

UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO
CENTRO DE TECNOLOGIA E GEOCIÊNCIAS
DEPARTAMENTO DE ENERGIA NUCLEAR

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM TECNOLOGIAS
ENERGÉTICAS E NUCLEARES

OSCILAÇÕES ESPACIAIS DE XENÔNIO-135 E FLUXO
NEUTRÔNICO

CARLOS ALEXANDRE BARROS DE ALMEIDA

RECIFE - PERNAMBUCO – BRASIL
DEZEMBRO - 2006

**OSCILAÇÕES ESPACIAIS DE XENÔNIO-135 E FLUXO
NEUTRÔNICO**

CARLOS ALEXANDRE BARROS DE ALMEIDA

**OSCILAÇÕES ESPACIAIS DE XENÔNIO-135 E FLUXO
NEUTRÔNICO**

**Dissertação submetida ao curso de
Mestrado do programa de pós-graduação
em Tecnologias Energéticas e Nucleares,
do Departamento de Energia Nuclear, da
Universidade Federal de Pernambuco,
para obtenção do título de Mestre em
Tecnologias Energéticas e Nucleares, Área
de concentração: Engenharia de Reatores.**

ORIENTADOR: RAJENDRA NARAIN

**RECIFE - PERNAMBUCO – BRASIL
DEZEMBRO - 2006**

A447o

Almeida, Carlos Alexandre Barros de.

Oscilações espaciais de xenônio-135 e fluxo neutrônico / Carlos Alexandre Barros de Almeida. – Recife: O Autor, 2006.

88 folhas. : il., fig. tab.

Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Pernambuco. CTG. Energia Nuclear, 2006.

Inclui bibliografia.

1. Energia nuclear – Engenharia de reatores. 2. Xenônio-135.
3. Tecnologias energéticas e nucleares. I. Título.

621.483 CDD (22.ed.)

UFPE/BCTG/2007-85

**OSCILAÇÕES ESPACIAIS DE XENÔNIO-135 E FLUXO
NEUTRÔNICO**

Carlos Alexandre Barros de Almeida

APROVADA EM: 22.12.2006

ORIENTADOR : Prof. Dr. Rajendra Narain

COMISSÃO EXAMINADORA:



Prof. Dr. Carlos Alberto Brayner de Oliveira Lira –DEN/UFPE



Prof. Dr. Carlos Costa Dantas – DEN/UFPE



Prof. Dr. João Manoel Losada Moreira – UFABC-SP

Visto e permitida a impressão



Coordenador do PRÓTEN/DEN/UFPE

A minha família, em especial aos meus pais Arnaldo e Irleide, ofereço.

**A todas as mulheres que fizeram parte de minha vida até o presente momento, em especial a Mônica, que ficou ao meu lado em momentos bem difíceis,
Dedico.**

AGRADECIMENTOS

À **Deus**, pelo dom da vida e por me permitir mais essa conquista.

Ao Professor **Rajendra Narain**, pela orientação, dedicação e amizade demonstradas durante as etapas desse trabalho.

Ao Professor **Carlos Alberto Brayner de O. Lira** por toda a atenção dispensada em todos os momentos em que necessitei de sua ajuda.

Ao Professor **Elias Silva Filho** por toda a ajuda dispensada e também por todos os conhecimentos de Física que me tem transmitido.

Ao Professor **Carlos Costa Dantas**, por sua participação nas bancas dos seminários, sugerindo mudanças bastante relevantes.

A **CAPES**, pela concessão da bolsa de estudos.

Ao doutorando **Willames de Albuquerque Soares** pela força e incentivo durante a elaboração do código desenvolvido.

Ao amigo de pesquisa **Helmut Muniz da Silva** pelo apoio, companheirismo e amizade.

À **Magali**, por tratar das questões burocráticas da Pós-graduação de maneira rápida e eficiente.

A todos que fazem parte do **Departamento de Energia Nuclear**, pelo excelente convívio.

SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS.....	8
LISTA DE TABELAS.....	10
LISTA DE SÍMBOLOS.....	11
RESUMO.....	13
ABSTRACT.....	14
1. Introdução.....	15
2. Revisão Bibliográfica.....	17
2.1. Xenônio 135.....	17
2.1.1. Produção num reator nuclear.....	17
2.1.2. Equação diferencial do xenônio.....	18
2.1.3. Descrição do comportamento do xenônio num reator em operação.....	19
2.2. Equação de difusão de nêutron.....	24
2.3. Oscilação espacial de xenônio e fluxo neutrônico.....	26
2.4. Fator de achatamento do fluxo.....	28
3. Metodologia.....	30
3.1. Discretização para metodologia de diferença finita.....	30
3.2. Discretização as equações do iodo, xenônio e do fluxo neutrônico.....	32
3.3. Teoria de perturbação.....	38
3.4. Operação do reator.....	40
3.4.1. História de operação.....	40
3.5. Divergência axial dos parâmetros.....	41
3.6. Programação FORTRAN.....	44
4. Resultados e Discussões.....	47

4.1. Caso Padrão para demonstração das oscilações.....	47
4.2. Verificação para os parâmetros de discretização.....	48
4.3. Resultados do Caso Padrão.....	51
4.3.1. Período das oscilações do fluxo neutrônico.....	55
4.4. Variação para os parâmetros neutrônicos.....	55
5. Conclusões.....	62
6. Referencias Bibliográficas.....	64
Apêndices.....	67
Apêndice A – Listagem do programa.....	67
Apêndice B – Lista de dados de entrada no programa.....	83
Apêndice C – Lista valores de saída do programa em parte.....	85

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Surgimento do Xe^{135} após fissão do urânio.....	17
Figura 2 – Desenvolvimento das concentrações de (a) iodo e (b) xenônio quando o reator é ligado.....	21
Figura 3 - Comportamento das concentrações de (a) iodo e (b) xenônio após desligamento do reator em equilíbrio.....	22
Figura 4 - Comportamento das concentrações de (a) iodo e (b) xenônio quando o reator é re-ligado após 27 horas de desligamento.....	23
Figura 5 – Oscilação espacial de fluxo neutrônico.....	27
Figura 6 – Oscilação espacial do xenônio.....	28
Figura 7 – Fluxo achatado na região entre $-\frac{a'}{2}$ até $-\frac{a'}{2}$	29
Figura 8 – Discretização do espaço e do tempo formando uma malha, onde o espaço é representado pelo índice i e o tempo pelo índice j.....	31
Figura 9 – Diminuição global da potência do reator.....	40
Figura 10 – Fluxograma do código XECAR.....	46
Figura 11 – Axial Offset do fluxo para $r = 0,5$	49
Figura 12 – Axial Offset do fluxo para $\Delta t_f = 1,2 \times 10^{-3} s$	49
Figura 13 – Axial Offset com passo espacial de (a) $\Delta x = 8$ cm, e (b) $\Delta x = 12$ cm.....	50
Figura 14 – Divergência axial do (a) fluxo e do (b) xenônio.....	52
Figura 15 – Fluxo em três posições no reator em função do tempo.....	52
Figura 16 – Xenônio em três posições no reator em função do tempo.....	53
Figura 17 – Distribuição do fluxo em função do espaço.....	54
Figura 18 – Distribuição de xenônio em diferentes instantes de tempo.....	54
Figura 19 – Divergência axial do fluxo para valores de fluxo máximo de (a) $1 \times 10^{13} n/cm^2 \cdot s$ e (b) $1 \times 10^{14} n/cm^2 \cdot s$	57
Figura 20 – Divergência axial do fluxo para valores diferentes do fator de diminuição da potência: (a)0,1; (b)0,2; e (c)0,3.....	59
Figura 21 – Comportamento da divergência axial do fluxo quando o fator de	

achatamento for igual a (a) 0,6 e (b) 1,0..... 60

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Valores das constantes físicas do xenônio e iodo.....	18
Tabela 2 – Fluxos utilizados na resolução numérica pelo método de Runge-Kutta.....	20
Tabela 3 – Intensidades das grandezas neutrônicas.....	26
Tabela 4 – Grandezas do Caso Padrão e seus valores.....	47
Tabela 5 – Valores dos parâmetros da discretização.....	48
Tabela 6– Valores Utilizados dos parâmetros neutrônico e geométrico.....	56

LISTA DE SÍMBOLOS

Símbolo	Descrição	Dimensão
a	Comprimento do reator	cm
AOI	Axial Offset do Iodo	-
AO ϕ /AOPHI	Axial Offset do Fluxo	-
AOX	Axial Offset do Xenônio	-
B _T ²	Buckling Transversal	cm ⁻²
D	Coefficiente de Difusão Térmico	cm
f _i	Fluxo neutrônico inicial no código	n/cm ² .s
F _C	Fator de Compensação	-
FN	Fator de Normalização	-
i	Índice relativo à posição	-
I	Concentração de Iodo	átomos/cm ³
j	Índice relativo ao tempo	-
L	Comprimento de Difusão	cm
M ₁ , M ₂	Matrizes da equação do Fluxo	-
n	Densidade neutrônica	n/cm ³
N	Posições onde há compensação da criticalidade	-
PHI	Fluxo neutrônico posterior no código	n/cm ² .s
PM	Fator de diminuição da Potência	-
r	Fator de ponderação de Cranck-Nicolson	-
R	Raio de reator	cm
s	Intensidade da fonte de nêutrons	n/cm ³ .s
t	Tempo	s
v	Velocidade dos nêutrons	cm/s
x	Coordenada de Espaço	cm
X	Concentração de Xenônio	átomos/cm ³
y	Rendimento de fissão	-
Y	Concentração de Iodo	átomos/cm ³

LETRAS GREGAS

δ	Fator de Achatamento do fluxo	-
Δt	Intervalo de tempo da discretização	s
Δx	Intervalo de comprimento da discretização	cm
λ	Constante de Decaimento	s ⁻¹
ν	Numero de nêutrons emitidos por fissão	-
σ	Seção de Choque Microscópica	cm ²
Σ	Seção de Choque Macroscópica	cm ⁻¹
ϕ	Fluxo Neutrônico escalar	n/cm ² .s
Φ	Fluxo Neutrônico vetorial	n/cm ² .s

SÍMBOLOS OPERACIONAIS

∂	Derivada Parcial
∇^2	Operador Laplaciano

OSCILAÇÕES ESPACIAIS DE XENÔNIO-135 E FLUXO NEUTRÔNICO

Autor: Carlos Alexandre Barros de Almeida

Orientador: Dr. Rajendra Narain

RESUMO

As oscilações espaciais da concentração de Xenônio-135 são significativas em reatores de grande porte, pois possuem o potencial para provocar oscilações na distribuição do fluxo neutrônico. Se o grau da distribuição do fluxo neutrônico ultrapassar os limites de segurança estipulados nas especificações técnicas do reator, há possibilidade de comprometimento térmico do sistema. Tais oscilações podem ser geradas a partir de qualquer perturbação no fluxo de nêutrons ou podem acontecer naturalmente num reator. Neste estudo foi desenvolvido um algoritmo em diferença finita, empregando o método de Crank-Nicolson generalizado, para resolver as equações diferenciais que regem o comportamento das concentrações de Iodo-135 e Xenônio-135 e do fluxo de nêutrons, e um código computacional, XECAR, em linguagem FORTRAN foi desenvolvido. Por simplicidade foi considerado um modelo do reator em uma dimensão e foram desprezados os efeitos da temperatura, os nêutrons atrasados e o efeito Doppler. Para a manutenção da criticalidade do reator foi considerado na equação de difusão um termo proveniente da teoria de perturbação a um grupo. A potência total do reator foi mantida. Foi utilizado o parâmetro da divergência axial (*Axial Offset*) da concentração do Xenônio-135 e fluxo neutrônico, para avaliar os resultados gerados pelo código. Foram simulados uma diminuição global da potência, após ser atingido o estado de equilíbrio da concentração de xenônio, variações dos parâmetros de discretização e dos parâmetros neutrônicos. Os resultados encontrados seguem a tendência esperada de forma a amenizar ou a continuar as oscilações espaciais. Foi definido um conjunto de valores de variáveis e denominado de caso padrão e a partir dele obtiveram-se resultados que trazem oscilações espaciais do fluxo de nêutrons e da concentração do nuclídeo. Foram encontradas oscilações com um período maior do que a encontrada nas referências bibliográficas.

Palavras-chave: Xenônio-135, Oscilações de Fluxo Neutrônico, FORTRAN, Crank-Nicolson

SPATIAL OSCILLATIONS OF XENON-135 AND NEUTRON FLUX

Author: Carlos Alexandre Barros de Almeida

Advisor: Dr. Rajendra Narain

ABSTRACT

Spatial oscillations of xenon-135 concentration are significant in large reactors, as they possess the potential to provoke oscillations in the neutron flux distribution in the core. If the amplitude of these oscillations exceeds safety limits stipulated in the reactor design, there is the possibility of thermal risk to the system. Such oscillations can be generated from external disturbance in the neutron flux or they can arise as a natural process in the reactor operation. In this study, an algorithm in finite differences was developed, using the generalized Crank-Nicolson method, and the differential equations governing the behavior of iodine-135 and xenon-135 concentrations and neutron flux distribution were solved. A computational code, XECAR, in FORTRAN language was written to implement the computations. For simplicity, a reactor model in only one dimension was considered and the effects of temperature, delayed neutrons and Doppler broadening on reactivity were neglected. The transient started by reducing the total power of the reactor as a step function. To preserve reactor criticality, a term proceeding from the one-group perturbation theory is included in the diffusion equation. To evaluate the results generated by the code, the concentration axial offset parameter for xenon-135 and neutron flux distribution was applied. After reaching the equilibrium xenon concentration, a global reduction of power was simulated, and variations of discretization parameters and neutronic properties were carried out. The results obtained followed the expected trend and according to the operational conditions, oscillations could be damped or present a quasi-steady state form. A set of representative values of the involved variables was denominated “standard case” and it served as a base to demonstrate oscillations in the neutron flux and in the xenon concentration. Oscillations with a period larger than that found in open literature were encountered in the study.

