usada para o cálculo do espectro para geração de constantes de grupo $1/8$, $1/13$. Fica claro, então, que ao considerarmos o reator ao longo de sua vida, é essencial levarmos em conta, estes efeitos para melhor representação do processo de queima.

O estudo da interação da distribuição de potência no núcleo com a queima de combustível é conhecido como análise de queima ou 'Burnup'. É talvez o mais demorado e caro aspecto de análise nuclear, e talvez o mais importante, desde que indicará o performance, econômico do reator $1/8$.

A análise de queima está bastante relacionada ao tópico de cerenciamento de combustível nuclear, na medida em que se tenta otimizar a carga e recarga, afim de procurar o processo de geração de energia, de forma mais econômica / 8/.

As mudanças na composição do combustível de um reator, ocorrem num período de tempo relativamente grande, da ordem de dias e até meses, sendo que existem três aspectos importantes na sua análise / 13, : a) perda da taxa de reatividade associada com a queima de combustível e produção de energia durante o ciclo; b) mudança na distribuição de fluxo e potência associada com a queima e controle para manter a criticalidade; c) mudança na composição do combustível.

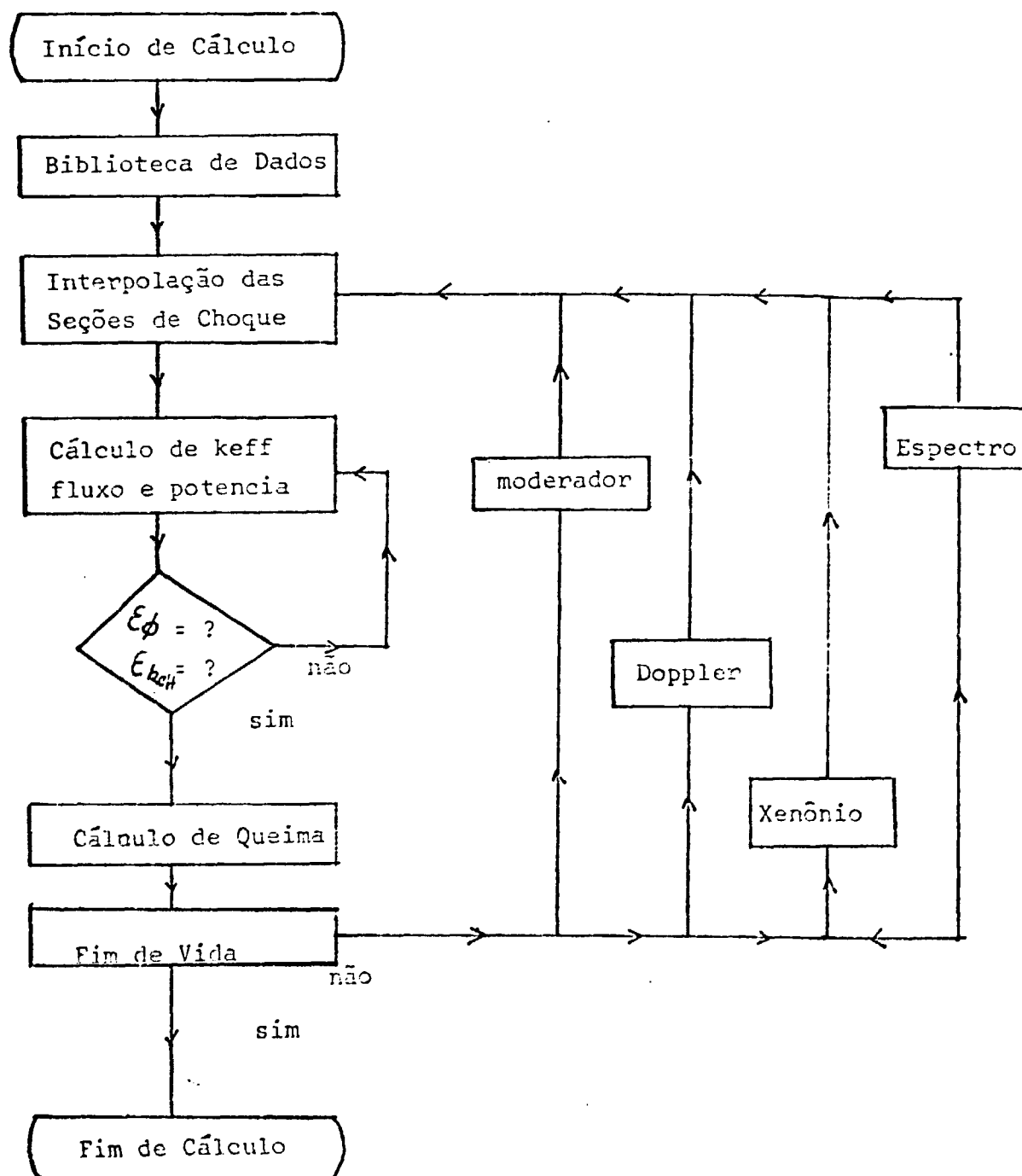
O efeito de queima ou 'burnup' é avaliado em vários intervalos de tempo durante a vida do reator, assumindo separabilidade no espaço e tempo.

A primeira etapa consiste em se determinar a distribuição de fluxo e potência espacial. Elas são mantidas constantes para cada intervalo de tempo considerado e utilizadas posteriormente na determinação da queima B_u (MWI/T), no fim deste intervalo. Por sua vez esta queima é utilizada na correção dos parâmetros macroscópicos através de interpolação.

Uma vez obtidos os novos parâmetros já ajustados parte-se para um novo cálculo da distribuição de fluxo e de potência bem como do fator de multiplicação para a etapa seguinte de queima.

Verifica-se assim, que os parâmetros macroscópicos adquirem uma dependência espacial, na medida em que se tem um valor diferente de queima em cada posição dentro do núcleo do reator.

No diagrama em blocos a seguir é mostrado o processo de cálculo desenvolvido no presente trabalho de maneira sucinta.



II-2 FUNDAMENTOS TEÓRICOS

Neste íter está apresentada a descrição matemática do Método de Elementos Finitos e Matriz Resposta, e as modificações introduzidas para o cálculo de queima e efeitos de realimentação.

O reator é dividido em malhas grossas, onde é solucionada a equação de difusão, construindo-se dois tipos de matrizes respostas. A primeira matriz resposta relaciona a corrente parcial de saída devido a fonte interna em cada malha. A segunda matriz resposta relaciona a corrente de saída com a corrente parcial que entra na malha. Os fluxos e as correntes parciais são calculadas em dois níveis: a) em termos globais, como expansões em funções bases definidas no domínio de cada malha; b) em termos locais, isto é, a malha é subdividida em vários subdomínios onde são definidas outras funções bases utilizadas na representação dos fluxos e correntes.

As malhas consideradas são da ordem do tamanho de um elemento combustível (aprox. 20 cm), e de forma retangular constituída de 8 pontos (veja fig. 1a).

As funções bases locais utilizadas na expansão do fluxo e corrente são respectivamente:

$$\Psi_{\lambda}(\zeta) \quad \lambda = 1, 2, 3, \dots, L \quad \zeta \in \Omega_n$$

$$\Psi_{sk}(\beta) \quad k = 1, 2, 3, \dots, K \quad \beta \in \delta\Omega_n$$

onde: L é o número de nós na malha Ω_n e

K é o número de nós no contorno $\delta\Omega_n$. (veja figuras 1a e 1b).

Estas funções são definidas em termos de polinômios de Serendipity /22/, de segundo grau.

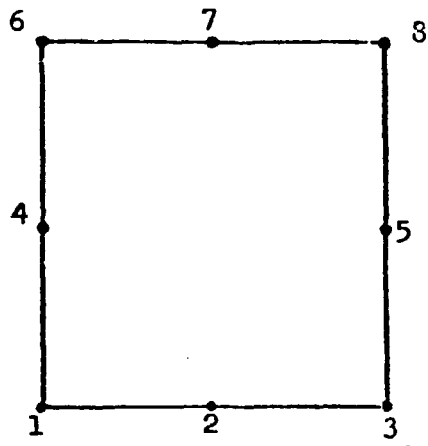


Figura 1a - número de nós na malha (L=8)

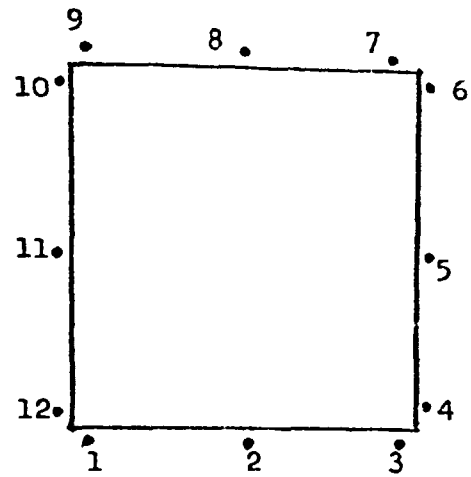


Figura 1b - número de nós no contorno da malha (K=12)

As funções bases locais são definidas da mesma forma

tal que:

$$\psi_{ni}^h(\Omega)$$

$$i = 1, 2, 3, \dots, N_e \quad \Omega \in \Omega_n$$

$$\psi_{sk}^h(\Omega)$$

$$k = 1, 2, 3, \dots, N_s \quad \Omega \in \delta\Omega_n$$

onde:

N_e é o número total de nós na malha Ω_n ;

N_s é o número total de nós no contorno $\delta\Omega_n$ da malha Ω_n .

(Veja figuras 1a e 1b).

Estas funções possuem valor unitário no nó i e valor zero nos outros nós, e estão definidas no subdomínio Ω_{nm} o qual pertence o nó i .

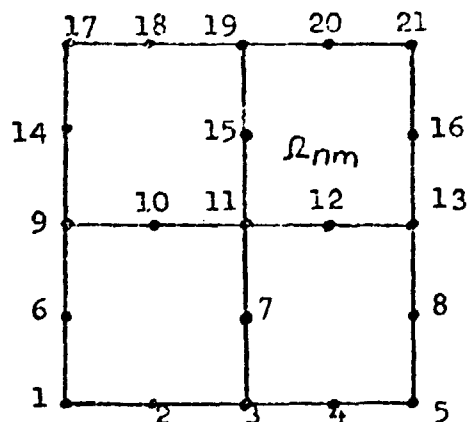


Figura 2a - número de nós para as funções locais (Ne=21)

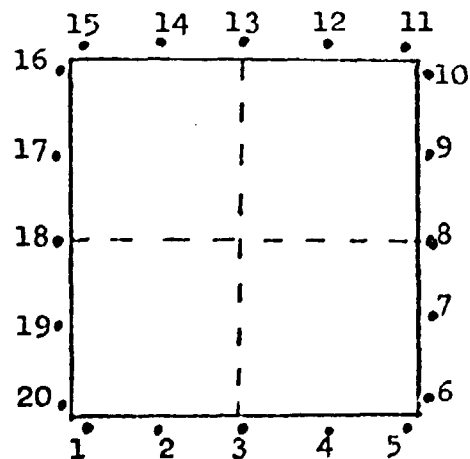


Figura 2b - número de nós no contorno da malha para as funções locais (Ns=20)

Nos parágrafos a seguir é apresentado o desenvolvimento do método e as modificações implementadas para a capacitação de quebra espacial, no programa bidimensional original, apresentado em detalhes na referência /22/.

Considerando então o reator dividido em N malhas Ω_n , $n=1, 2, 3, \dots, N$, a equação de difusão pode ser escrita como:

$$-\nabla D_n(\rho) \nabla \phi_n(\rho) + \Sigma_{an}(\rho) \phi_n(\rho) = s_n(\rho), \quad \rho \in \Omega_n \quad (2.2.1)$$

com a condição de contorno:

$$j_n^-(r_s) = \frac{1}{4} \phi_n(r_s) + \frac{1}{2} D_n(r_s) \cdot \nabla \phi_n(\rho) \Big|_{r=r_s} \cdot n(r_s) \quad (2.2.2)$$

onde $r_s \in \delta\Omega_n$ e $n(r_s)$ é o vetor normal a superfície $\delta\Omega_n$ da malha Ω_n .

Pela aproximação de Galerkin /22/, definindo-se o espaço:

$$H_2^1 = \left\{ \psi(\rho) \in C^0 \mid \int_{\Omega_n} [\nabla \psi(\rho) \cdot \nabla \psi(\rho) + \psi(\rho) \cdot \psi(\rho)] d\rho < \infty \right\}$$

obtem-se a seguinte equação:

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega_n} [D_n(\rho) \cdot \nabla \phi_n(\rho) \cdot \nabla \psi_n(\rho)] d\rho + \\ & + \int_{\Omega_n} [\Sigma_{an}(\rho) \cdot \phi_n(\rho)] \psi_n(\rho) d\rho + \\ & + \frac{1}{2} \int_{\Omega_n} \phi_n^2(\rho) \psi_n(\rho) d\rho = \\ & = \int_{\Omega_n} s_n(\rho) \psi_n(\rho) d\rho + 2 \int_{\delta\Omega_n} j_n^-(r_s) \psi_n(r_s) dr_s \end{aligned} \quad (2.2.3)$$

Define-se então um subespaço S^h de H_2^1 e funções $\psi_{ni}^h(\Omega)$ tal que $\psi_{ni}^h(\Omega) \in S^h \subset H_2^1$, definidas no subdomínio Ω_{nm} , na malha Ω_n . Desta forma o fluxo $\phi_n^h(\Omega)$ pode ser escrito como expansão da seguinte forma:

$$\phi_n^h(\Omega) = \sum_{i=1}^{Ne} \phi_{ni} \psi_{ni}^h(\Omega). \quad (2.2.4)$$

Para se desenvolver o cálculo de queima é necessário modificar a representação das seções de choque, que não são mais constantes, mas devem adquirir dependência espacial. Uma das formas de representar esta dependência espacial dos parâmetros macroscópicos, é expressá-las como expansões em termos das funções globais $\Psi_i(\Omega)$, descritas acima, e que são as mesmas utilizadas na representação dos fluxos globais.

A seção de choque de absorção na equação (2.2.3) pode então ser escrita como:

$$\Sigma_{a_n}(\Omega) = \sum_{p=1}^L \Sigma_{ap} \Psi_p(\Omega), \quad (2.2.5)$$

tal que Σ_{ap} , são os coeficientes da expansão e correspondem aos valores das seções de choque nos pontos $p=1, 2, 3, \dots, L$ (veja fig. 2b).

Para efeitos práticos, pode-se assumir que os coeficientes de difusão rápido e térmico são espacialmente constantes [30], de tal forma que $D_n(r) = D_n$.

Substituindo (2.2.4) e (2.2.5) em (2.2.3) e definindo os produtos escalares [22]:

$$(f, g) = \int_{\Omega_n} f(\Omega) \cdot g(\Omega) d\Omega,$$

$$\langle f, g \rangle = \int_{\delta\Omega_n} f(\Omega) \cdot g(\Omega) d\Omega$$

checa-se a seguinte expressão em forma matricial:

$$\underline{A}_n \cdot \underline{\phi}_n = \underline{\Delta}_n^\psi + \underline{J}_n^{\psi^-}, \quad (2.2.6)$$

$$\underline{\Delta}_n^\psi = (\Delta_{ni}(\Omega), \psi_n^h(\Omega)), \quad (2.2.7)$$

$$\underline{J}_n^{\psi^-} = 2 \langle j_n^-(\Omega_s), \psi_n^h(\Omega_s) \rangle, \quad (2.2.8)$$

$$\underline{A}_n = \underline{T}_{nD\psi\psi} + \sum_{p=1}^L \bar{\alpha}_p \underline{T}_{n\bar{F}\psi\psi_p} + \frac{1}{2} \underline{T}_{ns\psi\psi}. \quad (2.2.9)$$

onde:

$$\underline{T}_{nD\psi\psi} = D_n (\nabla \psi_{ni}^h(\Omega), \nabla \psi_{nj}^h(\Omega))$$

é matriz de dimensão $N_e \times N_e$;

$$\underline{T}_{n\bar{F}\psi\psi_p} = (\psi_{ni}^h(\Omega), \psi_{nj}^h(\Omega) \cdot \bar{F}_p(\Omega));$$

é matriz de dimensão $N_e \times N_e$, exemplificada na figura 3.

$$\underline{T}_{ns\psi\psi} = \frac{1}{2} \langle \psi_{ni}^h(\Omega_s), \psi_{nj}^h(\Omega_s) \rangle$$

é matriz de dimensão $N_e \times N_e$.

$$\begin{array}{c}
 \left[\int_{\Omega_n} \psi_{n_1}^h(\mathbf{c}) \psi_{n_1}^h(\mathbf{c}) \tilde{\Psi}_I(\mathbf{c}) d\mathbf{c} \quad \int_{\Omega_n} \psi_{n_1}^h(\mathbf{c}) \psi_{n_2}^h(\mathbf{c}) \tilde{\Psi}_I(\mathbf{c}) d\mathbf{c} \quad \dots \quad \int_{\Omega_n} \psi_{n_1}^h(\mathbf{c}) \psi_{n_N}^h(\mathbf{c}) \tilde{\Psi}_I(\mathbf{c}) d\mathbf{c} \right. \\
 \left. \int_{\Omega_n} \psi_{n_2}^h(\mathbf{c}) \tilde{\Psi}_I(\mathbf{c}) d\mathbf{c} \quad \dots \quad \int_{\Omega_n} \psi_{n_N}^h(\mathbf{c}) \tilde{\Psi}_I(\mathbf{c}) d\mathbf{c} \right]
 \end{array}$$

Figura 3 - matriz $\underline{\underline{T_{\tilde{\Psi}_I \psi_k^h}}}$ de dimensão $N_e \times N_e$.

Uma vez que \underline{A}_n é positiva definida e pde ser invertida, /9/, de (2.2.6) tem-se:

$$\underline{\phi}_n = \underline{A}_n^{-1} \cdot \underline{s}_n^\psi + \underline{A}_n^{-1} \cdot \underline{j}_n^{-\psi}$$

e como

$$\underline{\phi}_n^h(\Omega) = \sum_{i=1}^{Ne} \phi_{ni} \psi_{ni}^h(\Omega) = \left[\underline{\psi}_n^h(\Omega) \right]^T \cdot \underline{\phi}_n,$$

(2.2.10)

temos:

$$\begin{aligned} \underline{\phi}_n^h(\Omega) &= \left[\underline{\psi}_n^h(\Omega) \right]^T \cdot \underline{A}_n^{-1} \cdot \underline{s}_n^\psi + \\ &+ \left[\underline{\psi}_n^h(\Omega) \right]^T \cdot \underline{A}_n^{-1} \cdot \underline{j}_n^{-\psi}. \end{aligned}$$

(2.2.11)

O termo de fonte $s_n(t)$ e a corrente parcial de entrada $j_n^-(t_s)$ podem ser expressas por:

$$\underline{s}_n(\Omega) = \left[\underline{\Psi}(\Omega) \right]^T \cdot \underline{S}_n,$$

(2.2.12)

$$\underline{j}_n^-(\Omega_s) = \left[\underline{\Psi}_s(\Omega_s) \right]^T \cdot \underline{J}_n^-$$

(2.2.13)

onde:

$$\underline{\Psi}(\Omega) = \text{col} \left(\underline{\Psi}_1(\Omega), \underline{\Psi}_2(\Omega), \dots, \underline{\Psi}_L(\Omega) \right),$$

$$\underline{\Psi}_s(\Omega_s) = \text{col} \left(\underline{\Psi}_{1s}(\Omega_s), \underline{\Psi}_{2s}(\Omega_s), \dots, \underline{\Psi}_{L_s}(\Omega_s) \right),$$

$$\underline{S}_n = \text{col} \left(S_{n1}, S_{n2}, \dots, S_{nL} \right),$$

$$\underline{J}_n^- = \text{col} \left(J_{n1}^-, J_{n2}^-, \dots, J_{nK}^- \right).$$

No desenvolvimento da queima espacial, as fontes térmica e rápida dependem explicitamente das seções de choque de fissão. Desta forma, estas fontes adquirem dependência espacial não somente devido ao fluxo, mas também devido a variação espacial das seções de choque, que no tratamento crítico eram mantidas constantes.