Keywords: Xenon-135, Neutronic Flux Oscillations, FORTRAN, Crank-Nicolson

1 INTRODUÇÃO

Nas fissões nucleares são produzidos, em geral, dois produtos de fissão. Alguns destes núclídeos, ou seus progenitores, apresentam uma seção de choque microscópica de absorção neutrônica muito grande e seu aparecimento num reator nuclear tende a reduzir a reação em cadeia, isto é, tende a diminuir a reprodução de nêutrons num reator nuclear. Esses núclídeos são chamados de produtos de fissão de envenenamento, ou veneno do reator (DUDERSTADT, *et. al.*, 1976, GLASSTONE, 1955, ISBIN, 1963, LAMARSH, 1972). Entre os produtos de fissão que possuem elevada seção de choque destacam-se o xenônio 135 (Xe^{135}) e o samário 149 (Sm^{149}). Destes o mais importante é o Xe^{135} , devido à sua alta seção de choque, que é da ordem de megabarns, o seu rendimento de fissão é significativo e ao fato de sofrer decaimento, por conta disso este núclídeo apresenta potencial para gerar oscilações no fluxo neutrônico. Em contraste, o Sm^{149} que possui seção de choque duas ordens de grandeza menor, o rendimento de fissão é menor e ser estável não apresentaria potencial para oscilações no fluxo neutrônico. Existem outros produtos de fissão que também podem ser considerados como venenos do reator, no entanto, apresentam uma seção de choque microscópica de absorção de nêutrons bem menor que os mencionados acima e, conseqüentemente, seus efeitos são em menor escala, como discutidos nas referências já mencionadas.

Neste trabalho foi analisado o comportamento do Xe^{135} , seu surgimento e efeitos num reator nuclear, no item 2.1. Serão apresentadas de forma qualitativa as oscilações espaciais desse núclídeo, que podem gerar oscilação espacial no fluxo neutrônico e tendo em vista as especificações técnicas do reator, pode haver o comprometimento da segurança térmica do sistema. A distribuição do fluxo neutrônico num núcleo está associada à distribuição de Xe^{135} no núcleo do reator. Tais oscilações podem acontecer naturalmente num reator ou pode ser gerada a partir de qualquer perturbação no fluxo. Isso será discutido no item 2.3.

Para estudar esse fenômeno foram desprezados efeitos secundários, tais como a temperatura, o efeito Doppler e os nêutrons atrasados, etc. Para compensar os efeitos na reatividade devido às mudanças na concentração do Xe^{135} durante os transientes, foi usada a teoria de perturbação usando um grupo de energia. Nos transientes estudados no trabalho, a potência do reator e sua criticalidade foram mantidas.

As equações diferenciais que descrevem o comportamento do iodo, xenônio e fluxo neutrônico foram discretizadas utilizando a metodologia de Cranck-Nicolson, que possui a característica de ser incondicionalmente estável. Detalhes a respeito dessa metodologia serão vistos nos itens 3.1. e 3.2..

Para observar as oscilações do fluxo neutrônico e do Xe^{135} foi estudado uma história de operação do reator, descrito no item 3.4., para simular tal fenômeno. Foi utilizada a linguagem de programação FORTRAN no desenvolvimento do código XECAR e o parâmetro da divergência axial (*Axial Offset*) para quantificar as oscilações obtidas. Os detalhes sobre o código e a divergência axial serão discutidos nos itens 3.6 e 3.5., respectivamente.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 Xenônio 135

2.1.1 Produção num reator nuclear

Este nuclídeo surge principalmente como resultado do decaimento do Iodo 135 (I^{135}), e é também produzido, com menor rendimento, diretamente na fissão do urânio 235 (U^{235}). O I^{135} não é formado na fissão, mas aparece como resultado do decaimento do telúrio 135 (Te^{135}) cuja meia vida é da ordem de segundos (LAMARSH, 1972, ISBN, 1963, GLASSTONE, 1955). Por esse motivo pode-se considerar que o I^{135} aparece diretamente da fissão e que o rendimento de fissão do Te^{135} seja tomado para a formação do I^{135} . A figura 1 mostra a cadeia de produto de fissão com as suas meias vidas considerando os nuclídeos mais relevantes para essa análise.

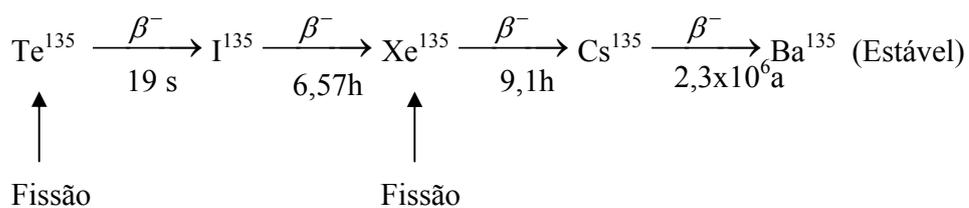


Figura 1 – Surgimento do Xe^{135} após fissão do urânio

Por conta do Xe^{135} ser produzido em parte pelo decaimento do I^{135} , sua concentração depende da concentração deste nuclídeo. Os comportamentos das

concentrações temporais e espaciais, de I^{135} e Xe^{135} , são representados por equações diferenciais que serão desenvolvidas no próximo item.

2.1.2 Equação diferencial do xenônio

Como a concentração do Xe^{135} está acoplada a concentração do I^{135} , se faz necessário analisar o comportamento temporal dos dois núclídeos, através das duas equações diferenciais abaixo:

$$\frac{dI}{dt} = y_I \Sigma_F \phi - \lambda_I I \quad (1)$$

$$\frac{dX}{dt} = \lambda_I I + y_X \Sigma_F \phi - \lambda_X X - \sigma_{aX} \phi X \quad (2)$$

Onde I e X representam as concentrações de I^{135} e Xe^{135} , os subscritos I e X se referem ao I^{135} e Xe^{135} , respectivamente, y é a rendimento de fissão, λ a constante de decaimento, Σ_F é a seção de choque macroscópica de fissão do U^{235} , ϕ o fluxo neutrônico e σ_{aX} a seção de choque microscópica de absorção do Xe^{135} . Seus valores são mostrados na tabela 1.

Tabela 1 - Valores das constantes físicas do xenônio e iodo (LAMARSH, 1972)

Símbolo (dimensão)	Valor
$y_I(-)^*$	0,056
$y_X(-)$	0,003
$\lambda_I (s^{-1})$	$2,87 \times 10^{-5}$
$\lambda_X (s^{-1})$	$2,09 \times 10^{-5}$
$\sigma_{aX} (cm^2)$	$3,5 \times 10^{-18}$
$\nu (-)$	2,46

(*) Rendimento do Te^{135}

Discutindo cada termo de (2), pode-se concluir que o Xe^{135} é formado pelo decaimento do I^{135} e via fissão do urânio. Assim a taxa total de formação de Xe^{135} é dada pelos dois primeiros termos do lado direito desta equação, e o seu desaparecimento acontece tanto pelo decaimento natural como pela absorção de nêutrons, o terceiro e o quarto membro na mesma equação, nessa mesma ordem.

Podem-se analisar as equações acima fazendo o tempo tender ao infinito, com isso podem ser reescritas da seguinte forma:

$$I(\infty) = \frac{y_I \Sigma_F \phi}{\lambda_I} \quad (1.a)$$

$$X(\infty) = \frac{(y_X + y_I) \Sigma_F \phi}{\lambda_X + \sigma_{aX} \phi} \quad (2.a)$$

Se o valor do fluxo neutrônico tender ao infinito, podem-se tirar as seguintes conclusões: i) A concentração de iodo é proporcional ao valor do fluxo de nêutrons; ii) a concentração de xenônio é independente deste, ou seja, existe um valor limite da concentração de xenônio num reator nuclear, que depende apenas das constantes neutrônicas. Essas conclusões podem ser representadas, matematicamente, pelas seguintes expressões, respectivamente:

$$I(\infty) \propto \phi$$

$$X(\infty)|_{\phi=\infty} = \frac{(y_X + y_I) \Sigma_F}{\sigma_{aX}}$$

2.1.3 Descrição do comportamento do xenônio num reator em operação

Os livros texto descrevem o comportamento do Xe^{135} durante a operação de um reator, sendo consideradas as seguintes situações: i) Ligamento, com ϕ constante; ii)

Desligamento, agora, com ϕ constante e igual a zero e iii) Re-ligamento, com ϕ constante voltando a assumir o mesmo valor considerado em (i). Em 2005 (ALMEIDA, *et. al.*, 2005) fizeram uma análise comparativa entre a resolução analítica e numérica, usando o método de Runge-Kutta. As equações (1) e (2) foram resolvidas, com suas respectivas condições de contorno e foi observado que os resultados encontrados pelo método numérico são iguais aos encontrados na resolução analítica. Foram escolhidos os resultados obtidos pela resolução numérica para mostrar o comportamento das concentrações de iodo e xenônio nas situações descritas acima. A resolução geral das equações (1) e (2) estão representados pelas seguintes expressões:

$$I(t) = I(0)e^{-\lambda_1 t} + \frac{y_I \Sigma_F \phi}{\lambda_1} (1 - e^{-\lambda_1 t}) \quad (1.b)$$

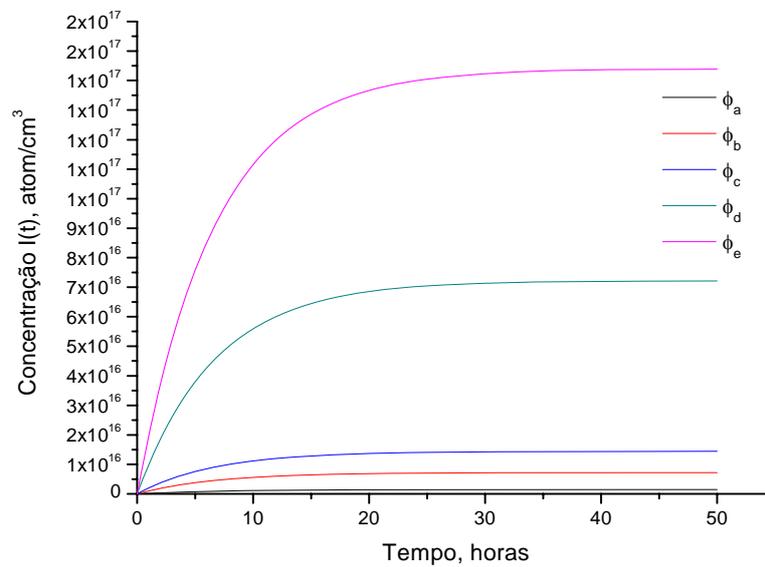
$$X(t) = X(0)e^{-(\lambda_X + \sigma_X \phi)t} + \frac{(y_X + y_I) \Sigma_F \phi}{\lambda_X + \sigma_X \phi} (1 - e^{-(\lambda_X + \sigma_X \phi)t}) + \frac{I(0)\lambda_1 - y_I \Sigma_F \phi}{(\lambda_X + \sigma_X \phi) - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-(\lambda_X + \sigma_X \phi)t}) \quad (2.b)$$

Os cinco valores de fluxo utilizados para obter os resultados estão mostrados na tabela 2, onde foram utilizados cinco valores diferenciados por subscritos.

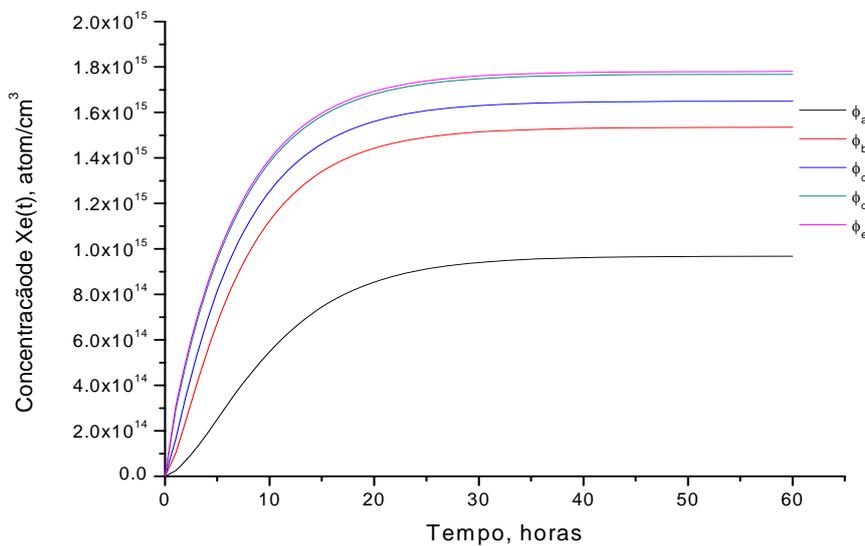
Tabela 2 – Fluxos utilizados na resolução numérica pelo método de Runge-Kutta

Fluxo(n/cm ² .s)	Intensidade
ϕ_a	$1,0 \times 10^{13}$
ϕ_b	$5,0 \times 10^{13}$
ϕ_c	$1,0 \times 10^{14}$
ϕ_d	$5,0 \times 10^{14}$
ϕ_e	$1,0 \times 10^{15}$

Os resultados obtidos para a resolução pelo método de Runge-Kutta para as concentrações de iodo e xenônio usando as equações (1.b) e (2.b), com os fluxos neutrônicos supracitados estão mostrados nas figuras 2, 3 e 4.

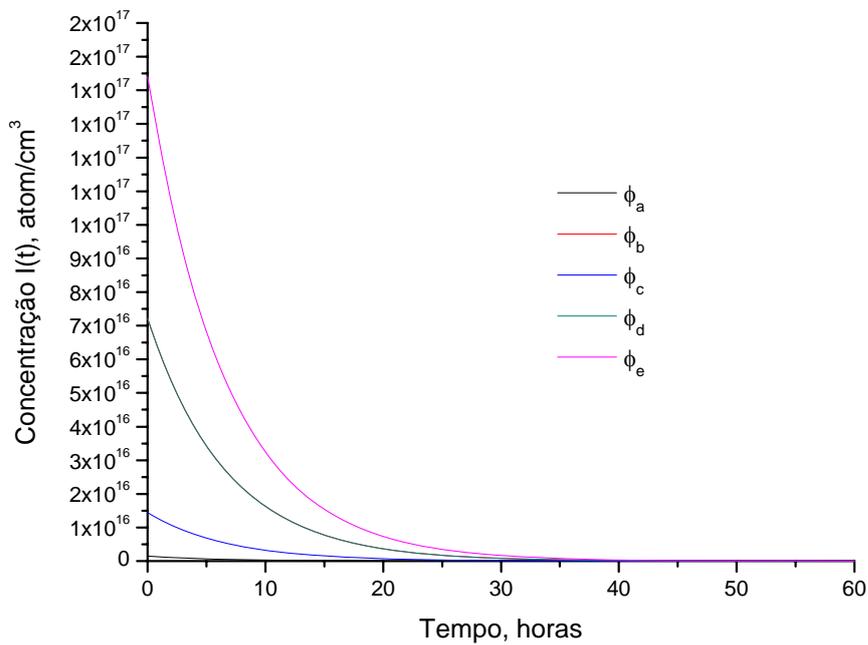


(a)

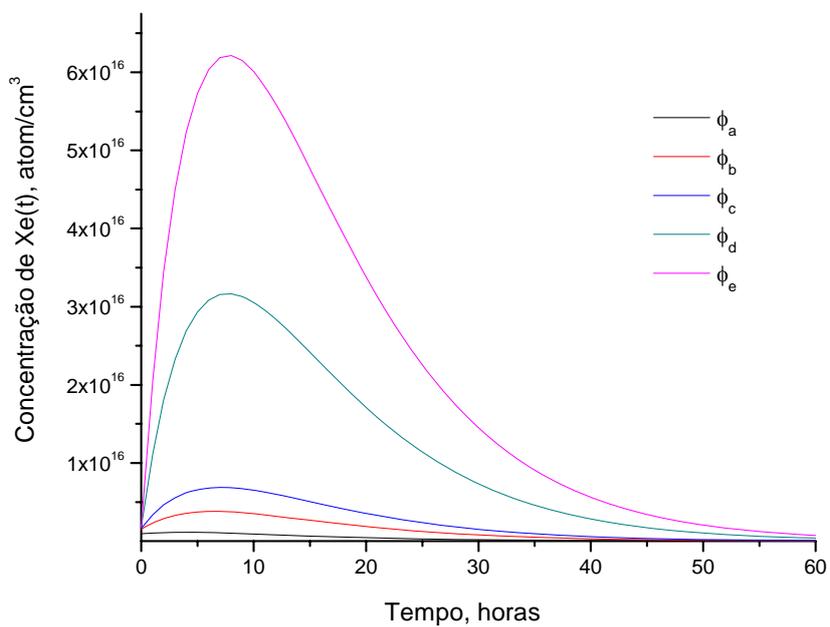


(b)

Figura 2 – Desenvolvimento das concentrações de (a) iodo e (b) xenônio quando o reator é ligado

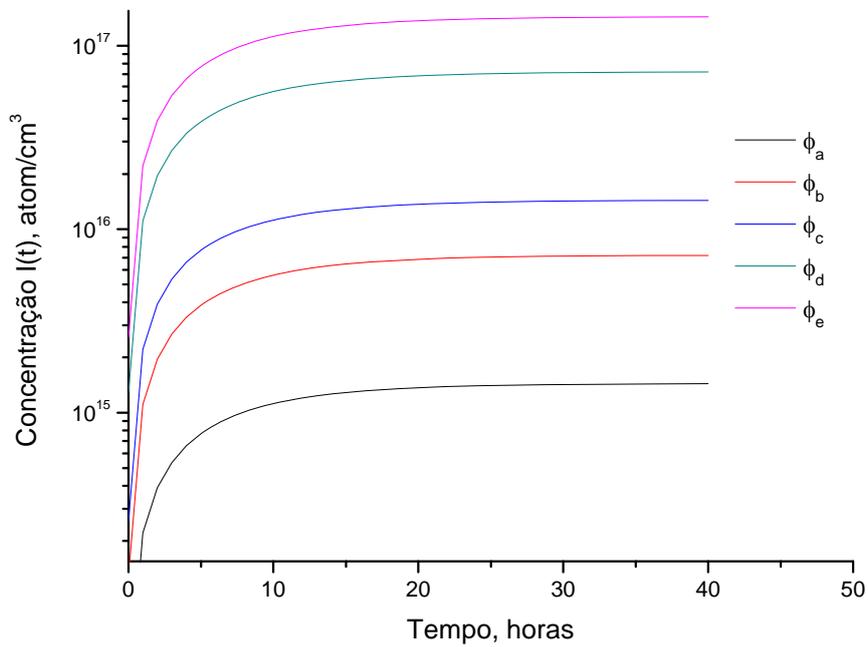


(a)

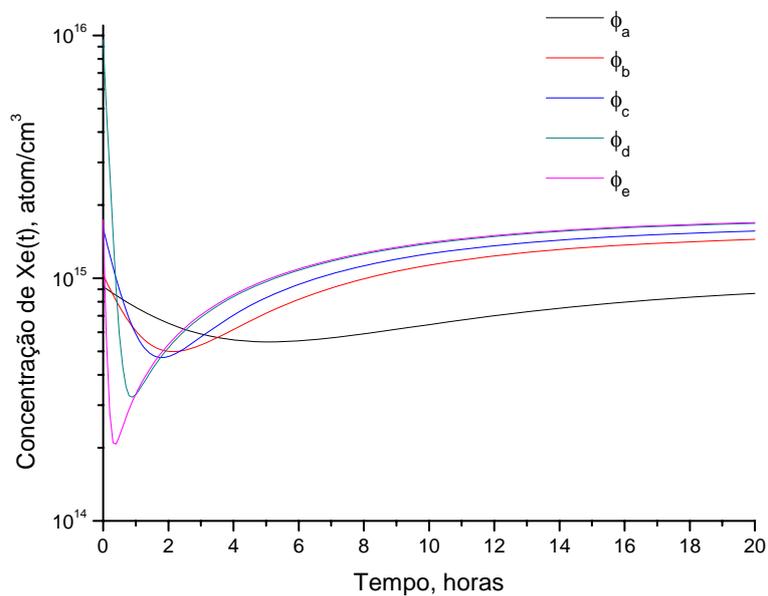


(b)

Figura 3 - Comportamento das concentrações de (a) iodo e (b) xenônio após desligamento do reator em equilíbrio



(a)



(b)

Figura 4 - Comportamento das concentrações de (a) iodo e (b) xenônio quando o reator é religado após 27 horas de desligamento

Analisando as figuras 2(a) e 2(b) tem-se que o comportamento das concentrações, tanto de I^{135} como de Xe^{135} , são assintóticas aos seus valores de saturação. Pelas figuras 3(a) e 3(b), nessa mesma ordem, é observado que a concentração de I^{135} diminui exponencialmente quando o reator é desligado, entretanto, a concentração de Xe^{135} aumenta durante um determinado intervalo de tempo, em seguida diminui, aproximadamente, exponencialmente tendendo a zero. Esse comportamento se deve ao fato de que no momento em que há o desligamento do reator, o I^{135} continua decaindo em Xe^{135} gerando assim o seu acúmulo. Esse aumento de Xe^{135} pode levar ao envenenamento do reator, pois quanto maior sua concentração menor é a taxa de reação no reator. Agora, analisando as figuras 4(a) e 4(b), respectivamente, pode-se concluir que a concentração de I^{135} tem comportamento semelhante ao que aconteceu no ligamento, ou seja, assintótica ao valor de saturação, no entanto, a concentração de Xe^{135} diminui durante um determinado intervalo de tempo, devido à sua transmutação em Xe^{136} , em seguida, volta a aumentar assitoticamente ao valor de saturação.

2.2 Equação de difusão de nêutron

A equação de difusão de nêutrons é simplesmente uma equação de balanço do reator, sendo encontrada nos livros textos sua dedução completa, expressa por:

$$\frac{\partial n(\mathbf{r},t)}{\partial t} = D \nabla^2 \phi - \sum_a(\mathbf{r}) \phi(\mathbf{r},t) + s(\mathbf{r},t) \quad (3)$$

Nesta, o termo à esquerda representa a variação temporal da população de nêutrons e do lado direito o primeiro termo representa a difusão neutrônica, o segundo termo a absorção total e o terceiro as fontes de nêutrons por fissão e fontes externas. Esta equação é de fundamental importância na teoria de reatores nucleares. Uma vez que, o fluxo é dado pelo produto da densidade neutrônica e a velocidade dos nêutrons ($\phi = n.v$), pode-se reescrevê-la da seguinte forma:

$$\frac{\partial n(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \frac{1}{v} \frac{\partial \phi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = D \nabla^2 \phi(\mathbf{r}, t) - \Sigma_a(\mathbf{r}) \phi(\mathbf{r}, t) + s(\mathbf{r}, t) \quad (4)$$

Durante a operação dos reatores, o termo de fonte externa, geralmente, desprezível em relação às outras fontes, especificamente oriundo da fissão. Para um estudo preliminar, o problema da oscilação de xenônio foi analisado em apenas uma dimensão no espaço. Considerando a produção neutrônica devido à fissão, representado por $v\Sigma_F$, onde v e Σ_F representam, respectivamente, o número médio de nêutrons liberados por fissão e a seção de choque macroscópica de fissão do combustível. Acrescentando o termo de fuga lateral neutrônica, representado por DB_T^2 , onde D representa o coeficiente de difusão neutrônica e B_T^2 representa o buckling transversal, que é calculado para um reator cilíndrico pela seguinte expressão (LAMARSH, 1972):

$$B_T^2 = \left(\frac{2,405}{R} \right)^2$$

onde R é o raio do reator.

A contribuição da absorção devido ao mecanismo de controle, por exemplo, veneno líquido (liquid poison), barras de controle, etc, é representado por Σ_p .

Como o objetivo é analisar o comportamento do xenônio, o termo que representa sua absorção foi tratado separadamente do termo de absorção total, e será representado por $\sigma_{ax} \Delta X(x, t) \phi(x, t)$, onde $\Delta X(x, t)$ representa a variação da concentração desses nuclídeos a partir de seu valor de equilíbrio, que será representado por $\Sigma_{x,eq}$, este termo surgirá, no item 3.2., na discretização dessa equação. Devido a sua elevada seção de choque microscópica de absorção neutrônica, o seu aparecimento no núcleo faz mudar significativamente a criticalidade do sistema. Por conta disso, é necessário adicionar nesta equação um termo para manter a criticalidade do sistema, este é oriundo da teoria da perturbação (DUDERSTADT, *et. al.*, 1976), representado aqui por $\sigma_{ax} \cdot F_C \cdot \phi(x, t)$, que será discutido no item 3.3.. Com essas considerações, a equação é escrita da seguinte forma:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi(x, t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \phi(x, t)}{\partial x^2} + [v \Sigma_F - \Sigma_a - \Sigma_p - DB_T^2] \phi(x, t) - \sigma_{aX} \Delta X(x, t) \phi(x, t) + \sigma_{aX} \cdot F_C \cdot \phi(x, t) \quad (5)$$

Os valores calculados das grandezas neutrônicas para um reator PHWR (Pressurized Heavy Water Reactor) tipo CANDU são similares as referências (DOMINGOS, et al., 2003, GULATI, 1958, NERO, 1979), a partir da sua geometria e composição da célula unitária (PASANEN, 1982), estão listados na tabela 3.

Tabela 3 – Intensidades das grandezas neutrônicas

Símbolo (dimensão)	Valor
v(cm/s)	$2,2 \times 10^5$
D(cm)	0,767
Σ_a (cm ⁻¹)	0,01
Σ_F (cm ⁻¹)	$5,51 \times 10^{-3}$

Devido ao fato das equações diferenciais do iodo, xenônio e fluxo neutrônico estarem acopladas é imprescindível que sejam analisadas concomitantemente durante as simulações do reator.

2.3 Oscilação espacial de xenônio e fluxo neutrônico

A interação entre o Xe¹³⁵ e as mudanças na distribuição do fluxo que acompanham mudanças locais na reatividade, pode conduzir a oscilações espaciais na distribuição do fluxo neutrônico num reator térmico grande. Para explicar esse fenômeno será considerado que o reator está operando no estado de equilíbrio para o nível do fluxo de nêutrons. Assim, a concentração de Xe¹³⁵ atingirá o estado de equilíbrio (DUDERSTADT, *et. al.*, 1976, LAMARSH, 1972).

Suponha que sem que haja mudança na potência total do sistema, o fluxo neutrônico é aumentado em uma região do reator, figura 5(a), e conseqüentemente diminuído na região simétrica, por exemplo, devido à retirada ou à inserção de uma barra de controle. Na região onde ocorreu o aumento do fluxo, a concentração de Xe^{135} diminuirá, devido à transmutação em Xe^{136} , figura 6(a), desta forma haverá diminuição da absorção neutrônica e, conseqüentemente, aumento do fluxo neutrônico. Após algum tempo, haverá aumento na concentração de Xe^{135} , figura 6(b), devido à formação de I^{135} , e posterior decaimento, e produção direta via fissão. Com isso, haverá aumento da absorção de nêutrons e conseqüentemente diminuição do fluxo neutrônico, figura 5(b). Depois de algum tempo, a concentração de Xe^{135} irá diminuir, devido ao decaimento desse nuclídeo e por conta da diminuição da concentração de I^{135} , pois este também decai. E após algum tempo haverá aumento do fluxo de nêutrons nessa região, por conta da diminuição da absorção de nêutrons, e tudo se repete. Na região simétrica acontecem os fenômenos de forma inversa ao explanado. As figuras 5 e 6 elucidam a situação descrita, mostrando que os comportamentos do fluxo e do Xe^{135} são opostos, ou seja, quando um aumenta o outro deve diminuir e vice-versa (DUDERSTADT, *et. al.*, 1976).