Expandindo as seções de choque de fissão, temos:

$$\Sigma_{nf}(\Omega) = \sum_{i=1}^L \Sigma_{nf_i} \Psi_i(\Omega).$$

A fonte rápida que é dada por:

$$S_n(\Omega) = \nu \Sigma_{fn}^1(\Omega) \bar{\Phi}_n^1(\Omega) + \nu \Sigma_{fn}^2(\Omega) \bar{\Phi}_n^2(\Omega),$$

pode ser escrita como:

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^L s_{n_i}^1 \Psi_i(\Omega) &= \sum_{i=1}^L \nu \Sigma_{nf_i}^1 \Psi_i(\Omega) \sum_{i \neq j}^L \bar{\Phi}_{n_j} \bar{\Psi}_j(\Omega) + \\ &+ \sum_{i=1}^L \Sigma_{fn_i}^2 \Psi_i(\Omega) \cdot \sum_{i \neq j}^L \bar{\Phi}_{n_j}^2 \bar{\Psi}_j(\Omega), \end{aligned}$$

de outra forma obtém-se:

$$\begin{aligned} [\underline{\Psi}(\Omega)]^T \cdot \underline{s}_n^1 &\cong [\underline{\Psi}(\Omega)]^T \cdot \nu \underline{\Sigma}_{nf}^1 \cdot [\underline{\Psi}(\Omega)]^T \cdot \underline{\bar{\Phi}}_n^1 + \\ &+ [\underline{\Psi}(\Omega)]^T \cdot \nu \underline{\Sigma}_{nf}^2 \cdot [\underline{\Psi}(\Omega)]^T \cdot \underline{\bar{\Phi}}_n^2, \end{aligned}$$

multiplicando a expressão acima por $\bar{\Psi}_i(\Omega)$ e integrando em todo o volume Ω_n tem-se:

$$\int_{\Omega_n} \underline{\Psi}(\underline{r}) \cdot [\underline{\Psi}(\underline{r})]^T \cdot \underline{s}_n^L d\Omega =$$

$$= \int_{\Omega_n} \underline{\Psi}(\underline{r}) \cdot [\underline{\Psi}(\underline{r})]^T \cdot \underline{\nu} \underline{\Sigma}_n^L \cdot [\underline{\Psi}(\underline{r})]^T \cdot \underline{\Phi}_n^L d\Omega +$$

$$+ \int_{\Omega_n} \underline{\Psi}(\underline{r}) \cdot [\underline{\Psi}(\underline{r})]^T \cdot \underline{\nu} \underline{\Sigma}_n^2 \cdot [\underline{\Psi}(\underline{r})]^T \cdot \underline{\Phi}_n^2 d\Omega.$$

$$(\underline{\Psi}(\underline{r}), [\underline{\Psi}(\underline{r})]^T) \cdot \underline{s}_n^L =$$

$$= (\underline{\Psi}(\underline{r}), [\underline{\Psi}(\underline{r})]^T \cdot \underline{\nu} \underline{\Sigma}_n^L \cdot [\underline{\Psi}(\underline{r})]^T \cdot \underline{\Phi}_n^L) +$$

$$+ (\underline{\Psi}(\underline{r}), [\underline{\Psi}(\underline{r})]^T \cdot \underline{\nu} \underline{\Sigma}_n^2 \cdot [\underline{\Psi}(\underline{r})]^T \cdot \underline{\Phi}_n^2).$$

$$\underline{T}_{\underline{\Psi}\underline{\Psi}} \cdot \underline{s}_n^L = \left[\sum_{i=1}^L \underline{\nu} \underline{\Sigma}_{ni}^L \left(\underline{T}_{\underline{\Psi}\underline{\Psi}i} \cdot \underline{\Phi}_n^L \right) \right] +$$

$$+ \left[\sum_{i=1}^L \underline{\nu} \underline{\Sigma}_{ni}^2 \left(\underline{T}_{\underline{\Psi}\underline{\Psi}i} \cdot \underline{\Phi}_n^2 \right) \right].$$

$$\underline{s}_n^L = \underline{T}_{\underline{\Psi}\underline{\Psi}}^{-1} \cdot \sum_{i=1}^L \underline{T}_{\underline{\Psi}\underline{\Psi}i} \left(\underline{x}_{S_{ni}}^L + \underline{x}_{S_{ni}}^2 \right),$$

onde:

$$\underline{T}_{\underline{\Psi}\underline{\Psi}} = \left(\underline{\Psi}(\Omega), [\underline{\Psi}(\Omega)]^T \right),$$

$$\underline{X}_{S_{ni}^1} = v \underline{\Sigma}_{ni}^1 \cdot \underline{\Phi}_{ni}^1,$$

$$\underline{X}_{S_{ni}^2} = v \underline{\Sigma}_{ni}^2 \cdot \underline{\Phi}_{ni}^2,$$

e

$$\underline{T}_{\underline{\Psi}\underline{\Psi}\underline{\Psi}_i} = \left(\underline{\Psi}(\Omega), \underline{\Psi}_i(\Omega), [\underline{\Psi}(\Omega)]^T \right).$$

Infelizmente, esta formulação mostrou-se bastante trabalhosa em termos computacionais, devido a necessidade de se construir as matrizes $\underline{T}_{\underline{\Psi}\underline{\Psi}\underline{\Psi}_i}$, e principalmente devido a sua manipulação. Isto acarretou em um tempo computacional bastante grande, tornando-se inviável no presente trabalho.

Optou-se, então, por uma formulação alternativa simplificada, de tal forma a visar economia de tempo computacional, mantendo a precisão nos resultados.

Esta nova formulação é feita sem a expansão das seções de choque, mas utilizando apenas os coeficientes desta expansão como é mostrado a seguir.

A fonte térmica dada pela expressão pode ser escrita como:

$$\Delta n(\Omega) = \sum_{i=1}^L S_{ni}^2 \underline{\Psi}_i(\Omega) = [\underline{\Psi}(\Omega)]^T \cdot \underline{S}_n^2 \quad (2.2.14)$$

onde:

$$\underline{S}_n^2 = \underline{\Sigma}_{ni}^2 \cdot \underline{\Phi}_{ni}^2.$$

$\underline{\Sigma}_{ni}^2$ e $\underline{\Phi}_{ni}^2$ são os valores das seções de choque de remissão do grupo 1 para o grupo 2 e do fluxo rápido, respectivamente no ponto i da malha.

Substituindo a equação (2.2.14) na equação (2.2.7)

tem-se:

$$\underline{\Delta n}^{\psi_2} = \underline{T}_{\psi \bar{\Psi}} \cdot \underline{S n}^2 \quad (2.2.15)$$

onde:

$$\underline{T}_{\psi \bar{\Psi}} = \left(\underline{\psi}_n^h(\Omega), [\underline{\bar{\Psi}}(\Omega)]^T \right)$$

é uma matriz $N_e \times L$.

Analogamente para a fonte rápida obtém-se:

$$\Delta n(\Omega) = \sum_{l=1}^L S_{n_i}^l \bar{\Psi}_i(\Omega) = [\underline{\bar{\Psi}}(\Omega)]^T \cdot \underline{S n}^l, \quad (2.2.16)$$

$$S_{n_i}^l = v \sum \bar{n}_{i1}^l \cdot \bar{\Phi}_{n_i}^l + v \sum \bar{n}_{i2}^l \cdot \bar{\Phi}_{n_i}^2,$$

$$\underline{\Delta n}^{\psi_1} = \underline{T}_{\psi \bar{\Psi}} \cdot \underline{S n}^l \quad (2.2.17)$$

Esta formulação mostrou-se eficiente, apresentando resultados praticamente iguais ao anterior (com discrepâncias menores que 0.3% na potência), sem necessidade de construir outras matrizes.

Prosseguindo no desenvolvimento matemático, pode-se determinar a expressão para a corrente, a partir das equações (2.2.8) e (2.2.13):

$$\underline{j}_n^{\psi^-} = 2 \langle \underline{\psi}_n^h(\underline{r}_s), [\underline{\Psi}_s(\underline{r}_s)]^T \rangle \cdot \underline{J}_n^-$$

$$\underline{j}_n^{\psi^-} = 2 \underline{T}_{\psi \Psi_s} \cdot \underline{J}_n^- \quad , \quad (2.2.18)$$

onde:

$$\underline{T}_{\psi \Psi_s} = \langle \underline{\psi}_n^h(\underline{r}_s), [\underline{\Psi}_s(\underline{r}_s)]^T \rangle$$

é uma matriz de dimensão Ne X K .

Utilizando a aproximação de Fick /8/, para a corrente parcial e utilizando a expansão de $\phi_n^h(\underline{r}_s)$ em termos das funções bases locais tem-se:

$$j_n^+(\underline{r}_s) = \frac{1}{2} \phi_n(\underline{r}_s) - j_n^-(\underline{r}_s) \quad . \quad (2.2.19)$$

$$\phi_n^h(\underline{r}_s) = \sum_{i=1}^{Ne} \phi_{ni} \psi_{ni}^h(\underline{r}_s) = [\underline{\psi}_n^h(\underline{r}_s)]^T \cdot \underline{\phi}_n \quad (2.2.20)$$

onde:

$$\underline{\psi}_n^h(\underline{r}_s) = \text{col}(\psi_{n1}^h(\underline{r}_s), \dots, \psi_{nNe}^h(\underline{r}_s))$$

$$\underline{\phi}_n = \text{col}(\phi_{n1}, \phi_{n2}, \dots, \phi_{nNe})$$

e expandindo $j_n^{\pm}(\underline{r}_s)$ em termos das funções globais obtém-se:

$$j_n^{\pm}(\underline{r}_s) = \sum_{k=1}^K J_{nk}^{\pm} \cdot \underline{\Psi}_{sk}(\underline{r}_s) = [\underline{\Psi}_s(\underline{r}_s)]^T \cdot \underline{J}_n^{\pm} \quad (2.2.21)$$

onde:

$$\underline{\Psi}_s(\underline{r}_s) = \text{col} \left(\underline{\Psi}_{s1}(\underline{r}_s), \dots, \underline{\Psi}_{sK}(\underline{r}_s) \right),$$

$$\underline{J}_n^\pm = \text{col} \left(J_{n1}^\pm, J_{n2}^\pm, \dots, J_{nK}^\pm \right)$$

Substituindo (2.2.20) e (2.2.21) em (2.2.19) e multiplicando a resultante por $[\underline{\Psi}_s(\underline{r}_s)]$ e integrando no volume Ω_n , obtém-se:

$$\underline{J}_n^+ = -\underline{J}_n^- + \frac{1}{2} \underline{T}_{\underline{\Psi}_s \underline{\Psi}_s}^{-1} \cdot \underline{T}_{\underline{\Psi}_s \psi} \cdot \underline{\phi}_n \quad (2.2.22)$$

onde:

$$\underline{T}_{\underline{\Psi}_s \underline{\Psi}_s} = \left\langle \underline{\Psi}_s(\underline{r}_s), [\underline{\Psi}_s(\underline{r}_s)]^T \right\rangle$$

é uma matriz de dimensão $K \times K$;

$$\underline{T}_{\underline{\Psi}_s \psi} = \left\langle \underline{\Psi}_s(\underline{r}_s), [\underline{\psi}_n^h(\underline{r}_s)]^T \right\rangle$$

é uma matriz de dimensão $K \times N_n$.

Com a utilização da expressão (2.2.11) para $\underline{\phi}_n$ na equação (2.2.22), temos:

$$\underline{J}_n^+ = -\underline{J}_n^- + \frac{1}{2} \underline{T}_{\underline{Y}_3 \underline{Y}_3}^{-1} \cdot \underline{T}_{\underline{Y}_3 \psi} \cdot \left(\underline{A}_n^{-1} \cdot \underline{s}_n^\psi + \underline{A}_n^{-1} \cdot \underline{j}_n^{\psi-} \right). \quad (2.2.23)$$

Ivê-se ressaltar aqui, que a dependência espacial das seções de choque fica expressa na corrente \underline{j}_n^+ (equação acima), através da matriz \underline{A}_n (veja equação (2.2.9)) e do termo de fonte \underline{s}_n^ψ (veja equações (2.2.14) e (2.2.17)). Esta dependência por sua vez é refletida sobre as matrizes respostas que serão definidas a seguir.

Substituindo as expressões de \underline{s}_n^ψ e $\underline{j}_n^{\psi-}$, equações (2.2.15), (2.2.17a) e (2.2.18) na equação acima obtém-se:

$$\underline{J}_n^+ = \left(\frac{1}{2} \underline{T}_{\underline{Y}_3 \underline{Y}_3}^{-1} \cdot \underline{T}_{\underline{Y}_3 \psi} \cdot \underline{A}_n^{-1} \cdot \underline{T}_{\psi \underline{Y}_3} \right) \cdot \underline{S}_n + \left(\underline{T}_{\underline{Y}_3 \underline{Y}_3}^{-1} \cdot \underline{T}_{\underline{Y}_3 \psi} \cdot \underline{A}_n^{-1} \cdot \underline{T}_{\psi \underline{Y}_3} - \underline{I} \right) \cdot \underline{J}_n^-, \quad (2.2.24)$$

ou

$$\underline{J}_n^+ = \underline{R}_n^S \cdot \underline{S}_n + \frac{1}{2} \underline{R}_n^{J-} \cdot \underline{J}_n^-, \quad (2.2.25)$$

onde:

$$\underline{\underline{R_n^S}} = \frac{1}{2} \underline{\underline{T_{\Psi_S \Psi_S}^{-1}}} \cdot \underline{\underline{T_{\Psi_S \psi}}} \cdot \underline{\underline{A_n^{-1}}} \cdot \underline{\underline{T_{\psi \Psi}}}$$

é uma matriz de dimensão $K \times L$ e;

$$\underline{\underline{R_n^{J^-}}} = 2 \cdot \underline{\underline{T_{\Psi_S \Psi_S}^{-1}}} \cdot \underline{\underline{T_{\Psi_S \psi}}} \cdot \underline{\underline{A_n^{-1}}} \cdot \underline{\underline{T_{\psi \Psi_S}}} - \underline{\underline{I}}$$

é uma matriz de dimensão $K \times K$,

que são as matrizes respostas $\underline{\underline{M_n^S}}$ devido à fonte e $\underline{\underline{M_n^{J^-}}}$ devido à corrente de entrada.

As matrizes respostas $\underline{\underline{M_n^S}}$ e $\underline{\underline{M_n^{J^-}}}$ para o fluxo global podem ser obtidas a partir da expansão:

$$\phi_n(\omega) = \sum_{l=1}^L \bar{\phi}_{ni} \bar{\psi}_i(\omega) = \left[\underline{\underline{\bar{\psi}_i(\omega)}} \right]^T \cdot \underline{\underline{\bar{\phi}_n}}, \quad (2.2.26)$$

sabendo-se que:

$$\phi_n(\omega) = \sum_{i=1}^{N_e} \phi_{ni} \psi_{ni}^h(\omega) = \left[\underline{\underline{\psi_{ni}^h(\omega)}} \right]^T \cdot \underline{\underline{\phi_n}}, \quad (2.2.27)$$

usando o método de resíduos parciais, tem-se:

$$\underline{\underline{\bar{\phi}_n}} = \underline{\underline{T_{\Psi \Psi}^{-1}}} \cdot \underline{\underline{T_{\Psi \psi}}} \cdot \underline{\underline{\phi_n}}, \quad (2.2.28)$$

e utilizando a equação (2.2.11), obtém-se a expressão para o fluxo de reações:

$$\underline{\underline{\bar{\phi}_n}} = \underline{\underline{M_n^S}} \cdot \underline{\underline{S_n}} + \underline{\underline{M_n^{J^-}}} \cdot \underline{\underline{J_n^-}}, \quad (2.2.29)$$

onde:

$$\underline{M}_n^S = \underline{T}_{\Psi\Psi}^{-1} \cdot \underline{T}_{\Psi\Psi} \cdot \underline{A}_n^{-1} \cdot \underline{T}_{\Psi\Psi}$$

é uma matriz de dimensão L X L e;

$$\underline{M}_n^{S-} = 2 \underline{T}_{\Psi\Psi}^{-1} \cdot \underline{T}_{\Psi\Psi} \cdot \underline{A}_n^{-1} \cdot \underline{T}_{\Psi\Psi}$$

é uma matriz de dimensão L X K .

II-3 QUEIMA DE COMBUSTÍVEL

Uma vez obtida a distribuição de fluxo $\phi(r, t)$, a distribuição de densidade de potência é dada por:

$$P(r, t) = w \left(\Sigma_{f1}(r, t) \cdot \phi_1(r, t) + \right. \\ \left. + \Sigma_{f2}(r, t) \cdot \phi_2(r, t) \right), \quad (2.3.1)$$

w é a energia liberada por fissão.

A dependência da queima com o tempo pode, portanto, ser representada através da potência da seguinte forma:

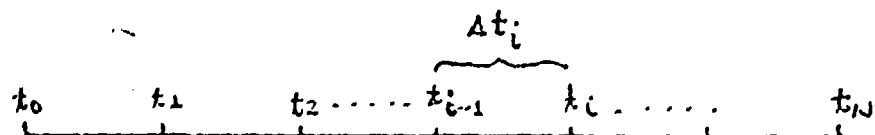
$$\frac{dB_u(r, t)}{dt} = \frac{w}{\rho} \left[\Sigma_{f1}(r, t) \phi_1(r, t) + \right. \\ \left. + \Sigma_{f2}(r, t) \cdot \phi_2(r, t) \right], \quad (2.3.2)$$

- ρ é a densidade do combustível;

- $B_u(r, t)$ é a queima dada em MW/T

A variação espacial da queima é dada pelo nível de fluxo em cada posição do núcleo, bem como das características dos materiais em cada região.

A variação temporal é discretizada em vários intervalos Δt_i , durante o qual os parâmetros macroscópicos são mantidos constantes.



Integrando a equação (2.3.2) no intervalo $\Delta t_i = t_i - t_{i-1}$, obter-se:

$$\begin{aligned} Bu(\rho, t_i) - Bu(\rho, t_{i-1}) &= \\ &= \frac{\omega}{\rho} \left[\bar{\Sigma}_{f1}^{(i-1)}(\rho) \cdot \bar{\Phi}_1^{(i-1)}(\rho) + \bar{\Sigma}_{f2}^{(i-1)}(\rho) \cdot \bar{\Phi}_2^{(i-1)}(\rho) \right] \cdot \Delta t_i. \end{aligned} \quad (2.3.3)$$

Se considerarmos que em $t_0=0$ $Bu(\rho, 0)=0$, para o intervalo $\Delta t_1 = t_1 - t_0$, tem-se:

$$\begin{aligned} Bu(\rho, t_1) &= \frac{\omega}{\rho} \left[\bar{\Sigma}_{f1}^{(0)}(\rho) \bar{\Phi}_1^{(0)}(\rho) + \right. \\ &\quad \left. + \bar{\Sigma}_{f2}^{(0)}(\rho) \bar{\Phi}_2^{(0)}(\rho) \right] \cdot \Delta t_1, \end{aligned} \quad (2.3.4)$$

no intervalo seguinte $\Delta t_2 = t_2 - t_1$ tem-se:

$$\begin{aligned} Bu(\rho, t_2) &= Bu(\rho, t_1) + \frac{\omega}{\rho} \left[\bar{\Sigma}_{f1}^{(1)}(\rho) \cdot \bar{\Phi}_1^{(1)}(\rho) + \right. \\ &\quad \left. + \bar{\Sigma}_{f2}^{(1)}(\rho) \cdot \bar{\Phi}_2^{(1)}(\rho) \right] \cdot \Delta t_2 \end{aligned}$$

e assim sucessivamente.

(2.3.5)

O valor da queima em cada posição do reator, $Bu(\rho, t)$, em um instante qualquer, é então obtido por um processo cumulativo, somando-se os valores de queima em cada intervalo de tempo até o instante t considerado.