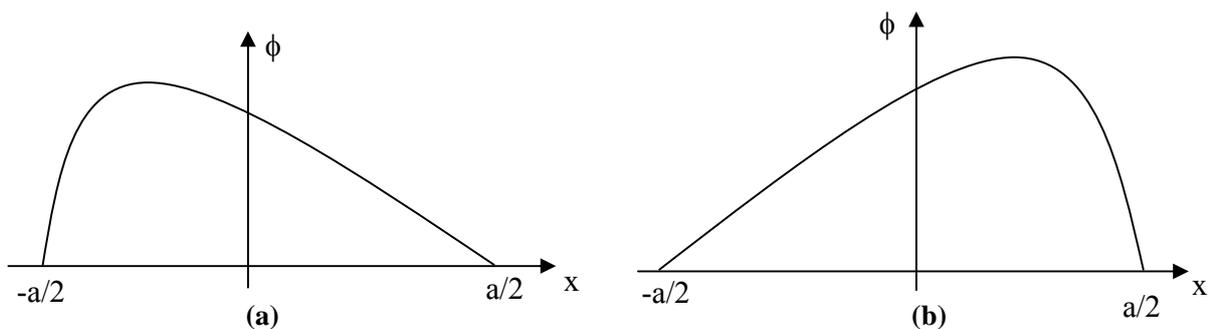


Figura 5 – Oscilação espacial de fluxo neutrônico

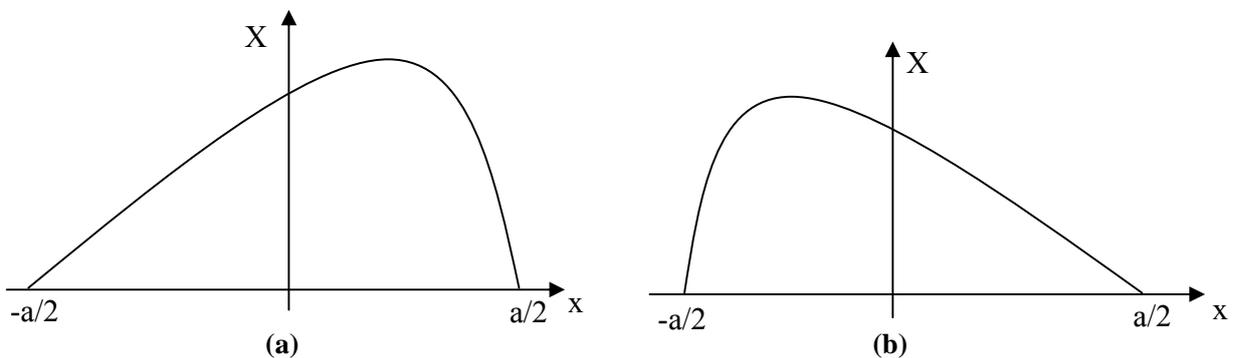


Figura 6 – Oscilação espacial do xenônio

2.4 Fator de achatamento do fluxo

No projeto de reatores de grande potência, a eficiência para conversão de calor em potência elétrica é de extrema importância. Seria ideal se o refrigerante na saída em todos os canais de combustível possuísse características térmicas semelhantes, que é a tentativa a ser atingida pela conveniente escolha da distribuição do fluxo através do projeto de gerência do combustível.

Na maioria dos casos, não é possível alcançar essa situação ideal onde o refrigerante na saída possui propriedades térmicas idênticas. Portanto, o achatamento do fluxo é incorporado no projeto de gerência do combustível como tentativa de alcançar isto. A forma do fluxo é um fator que quantifica o achatamento do fluxo. Neste estudo, um fator de “achatamento do fluxo” (flux flatness factor) δ é usado, sendo definido como a fração do núcleo que possui um fluxo plano (RUST, 1979).

A figura 7 mostra o fluxo achatado de $-\frac{a'}{2}$ até $\frac{a'}{2}$ e nas extremidades possui uma forma senoidal. O valor do fator de achatamento δ é definido como:

$$\delta = \frac{a'}{a} \quad (8)$$

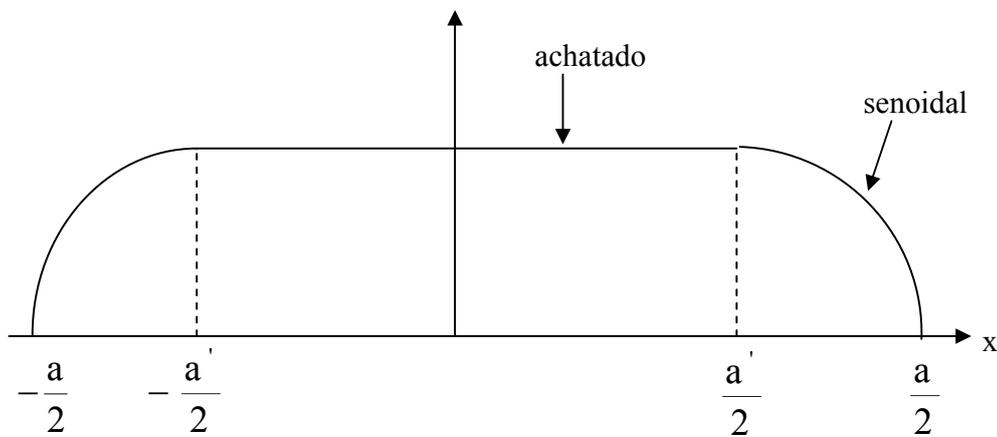


Figura 7 – Fluxo achatado na região entre $-\frac{a'}{2}$ até $\frac{a'}{2}$

A referência bibliográfica (THOMPSON, *et. al.*,1964) apresenta uma figura de autoria de Randal *et al* que descreve como o comportamento paramétrico das grandezas, tamanho do reator, que expresso em unidades de comprimento de migração L e fator de achatamento, são dependentes para a determinação do valor do fluxo neutônico limite para que haja oscilações espaciais deste. São observadas duas relações:

- i) se o quociente entre $\frac{a}{L}$ diminui o valor do fluxo limite segue a mesma tendência; e
- ii) se o fator de achatamento aumentar o valor do fluxo limite diminui.

3 METODOLOGIA

3.1 Discretização para metodologia de diferença finita

A discretização das equações diferenciais de primeira ordem pode ser realizada pelo quociente da diferença de valores do fluxo em instantes de tempo consecutivos e o passo de tempo, fazendo desse modo uma aproximação numérica das equações propostas e, assim, resolve-se um problema de valor inicial e de contorno. O motivo de discretizar as equações (1), (2) e (5) é que os parâmetros em relação ao fluxo neutrônico ficam dependentes do espaço e do tempo. Nesse procedimento são implícitos erros de truncamento e nas aproximações numéricas, o primeiro é diminuído com a diminuição dos passos temporais e espaciais. A avaliação numérica de uma equação diferencial pode sofrer desvios consideráveis por conta disso, originando assim resultados não correspondentes ao fenômeno estudado.

O método de Crank-Nicolson generalizado (GREENSPAN et al., 1988, CARNAHAN et al., 1976) possui a característica de ser incondicionalmente estável, no qual as derivadas espaciais podem ser substituídas pelos valores ponderados para o instante de atual (j) e o instante posterior (j+1). A figura 8 mostra como é feita a discretização do espaço e do tempo, onde o espaço está na horizontal e o tempo na vertical. Desta forma, ao invés da grandeza ser em função de (x, t) passa a ser de (i.Δx, j.Δt), onde i e j são índices relativos à posição e ao tempo, respectivamente. Entre os instantes j e j+1, introduz-se um parâmetro de ponderação r, entre esses passos de tempo, numa certa posição i. Para exemplificar como isso acontece, é mostrado o caso do fluxo neutrônico. Este é dado pela seguinte expressão:

$$\phi \rightarrow r\phi_{i,j+1} + (1-r)\phi_{i,j}$$

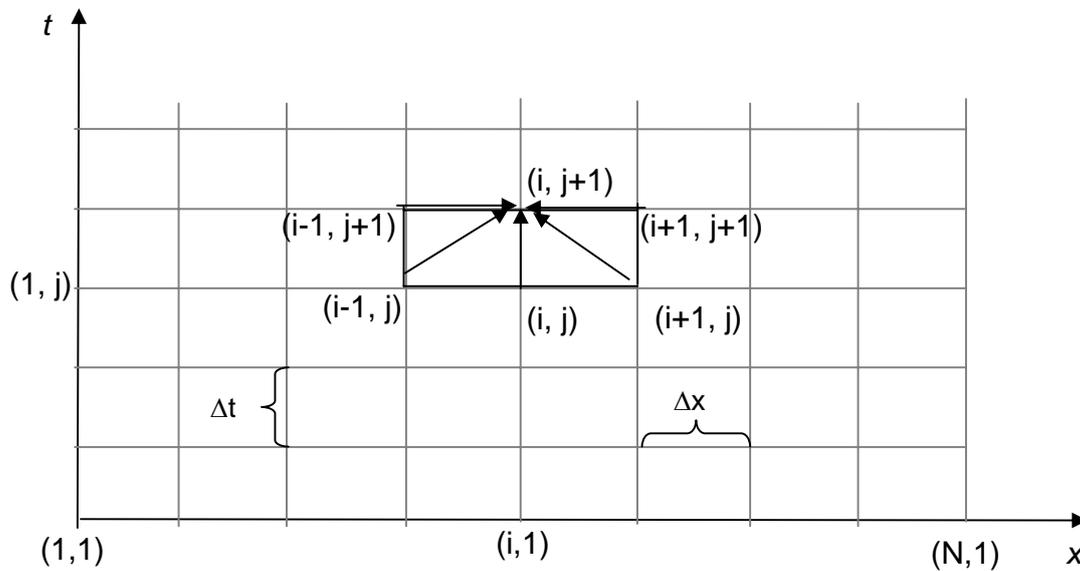


Figura 8 – Discretização do espaço e do tempo formando uma malha, onde o espaço é representado pelo índice i e o tempo pelo índice j

No centro da figura, mostra como é realizado o cálculo do valor da grandeza na mesma posição num instante posterior $(i, j+1)$, este valor depende dos valores na mesma posição no instante atual (i, j) , na posição anterior no instante atual $(i-1, j)$ e da posição posterior no instante atual $(i+1, j)$. Assim como também depende do valor na posição anterior no instante posterior $(i-1, j+1)$ e da posição posterior no instante posterior $(i+1, j+1)$. Note que esse cálculo não é realizado diretamente, por isso a necessidade de recorrer a algum método numérico de resolução da equação.

Uma observação a fazer é que a escolha do passo de tempo e de espaço é importante na solução numérica pela técnica de diferença finita adotado neste estudo. O método de Crank-Nicolson generalizado é um método que dependendo do parâmetro r usado torna-o explícito, em que o cálculo da grandeza em $(i, j+1)$ só depende dos valores em (i, j) , $(i-1, j)$ e $(i+1, j)$, tornando-o instável, ou implícito, em que o valor em $(i, j+1)$ além de depender dos valores em (i, j) , $(i-1, j)$ e $(i+1, j)$ precisa também dos valores em $(i-1, j+1)$ e $(i+1, j+1)$, fazendo-o desta forma estável. A estabilidade desse método é incondicional se o valor do parâmetro de ponderação r for entre 0,5 e 1 (AMES, 1977). Contudo, para uma

representativa e fiel solução do fenômeno físico a escolha do passos de tempo e espaço usados deve estar na ordem do fenômeno envolvido.

Pode ser notado que os valores dos parâmetros de agrupamento de resolução da equação do fluxo neutrônico, próximo item, são dependentes do passo de tempo e de espaço escolhidos. Desta forma, devem-se ajustar seus valores para que os mesmos obedçam a uma relação em que o quociente entre Δt e o Δx^2 tem que ser maior ou igual a 0,5 (AMES, 1977). Durante a análise realizada com o programa XECAR esta escolha foi levada em consideração.

3.2 Discretizando as equações do iodo, xenônio e do fluxo neutrônico

Fazendo a resolução numérica das equações diferenciais (1) e (2), modificando estas equações de forma que fiquem equações diferenciais parciais na posição e no tempo e explicitando essa dependência em todas as variáveis (DOMINGOS et al., 2003, JEONG et al., 2000), e na equação (5) explicitando o termo de absorção do Xenônio até o estado de equilíbrio $\Sigma_{X,eq}$, mencionado anteriormente, tem-se:

$$\frac{\partial I(x, t)}{\partial t} = y_I \Sigma_F \phi(x, t) - \lambda_I I(x, t) \quad (9)$$

$$\frac{\partial X(x, t)}{\partial t} = \lambda_I I(x, t) + y_X \Sigma_F \phi(x, t) - \lambda_X X(x, t) - \sigma_{aX} X(x, t) \phi(x, t) \quad (10)$$

$$\frac{1}{vD} \frac{\partial \phi(x, t)}{\partial t} = \frac{\partial^2 \phi(x, t)}{\partial x^2} + \frac{[v\Sigma_F - \Sigma_a - \Sigma_p - \Sigma_{X,eq} - DB_{\Gamma}^2]}{D} \phi(x, t) - \frac{\sigma_{aX}}{D} X(x, t) \phi(x, t) + \frac{\sigma_{aX}}{D} F_C \cdot \phi(x, t) \quad (11)$$

Pode-se reescrever (9) da seguinte forma:

$$\frac{\partial I(x, t)}{\partial t} = a_1 \phi(x, t) + a_2 I(x, t) \quad (12)$$

onde $a_1 = y_I \Sigma_F$ e $a_2 = -\lambda_I$.