Voltando a forma geral, equação (2.3.3), e utilizando a expressão para fonte rápida deduzida anteriormente eq. (2.2.16), chega-se a seguinte equação:

$$\begin{aligned} \Delta Bu(\rho) &= Bu(\rho, t_i) - Bu(\rho, t_{i-1}) = \\ &= \frac{\omega' \Delta t_i}{\rho \nu_{i-1}} \cdot \Lambda_1^{(i-1)}(\rho), \end{aligned}$$

(2.3.6)

onde:

$$\Delta_1^{(i-1)}(\zeta) = \nu_{i-1} \left(\bar{\Sigma}_{f_1}^{(i-1)}(\zeta) \cdot \bar{\Phi}_2^{(i-1)}(\zeta) + \right. \\ \left. + \bar{\Sigma}_{f_2}^{(i-1)}(\zeta) \cdot \bar{\Phi}_2^{(i-1)}(\zeta) \right).$$

No decorrer da vida do núcleo do reator, com o consumo de combustível, as seções de choque se modificam devido as mudanças na composição do combustível nuclear. Estas variações dos parâmetros macroscópicos com a queima são tratadas através de interpolações pelo método de Newton [1].

As seções de choque são representadas como expansões de polinômios da seguinte forma:

$$\begin{aligned} \Sigma_x(Bu) = & a_0 + a_1 (Bu - Bu_0) + \\ & + a_2 (Bu - Bu_1)(Bu - Bu_0) + \\ & + a_3 (Bu - Bu_2)(Bu - Bu_1)(Bu - Bu_0) + \dots \end{aligned}$$

Os coeficientes a_i 's são determinados previamente através da biblioteca de dados fornecidos ao programa.

Foram analisados 3 tipos de interpolação: linear, quadrática e cúbica, afim de se determinar qual o melhor ajuste para o comportamento das seções de choque com a queima. Chegou-se a conclusão que a interpolação cúbica é suficiente para representar a variação dos parâmetros macroscópicos. Este estudo pode ser visto em detalhes no apêndice A.

II-5 CORREÇÃO NA CONCENTRAÇÃO MÉDIA DE XENÔNIO NA SEÇÃO DE CHOQUE DE ABSORÇÃO TÉRMICA.

EM SISTEMAS DE REATORES DO TIPO PWR de grande porte, atualmente desenvolvidos, existe um aumento na probabilidade de ocorrer oscilações na distribuição de potência, induzida pela concentração de xenônio. Estas oscilações são de grande importância, pois, se não forem controladas, podem provocar picos de potência além dos limites termohidráulicos, comprometendo a segurança destes sistemas nucleares /5/,25/.

Na geração das seções de choque celulares foi considerada uma potência média constante, de tal modo que se obter um valor médio da concentração de xenônio para contribuição na seção de choque de absorção térmica. Porém na realidade, quando obtemos valores de potência locais em cada região do núcleo, tem-se concentrações diferentes de acordo com estas potências locais. Há necessidade, portanto, de se fazer uma correção na seção de choque de absorção térmica para se considerar esta diferença na concentração de xenônio média e local.

Para esta correção foi utilizada a equação aproximada da concentração de equilíbrio de xenônio /8/, /18/:

$$X = \frac{(\sigma_I + \sigma_{Xe})}{(\lambda_{Xe} + \sigma_{aXe} \cdot \phi_{th})} \cdot \sum_{g=1}^2 \Sigma_f^g \cdot \phi_g,$$

(2.5.1)

onde: γ_I e γ_{Xe} são as frações de produção de I e Xe, respectivamente nas reações de fissão, λ_{Xe} é a constante de decaimento do xenônio e ϕ_{th} é o fluxo térmico.

As concentrações locais e médias podem ser dadas respectivamente por:

$$x^L = \frac{(\gamma_I + \gamma_{Xe})}{(\lambda_{Xe} + \sigma_{aXe} \cdot \phi_{th}^L)} \cdot \sum_{g=1}^2 \Sigma_f^g \phi_g^L, \quad (2.5.2)$$

$$\bar{x} = \frac{(\gamma_I + \gamma_{Xe})}{(\lambda_{Xe} + \sigma_{aXe} \cdot \bar{\phi}_{th})} \cdot \sum_{g=1}^2 \bar{\Sigma}_f^g \bar{\phi}_g. \quad (2.5.3)$$

\bar{x} e $\bar{\phi}_{th}$ representam as grandezas médias da concentração de xenônio e fluxo ;

e x^L e ϕ_{th}^L representar as grandezas locais.

$$\frac{x^L}{\bar{x}} = \frac{(\lambda_{Xe} + \sigma_{aXe} \bar{\phi}_{th})}{(\lambda_{Xe} + \sigma_{aXe} \phi_{th}^L)} \cdot \frac{\sum_{g=1}^2 \bar{\Sigma}_f^g \phi_g^L}{\sum_{g=1}^2 \bar{\Sigma}_f^g \bar{\phi}_g}. \quad (2.5.4)$$

Derivando a expressão (2.5.4) em relação a σ_{aXe} e dividindo-se por $(x^L/\bar{x})/\sigma_{aXe}$ obter-se:

$$\frac{\frac{d(x^L/\bar{x})}{d\sigma_{aXe}}}{\frac{x^L/\bar{x}}{\sigma_{aXe}}} = \frac{\lambda_{Xe} (\bar{\phi}_{th} - \phi_{th}^L) \cdot \sigma_{aXe}}{(\lambda_{Xe} + \sigma_{aXe} \cdot \phi_{th}^L) (\lambda_{Xe} + \sigma_{aXe} \cdot \bar{\phi}_{th})}. \quad (2.5.5)$$

A concentração de xenônio local pode ser escrita como:

$$x^L = \left\{ \frac{d(x^L/x)}{\sigma_{axe}} \cdot \left[\frac{(\lambda_{xe} + \sigma_{axe} \cdot \phi_{th}^L) \cdot (\lambda_{xe} - \sigma_{axe} \cdot \bar{\phi}_{th})}{\lambda_{xe} (\bar{\phi}_{th} - \phi_{th}^L)} \right] \right\} \cdot \bar{x}, \quad (2.5.6)$$

$$x^L = \left\{ \frac{\sum_{g=1}^2 \bar{\Sigma}_f^g \phi_g^L}{\sum_{g=1}^2 \bar{\Sigma}_f^g \bar{\phi}_g} \cdot \frac{(\lambda_{xe} + \sigma_{axe} \bar{\phi}_{th})}{(\lambda_{xe} + \sigma_{axe} \phi_{th}^L)} \right\} \cdot \bar{x}, \quad (2.5.7)$$

tal que a variação da seção de choque macroscópica do xenônio é dada pela seguinte equação:

$$\begin{aligned} \Delta \bar{\Sigma}_{xe} &= \sigma_{axe} (x^L - \bar{x}) = \\ &= \left\{ \frac{\sum_{g=1}^2 \bar{\Sigma}_f^g \phi_g^L}{\sum_{g=1}^2 \bar{\Sigma}_f^g \bar{\phi}_g} \cdot \frac{(\lambda_{xe} + \sigma_{axe} \bar{\phi}_{th})}{(\lambda_{xe} + \sigma_{axe} \phi_{th}^L)} - 1 \right\} \cdot \bar{x} \cdot \sigma_{axe}. \end{aligned} \quad (2.5.8)$$

Esta variação na seção de choque macroscópica é então dada a seção de choque de absorção térmica. Nota-se que esta variação pode ser negativa, positiva ou nula, dependendo do nível de potência local em relação ao valor médio. Naturalmente para potências maiores que o médio, teremos um acréscimo na concentração de xenônio portanto um valor positivo de $\Delta \bar{\Sigma}_{xe}$, por outro lado, para uma potência local menor que o médio, teremos um valor negativo.

II-6 VARIAÇÃO DAS SEÇÕES DE CHOQUE COM O ESPECTRO DE NEUTRONS

As mudanças nas seções de choque devido a diferença na razão de fluxo rápido para o fluxo térmico celular, e da razão destes fluxos verificada no cálculo de reator foram também consideradas.

O efeito predominante causado pela diferença na razão de fluxo rápido para o fluxo térmico é a alteração na produção de plutônio 239, seguida por uma diferença significativa nas seções de choque de absorção e fissão térmicas.

A concentração de U-238 pode ser considerada praticamente constante durante um ciclo de núcleo de um PWR. A equação da concentração de Pu-239 é dada portanto por:

$$\frac{dN^9}{dt} = -\sigma_{a2}^9 N^9 \phi_2 + \sigma_{n1}^8 N^8 \phi_1 + \sigma_{n2}^8 N^8 \phi_2,$$

onde: (2.6.1)

N^9 é a concentração de Plutônio-239

σ_{a2}^9 é a seção de choque de absorção térmica de Plutônio-239

σ_{n1}^8 é a seção de choque de captura do grupo rápido do urânio-238

σ_{n2}^8 é a seção de choque de captura do grupo térmico do urânio-238

N^8 é a concentração de urânio-238

Podemos escrever esta equação em termos de queima, K , através de uma mudança de variável:

$$\frac{dN^9}{dBu} = -\frac{\sigma_{a2}^9 N^9}{K} + \frac{\sigma_{n1}^8 N^8}{K} \cdot \left(\frac{\phi_1}{\phi_2} \right) + \frac{\sigma_{\sigma_2}^8 N^8}{K};$$

(2.6.2)

onde K é uma constante tal que $K\phi_2 dt = dBu$.

A solução desta equação é:

$$N^9(Bu) = \left(1 - \frac{\sigma_{a2}^9}{K} \right) \cdot N^9(Bu_0) + \frac{\sigma_{n1}^8 N^8}{K} \cdot \left(\frac{\phi_1}{\phi_2} \right) + \frac{\sigma_{\sigma_2}^8 N^8}{K} /$$

(2.6.3)

onde N^9 é a queima inicial.

Esta expressão nos fornece a dependência da concentração de ^{239}Pu com o espectro de neutrons considerado. Alterando-se o espectro, teremos uma nova concentração tal que a variação ocorrida pode ser dada por:

$$\Delta N^9(Bu) = \left(1 - \frac{\sigma_{a2}^9}{K} \right) \cdot \Delta N^9(Bu_0) + \frac{\sigma_{n1}^8 N^8}{K} \left[\left(\frac{\phi_1}{\phi_2} \right)^{reat} - \left(\frac{\phi_1}{\phi_2} \right)^{ul} \right],$$

onde:

(2.6.4)

- $\frac{\phi_1}{\phi_2}^{ul}$ representa a razão entre os fluxos rápido e térmico utilizada na caracterização das seções de choque macroscópicas, no cálculo celular.

- $\frac{\phi_1}{\phi_2}^{reat}$ representa a razão entre os fluxos rápido e térmico utilizada na caracterização das seções de choque macroscópicas, no cálculo do reator.

A variação das seções de choque de fissão e absorção térmica podem ser escritas respectivamente por:

$$\frac{d\Sigma_{f2}}{dBu} = \frac{\sigma_{f2}^9 \sigma_{r2}^8 N^8}{K} \left(\phi_1 / \phi_2 \right) + \frac{\sigma_{f2}^9 \sigma_{a2}^8 N^8}{K} - \frac{\sigma_{f2}^5 \sigma_{a2}^5 N^5}{K} - \frac{\sigma_{f2}^9 \sigma_{a2}^9 N^9}{K}, \quad (2.6.5)$$

$$\frac{d\Sigma_{a2}}{dBu} = \frac{\sigma_{a2}^9 \sigma_{r2}^8 N^8}{K} \left(\phi_1 / \phi_2 \right) + \frac{\sigma_{a2}^9 \sigma_{r2}^8 N^8}{K} - \frac{\sigma_{a2}^5 \sigma_{a2}^5 N^5}{K} - \left(\frac{\sigma_{a2}^9 \sigma_{a2}^9}{K} - \frac{\sigma_{a2}^0 \sigma_{r2}^9}{K} \right) \cdot N^9, \quad (2.6.6)$$

onde:

- N^5 é a concentração de U-235
- σ_{a2}^5 é a seção de choque de absorção térmica do U-235
- σ_{r2}^9 é a seção de choque de captura do Pu-239
- σ_{a2}^0 é a seção de choque de absorção térmica do Pu-240

De maneira mais suscinta, tem-se:

$$\frac{d\bar{\Sigma}_{a2}}{dBu} = A \cdot \left(\phi_1 / \phi_2 \right) + b_A, \quad (2.6.7)$$

$$\frac{d\bar{\Sigma}_{f2}}{dBu} = F \cdot \left(\phi_1 / \phi_2 \right) + b_F, \quad (2.6.8)$$

$$A = \frac{\sigma_{a2}^9 \sigma_{r1}^9 N^8}{K}; \quad F = \frac{\sigma_{f2}^9 \sigma_{r1}^8 N^8}{K};$$

$$b_A = \frac{\sigma_{a2}^9 \sigma_{r2}^8 N^8}{K} - \frac{\sigma_{a2}^5 \sigma_{a2}^5 N^5}{K} - \left(\frac{\sigma_{a2}^9 \sigma_{a2}^9}{K} - \frac{\sigma_{a2}^0 \sigma_{r2}^9}{K} \right) \cdot N^9;$$

$$b_F = \frac{\sigma_{f2}^9 \sigma_{r2}^8 N^8}{K} - \frac{\sigma_{f2}^5 \sigma_{a2}^5 N^5}{K} - \frac{\sigma_{f2}^9 \sigma_{a2}^9 N^9}{K}.$$

isto é, A e F são constantes que dependem apenas das seções de choque microscópicas e os termos b_A e b_F dependem da concentração de Eu-239.

As equações (2.6.7) e (2.6.8) para o caso de célula e para reator são:

$$\frac{d\bar{\sigma}_{a2}^{ul}(Bu)}{dBu} = A \left(\phi_1/\phi_2 \right)^{cel} + b_A^{cel}, \quad (2.6.9)$$

$$\frac{d\bar{\sigma}_{a2}^{reat}(Bu)}{dBu} = A \left(\phi_1/\phi_2 \right)^{reat} + b_A^{reat}, \quad (2.6.10)$$

$$\frac{d\bar{\sigma}_{f2}^{ul}(Bu)}{dBu} = F \left(\phi_1/\phi_2 \right)^{ul} + b_F^{ul}, \quad (2.6.11)$$

$$\frac{d\bar{\sigma}_{f2}^{reat}(Bu)}{dBu} = F \left(\phi_1/\phi_2 \right)^{reat} + b_F^{reat}. \quad (2.6.12)$$

Sabendo-se que $b_{A,F}^{reat} = b_{A,F}^{cel} + \alpha_{A,F} \Delta N^9$, onde:

$$\alpha_A = - \left(\frac{\sigma_{a2}^9 - \sigma_{a2}^0}{K} \right) \bar{\sigma}_{a2}^9 ; \quad \alpha_F = - \frac{\sigma_{f2}^9 \cdot \bar{\sigma}_{a2}^9}{K}$$

cu seja K constante que depende apenas das seções de choque microscópicas, temos que a variação dos parâmetros macroscópicos de fissão e absorção térmicos são dadas por:

$$\Delta \bar{\sigma}_{a2} = \left\{ A \left[\left(\phi_1/\phi_2 \right)^{reat} - \left(\phi_1/\phi_2 \right)^{cel} \right] - \alpha_A \Delta N^9 \right\} \cdot \Delta Bu, \quad (2.6.13)$$

$$\Delta \bar{\sigma}_{f2} = \left\{ F \left[\left(\phi_1/\phi_2 \right)^{reat} - \left(\phi_1/\phi_2 \right)^{ul} \right] - \alpha_F \Delta N^9 \right\} \cdot \Delta Bu. \quad (2.6.14)$$

II-7 VARIAÇÃO DAS SEÇÕES DE CHOQUE COM A TEMPERATURA DO COMBUSTÍVEL (EFEITO DOPPLER)

Com a obtenção da distribuição de potência, é possível determinar-se a distribuição de temperatura do combustível no reator. A dependência da temperatura em função da potência pode ser obtida através de cálculo de reator em várias potências com programa de cálculo termohidráulico.

No caso referência, Angra-I, utilizado no presente trabalho, esta dependência foi extraída do PSAR /12/.

A dependência das seções de choque macroscópicas com a temperatura do combustível (efeito Doppler), apresenta um comportamento linear com a raiz quadrada da temperatura absoluta, (esta análise pode ser vista no apêndice B), de maneira que a correção destes parâmetros pode ser feita através do coeficiente angular de cada reta que representa o comportamento dos parâmetros macroscópicos em função da raiz quadrada da temperatura.

Com estas considerações a expressão das seções de choque em função da temperatura do combustível fica:

$$\Sigma_{m,i}^g(\bar{r}) = \Sigma_{0,m,i}^g(\bar{r}) + \alpha_{m,i}^g \cdot \left(\sqrt{T_F} - \sqrt{T_{F_0}} \right),$$

onde $\alpha_{m,i}^g$ - corresponde aos coeficientes angulares das retas para cada parâmetro macroscópico considerado e para cada grupo de energia, e $\Sigma_{0,m,i}^g$ corresponde aos parâmetros iniciais correspondentes a temperatura de referência na qual foram gerados.

CAPÍTULO III

RESULTADOS

DESCRIÇÃO GERAL

Neste capítulo estão apresentados os resultados obtidos no presente trabalho, para os vários tipos de cálculos desenvolvidos e também as comparações destes resultados com os obtidos pelo programa CITATION.

As seções de choque microscópicas foram geradas através do programa HAMMER /²⁷/, e utilizadas para a construção da biblioteca de dados para o programa CITATION. O procedimento de cálculo das concentrações isotópicas das células de combustível do reator, utilizadas para os dados de entrada no programa HAMMER, pode ser vista no apêndice C.

A biblioteca de dados é constituída por conjuntos de seções de choque para enriquecimentos de 2,1% , 2,6% , 3,1% e refletor.

O programa CITATION foi utilizado para a execução do cálculo celular com a finalidade de obter as seções de choque microscópicas, em função da queima, para formação da biblioteca de dados para o programa FERM.

Deve-se ressaltar que todos os cálculos foram feitos para duas temperaturas de combustível: 500 C, e 800 C.

A finalidade de se gerar seções de choque para estas duas temperaturas é permitir o cálculo dos coeficientes angulares das retas, que caracterizam o comportamento das seções de choque com a raiz quadrada da temperatura, e utilizá-las na correção Doppler.

No item 3.1 é descrito brevemente o reator Angra-I, utilizado na realização dos cálculos.

No ítem 3.2 está apresentado um estudo feito com o programa CITATION, em relação a sua convergência e precisão dos resultados. É utilizado o Método de extrapolação de Richardson /3/, na tentativa de se obter resultados mais precisos, através do cálculo com várias malhas, a fim de utilizá-les como forma de avaliação dos resultados fornecidos pelo programa FERM.

Nos itens 3.3.1, 3.3.2 e 3.3.3 são descritos os tipos de cálculos desenvolvidos no presente trabalho (cálculo por zona material, cálculo por elemento e cálculo puntual), e os respectivos resultados.

No ítem 3.4 é mostrada a influência da correção Doppler nas seções de choque macroscópicas para cálculos puntual e por elemento. Por último, no ítem 3.5 é apresentado um quadro comparativo dos tempos computacionais para os vários casos estudados.

III.1 - CARACTER DE ANGRA - I

Para efeito de comparação do presente programa com o programa CITATION, utilizou-se um modelo simplificado do reator de Angra-I/12 /, que é um reator do tipo PWR ("Pressurized Water Reactor"), projetado para produzir 1376 Megawatts térmicos.

O diâmetro equivalente deste núcleo mede 245,11 cm, e a altura é de 365,6 cm. O caroço é constituído de 121 conjuntos combustíveis, conforme mostra a figura 3.1.1, sendo que cada conjunto combustível contém um arranjo quadrado de 16 X 16, com 235 varetas combustíveis e 21 tubos guia. As dimensões destes conjuntos combustíveis são de 19,718 X 19,718 cm.

O núcleo é constituído de 3 zonas de enriquecimento a saber: 2,1%, 2,6% e 3,1%.

III.2 - CÁLCULOS COM O PROGRAMA CITATION

Este programa foi desenvolvido em 1969 / 10 /, para resolver a equação de difusão de neutrões em multigrupo, através da técnica de diferenças finitas para casos unidimensionais, bidimensionais e tridimensionais.

São calculadas as seções de choque macroscópicas e taxas de reação, utilizando-se uma biblioteca de dados microscópicos previamente preparada em arquivo, possibilitando assim cálculos de queima.

O programa oferece várias opções de saída como o fluxo de neutrões, distribuição de densidades de potência espaciais e fator de multiplicação.

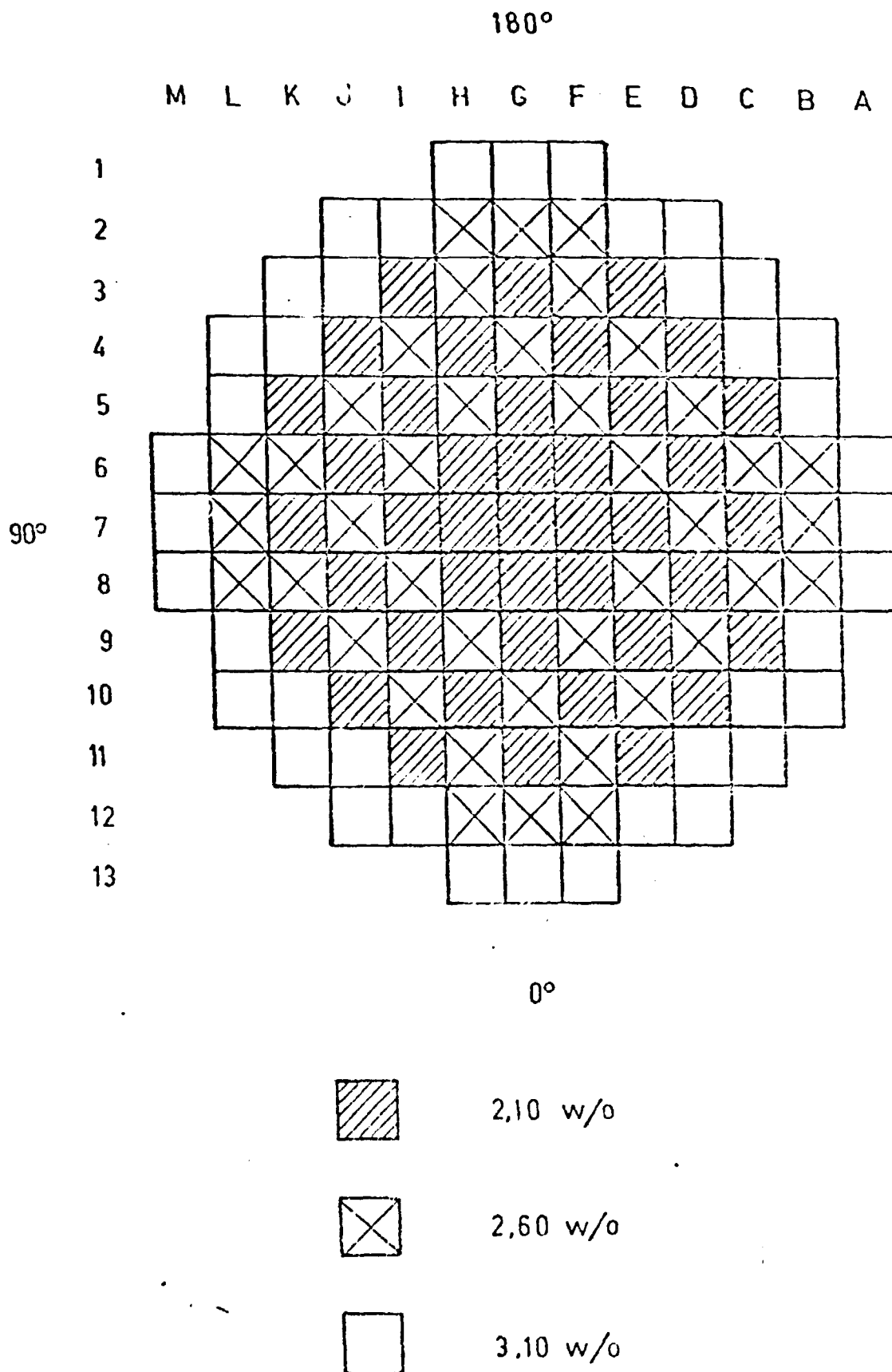


Figura 3.1.1 - Arranjo do combustível no caroço de Angra-I

Nos cálculos efetuados por este programa utilizaram-se malhas de vários tamanhos, e o resultado final foi obtido por extrapolação pelo método de Richardson /3/.

Dependendo do tamanho das malhas utilizadas, estes códigos apresentam discrepâncias de até 5,0 % na potência média por elemento, conforme mostra a tabela 3.2.1. Portanto, esta extrapolação foi feita na tentativa de se obter valores que pudessem ser utilizados como referência para se avaliar os resultados fornecidos pelo programa FERM.

Um exemplo dos valores do fator de multiplicação, k , para casos de 8, 12, 16 e 20 malhas por elemento combustível pode ser vista na tabela 3.2.2 e os valores do fluxo para estes quatro casos são mostrados na tabela 3.2.3.

Nota-se, para o fluxo, que a diferença entre o valor extrapolado e o valor obtido no caso de 8 malhas por elemento combustível é da ordem de 4,7%, no elemento de periferia (veja tabela 3.2.4).

A medida que se aumenta o número de malhas por elemento combustível, os resultados tornam-se mais próximos, verificando-se uma convergência para um valor de referência. Entretanto, devido a dificuldades de se obter resultados convergidos satisfatoriamente com malhas mais refinadas por excesso de tempo computacional e também pela própria dificuldade de se obter convergência numérica para casos mais detalhados, utilizou-se no máximo 16 malhas por elemento e só em alguns casos, 20 malhas por elemento combustível.

Na figura 3.2.1 pode-se observar o comportamento da convergência relativa do fluxo térmico com o número de iterações a medida que se aumenta o número de malhas, e a tabela 3.2.5 ilustra o tempo de processamento requerido para cada caso.

Tamanho das malhas (cm)	$\frac{\Delta P}{P}$ (%) máx.
2,50	5,20
1,25	2,00
2/3	0,32

Tabela 3.2.1 - Desvios máximos relativos na potência média por elemento, em relação ao valor de referência (valor extrapolado para várias malhas, efetuadas pelo programa em diferenças finitas - VENTURE) /22/ .

Número de malhas por elemento	fator de multiplicação
8	1,16754
12	1,16780
16	1,16792
20	1,16797
extrapolado	1,16808

Tabela 3.2.2 - Valor do fator de multiplicação para diferentes malhas, no início de vida (3 dias).

$x^{(*)}$ (cm)	Número de malhas por elemento combustível				
	8	12	16	20	extrapolado (***)
0,5	8,169 ^(**)	8,111	8,095	8,070	8,046
1,0	8,208	8,148	8,133	8,108	8,084
1,5	8,314	8,258	8,242	8,220	8,200
2,0	8,199	8,144	8,128	8,108	8,090
2,5	8,007	7,955	7,940	7,923	7,908
3,0	7,886	7,840	7,825	7,811	7,799
3,5	7,593	7,555	7,541	7,531	7,523
4,0	7,141	7,111	7,099	7,094	7,091
4,5	6,569	6,551	6,542	6,540	6,540
5,0	5,695	5,688	5,686	5,684	5,682
5,5	4,703	4,708	4,709	4,712	4,717
6,0	3,547	3,559	3,561	3,566	3,571
6,5	2,329	2,345	2,349	2,354	2,359
7,0	3,849	3,782	3,729	3,698	3,676

Tabela 3.2.3 - Fluxo térmico obtido pelo programa CITATION para 8,12,16 e 20 malhas por elemento combustível.

(*) em unidades de 19,718 cm

(**) em unidades de 10 neutrons/cm²/seg.

(***) a extrapolação foi feita nos casos de 12,16 e 20 malhas por elemento.

$x^{(*)}$ (cm)	Número de malhas por elemento combustível				
	8	12	16	20	extrapolado
0,5	1,51	0,81	0,61	0,30	-----
1,0	1,53	0,79	0,61	0,30	-
1,5	1,35	0,67	0,47	0,22	-
2,0	1,25	0,59	0,40	0,19	-
2,5	1,11	0,53	0,33	0,15	-
3,0	0,93	0,42	0,24	0,11	-
3,5	0,71	0,28	0,11	0,04	-
4,0	0,44	0,17	0,11	0,04	-
4,5	0,44	0,17	0,03	0,00	-
5,0	0,23	0,11	0,07	0,04	-
5,5	0,30	0,19	0,17	0,11	-
6,0	0,67	0,34	0,28	0,14	-
6,5	1,27	0,59	0,42	0,21	-
7,0	4,71	2,88	1,44	0,60	-

Tabela 3.2.4 - Desvios relativos no fluxo térmico em (%) dos resultados obtidos com 8,12,16 e 20 malhas por elemento em relação ao extrapolado.

(*) em unidades de um elemento combustível (19,72 cm)

Número de malhas por elemento	CPU ^(*) segundos
8	360
12	1440
16	2140

Tabela 3.2.5 - Tempos de CPU para execução do programa CITATION, para várias malhas por elemento.

(*) computador IBM 4341 - MG12

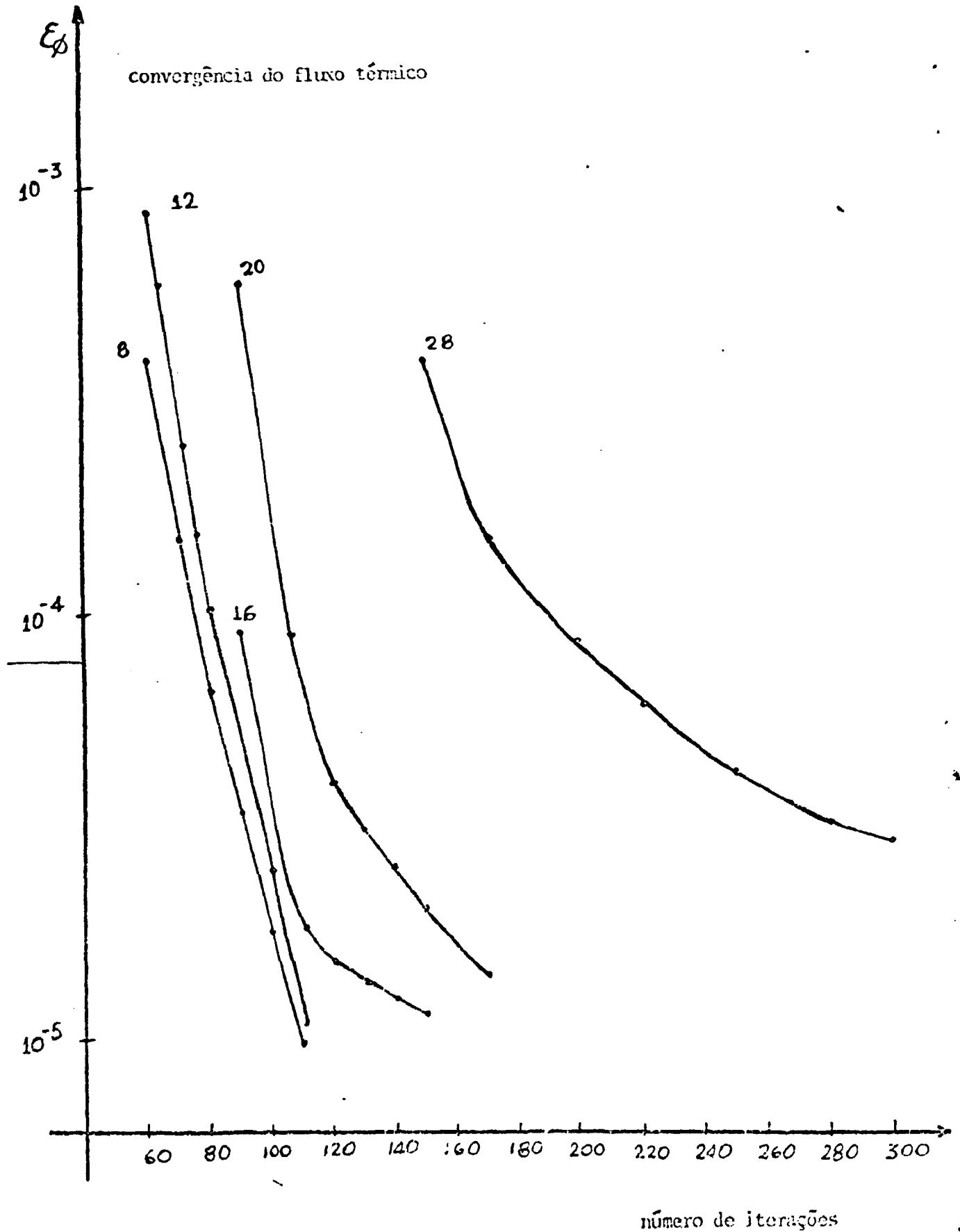


Figura 3.2.1 - Comportamento da convergência do fluxo térmico com o número de iterações para malhas - gens de 8,12,16,20 e 28.

III.3 - CÁLCULOS COM O PROGRAMA FEFM

Este programa foi desenvolvido em 1981, e utiliza o Método de Elementos Finitos e Matriz Resposta, para a resolução da equação de difusão de neutrons em dois grupos de energia.

No programa original, as seções de choque eram mantidas constantes, sendo que no presente trabalho, o programa foi modificado para se considerar a dependência espacial das seções de choque nucleares e efeitos de realimentação, bem como de tratamento puntual dos parâmetros neutrônicos, que será descrito a seguir.

Nos cálculos efetuados com o programa FEFM, no presente trabalho, utilizou-se a simetria de 1/8 do reator representado na figura 3.3.1. Nesta figura estão indicadas as posições de cada elemento combustível e as zonas de enriquecimento ou zonas materiais. As linhas tracejadas indicam as linhas de simetria do reator.

O programa foi testado em comparação com o programa CLAMICM utilizando tres aproximações: a) cálculo por zonas materiais, b) cálculo por elemento combustível e c) cálculo puntual.

No tratamento puntual a dependência espacial é explicitamente levada em consideração, e para cada ponto da malha tem-se um valor distinto para os parâmetros neutrônicos, conseguindo-se desta maneira, um detalhamento maior nos resultados. No tratamento por elemento considera-se valores médios constantes para cada elemento combustível. E no tratamento por zonas materiais estes valores médios são estendidos sobre elementos de mesmo material e enriquecimento.

Em cada um dos casos citados acima, as malhas grossas foram subdivididas em 16 subdomínios para geração das matrizes respostas, como mostra as figuras 3.3.2a e 3.3.2b. A notação 16/1, representa o caso em que se considera 1 malha por combustível e 16 subdomínios (4 X 4) por malha grossa e a 16/4, corresponde ao caso em que se tem 4 malhas grossas por elemento combustível com 16 subdomínios por malha grossa. Este último caso, 16/4, foi estudado no cálculo por elemento.

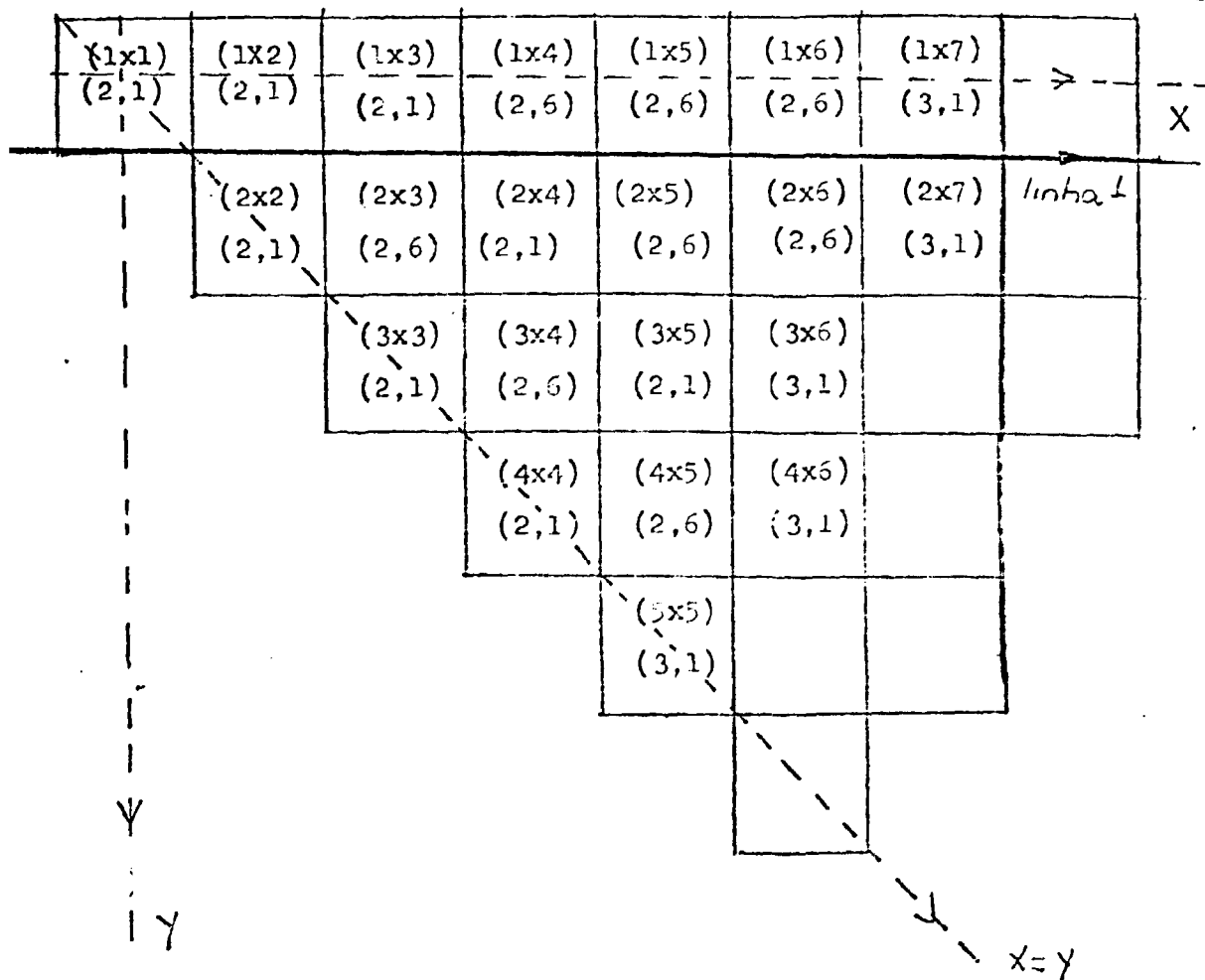


Figura 3.3.1 - Reator de Angra-I simplificado, com simetria de 1/8, utilizado nos cálculos com o programa PERM:

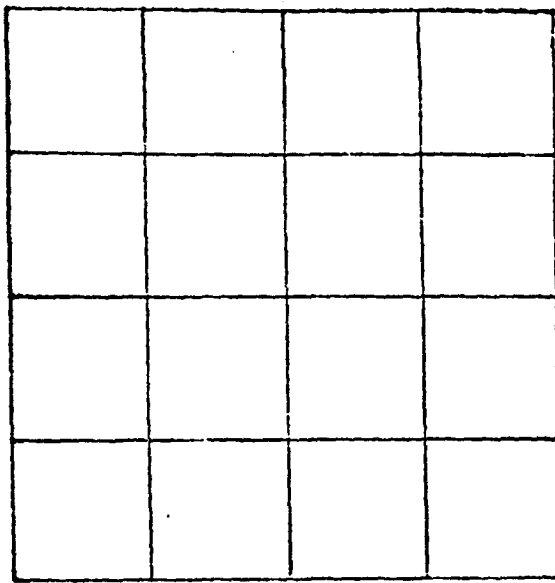


Figura 3.3.2a - malha grossa por elemento combustível subdividida em 16 subdomínios (16/1).

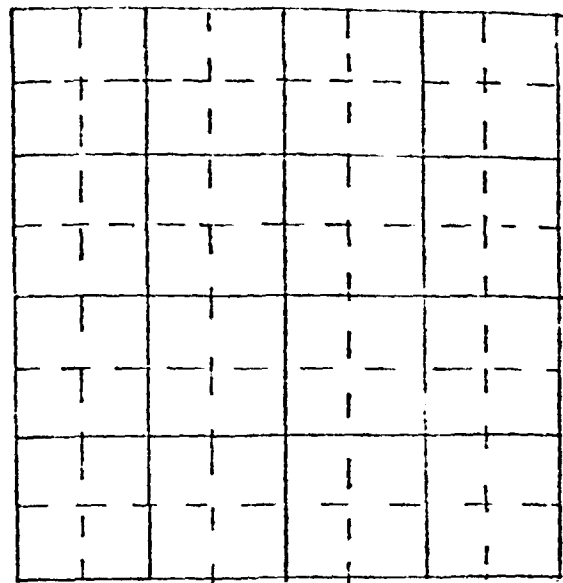


Figura 3.3.2b - 4 malhas grossas por elemento combustível e 16 subdomínios por malha. (16/4)

III.3.1 - CÁLCULO ECF ZONAS MATERIAIS

Neste tratamento a queima é mantida constante em cada zona material tal que, as seções de choque interpoladas são também constantes em cada zona material. Deve-se ressaltar que a seção de choque macroscópica do xenônio também é interpolada em função da queima, e que neste caso, a correção da concentração de xenônio médio, é feita a nível de zonas materiais, a partir dos fluxos médios aí definidos.