Reescrevendo (10) vem

$$\begin{aligned} \frac{\partial X(x, t)}{\partial t} = & b_1 I(x, t) + b_2 \phi(x, t) + b_3 X(x, t) \\ & + b_4 X(x, t) \phi(x, t) \end{aligned} \quad (13)$$

onde $b_1 = \lambda_I$, $b_2 = y_X \Sigma_F$, $b_3 = -\lambda_X$ e $b_4 = -\sigma_{aX}$. Reescrevendo (11), tem-se:

$$c_1 \frac{\partial \phi(x, t)}{\partial t} = \frac{\partial^2 \phi(x, t)}{\partial x^2} + c_2 \phi(x, t) - c_3 X(x, t) \phi(x, t) + c_3 \cdot F_C \cdot \phi(x, t) \quad (14)$$

onde $c_1 = \frac{1}{vD}$, $c_2 = \frac{[v\Sigma_F - \Sigma_a - \Sigma_P - \Sigma_{X,eq}]}{D} - B_T^2$ e $c_3 = \frac{\sigma_{aX}}{D}$.

Daí, fazendo a discretização espacial e temporal nestas, ou seja, aplicando a metodologia de Crank–Nicolson. Em (12), vem:

$$I \rightarrow rI_{i,j+1} + (1-r)I_{i,j}$$

$$\frac{\partial I}{\partial t} \rightarrow \frac{1}{\Delta t} [I_{i,j+1} - I_{i,j}]$$

Daí,

$$\frac{1}{\Delta t} [I_{i,j+1} - I_{i,j}] = a_1 \phi_{i,j} + a_2 [rI_{i,j+1} + (1-r)I_{i,j}] \quad (15)$$

Organizando, para deixar a expressão em função do passo de tempo posterior,

$$\alpha_1 I_{i,j+1} = \alpha_2 I_{i,j} + a_1 \phi_{i,j}$$

ou ainda,

$$I_{i,j+1} = \frac{\alpha_2 I_{i,j} + a_1 \phi_{i,j}}{\alpha_1} \quad (16)$$

$$\text{onde } \alpha_1 = \frac{1}{\Delta t} - a_2 r \text{ e } \alpha_2 = \frac{1}{\Delta t} + a_2 (1-r).$$

De maneira análoga para a equação (13), vem

$$X \rightarrow rX_{i,j+1} + (1-r)X_{i,j}$$

$$\frac{\partial X}{\partial t} \rightarrow \frac{1}{\Delta t} [X_{i,j+1} - X_{i,j}]$$

daí,

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Delta t} [X_{i,j+1} - X_{i,j}] = & b_1 I_{i,j} + b_2 \phi_{i,j} + b_3 [rX_{i,j+1} + (1-r)X_{i,j}] \\ & + b_4 \phi_{i,j} [rX_{i,j+1} + (1-r)X_{i,j}] \end{aligned} \quad (17)$$

Organizando, para deixar o valor posterior do lado esquerdo,

$$\beta_1 X_{i,j+1} + \beta_2 \phi_{i,j} X_{i,j+1} = \beta_3 X_{i,j} + \beta_4 \phi_{i,j} X_{i,j} + b_1 I_{i,j} + b_2 \phi_{i,j}$$

ou ainda,

$$X_{i,j+1} = \frac{\beta_3 X_{i,j} + \beta_4 \phi_{i,j} X_{i,j} + b_1 I_{i,j} + b_2 \phi_{i,j}}{\beta_1 + \beta_2 \phi_{i,j}} \quad (18)$$

$$\text{Onde } \beta_1 = \frac{1}{\Delta t} - b_3 r, \beta_2 = -b_4 r, \beta_3 = \frac{1}{\Delta t} + b_3(1-r) \text{ e } \beta_4 = b_4(1-r).$$

Fazendo, agora, para (14), vem

$$\phi \rightarrow r\phi_{i,j+1} + (1-r)\phi_{i,j}$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} \rightarrow \frac{1}{\Delta t} [\phi_{i,j+1} - \phi_{i,j}]$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} \rightarrow \frac{r}{\Delta x} [\phi_{i+1,j+1} - \phi_{i,j+1}] + \frac{(1-r)}{\Delta x} [\phi_{i+1,j} - \phi_{i,j}]$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \rightarrow & \frac{r}{(\Delta x)^2} [\phi_{i+1,j+1} - 2\phi_{i,j+1} + \phi_{i-1,j+1}] \\ & + \frac{(1-r)}{(\Delta x)^2} [\phi_{i+1,j} - 2\phi_{i,j} + \phi_{i-1,j}] \end{aligned}$$

dai,

$$\begin{aligned}
\frac{c_1}{\Delta t} [\phi_{i,j+1} - \phi_{i,j}] &= \frac{r}{(\Delta x)^2} [\phi_{i+1,j+1} - 2\phi_{i,j+1} + \phi_{i-1,j+1}] \\
&+ \frac{(1-r)}{(\Delta x)^2} [\phi_{i+1,j} - 2\phi_{i,j} + \phi_{i-1,j}] + c_2 [r\phi_{i,j+1} + (1-r)\phi_{i,j}] \\
&- c_3 X_{i,j} [r\phi_{i,j+1} + (1-r)\phi_{i,j}] + c_3 F_C [r\phi_{i,j+1} + (1-r)\phi_{i,j}] \quad (19)
\end{aligned}$$

organizando, da mesma forma que as anteriores,

$$\begin{aligned}
\phi_{i,j+1} &\left\{ \frac{c_1}{\Delta t} + \frac{2r}{(\Delta x)^2} - rc_2 + rc_3 X_{i,j} - rc_3 F_C \right\} \\
&= \phi_{i,j} \left\{ \frac{c_1}{\Delta t} - \frac{2(1-r)}{(\Delta x)^2} + (1-r)c_2 - (1-r)c_3 X_{i,j} + (1-r)c_3 F_C \right\} \\
&\quad + \frac{r}{(\Delta x)^2} [\phi_{i+1,j+1} + \phi_{i-1,j+1}] + \frac{(1-r)}{(\Delta x)^2} [\phi_{i+1,j} + \phi_{i-1,j}] \quad (20)
\end{aligned}$$

$$\text{Fazendo } \gamma_1 = \frac{c_1}{\Delta t} + \frac{2r}{(\Delta x)^2} - c_2 r + rc_3 X_{i,j} - rc_3 F_C,$$

$$\gamma_2 = \frac{c_1}{\Delta t} - \frac{2(1-r)}{(\Delta x)^2} + (1-r)c_2 - (1-r)c_3 X_{i,j} + (1-r)c_3 F_C,$$

$$\gamma_3 = \frac{r}{(\Delta x)^2}, \quad \gamma_4 = \frac{(1-r)}{(\Delta x)^2}.$$

Os termos de agrupamento da equação do fluxo de nêutrons que foram referenciados no item anterior, quanto aos valores dos passos temporais e espaciais, são os dois primeiros termos de γ_1 e γ_2 . Pode-se escrever:

$$\gamma_1 \phi_{i,j+1} = \gamma_2 \phi_{i,j} + \gamma_3 \phi_{i+1,j+1} + \gamma_3 \phi_{i-1,j+1} + \gamma_4 \phi_{i+1,j} + \gamma_3 \phi_{i-1,j} \quad (21)$$

Organizando, vem para que os termos $j+1$ e j fiquem do mesmo lado na expressão

$$-\gamma_3 \phi_{i-1,j+1} + \gamma_1 \phi_{i,j+1} - \gamma_3 \phi_{i+1,j+1} = \gamma_4 \phi_{i-1,j} + \gamma_2 \phi_{i,j} + \gamma_4 \phi_{i+1,j}$$

onde $\theta_1 = -\gamma_3$ e $\theta_2 = \gamma_4$. Desta forma, vem

$$\theta_1 \phi_{i-1,j+1} + \gamma_1 \phi_{i,j+1} + \theta_1 \phi_{i+1,j+1} = \theta_2 \phi_{i-1,j} + \gamma_2 \phi_{i,j} + \theta_2 \phi_{i+1,j} \quad (22)$$

Escrevendo na forma matricial

$$\mathbf{M}_1 \Phi_{j+1} = \mathbf{M}_2 \Phi_j \quad (23)$$

As matrizes M_1 e M_2 são tridiagonal, para os instantes posterior e o atual, respectivamente. Como está sendo resolvido um problema de condições de contorno e de fronteira, é imposta uma condição de contorno para as equações. Dadas as condições de contorno do fluxo nulo nas extremidades do reator, isto é, $\phi_{0,j} = 0$ e $\phi_{N+1,j} = 0$, então, podem-se escrever as matrizes das seguintes formas:

$$\mathbf{M}_1 = \begin{bmatrix} \gamma_1 & \theta_1 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ \theta_1 & \gamma_1 & \theta_1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \theta_1 & \gamma_1 & \theta_1 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & \theta_1 & \gamma_1 \end{bmatrix} \quad \text{e} \quad \mathbf{M}_2 = \begin{bmatrix} \gamma_2 & \theta_2 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ \theta_2 & \gamma_2 & \theta_2 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \theta_2 & \gamma_2 & \theta_2 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & \theta_2 & \gamma_2 \end{bmatrix} \quad (24)$$

Já o fluxo fica na forma vetorial, dada por

$$\Phi = \begin{bmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \phi_3 \\ \vdots \\ \phi_{n-1} \\ \phi_n \end{bmatrix} \quad (25)$$

Sendo assim, o fluxo no passo $j + 1$ será dado por

$$\Phi_{j+1} = M_1^{-1} M_2 \Phi_j \quad (26)$$

A equação (26) está usada para calcular fluxo temporal no reator.

3.3 Teoria de perturbação

Para manutenção de criticalidade do reator, nesse estudo quando a concentração do xenônio muda, foi utilizada a teoria de perturbação considerando apenas um grupo de nêutrons. No cotidiano de um reator, quando há mudança na criticalidade do sistema, esta é mantida através do sistema de controle. Para trazer de volta a criticalidade em PHWR's (CANDU) são utilizados diversos dispositivos, tais como, barras de controle, veneno líquido (líquid poison), controle zonal (zonal control), etc (JEONG, et al., 2000, MARSEGUERRA, et al., 2003).

Conforme a referência bibliográfica (ISBIN, 1963), a teoria da perturbação é usada para estimar a influência de pequenas mudanças na reatividade num reator em operação. Por exemplo, se o sistema estava inicialmente crítico uma pequena mudança ou

‘perturbação’ poderia causar um aumento ou diminuição da reatividade e, conseqüentemente, da potência. Podem ser usadas técnicas bem conhecidas da teoria da perturbação para expressar a correspondente mudança na criticalidade do sistema, em termos dos fluxos caracterizando a perturbação do núcleo, de acordo com (DUDERSTADT, *et. al.*, 1976). Como mencionado anteriormente, foi considerada a teoria de perturbação a um grupo de nêutrons e com isso tem-se que o peso estatístico (statistical weight) é proporcional ao quadrado do fluxo (ISBIN, 1963).

Nesse trabalho há perturbação causada pela distribuição espacial e temporal do Xe^{135} . A interação entre este nuclide e as mudanças na distribuição do fluxo neutrônico é acompanhada de mudanças locais na reatividade, que podem conduzir a oscilações espaciais do fluxo de nêutrons num reator grande e térmico.

O termo do fator de compensação F_C , do termo $\sigma_{ax}.F_C.\phi(x, t)$, da equação (5) surge através da relação entre a perturbação global no reator gerada pela variação da concentração de xenônio, esta é dada pela variação entre seus valores em passos de tempo consecutivos, e a compensação local da reatividade $\Delta F_{C,j}$, esta é realizada através dos dispositivos de controle. Esta relação é mostrada pela expressão:

$$\Delta F_{C,j} = \frac{\int_{\text{núcleo}} (X_i^{j+1} - X_i^j) \cdot \phi_i^2 \cdot dx}{\int_{\text{local}} \phi_i^2 \cdot dx} = \frac{\int_{i=1}^{N+1} (X_i^{j+1} - X_i^j) \cdot \phi_i^2 \cdot dx}{\int_{N_1}^{N_2} \phi_i^2 \cdot dx + \int_{N_3}^{N_4} \phi_i^2 \cdot dx}$$

Note que o numerador desta equação representa a perturbação global, uma vez que está sendo realizado o somatório em todo o espaço, e o denominador a perturbação local, pois os parâmetros N_1 à N_2 , N_3 à N_4 representam posições para a compensação da criticalidade e estão na ordem crescente para não haver sobreposição dentro do núcleo, essa equação será usada durante a elaboração do código. Para calcular esse efeito ao longo do tempo F_C , faz-se o somatório dessa perturbação, da seguinte forma:

$$F_C = \sum_{\text{tempo}} \Delta F_{C,j} = \sum_j \Delta F_{C,j}$$

3.4 Operação do reator

3.4.1 História de operação

Foram estudados vários casos de operação do reator para observar o fenômeno das oscilações. O caso que foi adotado para este estudo foi o que reator fica operando até ser atingido o estado estacionário do xenônio, o que acontece em aproximadamente 100 horas de operação (ALMEIDA, *et. al.*, 2005). Em seguida foi simulada a diminuição instantânea da potência global do reator, quantificada pelo fator PM, com este fato o fenômeno das oscilações foi observado. A figura 9 ilustra como exemplo uma diminuição da potência com $PM = 0,4$.

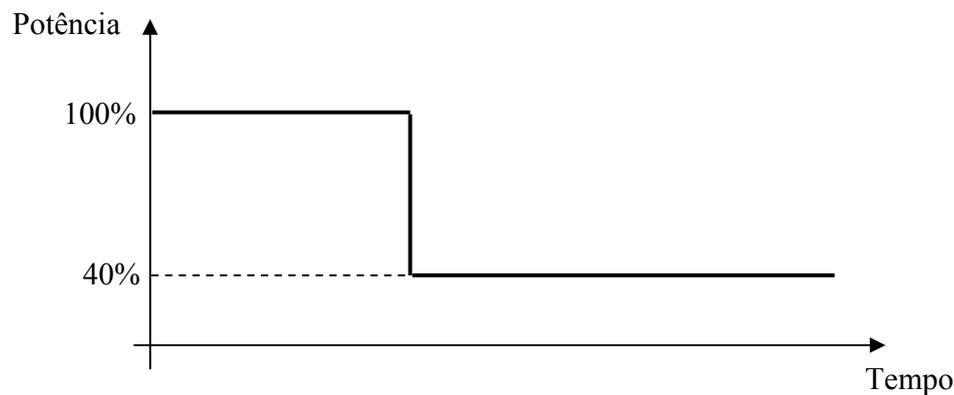


Figura 9 - Diminuição global da potência do reator

Foram obtidos resultados e realizada a variação dos parâmetros de discretização, dos parâmetros neutrônicos e da geometria dos reatores, que serão discutidos no item 4.

A manutenção da potência do reator é realizada através do controle automático do sistema, conhecendo que a potência é expressa em função da taxa de fissão do reator. Foi considerado que os parâmetros neutrônicos permanecem constantes durante os transientes estudados. Portanto, a seguinte aproximação é válida: a potência do reator é proporcional a integral do fluxo neutrônico no volume do reator. Em XECAR, a

manutenção da potência é realizada pelo reescalonamento do fluxo neutrônico, exceto quando ocorre a diminuição da potencia, sendo calculado pelo produto do fluxo posterior e o fator de normalização FN:

$$\phi_{i,j} = \phi_{i,j+1} \cdot \text{FN}$$

Onde o termo FN é expresso pelo quociente entre o somatório, no espaço, do fluxo no instante atual e o somatório do fluxo no instante posterior expresso por

$$\text{FN} = \frac{\sum_{i=1}^{N+1} \phi_{i,j}}{\sum_{i=1}^{N+1} \phi_{i,j+1}}$$

Vale ressaltar que foram desprezados no desenvolvimento do algoritmo os seguintes efeitos:

- i) Mudanças nas temperaturas do combustível e refrigerante durante os transientes e os seus efeitos na reatividade do reator;
- ii) Efeito Doppler de absorção neutrônica;
- iii) Queima não uniforme de combustível no sistema; e
- iv) Precursores de nêutrons atrasados.

Estes foram desprezados devidos seus efeitos serem imediatos, ou seja, num pequeno intervalo de tempo quando comparados com os transientes do xenônio. Também foi considerada a teoria de perturbação a um grupo de nêutrons. Dessas aproximações a que possui maior potencial para influenciar nos resultados obtidos no trabalho é considerar a teoria de perturbação para apenas um grupo de energia e a escolha dos locais onde são realizados a compensação para a criticalidade.

3.5 Divergência axial dos parâmetros

A Divergência Axial (*Axial Offset*) está sendo usado como um parâmetro para quantificar a diferença em valores numéricos médios, entre duas regiões iguais do reator, de

grandezas importantes como o fluxo de nêutrons, o xenônio e o iodo. Sendo assim, o *Axial Offset* é um parâmetro para medir as oscilações das grandezas importantes no reator.

O reator foi dividido em dois lados, lado esquerdo (sufixo l), de $-\frac{a}{2}$ a 0, e lado direito (sufixo r), de 0 a $\frac{a}{2}$. Faz-se necessário uma definição para os valores médios dos fluxos em cada um desses lados. Dessa forma, podem-se escrever as seguintes equações:

$$\phi_l = \frac{\int_{-a/2}^0 \phi(x) dx}{\int_{-a/2}^0 dx} = \frac{1}{N/2} \cdot \sum_{i=1}^{N/2} \phi_{i,j} \quad (27)$$

e

$$\phi_r = \frac{\int_0^{a/2} \phi(x) dx}{\int_0^{a/2} dx} = \frac{1}{N/2} \cdot \sum_{i=(N/2)+1}^N \phi_{i,j} \quad (28)$$

Sendo estes os valores dos fluxos médios do lado esquerdo e direito, respectivamente. Dessa forma então podemos definir o *Axial Offset* do fluxo de nêutrons ($AO\phi$), como sendo (FERREIRA, et al., 2001) que representa a variação total no reator:

$$AO\phi = \frac{\phi_r - \phi_l}{\phi_r + \phi_l} \quad (29)$$

Da mesma forma, as equações (1.a) e (2.a) podem separadas para o lado direito e esquerdo, assumindo a seguinte forma (FERREIRA, et al., 2001):

$$I_r = \frac{y_I \Sigma_F \phi_r}{\lambda_I} \quad (30)$$

$$I_l = \frac{y_I \Sigma_F \phi_l}{\lambda_I} \quad (31)$$

$$X_r = \frac{(y_X + y_I) \Sigma_F \phi_r}{\lambda_X + \sigma_{aX} \phi_r} \quad (32)$$

$$X_l = \frac{(y_X + y_I) \Sigma_F \phi_l}{\lambda_X + \sigma_{aX} \phi_l} \quad (33)$$

Quando a distribuição de iodo é conhecida, ou seja, a concentração no lado esquerdo e direito do núcleo são conhecidas, pode-se avaliar o fluxo médio do lado esquerdo com o direito que daria a distribuição desses nuclídeo utilizando as expressões (27) e (28). Então, pode se calcular o *Axial Offset* do fluxo equivalente ao *Axial Offset* do iodo (AOI), sendo este definido como a distribuição atual de iodo induzida pela distribuição de fluxo após uma longa operação, da mesma forma para o xenônio (AOX). Como foi definido na referência (FERREIRA, et al., 2001).

Nesse estudo foi definido o AOI e o AOX de forma semelhante ao $AO\phi$, ou seja, como sendo o quociente entre a diferença entre os valores médios do lado direito e esquerdo pela soma desses valores. Assumindo a seguinte forma:

$$AOI = \frac{I_r - I_l}{I_r + I_l} \quad (34)$$

$$AOX = \frac{X_r - X_l}{X_r + X_l} \quad (35)$$

Como dito antes, o objetivo é analisar as oscilações espaciais do fluxo e do Xe^{135} , que são função das características do reator nuclear, como a intensidade do fluxo e o tamanho do reator.

3.6 Programação FORTRAN

Para a realização da variação dos parâmetros citados anteriormente foi desenvolvido um código em linguagem FORTRAN, sendo este chamado de XECAR. Esta linguagem foi escolhida por ser uma ferramenta de grande potencial no tratamento de simulações de algoritmos e equações matemáticas por computadores (MANZANO, 2003).

O programa XECAR inicia com a leitura dos dados de entrada, entre eles, os valores das constantes físicas, dos parâmetros da geometria do reator e do local onde deve ser calculada a compensação da criticalidade, em todo procedimento foi utilizada a dupla precisão dos valores. Em seguida, é calculado o fluxo inicial, com a condição do fator de achatamento do fluxo. Depois disso, calcula-se o somatório desse fluxo, que será utilizado mais adiante.

Agora se calcula os valores das concentrações de xenônio e iodo para o equilíbrio, impõe-se a condição de diminuição da potência, através do fator PM, e determina-se a distribuição do xenônio e do iodo. É realizada a diferença dos valores do xenônio no tempo, que será utilizada para o termo de compensação F_c . O valor desse termo é calculado, em seguida são obtidos os valores dos parâmetros de agrupamento para resolução da equação do fluxo, mais precisamente o γ_1 e γ_2 . A seguir, é realizada a formação das matrizes M_1 e M_2 , utiliza-se uma sub-rotina da biblioteca do FORTRAN para inversão da matriz M_1 . Faz-se a verificação da inversão, multiplicando a matriz M_1 por sua inversa para encontrar a matriz identidade, o que é realizado com sucesso. Então, é realizada a multiplicação da matriz inversa de M_1 pela matriz M_2 , gerando assim a matriz M_3 .

Calcula-se, então, o fluxo de nêutrons posterior, mantendo a criticalidade do sistema através do fator F_C , e, após isso, se faz o somatório de sua distribuição. Este agora, juntamente com o somatório do fluxo anterior, é utilizado para definir o fator de normalização FN, que garante a manutenção da potência do sistema. Então, multiplica esse fator com o fluxo posterior e se obtém o fluxo neutrônico normalizado. Imprimi-se os valores do fluxo de nêutrons, xenônio e iodo em três posições, no centro, à direita e à esquerda. Os valores médios do fluxo neutrônico, do xenônio e do iodo à direita e à esquerda do reator são determinados e se obtém os valores do *axial offset* das três grandezas. Se o tempo do transiente a ser estudado for atingido chega-se ao fim do programa, se não retorna ao ponto do cálculo da concentração de iodo e xenônio. A figura 10 elucidada o fluxograma onde estão relacionados os procedimentos descritos.

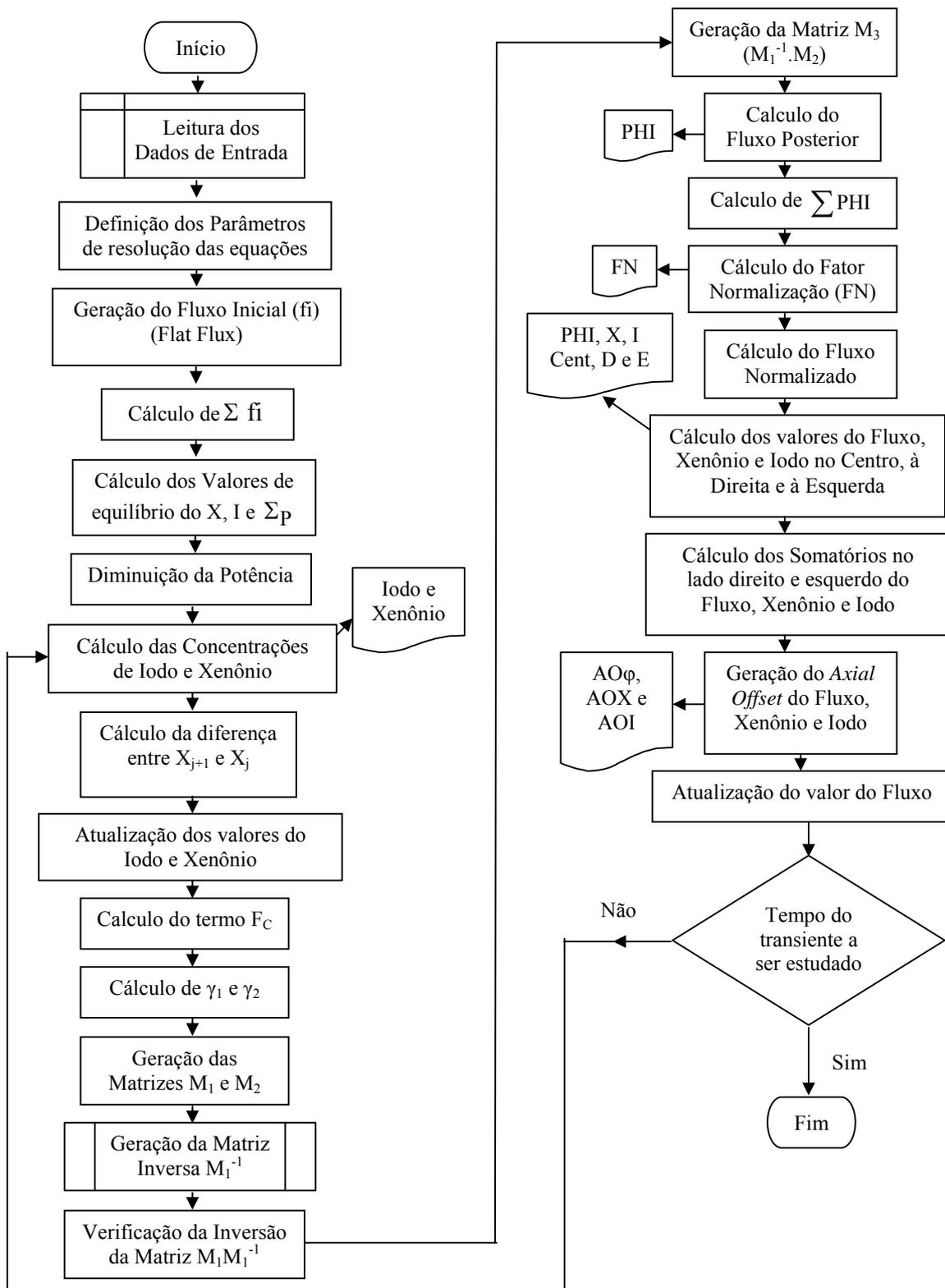


Figura 10 – Fluxograma do código XECAR

4 RESULTADOS E DISCUSSÕES

4.1 Caso Padrão para demonstração das oscilações

Foi definido um conjunto de valores das grandezas que será chamado de ‘Caso Padrão’. Este será utilizado como referência para os resultados obtidos e para comparar com os resultados extraídos quando realizada a variação dos parâmetros, conforme citado anteriormente. Os valores do Caso Padrão, para uma usina PHWR, estão relacionados na tabela 4.

As grandezas relacionadas são: fluxo máximo ϕ_{\max} , comprimento do reator a , fator de ponderação de Crank-Nicolson r , passo de tempo para cálculo do fluxo Δt_F , passo de espaço Δx , número de nós na malha N , fator de achatamento do fluxo δ , fator de diminuição da potência PM e o fator de compensação da criticalidade F_C .

Tabela 4 – Grandezas do Caso Padrão e seus valores

Grandeza	Valor
ϕ_{\max} (n/cm ² .s)	$1,0 \times 10^{15}$
a (cm)	600
r	0,7
Δt_F (s)	$1,0 \times 10^{-3}$
Δx (cm)	10
N	60
δ	0,8
PM	0,4
F_C	Simétrico

Para que os intervalos do fator de compensação fiquem simétricos, em relação ao centro do reator, tomo-se para N_1 , N_2 , N_3 e N_4 os valores 15, 16, 45 e 46, respectivamente. Para realizar as simulações, os valores das grandezas neutrônicas utilizados estão nas tabelas 1 e 3.