Uma vez que o programa sempre fornece fluxos pontuais, os fluxos médios são obtidos através de uma média ponderada. Primeiramente, esta ponderação é feita a nível de malha grossa, através dos fluxos pontuais. Em seguida, é feita uma ponderação destes fluxos médios dos elementos obtendo-se, desta forma, um fluxo correspondente a cada zona material.

A correção das seções de choque em função da diferença na razão dos fluxos térmico e rápido entre os cálculos celular e o cálculo de reator também é feita a nível de zonas materiais, uma vez que, as seções de choque microscópica de absorção e fissão do plutônio são interpoladas em função da queima média por zona material.

A razão dos fluxos celulares é fornecida em forma de tabela ao programa FERM, e interpoladas conforme o valor de queima local. Neste caso, bem como para as seções de choque microscópicas do plutônio, utiliza-se interpolação linear.

A seguir são mostrados os resultados obtidos pelo FERM em comparação com os resultados obtidos pelo programa CITIZON.

Nas figuras 3.3.1.1, 3.3.1.2 e 3.3.1.3, são apresentados os comportamentos de fluxos térmicos ao longo da linha 1 no reator, veja figura 3.3.1, para tres estágios de queima, respectivamente para 3, 243 e 323 dias, que correspondem as queimas de 104 MW/D, 1,8472 MW/D e 11261 MW/D.

Nota-se uma boa concordância nos resultados entre os dois programas exceto em regiões de refletor onde há uma certa divergência causada pelo tamanho das malhas grossas (19,718 cm), utilizadas no FERM. Estes resultados podem ser melhorados dividindo-se o elemento combustível em maior número de malhas grossas, obtendo maior detalhamento destes resultados. Este caso será mostrado no próximo item.

Nas tabelas 3.3.1.1, 3.3.1.2 e 3.3.1.3 são mostradas as distribuições de potência média de cada elemento combustível em 3 etapas de queima. Pode-se notar um aumento dos desvios relativos a medida que se prossegue a vida do reator. Este aumento será explicado nos próximos parágrafos, e é devido ao processo de realimentação em cada etapa de queima.

Nas figuras 3.3.1.4 e 3.3.1.5 podem-se observar os comportamentos das potências no elemento central (1x1) e no elemento da periferia 5x5, ao longo do processo de queima, respectivamente.

Verifica-se que as curvas de potência fornecidas pelo IFM, possuem um comportamento mais suave que aquelas fornecidas pelo CITATION, devido a diferença nos esquemas de intersecção das seções de choque utilizadas em cada programa.

Entretanto, observa-se que o máximo desvio relativo atingido no final de vida do reator é de 2,44%, que é relativamente pequeno em comparação as discrepâncias encontradas na literatura. Além disso nota-se um desvio relativo médio máximo de 1,0% ,mostrando boa concordância nos resultados entre os dois programas.

Os valores de fator de multiplicação para cada estágio de queima e os respectivos desvios podem ser vistos na tabela 3.3.1.4. E como pode-se verificar o desvio máximo obtido é de 0,24%, com resultados bastante próximos durante todo o primeiro ciclo da vida do núcleo do reator.

0,80 136,632 135,551	0,75 138,836 137,796	0,55 140,334 139,562	0,39 147,811 147,241	0,02 115,653 115,626	0,15 97,229 97,373	0,21 61,955 62,085	
	0,66 140,193 139,267	0,38 154,864 154,274	0,21 131,065 130,794	0,01 124,521 124,506	0,19 91,036 91,208	0,24 56,771 56,905	
		0,25 135,617 135,282	0,04 137,391 137,340	0,38 102,563 102,957	0,47 85,960 86,367		
			0,44 109,980 110,462	0,72 102,444 103,191	0,70 63,663 64,115		
				0,97 74,796 75,528			

$\frac{\Delta P}{P}$ (%)
 FERM
 CITATION

Tabela 3.3.1.1 - Distribuição de potência média por elemento no núcleo do reator para queima de 104 MWD/T.

0,54 120,887 120,237	0,58 123,635 122,920	0,49 127,499 126,872	0,54 137,451 136,712	0,35 112,178 111,783	0,25 99,105 98,860	0,31 69,310 69,523	
	0,50 125,889 125,254	0,53 141,502 140,751	0,34 123,741 123,314	0,32 122,021 121,627	0,12 94,405 94,291	0,31 64,112 64,311	
		0,30 127,233 126,852	0,22 133,417 133,123	0,200 105,796 106,003	0,72 95,860 96,553		
			0,35 113,654 114,056	1,18 114,993 116,348	1,12 75,321 76,161		
				1,52 89,120 90,472			

$\frac{\Delta P}{P}$ (%)
 FERM
 CITATION

Tabela 3.3.1.2 - Distribuição de potência média por elemento para queima de 4276 MWD/T.

2,44 100,920 103,387	2,20 104,325 106,622	1,84 110,603 112,841	0,91 124,258 125,335	0,50 107,041 107,571	0,61 101,076 100,460	1,59 78,691 77,439	
	2,11 107,500 109,769	1,37 124,354 126,058	1,09 113,780 115,023	0,50 118,606 118,604	0,70 98,266 97,576	1,62 73,707 72,513	
		1,28 115,970 117,545	0,25 128,289 128,616	0,08 109,237 109,152	1,18 108,876 107,590		
			0,04 117,682 117,724	1,01 131,669 130,343	1,49 91,302 89,938		
				1,25 108,983 107,537			

$\frac{\Delta P}{P}$ (%)

 FERM

 CITATIONN

Tabela 3.3.1.3 - Distribuição de potência média por elemento para queima de 11261 MWD/T.

Queima (MWD/T)	CITATION extrap.	FERM	$\frac{\Delta k}{k}$ (%)
104	1,16808	1,16826	0,02
1490	1,14929	1,14685	0,21
2890	1,12995	1,12726	0,24
4238	1,10916	1,10756	0,14
5683	1,09051	1,08854	0,19
7077	1,07277	1,07056	0,21
8472	1,05686	1,05437	0,24
9866	1,03938	1,03804	0,18
11261	1,02451	1,02260	0,19

Tabela 3.3.1.4 - Valores do fator de multiplicação obtidos com os programas FERM e CITATION e os respectivos desvios relativos para cada etapa de queima no cálculo por zonas materiais.

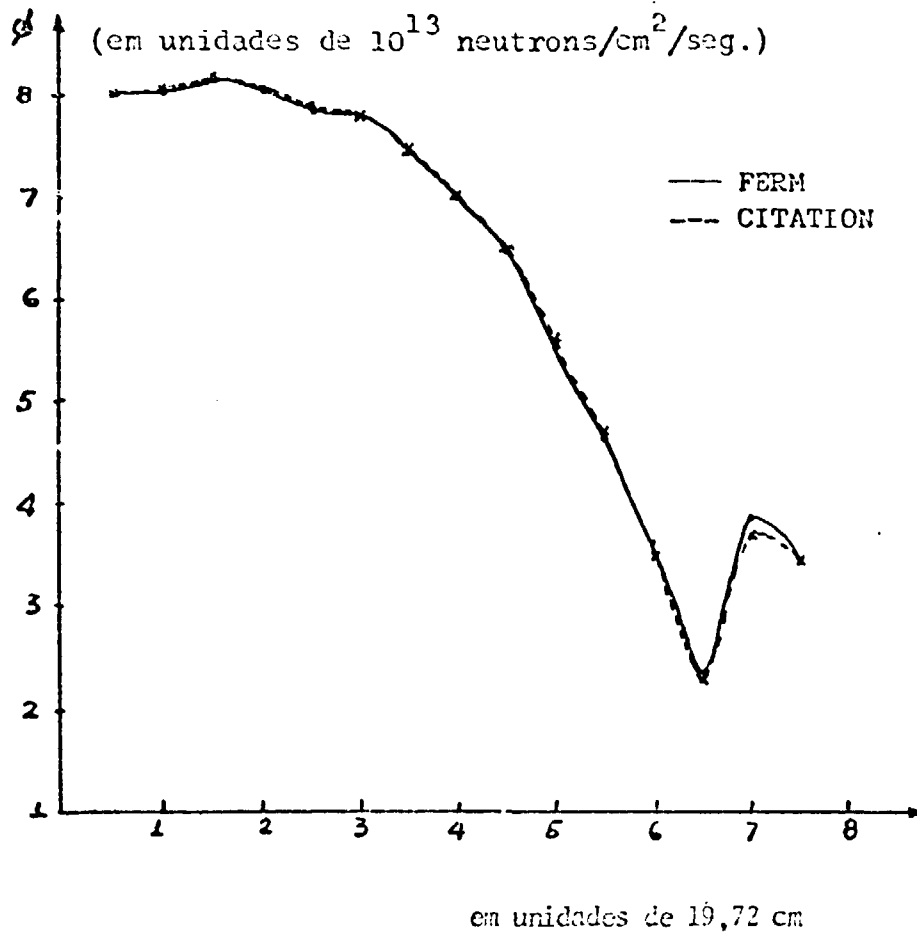


Figura 3.3.1.1 - Fluxo térmico para queima de 104 MWD/T ao longo da linha 1.

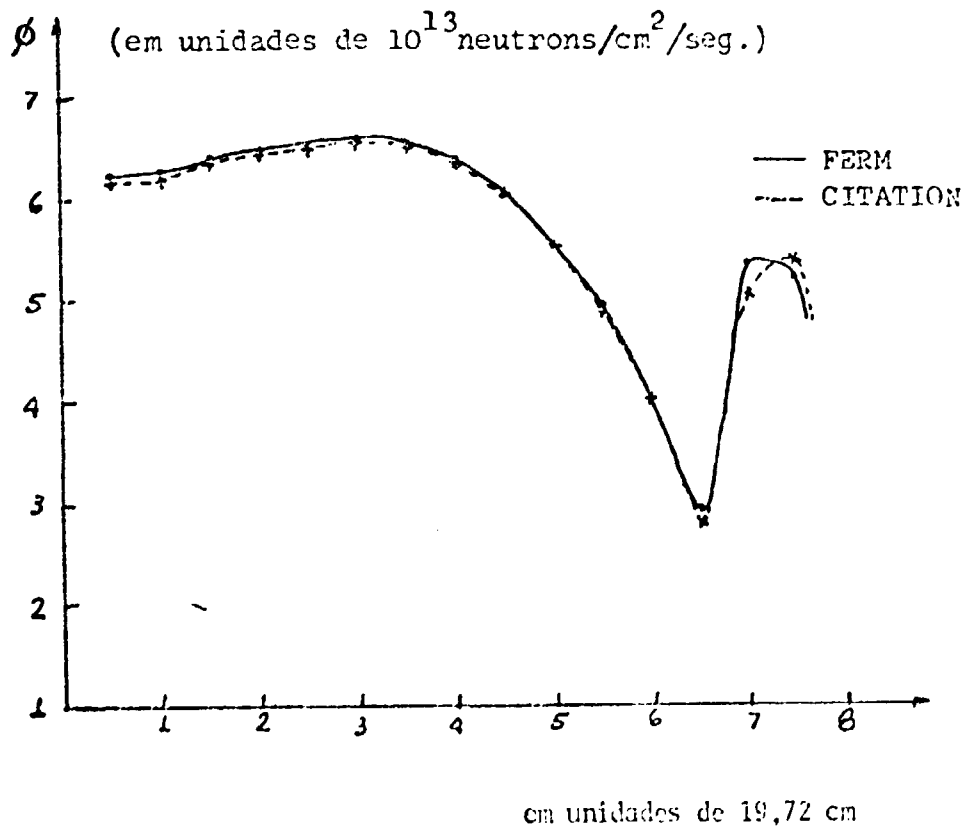


Figura 3.3.1.2 - Fluxo térmico para queima de 8472 MWD/T ao longo da linha 1.

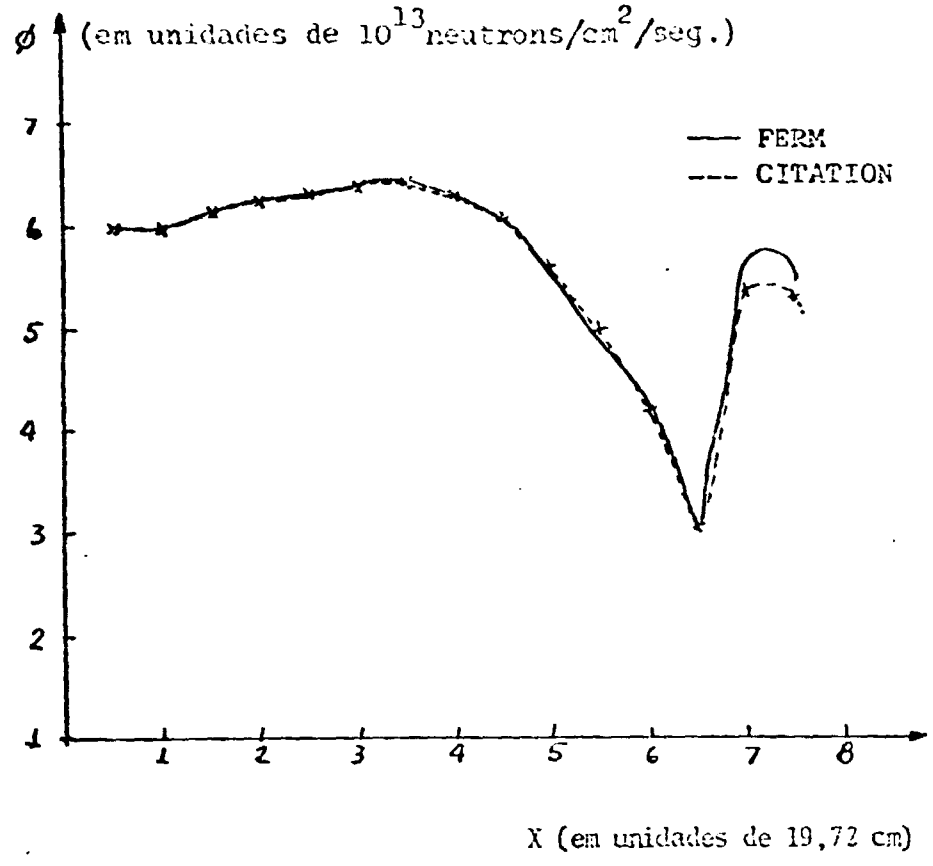


Figura 3.3.1.3 - Fluxo térmico para queima de 11261 MWD/T ao longo da linha 1, em unidades de 10^7 neutrons/cm²/seg.

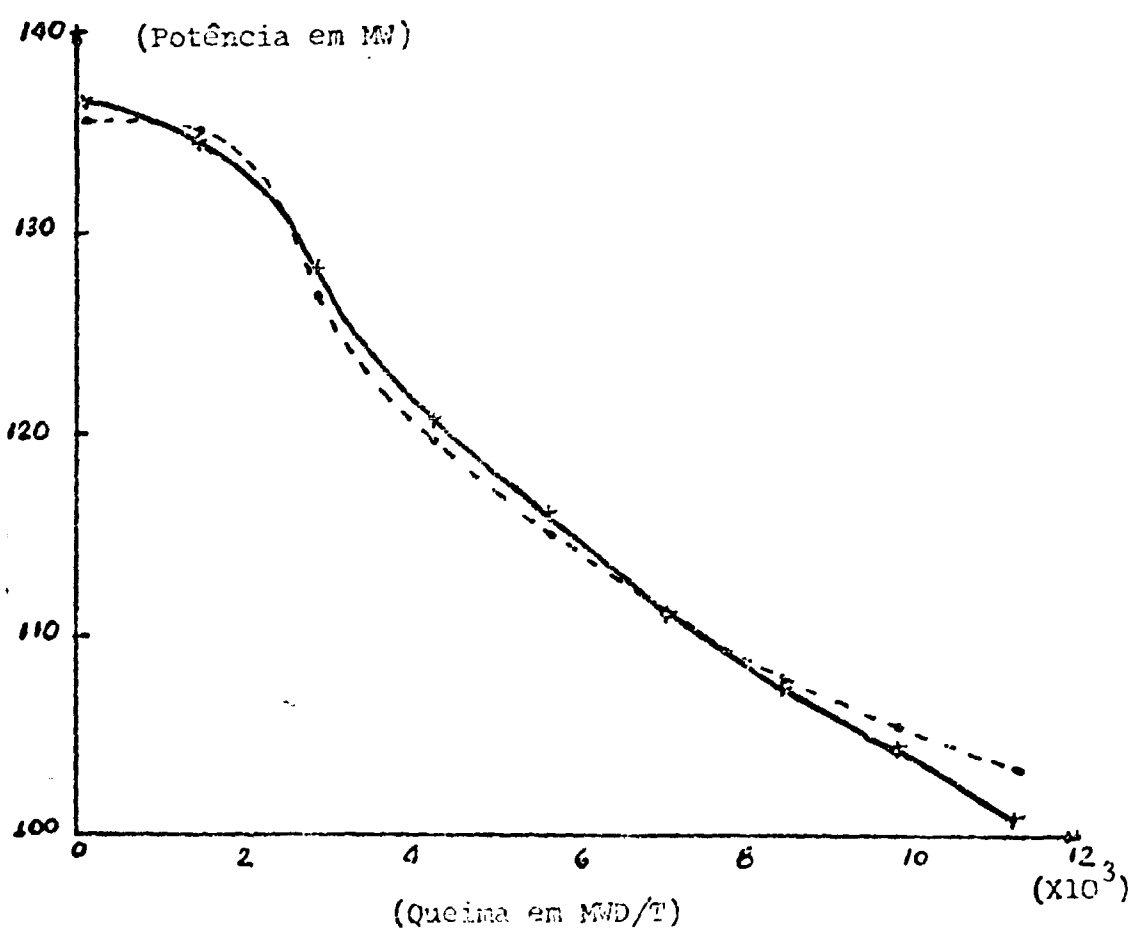


Figura 3.3.1.4 - Comportamento da potência média no elemento central (1X1) com a queima.

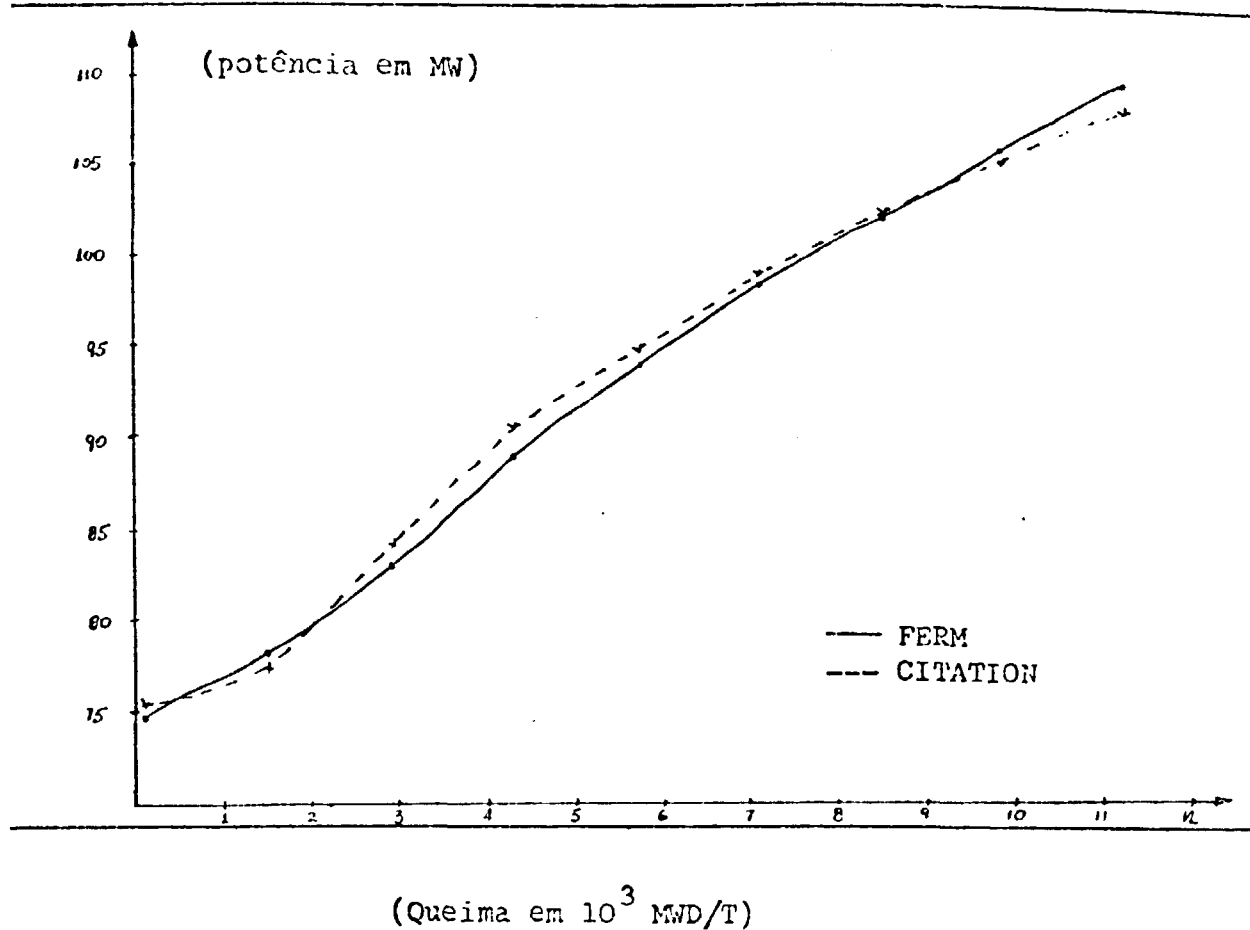


Figura 3.3.1.5 - Comportamento da potência média no elemento de periferia (5X5) com a queima.

III.3.2 - CÁLCULO POR ELEMENTO

Neste cálculo trabalha-se com um detalhamento um pouco maior na dependência espacial dos parâmetros neutronics, tendo-se valores distintos de queima em cada elemento combustível. Este detalhamento estende-se também para cálculos de realimentação, como a correção na concentração de xenônio e correção das seções de choque devido a diferença nas razões entre os fluxos, no cálculo celular e de reator.

As seções de choque macroscópicas, bem como a do xenônio, são interpoladas conforme a queima local em cada malha grossa, de tal forma que se obtenha seções de choque correspondentes a esta queima local. A correção na concentração média de xenônio é feita utilizando-se fluxos médios locais de cada malha grossa. Os fluxos médios de cada zona material ou enriquecimento obtidas no cálculo celular, são fornecidas juntamente com a biblioteca de dados do programa.

Nas figuras 3.3.2.1, 3.3.2.2, e 3.3.2.3, pode-se observar o comportamento dos fluxos térmicos em diversos estágios de queima, ao longo da linha 1 (veja figura 3.3.1).

No início de vida do reator verifica-se que os resultados do programa FERM e CITATION são bastante próximos, apresentando apenas pequenos desvios que correspondem a menos que 2,0% no início de vida, exceto na região do refletor onde se detecta uma certa divergência em determinados pontos da malha. À medida que se prossegue a queima, esta divergência tende a aumentar em certas regiões do reator, atingindo desvios da ordem de 5,0 a 6,0% no final de vida.

As causas destas divergências, podem ser atribuídas principalmente as diferenças intrínsecas entre os processos de cálculo desenvolvidos pelos dois programas e das aproximações consideradas em ambos os casos, além dos efeitos de realização e dos ajustes das seções de choque com a queima, considerados no FERM, que afetam fortemente na distribuição de fluxo e potência ao longo do reator.

A contribuição da correção na concentração média de xenônio em cada etapa de queima, possui uma influência bastante significativa, pois esta correção acarreta uma variação na potência de até 3,0% em algumas regiões. Isto se

deve principalmente devido a variação de nível de fluxo que surge a medida que evolui a queima do combustível em toda a região do núcleo.

Os coeficientes de difusão térmico, D_1 e D_2 , ao longo da vida do reator, mostraram-se pouco influentes nos resultados obtidos, de tal forma que não houve necessidade de se interpolar tais grandezas, podendo mantê-las constantes durante todo o processo de queima.

Nas tabelas 3.3.2.1, 3.3.2.2, 3.3.2.3, 3.3.2.4 e 3.3.2.5 são mostrados os valores de potência em cada elemento e os desvios encontrados para cada um, entre os dados fornecidos pelos programas CITATION e FERM, com desvio relativo máximo no fim de vida em torno de 4,5%.

O mesmo cálculo foi repetido com o programa FERM, dividindo o elemento combustível em quatro malhas grossas, por elemento combustível. Desta forma, conseguiu-se maior concordância no fluxo, principalmente na região do refletor onde as divergências são maiores. Nas tabelas 3.3.2.6 e 3.3.2.7 são mostrados os fluxos obtidos nos cálculos utilizando 1 e 4 malhas por elemento combustível.

Finalmente na tabela 3.3.2.8 são mostrados os valores dos fatores de multiplicação para os estágios de queima considerados durante toda a vida do reator, com os respectivos desvios encontrados.

1,28 134,631 132,933	1,21 136,852 135,218	1,16 138,634 137,075	0,69 145,920 145,920	0,14 116,576 116,413	0,62 99,445 100,100	1,30 63,933 64,778	
	1,18 138,204 136,591	0,97 153,117 151,653	0,68 130,471 129,594	0,04 125,297 125,349	0,61 92,890 93,458	1,64 53,522 59,496	
		0,81 134,384 133,291	0,25 136,749 136,405	0,26 102,939 103,209	1,21 86,672 87,739		
			0,14 109,636 109,795	0,79 101,799 102,611	1,69 63,967 65,069		
				1,76 74,553 75,889			

$\frac{\Delta P}{P}(\%)$
 FERM
 CITATION

Tabela 3.3.2.1 - Distribuição de potência média por elemento combustível para queima de 10⁴ MWd/T no cálculo por elemento com desvio máximo de 1,76% e desvio médio máximo de 0,83%.

0,32 114,922 114,549	0,25 117,532 117,235	0,20 122,008 122,258	0,78 134,521 135,574	0,45 117,710 118,249	0,05 108,965 109,025	1,17 76,136 75,247	
	0,04 119,480 119,527	0,91 133,884 135,098	1,50 121,799 123,627	0,64 126,171 126,979	0,15 102,472 102,319	2,20 70,114 68,568	
		0,99 122,296 123,519	0,39 131,172 131,682	0,03 108,245 108,249	1,38 97,495 96,151		
			0,09 112,892 112,995	0,03 110,092 110,063	2,16 74,451 72,839		
				1,88 85,579 83,965			

$\frac{\Delta P}{P}(\%)$
 FERM
 CITATION

Tabela 3.3.2.2 - Distribuição de potência média por elemento para queima de 2890 MWd/T no cálculo por elemento com desvio máximo de 2,20% e desvio médio máximo de 0,82%.

1,38 104,367 105,808	1,33 106,884 108,259	1,47 111,922 113,564	1,66 125,740 127,822	0,42 116,120 116,805	0,22 114,349 114,099	2,49 86,376 84,225	
	1,54 108,880 110,558	2,222 122,594 125,310	1,49 115,376 117,091	0,50 124,516 125,137	0,43 108,267 107,808	3,69 80,103 77,144	
		1,90 114,526 116,704	1,10 125,897 127,289	0,10 109,973 109,864	1,84 105,081 103,148		
			0,17 113,086 113,273	0,04 114,886 114,933	3,89 83,045 79,816		
				3,61 94,193 90,793			

$\frac{\Delta P}{P}(\%)$
 FERM
 CITATION

Tabela 3.3.2.3 - Distribuição de potência média por elemento combustível para queima de 5683 MWD/T no cálculo por elemento com desvio máximo de 3,89% e desvio médio máximo de 1,35%.

1,72 101,296 103,040	1,53 103,590 104,784	1,26 108,284 109,643	1,36 121,526 123,174	1,53 114,453 114,628	0,48 115,666 116,216	1,95 91,836 90,048	
	1,37 105,422 106,370	1,82 118,127 120,230	1,37 112,293 113,334	0,83 122,563 123,576	0,24 110,040 110,030	4,16 85,828 82,262	
		1,69 111,211 113,094	1,21 122,747 124,256	1,43 109,984 110,141	1,91 108,519 106,442		
			0,37 112,211 112,838	0,72 116,417 117,255	4,07 88,003 84,421		
				4,24 99,041 94,840			

$\frac{\Delta P}{P}(\%)$
 FERM
 CITATION

Tabela 3.3.2.4 - Distribuição de potência média por elemento combustível para queima de 8472 MWD/T no cálculo por elemento com desvio máximo de 4,24% e desvio médio máximo de 1,60%.

3,15 99,101 102,130	2,38 101,052 103,459	2,09 105,350 107,600	1,99 118,052 120,402	0,02 112,335 112,813	0,44 116,582 117,097	2,44 96,482 94,127	
	2,46 102,707 105,230	2,86 114,565 117,843	1,62 109,678 111,452	0,73 120,746 121,627	0,34 111,528 111,152	4,15 90,874 87,105	
		2,04 108,451 110,663	1,34 120,058 121,672	0,17 109,799 109,985	1,74 111,404 109,462		
			0,04 111,656 111,698	0,59 117,395 118,091	3,89 92,262 83,671		
				4,35 103,093 98,611			

 $\frac{\Delta P}{P} (\%)$
 FERM
 CITATION

Tabela 3.3.2.5 - Distribuição de potência média por elemento combustível para queima de 11261 MW/D/T no cálculo por elemento com desvio máximo de 4,35% e desvio médio máximo de 1,78%.

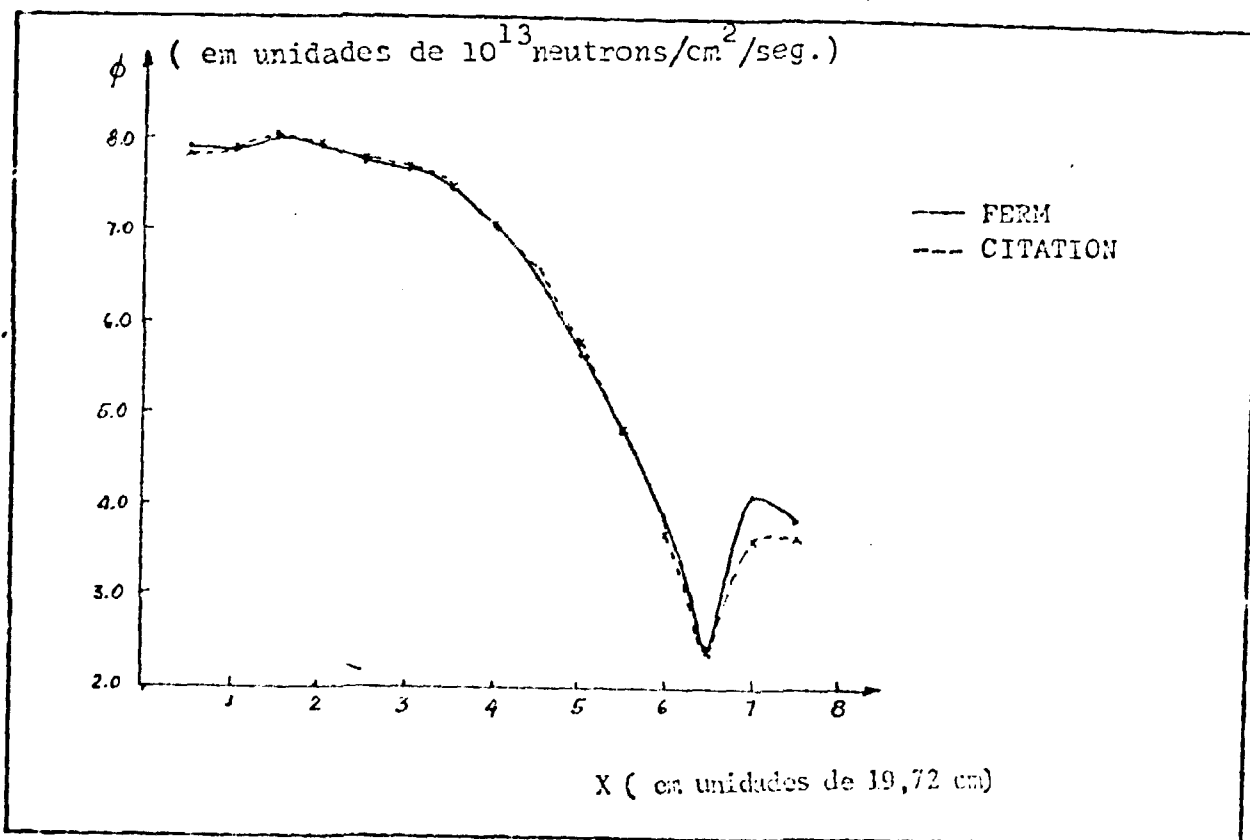


Figura 3.3.2.1 - Fluxo térmico ao longo da linha 1 para queima de 10% MW/D/T no cálculo por elemento, em unidades de 10^{13} neutrons/cm²/seg.

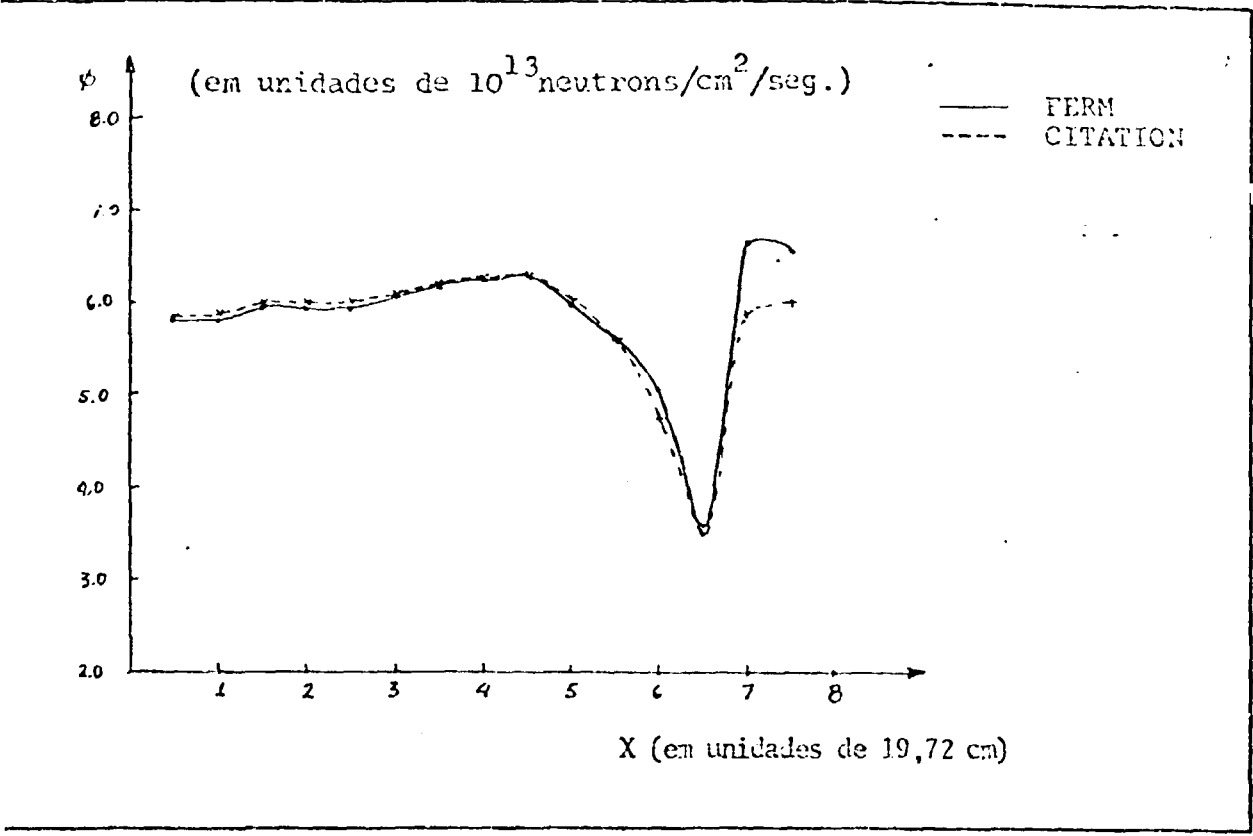


Figura 3.3.2.2 - Fluxo térmico ao longo da linha 1 para queima de 8472 MWD/T no cálculo por elemento, em unidades de 10^{13} neutrons/cm²/seg.

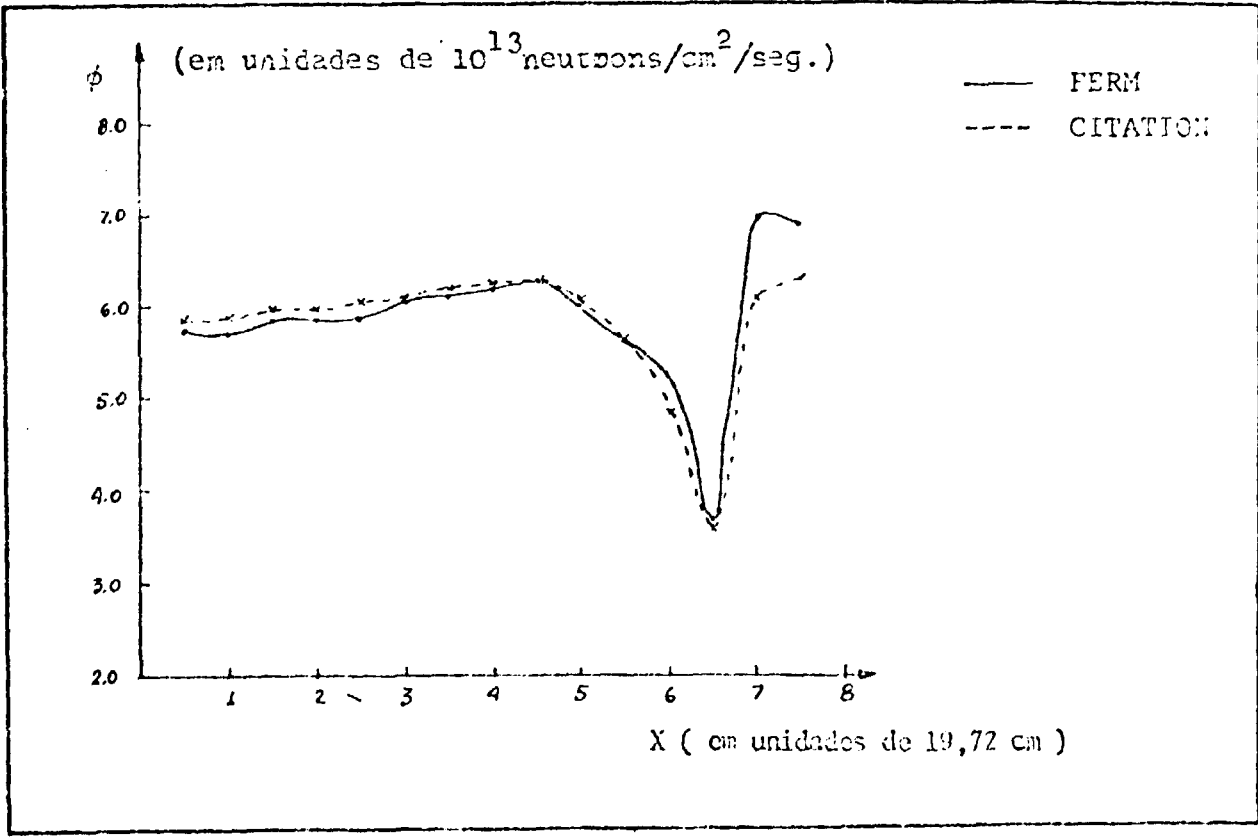


Figura 3.3.2.3 - Fluxo térmico ao longo da linha 1 para queima de 9866 MWD/T no cálculo por elemento, em unidades de 10^{13} neutrons/cm²/seg.