4.2 Verificação para os parâmetros de discretização

Para comprovar que o código fornece resultados coerentes, foi realizada uma variação dos valores das grandezas de discretização, o fator de ponderação de Crank-Nicolson r , o passo de tempo do fluxo Δt_F e o passo de espaço Δx . Foram mantidos os valores do Caso Padrão e foi mudado um destes parâmetros de cada vez, para fazer a comparação dos resultados foram utilizados os resultados encontrados para a divergência axial do fluxo. Os valores utilizados para cada grandeza estão listados na tabela 5.

Tabela 5 – Valores dos parâmetros da discretização

Parâmetro	Valores				
r	0,5		0,7 (Padrão)		1,0
Δt_F (s)	$0,8 \times 10^{-3}$	$0,9 \times 10^{-3}$	$1,0 \times 10^{-3}$ (Padrão)	$1,1 \times 10^{-3}$	$1,2 \times 10^{-3}$
Δx (cm)	8	9	10 (Padrão)	11	12

Realizando a mudança do parâmetro r em XECAR, observa-se que o *axial offset* do fluxo neutrônico apresenta comportamento semelhante ao caso padrão. A figura 11 ilustra o comportamento com $r = 0,5$.

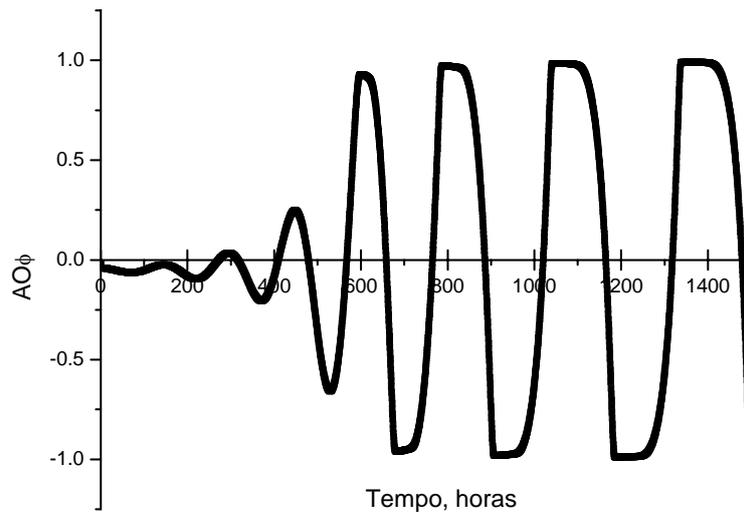


Figura 11 – Divergência axial do fluxo para $r = 0,5$

Realizando mudanças nos valores do passo temporal do fluxo, no código, tem-se que o comportamento do *Axial Offset* do fluxo segue a mesma tendência do Caso Padrão e a figura 12 ilustra esse comportamento para $\Delta t_F = 1,2 \times 10^{-3}$ s.

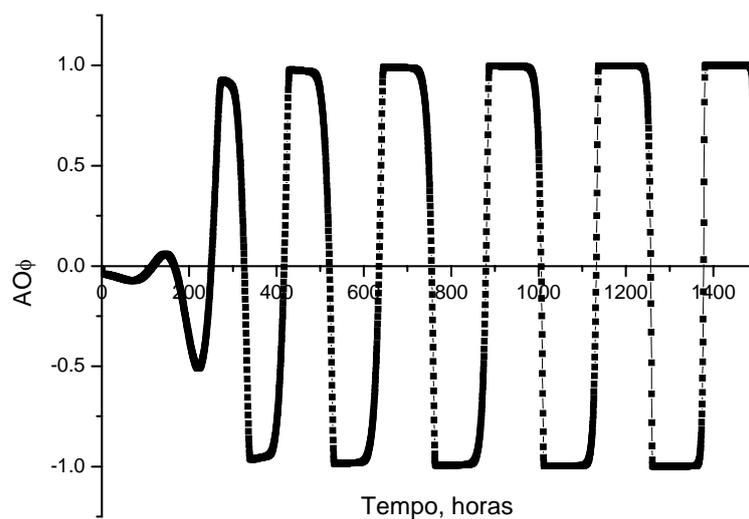


Figura 12 – Axial offset do fluxo para $\Delta t_F = 1,2 \times 10^{-3}$ s

A variação do passo espacial Δx foi realizada mudando o valor do comprimento do reator, pois foi mantido o número de nós N , este é expresso por $a = N \cdot \Delta x$.

Para este caso, serão mostradas duas figuras. Uma mostrando que com a diminuição do passo espacial para 8 cm, e conseqüentemente diminuição do comprimento do reator para 480 cm, não há oscilações significativas como mostrado na figura 13(a). Por outro lado, a mudança de Δx para 12 cm e, conseqüentemente, aumento do comprimento do reator para 720 cm as oscilações permanecem como mostrado na figura 13(b).

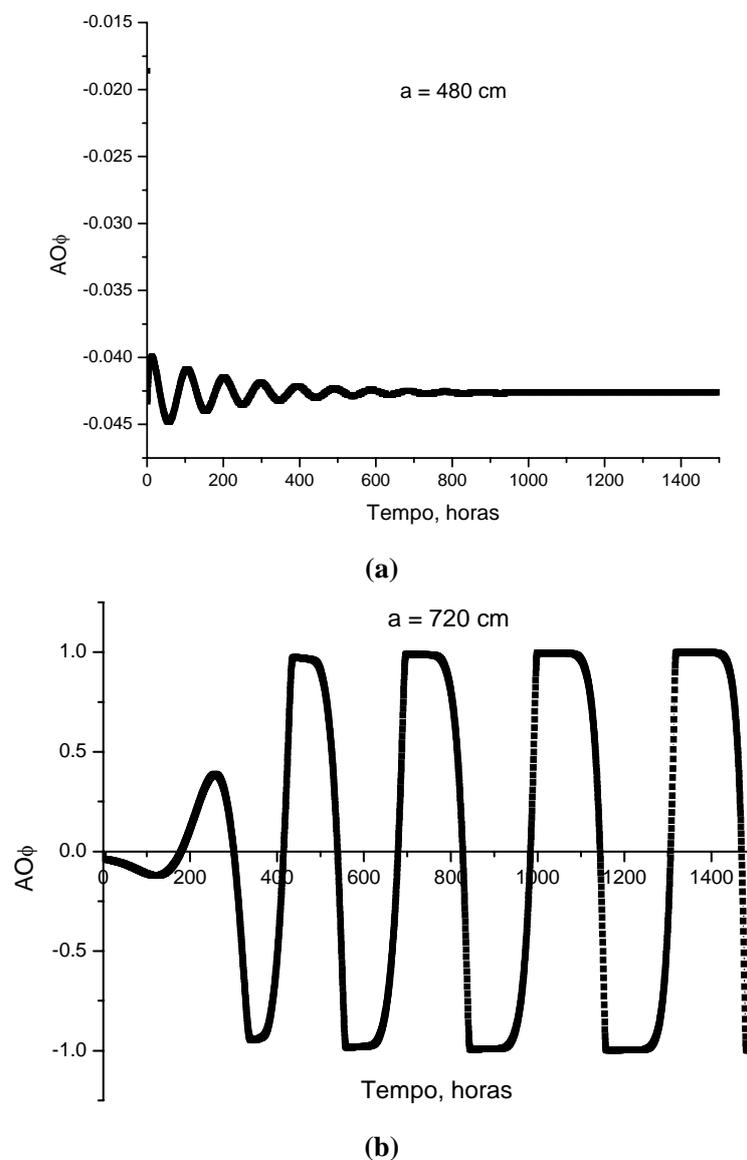
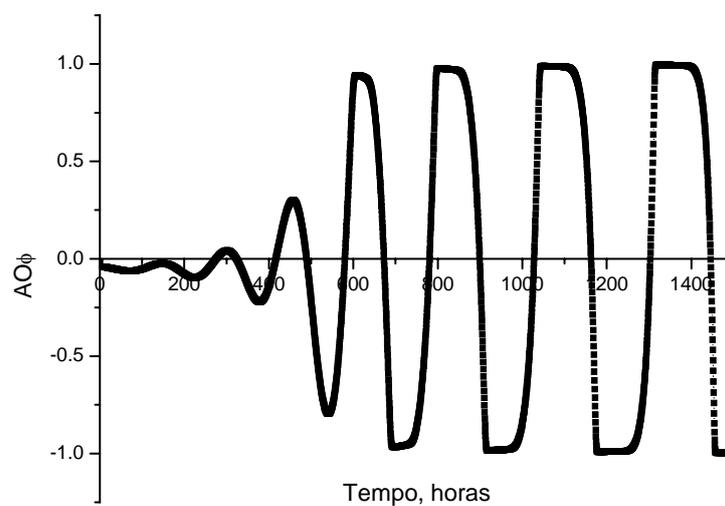


Figura 13 – Axial offset com passo espacial de (a) $\Delta x = 8$ cm, e (b) $\Delta x = 12$ cm

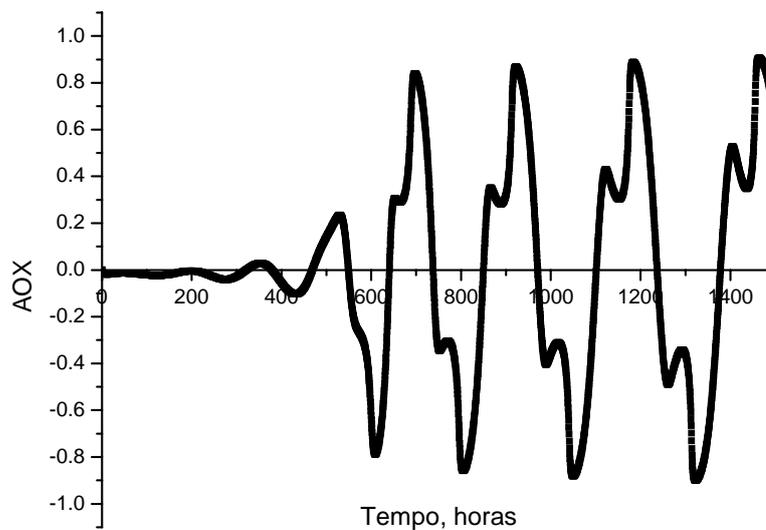
Com essas verificações pode-se afirmar que o código computacional desenvolvido é coerente com o fenômeno físico estudado. Em outras palavras, a variação do fator de Crank-Nicolson, do passo de tempo e do passo de espaço, os resultados obtidos para a divergência axial do fluxo apresentam comportamento semelhante ao Caso Padrão, com exceção, da figura 13(a). No entanto, esta figura mostra a coerência do código com o fenômeno físico, uma vez que as oscilações espaciais do Xe^{135} são esperadas em reatores de grande porte não sendo encontradas em reatores de pequeno porte (DECCÓ, 1997).

4.3 Resultados do Caso Padrão

Utilizando os valores para o caso padrão nas tabela 4 e 5, os resultados encontrados para a divergência axial do fluxo $AO\phi$, e do xenônio AOX , estão representados nas figuras 14(a) e 14(b), respectivamente.



(a)



(b)

Figura 14 – Axial offset do (a) fluxo e do (b) xenônio

Analisando a figura 14 observa-se que há oscilação espacial do fluxo neutrônico e do xenônio. Para observar esse comportamento de outra forma, utilizam-se os valores pontuais de fluxo, figura 15, e do xenônio, figura 16, em três posições no reator: no centro, à direita e à esquerda.

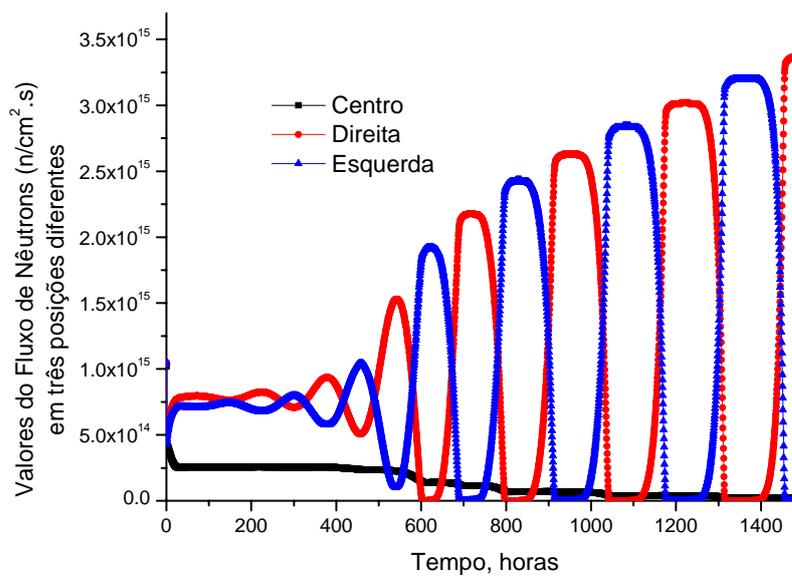


Figura 15 – Fluxo em três posições no reator em função do tempo

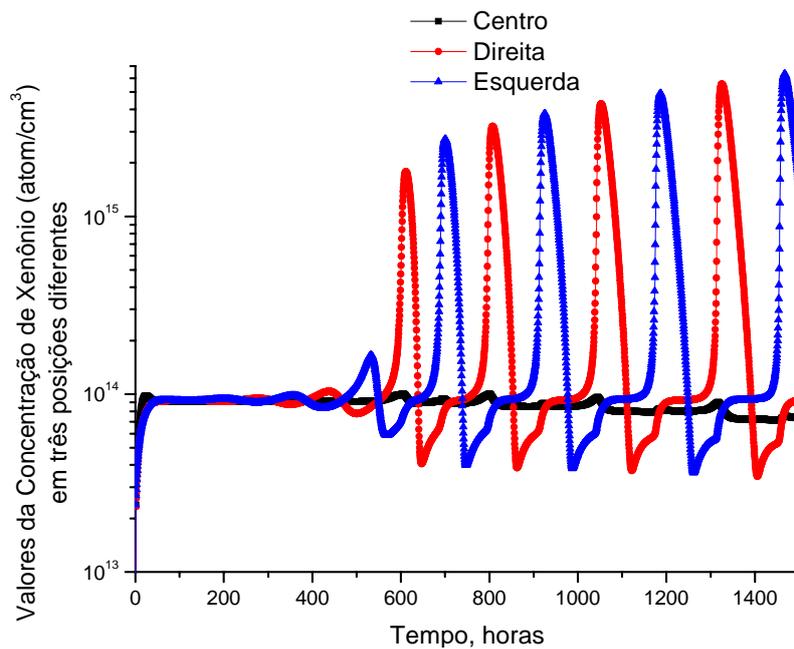


Figura 16 – Xenônio em três posições no reator em função do tempo

Analisando estas figuras, observe que há alternância dos valores da direita e esquerda, mostrando que está ocorrendo oscilações do fluxo neutrônico e da concentração de xenônio de um lado para o outro. A distribuição do fluxo de nêutrons e do xenônio em todo reator, para alguns instantes escolhidos estão mostradas nas figuras 17 e 18. Os valores utilizados podem ser encontrados no apêndice C.