$x^{(*)}$ (cm)	FERM 16/1	FERM 16/4	CITATION extrap.	$\frac{\Delta\phi}{\phi}^{(**)}$	$\frac{\Delta\phi}{\phi}^{(***)}$
0,5	7,917	7,933	7,840	0,97	1,19
1,0	7,909	7,958	7,933	0,30	0,45
1,5	8,044	8,063	8,063	0,24	-
2,0	7,931	7,958	7,935	0,05	0,30
2,5	7,758	7,789	7,764	0,08	0,32
3,0	7,701	7,685	7,695	0,08	0,13
3,5	7,438	7,436	7,458	0,27	0,29
4,0	7,029	7,040	7,072	0,61	0,45
4,5	6,539	6,523	6,588	0,75	0,98
5,0	5,646	5,715	5,780	2,37	1,12
5,5	4,821	4,773	4,844	0,48	1,47
6,0	3,908	3,619	3,679	5,83	1,63
6,5	2,452	2,514	2,440	0,53	2,94
7,0	4,116	3,722	3,646	11,42	2,09

Tabela 3.3.2.6 - Fluxo térmico ao longo da linha 1 para os casos de 16/1 e 16/4, com os respectivos desvios relativos em relação ao CITATION, para queima de 104 MWD/T.

- (*) em unidades de 19,72 cm (tamanho de um elemento combustível).
- (**) desvio relativo do fluxo em (%), entre FERM (16/1) e CITATION;
- (***) desvio relativo do fluxo em (%), entre FERM (16/4) e CITATION.

x' (cm)	FERM 16/1	FERM 16/4	CITATION extrap.	$\frac{\Delta\phi}{\phi}$ (*)	$\frac{\Delta\phi}{\phi}$ (**)
0,5	5,749	5,799	5,872	2,09	1,25
1,0	5,740	5,829	5,895	2,63	1,12
1,5	5,869	5,920	5,984	1,92	1,07
2,0	5,869	5,919	5,999	2,17	1,32
2,5	5,878	5,927	6,037	2,63	1,89
3,0	6,036	6,049	6,117	1,32	1,11
3,5	6,123	6,156	6,227	1,67	1,14
4,0	6,220	6,237	6,289	1,10	0,83
4,5	6,307	6,282	6,302	0,08	0,32
5,0	6,017	6,072	6,095	1,28	0,38
5,5	5,738	5,649	5,647	1,61	0,04
6,0	5,328	4,798	4,849	9,88	1,05
6,5	3,679	3,792	3,607	2,00	5,13
7,0	7,014	6,399	6,139	14,25	4,24

Tabela 3.3.2.7 - Fluxo térmico ao longo da linha 1 para os casos de 16/1 e 16/4 e os respectivos desvios relativos em relação ao CITATION para queima de 9866 MWD/T.

(*) idem a tabela anterior

(**) idem a tabela anterior

(***) idem a tabela anterior

BU MWD/T	1 MALHA	4 MALHAS	CITATION extrap.	$\frac{\Delta K}{K}$ *	$\frac{\Delta K}{K}$ **
104	1,16804	1,16788	1,16779	0,02	0,01
1490	1,14591	1,14560	1,14837	0,21	0,24
2890	1,12655	1,12613	1,12826	0,15	0,19
4288	1,10735	1,10685	1,10819	0,08	0,12
5683	1,08394	1,08835	1,09015	0,11	0,17
7077	1,07152	1,07092	1,07239	0,08	0,14
8472	1,05534	1,05475	1,05543	0,01	0,06
9866	1,03963	1,03896	1,03931	0,03	0,03
11261	1,02431	1,02373	1,02403	0,03	0,03

* desvio relativo entre FERM/1 malha e CITATION/extrap. em porcentagem

** desvio relativo entre FERM/4 malhas e CITATION/extrap. em porcentagem

Tabela 3.3.2.8 - Comparação dos valores do fator de multiplicação entre os casos de 16/1 e 16/4 para cada caso de queima e os respectivos desvios relativos em relação ao CITATION.

III.3.3 - CÁLCULO PUNTUAL

Na aproximação puntual, os parâmetros neutrônicos, bem como os efeitos de realimentação, possuem uma representação espacial ponto a ponto da malha grossa. Desta forma consegue-se um detalhamento espacial maior do que aquele obtido pelo tratamento por elemento combustível, em que somente valores médios constantes dentro do elemento foram considerados.

Deve ser ressaltado novamente que este detalhamento espacial se refere também aos efeitos de realimentação considerados, tal que a concentração média de xenônio é corrigida em relação a concentração local puntual, assim como a correção das seções de choque devido a variação da razão dos fluxos térmico e rápido, e efeito Doppler.

Conforme desenvolvido no capítulo II, foram testados dois modelos de cálculo de forte, verificando-se que ambos forneceram resultados bastante próximos (com discrepância máxima de 0,3% na potência), com a vantagem do modelo mais simplificado, no que se refere a economia no tempo computacional, enquanto o outro modelo, mostrou-se bastante trabalhoso, principalmente devido a necessidade da construção da matriz $\underline{T_{TTC}}$ e a sua manipulação nos cálculos. Desta forma, optou-se pelo modelo mais simples, para a realização dos cálculos.

Os resultados fornecidos neste caso são comparados com aqueles obtidos pelo tratamento por elemento, uma vez que o programa CIZMICH, não permite este tipo de cálculo.

Na tabela 3.3.3.1, estão mostrados os valores de fator de multiplicação com os respectivos desvios e as diferenças máximas e médias na potência para cada estágio de queima.

Nas tabelas 3.3.3.2 e 3.3.3.3 estão mostrados os valores dos fluxos térmicos no início e fim de vida respectivamente.

Na tabela 3.3.3.4 são mostrados os valores de potência em função da queima para dois elementos combustíveis no reator, o elemento central (1x1) e o elemento periférico (5x5).

Observando-se os resultados pode-se verificar que existe uma diferença razoável entre o cálculo por elemento e o cálculo puntual, com desvios relativos de até 2,85% na potência no elemento 5x5, indicando que o detalhamento da dependência espacial dos parâmetros neutrônicos adquirem um papel importante na precisão dos resultados.

-89-

BU MWD/T	FERM ELEMENTO	FERM PUNTUAL	$\frac{\Delta K}{K}$ (%)	$\frac{\Delta P}{P}$ máx (%)	$\frac{\Delta F}{P}$ médio (%)
104	1,16804	1,16835	0,03	0,18	0,06
1490	1,14591	1,14690	0,09	1,39	0,65
2890	1,12655	1,12745	0,08	1,07	0,38
4288	1,10735	1,10819	0,08	0,95	0,54
5683	1,08894	1,08971	0,07	1,01	0,38
7077	1,07152	1,07236	0,08	1,43	0,45
8472	1,05534	1,05629	0,09	1,88	0,50
9866	1,03963	1,04049	0,08	2,48	0,65
11261	1,02431	1,02542	0,11	2,85	0,77

Tabela 3.3.3.1 - Comparação dos valores do fator de multiplicação entre o cálculo puntual e cálculo por elemento com os respectivos desvios relativos máximos e médios na potencia em cada etapa de queima.

x (*)	ELEMENTO FERM	PUNTUAL FERM	$\frac{\Delta \phi}{\phi}$ (%)
0,5	7,884	7,899	0,19
1,0	7,909	7,924	0,20
1,5	8,204	8,216	0,15
2,0	7,827	7,832	0,06
2,5	8,086	8,090	0,05
3,0	6,980	6,967	0,03
3,5	6,675	6,673	0,03
4,0	4,904	4,896	0,17
4,5	2,516	2,514	0,08
5,0	4,005	4,020	0,39

(*) em unidades de 19,72 cm

Tabela 3.3.3.2 - Comparação do fluxo térmico entre o cálculo puntual e cálculo por elemento ao longo da linha X=Y, com os respectivos desvios relativos para queima de 104 MWD/T.

x (*)	ELEMENTO FERM	PUNTUAL FERM	$\frac{\Delta\phi}{\phi}$ (%)
0,5	5,768	5,708	1,04
1,0	5,758	5,743	0,26
1,5	6,042	6,025	0,28
2,0	5,957	5,939	0,30
2,5	6,446	6,501	0,85
3,0	6,196	6,172	0,38
3,5	6,709	6,739	0,45
4,0	5,978	6,016	0,63
4,5	3,454	3,352	1,97
5,0	6,551	6,941	5,95

(*) em unidades de 19,72 cm

Tabela 3.3.3.3 - Comparação do fluxo térmico entre o cálculo puntual e por elemento ao longo da linha X=Y, com os respectivos desvios relativos para queima de 9866 MWD/T.

Queima (MWD/T)	elemento (1x1)		$\frac{\Delta p}{p}$ (%)	elemento (5x5)		$\frac{\Delta p}{p}$ (%)
	elemento	puntual		elemento	puntual	
104	134,631	134,869	0,18	74,553	74,528	0,04
1490	125,169	125,600	0,34	80,211	79,832	0,47
2890	114,922	115,013	0,08	85,579	85,907	0,38
4288	108,154	108,347	0,18	90,475	91,152	0,75
5683	104,367	104,643	0,27	94,086	95,149	1,13
7077	102,145	102,182	0,04	97,069	98,460	1,43
8472	101,296	101,114	0,18	99,041	100,899	1,87
9866	99,578	98,667	0,09	101,378	103,788	2,33
11261	99,010	98,449	0,57	103,093	106,030	2,85

Tabela 3.3.3.4 - Valores de potência média para o elemento central (1X1) e da periferia (5X5), para cada etapa de queima no cálculo puntual e por elemento com os respectivos desvios relativos.

III.4 - INFLUÊNCIA DA CORREÇÃO DAS SEÇÕES DE CHOQUE MACROSCÓPICAS COM A VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO COMBUSTÍVEL.

Sabendo-se que a potência do reator é de 1876 MW térmicos com altura ativa de 365,6 cm e 235 varetas combustíveis por elemento, estimou-se através da curva da temperatura média do combustível versus potência linear, uma temperatura média do combustível de 632 c.

Comparando-se os resultados fornecidos, considerando a correção das seções de choque macroscópicas com a temperatura local, em relação a temperatura média, e os resultados fornecidos sem essa correção, verificou-se uma diferença bastante significativa na distribuição de potência (veja tabelas 3.4.1, 3.4.2, 3.4.3 e 3.4.4), mostrando a importância de se levar em conta este tipo de efeito nos parâmetros nucleares.

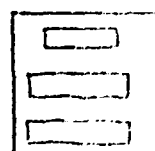
Queima (MWD/T)	elemento (632 C)	elemento correção local	puntual (632 C)	puntual correção local	$\frac{\Delta k}{k}(\%)$ (*)	$\frac{\Delta k}{k}(\%)$ (**)
104	1,16374	1,16225	1,16391	1,16230	0,004	0,140
1490	1,14035	1,13928	1,14126	1,14037	0,096	0,079
2890	1,12034	1,11958	1,12104	1,12054	0,086	0,045
4288	1,10070	1,10016	1,10128	1,10099	0,075	0,026
5683	1,08197	1,08157	1,08233	1,08215	0,054	0,017
7077	1,06423	1,06390	1,06471	1,06461	0,067	0,009
8472	1,04781	1,04754	1,04833	1,04825	0,071	0,008
9866	1,03196	1,03174	1,03226	1,03222	0,047	0,004
11261	1,01651	1,01633	1,01690	1,01688	0,054	0,002

(*) desvio relativo de kef, no cálculo por elemento com e sem correção local.

(**) idem para o cálculo puntual

Tabela 3.4.1 - Valores do fator de multiplicação para cálculo com correção Doppler local e para o cálculo com a temperatura média (632 C), no caso puntual e por elemento.

5,78	5,47	4,41	0,84	0,97	3,34	5,63	
134,296	136,538	138,374	146,742	116,533	99,528	64,102	
126,139	129,459	132,524	145,524	117,657	102,977	67,927	
	5,17	4,16	3,51	0,69	3,43	5,46	
	137,791	152,873	123,303	25,280	92,997	58,717	
	131,139	146,788	127,790	126,151	96,300	62,111	
		2,87	0,91	2,57	3,73		
		134,219	136,673	101,972	86,857		
		130,477	135,436	104,660	90,225		
			0,90	2,73	4,29		
			109,656	101,936	64,182		
			110,650	104,799	67,061		
				3,85			
				74,795			
				77,792			



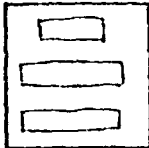
 $\frac{\Delta p}{p}(\%)$

 sem correção local

 com correção local

Tabela 3.4.2 - Distribuição de potência média por elemento com e sem correção Doppler local para queima de 104 MWD/T com desvio máximo de 5,78% no cálculo por elemento.

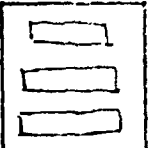
2,48	2,17	1,33	0,55	0,41	0,60	0,45	
98,489	100,641	105,269	118,040	112,802	116,599	96,812	
100,997	102,871	106,684	118,688	112,344	115,900	95,380	
	1,84	1,29	0,24	0,30	0,67	0,53	
	102,442	114,447	110,151	120,000	110,988	91,153	
	104,357	115,939	110,420	119,639	110,233	90,668	
		0,56	0,08	0,58	0,61		
		108,942	119,327	109,919	111,555		
		109,557	119,427	109,288	110,875		
			0,47	0,54	0,68		
			111,801	117,626	92,178		
			111,283	116,989	92,176		
				0,70			
				103,723			
				103,005			



$\frac{\Delta P}{P} (\%)$
 sem correção local
 com correção local

Tabela 3.4.3 - Distribuição de potência média por elemento com e sem correção Doppler local para queima de 11261MWD/T com desvio máximo de 2,48% no cálculo por elemento.

5,82	5,52	4,50	2,52	0,42	3,38	5,69
134,421	136,645	138,445	146,758	116,491	99,453	64,136
127,025	129,493	132,480	142,147	116,931	102,929	67,939
	5,23	4,68	2,07	0,55	3,48	5,63
	138,005	152,923	133,034	125,226	92,943	58,744
	131,144	148,738	127,701	126,065	96,289	62,252
		2,95	0,96	1,69	3,86	
		134,249	136,652	102,926	86,856	
		130,326	136,347	104,607	90,339	
			0,87	2,78	4,47	
			109,610	101,393	64,220	
			110,574	104,809	67,227	
				4,01		
				74,806		
				77,931		



$\frac{\Delta P}{P} (\%)$
 sem correção local
 com correção local

Tabela 3.4.4 - Distribuição de potência média por elemento com e sem correção de Doppler local para queima de 108 MWD/T, com desvio máximo de 5,82% no cálculo pontual.

III.5 - COMPARAÇÃO DOS TEMPOS COMPUTACIONAIS

De acordo com os resultados obtidos e apresentados neste capítulo, verifica-se uma boa concordância dos valores, entre os programas CITATION e FERM com a vantagem do programa FERM no aspecto do tempo computacional em relação ao CITATION.

Na tabela a seguir é feito um quadro comparativo dos tempos de execução para os vários tipos de cálculos efetuados neste trabalho.

PROGRAMA	CPU (**)	início de vida	fim de vida
CITATION/8 malhas/elemento	360	4,16 ^(*)	4,01
CITATION/12 malhas/elemento	1440	2,08	2,03
CITATION/16 malhas/elemento	2140	1,34	1,32
FERM/1 malhas/elemento	9	1,76	4,97
FERM/4 malhas/elemento	32	2,29	4,88
CITATION /extrapolado	-	referência	

(*) desvio máximo na potência média por elemento combustível (%), em relação ao valor de referência.

(**) computador IBM 4341 - M612

Tabela 3.5 - Dados comparativos dos tempos computacionais entre os programas FERM e CITATION, no cálculo por elemento, com desvios relativos máximos encontrados em relação ao valor de referência - CITATION extrapolado.

CAPÍTULO IV

CONCLUSÃO E SUGESTÕES

IV.1 - CONCLUSÃO

Baseado nas comparações apresentadas, no capítulo III, nota-se uma boa concordância nos resultados, entre os programas FEM e CITIIC. Os desvios máximos relativos são da ordem de 5% a 6% na potência média por elemento, que são devido as diferentes aproximações consideradas em cada programa, como nos esquemas de interpolação dos parâmetros macroscópicos e do tratamento dos efeitos de realimentação.

A vantagem oferecida pelo programa FEM, é a rapidez computacional, conseguindo-se uma economia de aproximadamente 200 vezes em relação ao CITIIC, que será de grande importância no desenvolvimento de cálculo em tres dimensões.

Nos cálculos efetuados, a dependência espacial dos parâmetros macroscópicos foi considerada em tres níveis: cálculo por zona material, por elemento e cálculo puntual. Notou-se uma diferença significativa na potência média por elemento para estes tres modelos, principalmente ao se comparar os resultados obtidos pelo cálculo puntual e por elemento, com diferenças da ordem de 3,0% . Isto mostra a importância do detalhamento espacial dos parâmetros macroscópicos.

Foi verificado também, no presente trabalho, a influência dos efeitos de realimentação nos resultados. Como exemplo, pode-se citar o caso da correção da seção de choque de absorção térmica, devido a variação da concentração de

270-

renômico local em relação a concentração média. Constatou-se uma variação de 3,0% no valor da potência em alguns elementos combustíveis.

Outro fator que se mostrou bastante relevante nos cálculos é a correção das seções de choque devido a variação da temperatura do combustível. Esta correção provocou desvios de potência da ordem de 6,0% em algumas regiões do reator, indicando a importância de se levar em conta este tipo de efeito em cálculos mais refinados.

IV.2 - SUGESTÕES

A) Devido a dificuldade de se obter resultados precisos com o CITATION, para referência, não foi possível discutir sobre a precisão absoluta do presente trabalho, limitando-se a comparações relativas entre CITATION e FEHM. Neste sentido, seria recomendável fazer uma comparação em termos absolutos através de um código que forneça resultados mais precisos, para verificar o nível de precisão obtida no presente trabalho.

É necessário incluir correção das seções de choque com o nível de veneno solúvel no moderador. A biblioteca de dados já contém um conjunto de coeficientes angulares das retas, que representam a variação das seções de choque com a concentração de boro no moderador.

Deve-se incluir a correção das seções de choque macroscópicas com a variação da temperatura do moderador, bem como da variação da densidade do moderador.

Estender o cálculo, modificando o programa atual, afim de possibilitar cálculo de curvas em três dimensões.

APÊNDICE A

INTERPOLAÇÃO DAS SEÇÕES DE CHOQUE

Para se determinar as seções de choque após cada etapa de queima, foi desenvolvida uma subrotina, (INPEF), que utiliza o método de interpolação de Newton $\Delta 7 /$.

A interpolação é feita utilizando uma tabela de queima versus seções de choque fornecida como dados de entrada ao programa, (biblioteca de dados), criada previamente pelos programas HAMMER e CITATION.

Inicialmente desenvolveram-se três tipos de interpolação, para verificação e análise, a fim de escolher o tipo de interpolação que melhor se ajustaria ao comportamento das seções de choque com a queima.

A tabela de dados é constituída de 13 pontos e abrange um intervalo de 0 a 12000 KWD/TON, que cobre praticamente todo o primeiro ciclo de um reator do tipo B&B. O intervalo entre os pontos correspondentes a 40 dias de queima, ou seja, 1290 KWD/TON.

Foram então, estudadas as seguintes casos:

- A) interpolação linear com 4,7 e 13 pontos
- B) interpolação quadrática com 4,7 e 13 pontos
- C) interpolação cúbica com 4,7 e 13 pontos

O número de pontos citados acima, refere-se à quantidade de pontos da tabela utilizados na interpolação. Isto foi feito para verificar a influência da quantidade dos pontos na interpolação.

Notou-se que utilizando todos os pontos da tabela (13 pontos), os resultados são praticamente iguais, nos três casos estudados, não afetando de maneira significativa os valores de fator de multiplicação e da distribuição de potência, veja figura A.I.

Para um número menor de pontos, já se verifica uma certa discrepância nos resultados, sendo que, a medida que se diminui o grau do polinômio interpolante estas discrepâncias tendem a aumentar. Pode-se inferir que a medida que aumentamos o grau do polinômio e também o número de pontos, a tendência das curvas é de se aproximarem, atingindo a condição em que os resultados são praticamente iguais, independente do grau do polinômio utilizado. Desta forma, optou-se pela utilização de interpolação cúbica utilizando todos os pontos da tabela, o que garante uma representação adequada do comportamento dos parâmetros microscópicos com a usina.

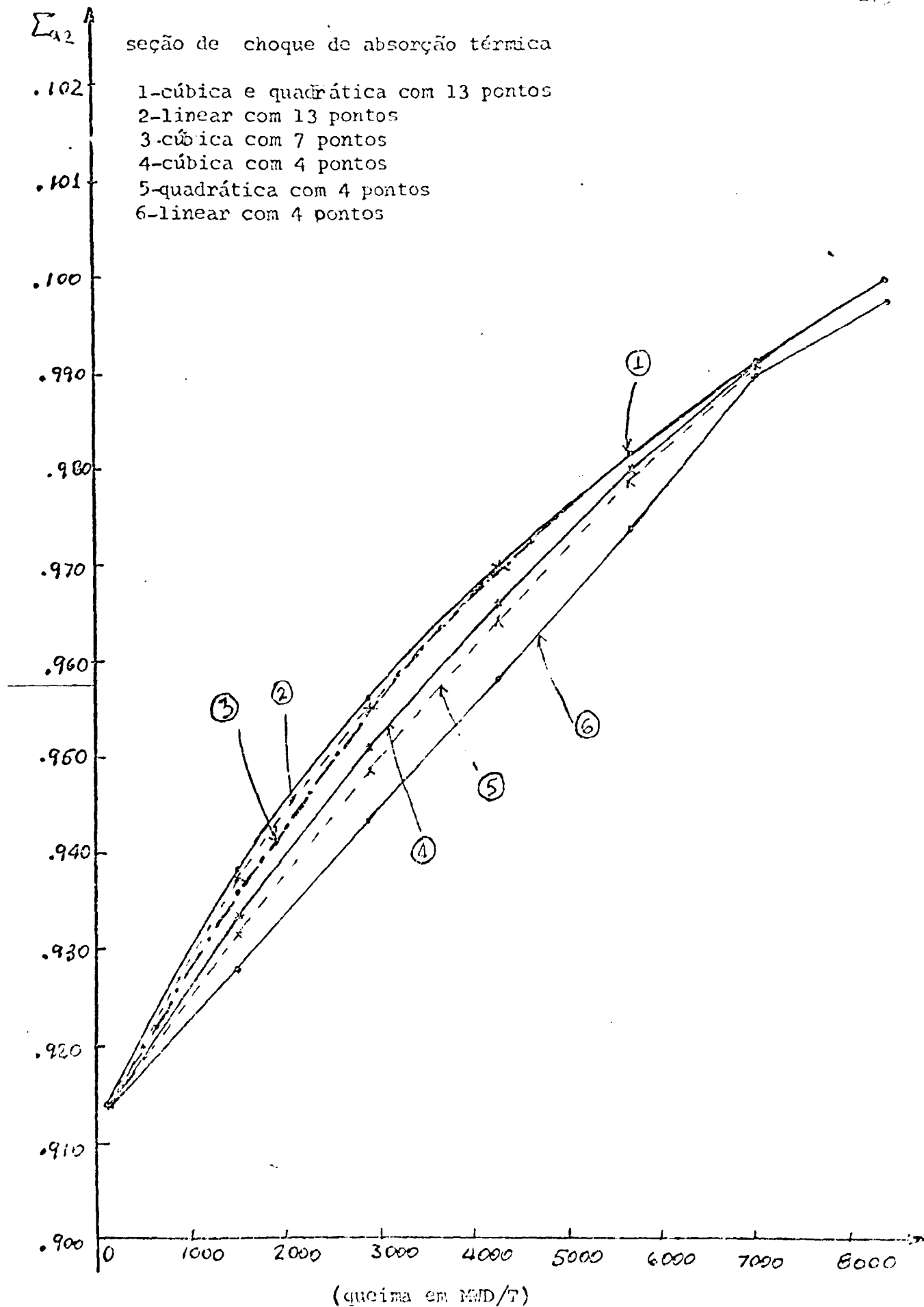


Figura 4.1 - Interpolações cúbica, quadrática e linear da seção de choque de absorção térmica.

APÊNDICE B

ESTUDO DO COMPORTAMENTO DAS SEÇÕES DE CHOQUE COM A TEMPERATURA DO COMBUSTÍVEL

A finalidade deste estudo é verificar o comportamento das seções de choque macroscópicas, quando se varia a temperatura do combustível, além de considerar esta influência na correção das seções de choque em cada etapa de queima.

Para isto, foram preparados vários conjuntos de seções de choque através do programa BANYAN / 27, variando a temperatura média do combustível e para várias etapas de queima. As temperaturas consideradas foram de 500 C, 600 C, 700 C e 800 C.

Analisando o comportamento das seções de choque em estas temperaturas verificou-se uma variação linear destas com a raiz quadrada da temperatura.

Tanto as seções de choque do grupo rápido como as do grupo lento, porém, então, são representadas por retas, (veja figuras B.1, B.2 e B.3).

Visando a correção das seções de choque, foram utilizadas dois conjuntos de seções de choque correspondentes a 500 C e 800 C, e a partir destes dados, calculou-se o coeficiente angular correspondente a cada tipo de seção de choque, para cada grupo de queima e para cada estágio de queima. De vez em quando, estes coeficientes foram aplicados na biblioteca de dados para o programa.

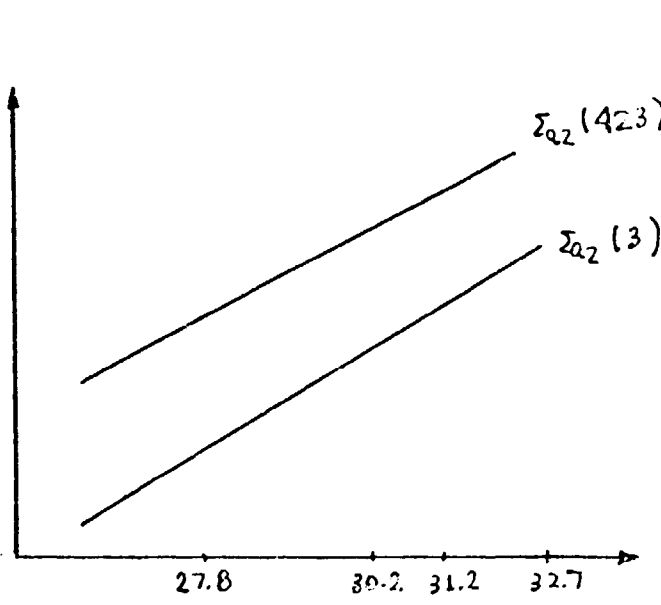


Figura b.1

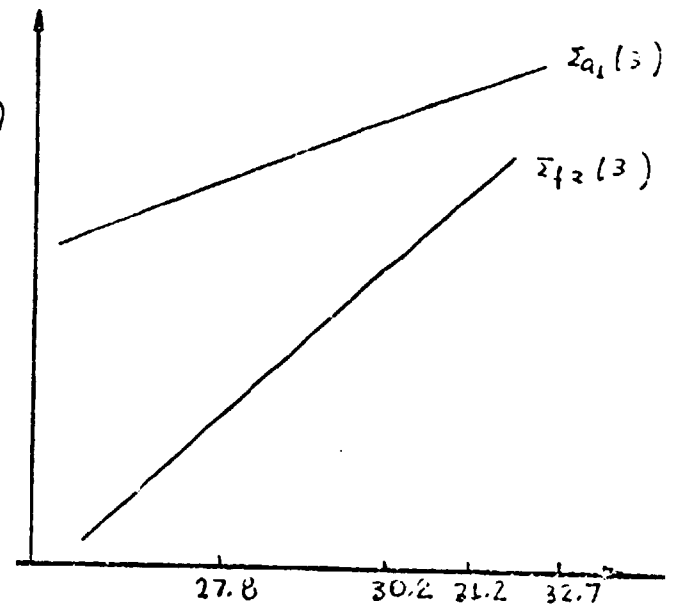


figura b.2

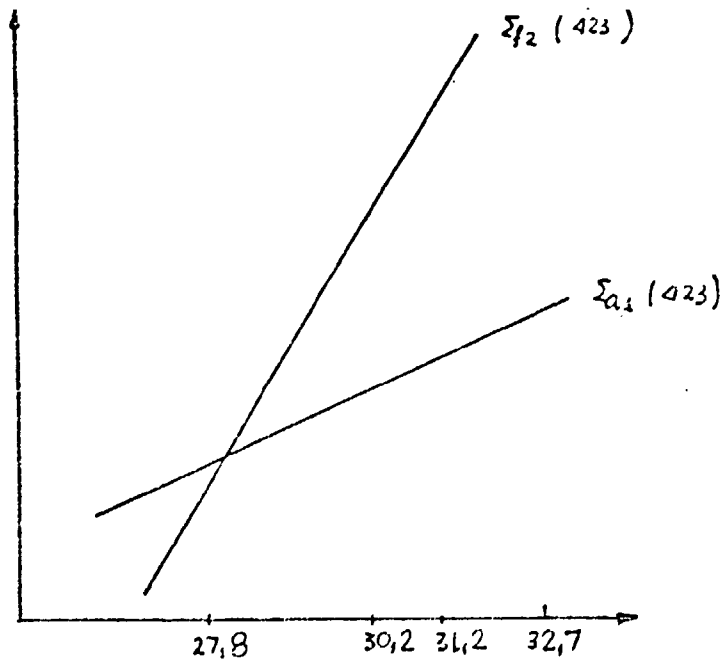


figura b.3

APÊNDICE C

C.1 - Cálculo celular

O cálculo celular para seções de choque microscópicas, foram efetuadas pelo programa HANSEN /27/. Este programa foi desenvolvido na década de 60 e baseia-se na teoria de transporte de neutrons para cálculo em sistemas nucleares.

As equações de decaimento isotópicos são resolvidas no processo de depleção, permitindo obter-se conjuntos de seções de choque microscópicas para várias etapas de queima do combustível, durante a vida do reator.

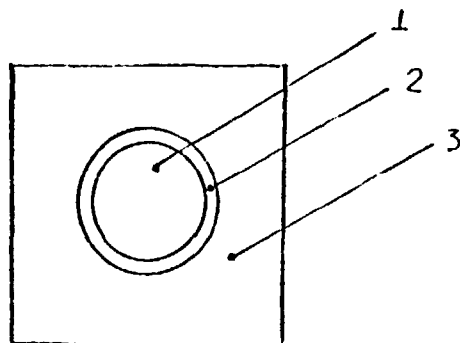
Neste trabalho, utilizou-se um modelo simplificado da célula de combustível, sem considerar os tubos guias e os tubos de instrumentação. O modelo utilizado está apresentado na figura C.1 e é constituído de três regiões: 1) região central 2) encapsulamento e 3) região de água e poro solúvel.

Os cálculos foram efetuados para as temperaturas de combustível de 500 C e 800 C, e para as concentrações de boro de 500 PPM e 150 PPM, na pressão atmosférica.

Utilizou-se a densidade de UO₂, correspondente a temperatura de 500 C, ou seja, 10,22 g/cm³.

A densidade da água foi obtida por meio de uma tabela de parâmetros termo hidráulicos da água /28/, para valores médios de pressão e temperatura de operação do reator: 2250 psia e 317 C, respectivamente.

$$\rho(H_2O) = 0,750 \text{ g/cm}^3$$



região 1 - combustível UO_2

região 2 - encamisamento Zircalloy

região 3 - H_2O

diâmetro da barra de combustível - $d1 = 0,819$ cm

diâmetro externo do encamisamento - $d2 = 0,950$ cm

espaçamento das barras centro a centro $d3 = 1,232$ cm

Figura c.1 - célula de combustível utilizada para geração das seções de choque microscópica através do programa HAMMER.

As concentrações isotópicas para cada enriquecimento calculadas são mostradas a seguir.

Para o enriquecimento de 2,1% tem-se:

$$N(235) = 0,004846 \times 10^{24} \text{ átomos/cm}^3$$

$$N(238) = 0,022345 \times 10^{24} \text{ átomos/cm}^3$$

$$N(0) = 0,0455819 \times 10^{24} \text{ átomos/cm}^3$$

Para o enriquecimento de 2,0% tem-se:

$$N(235) = 0,005999 \times 10^{24} \text{ átomos/cm}^3$$

$$N(238) = 0,0221908 \times 10^{24} \text{ átomos/cm}^3$$

$$N(0) = 0,0455819 \times 10^{24} \text{ átomos/cm}^3$$

Para o enriquecimento de 3,1% tem-se:

$$N(235) = 0,007153 \times 10^{24} \text{ átomos/cm}^3$$

$$N(238) = 0,0220769 \times 10^{24} \text{ átomos/cm}^3$$

$$N(0) = 0,0455819 \times 10^{24} \text{ átomos/cm}^3$$

Na região de enriquecimento tem-se:

$$\rho(21) = 0,49 \text{ g/cm}^3$$

$$N(21) = 0,042510 \times 10^{24} \text{ átomos/cm}^3$$

A concentração de H e C na região é:

$$N(H) = 0,055896 \times 10^{24} \text{ átomos/cm}^3$$

$$N(C) = 0,025255 \times 10^{24} \text{ átomos/cm}^3$$

A região do refletor foi representada por uma célula

contendo uma pequena quantidade de U-235 correspondente a uma concentração de $0,0001 \text{ g/cm}^3$, suficiente apenas para entrar o espectro de neutrons e também uma região de aço-inde.

A concentração de boro solúvel foi considerada juntamente com a água e para dois casos: 500 PPM e 1500 PPM.

Sabendo-se que a porcentagem de boro-10 é de 19,8% em massa no boro natural, para uma concentração de 500 PPM tem-se uma densidade atômica de $4,166 \times 10^{10} \text{ átomos/cm}^3$. Naturalmente para uma concentração de 1500 PPM, tem-se uma densidade atômica de $12,498 \times 10^{10} \text{ átomos/cm}^3$.

Sabendo-se que o diâmetro do reator é de 245,11 cm e a altura de 365,60 cm, nestes cálculos de célula foi considerado um buckling de $4,5922 \pi^{-2}$.

1. ADAM, C.E. Current trends in methods for neutron diffusion calculations. Nucl. Sci. Eng., 61:552-62, 1977.
2. AHNERT, C. & ARAGONES, J.M. A CARMEN System. A code block for neutronic calculation by diffusion theory with space dependent feed-back effects. Madrid, Junta de Energia Nuclear, 1981. (JEN-515)
3. ALBRECHT, P. Análise numérica. São Paulo, Livros Técnicos e Científicos. 1973.
4. BARRY, R.F. LEOPARD. A spectrum dependent non spatial depletion code for the IBM-7094. Pittsburg, Pa., Westinghouse Electric Corporation Sep. 1963. (WCAP-3269-26)
5. BAUER, D.C. & PONCELET, C.G. Practical xenon spatial control. Nucl. Technol., 21:165-89, 1974.
6. BREGA, E.; PASQUANTONIO, F.D.; SALINA, E. Computation accuracy and efficiency of a polynomial nodal method for diffusion and spatial burnup problems. Ann. Nucl. Energy, 11(3): 97-109, 1974.
7. CONTI FILHO, P. & BARROSO, A.C. Metodologia de expansão polinomial para seções de choque macroscópica. In: FÍSICA de reatores: 5ª internacional, realizado no Rio de Janeiro, 10-12 abril, 1985. p.105-20
8. BUDERSTATT, J.J. & HAMILTON, L.J. Nuclear reactor analysis. New York, John Wiley, 1976.
9. FADDEYEVA, V.N. Computational methods of linear algebra. New York, Dover, 1959.
10. FOWLER, T.R. ; VONDY, D.R.; CUNNINGHAM, G.W. Nuclear reactor core analysis code: CITATION. Oak Ridge, Tenn., Oak Ridge National Lab., Jul. 1971. (ORNL-TM-2496- Rev. 2.)
11. FROELICHE, R. Summary discussion and state of the art review for coarse mesh computational methods. Atomkernenergie, 30:152-3, 1977.
12. FURNAS CENTRAIS ELETRICAS. Final safety analysis report. Central nuclear Almirante Alvaro Alberto, Unit 1. s.d. V.5 s.p.
13. CRAVES JR, H.W. Nuclear fuel management. New York, John Wiley, 1979.

14. JONSSON, A. Recent improvements in PWR physics. In: AMERICAN NUCLEAR SOCIETY. Advances in reactor physics and shielding: proceedings of the conference held in Sun Valley, Idaho, September 14-17, 1980. p.2-71
 15. KAVENOKY, A. & LAUTARD, J.J. A finite element. Depletion-Diffusion calculation method with space-dependent cross sections. Nucl. Sci. Eng., 64:563-75, 1977.
 16. LIM, S.H.; BECKER, M.; HARRIS, O.R.; PILAT, E.E. Applicability of a simplified depletion method to complex situations. In: AMERICAN NUCLEAR SOCIETY. Advances in reactor physics and shielding proceedings of the conference held in Sun Valley Idaho, Sept. 14-17, 1980. p.757-68.
 17. KUNZ, K.S. Numerical analysis. New York, McGraw-Hill, 1957.
 18. LAMARSH, J.R. Introduction to nuclear reactor theory. Reading, Mass., Addison Wesley, 1966.
 19. JANZENBUCH, S.; MAURER, W.; WERNER, W. High-order schemes for neutron kinetics calculations, based on a local polynomial approximation. Nucl. Sci. Eng., 64:508-16, 1977.
 20. LAWRENCE, R.D. & DORNING, J.J. A modal Green's function method for multidimensional neutron diffusion calculations. Nucl. Sci. Eng., 76:218-31, 1980. v
 21. NAKAMURA, S. Computational methods in engineering and science. New York, John Wiley, 1977.
 22. NAKATA, H. The finite element response matrix method for coarse mesh reactor analysis. Michigan, Mich., 1981. (PhD Thesis, University of Michigan, Department of Nuclear Engineering)
 23. SCHMIDT, F.A.R.; AMEROSIUS, H.; FRANKE, H.P.; SAPPER, E.; WAGNER, M.R. Experiences with the finite element method for standard reactor calculations. In: COMPUTATIONAL methods in nuclear engineering: proceedings of the conference on...held in Charleston, S.C., April 15-17, 1975. V.5, p.1-53-169. (CONF-750413)
 24. SHAHER, R.A.; SIMS, R.N.; HENRY, A.F. Two nodal methods for solving time dependent group diffusion equations. Nucl. Sci. Eng., 64:582-92, 1977.
-

25. SOKOEN, F.B. & MACFARLANE, A.E. Control procedures for xenon induced x-y instabilities in large pressurized water reactors. Pittsburg, Pa., Feb. 1969. p.80-4. (WACP-360-21)
26. SMITH, K.S.; HENRY, A.F.; MURPHY, R.A. The determination of homogenized diffusion theory parameters for coarse mesh nodal analysis. In: AMERICAN NUCLEAR SOCIETY. Advances in reactor physics and shielding: proceedings of a conference held in Sun Valley, Idaho, Sep. 14-17, 1980. p.274-308.
27. SUICH, J.E. & HONECK, M.C. The HAMMER system: heterogeneous analysis by multigroup methods of exponential and reactors. Aiken, S.C., Savannah River Lab., Jan. 1967. (DP-1064)
28. REMY, B.S. Manual de Termodinâmica Transmissão de Calor. São Paulo, Grêmio Politécnico, 1980.
29. WAGNER, M.R. Current trends in multidimensional static reactor calculations. In: COMPUTATIONAL methods in nuclear engineering, proceedings of the conference held in Charleston, S.C. April 15-17, 1975. V.1, p.I-1 - I-23. (CONF-750413)
30. WAGNER, M.R.; KOEBKE, K.; WINTER, H.J. A nonlinear extension of the nodal expansion method. In: AMERICAN NUCLEAR SOCIETY. Advances in mathematical methods for nuclear engineering problems: international topical held in Munich, April 27-29, 1981. p.43-59.