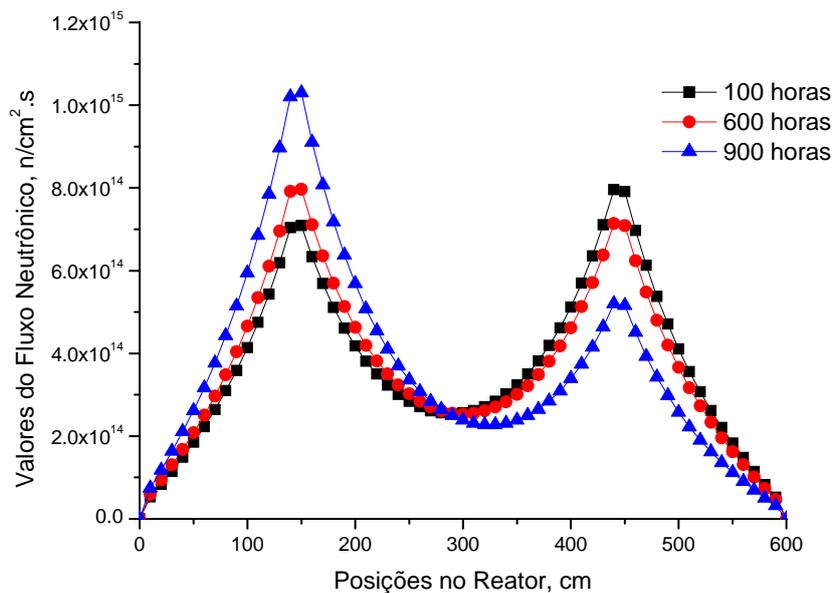


Figura 17 – Distribuição do fluxo em função do espaço

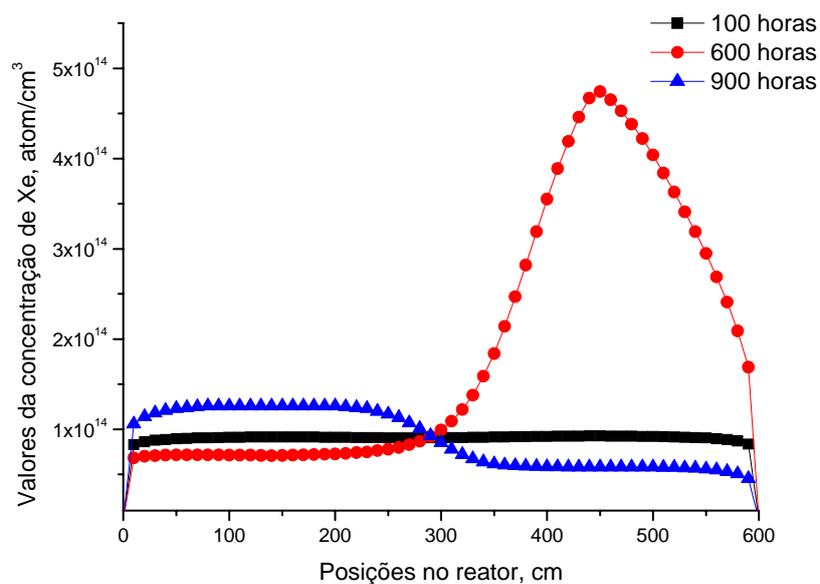


Figura 18 – Distribuição de xenônio em diferentes instantes de tempo

Analisando essas figuras pode-se observar que há mudança dos valores do fluxo neutrônico e do xenônio de lado um para o outro no reator, como já dito anteriormente. Isto garante que o fenômeno da oscilação está se manifestando nas simulações do código desenvolvido.

4.3.1 Período das oscilações do fluxo neutrônico

Para calcular a período de uma oscilação, faz-se o quociente entre o tempo total em que estas ocorreram pelo número de ciclos. Analisando a figura 14(a), por exemplo, pode-se observar que as oscilações são regulares e a período encontrado é aproximadamente 230 horas, este resultado foi calculado via XECAR. O que é um resultado bem diferente do que as referências bibliográficas mostram (DUDERSTADT, *et. at.*, 1976, ONEGA, *et. al.*, 1978, LAMARSH, 1972).

No intuito de procurar as causas da discrepância entre os resultados obtidos e o esperado foram realizadas várias experiências computacionais. Entre elas, a mudança fictícia dos valores das meias vidas do I^{135} e Xe^{135} , para o mesmo fator. Como está sendo realizada uma simulação computacional pode-se, alternar os valores de entrada no programa conforme seja necessário. Foi observado que as tendências dos resultados são coerentes com o fenômeno físico da seguinte forma: i) quando seus valores são aumentados a período também aumenta; e ii) quando são diminuídas a período também diminui.

Este resultado leva a pensar que há alguma consideração a respeito da escolha dos locais onde é realizada a compensação da criticalidade que não está sendo levada em conta, como dito anteriormente, ou seja, de acordo com a escolha dos locais de compensação da criticalidade pode haver coerência no período, ou não, como está acontecendo nesse estudo. Então, é possível com a escolha adequada na compensação pode até levar a eliminação das oscilações, o que é desejado.

4.4 Variação com os parâmetros neutrônicos

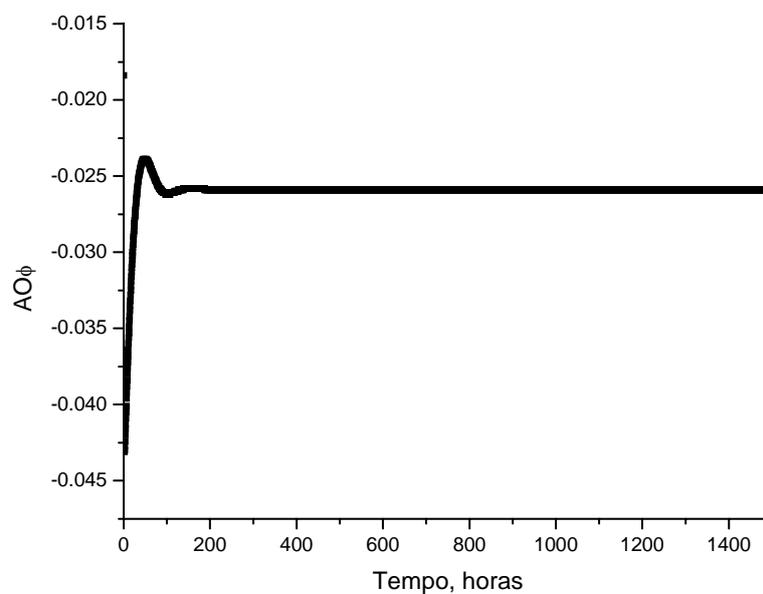
Agora será realizada a variação dos parâmetros neutrônicos e da geometria do reator. Foram estudadas oscilações do xenônio, e conseqüentemente, do fluxo neutrônico variando os valores do fluxo máximo ϕ_{max} , fator de diminuição da potência PM, fator de achatamento δ e o comprimento do reator a , um de cada vez, de forma semelhante à análise anterior. Os valores que foram utilizados estão na tabela 6, serão apresentadas

figuras relevantes das oscilações representadas pelo *Axial Offset* do fluxo $AO\phi$, seguindo a ordem da apresentação das grandezas.

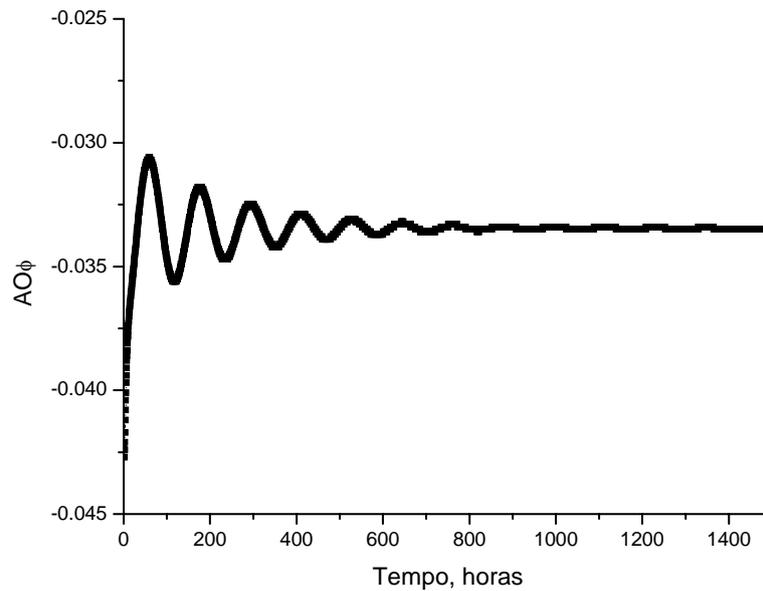
Tabela 6 – Valores utilizados dos parâmetros neutrônico e geométrico

Parâmetro	Valores				
ϕ_{\max} (n/cm ² .s)	1×10^{13}		1×10^{14}		1×10^{15} (Padrão)
PM	0,1	0,2	0,3	0,4 (Padrão)	
δ	0,6	0,8 (Padrão)		1,0	
a(cm)	480	540	600 (Padrão)		660 720

Utilizando esses valores de fluxo máximo encontraram se resultados que estão de acordo com o fenômeno físico: as oscilações são dependentes do fluxo máximo e não ocorrem abaixo de um determinado valor, aproximadamente de $1,0 \times 10^{12}$ n/cm².s. As figuras 19(a) e 19(b) mostram, respectivamente, a divergência axial para o fluxo máximo de 1×10^{13} n/cm².s e 1×10^{14} n/cm².s.



(a)

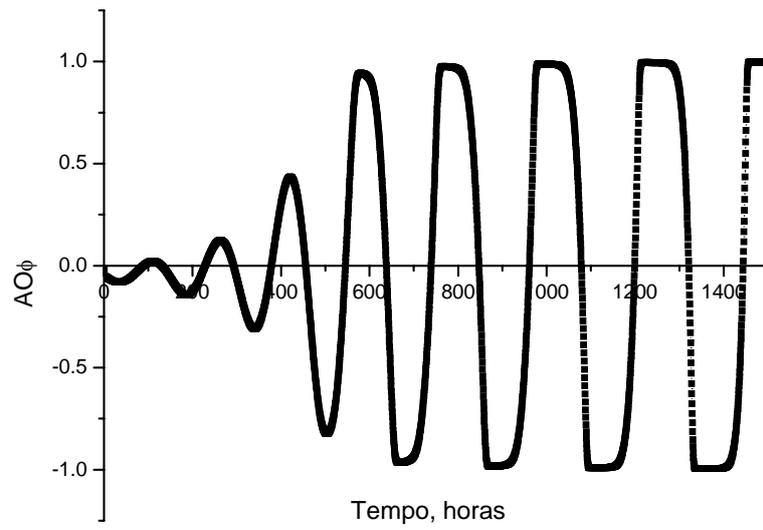


(b)

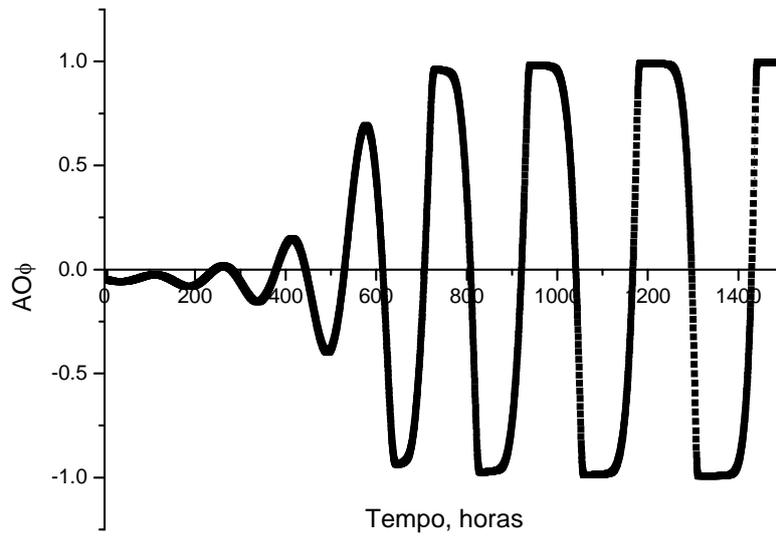
Figura 19 – Divergência axial do fluxo para valores de fluxo máximo de (a) $1 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2 \text{ s}$ e (b) $1 \times 10^{14} \text{ n/cm}^2 \text{ s}$

Analisando a figura 19(b) pode-se observar que há oscilação do fluxo neutrônico, em menor grau quando comparado ao Caso Padrão e está amortecida. A figura 19(a) apresenta a oscilação ocorrendo de forma ainda mais amortecida que a figura 19(b). Isto evidencia o fato descrito acima, em que as oscilações não ocorrem para valores inferiores a um limiar para o fluxo neutrônico.

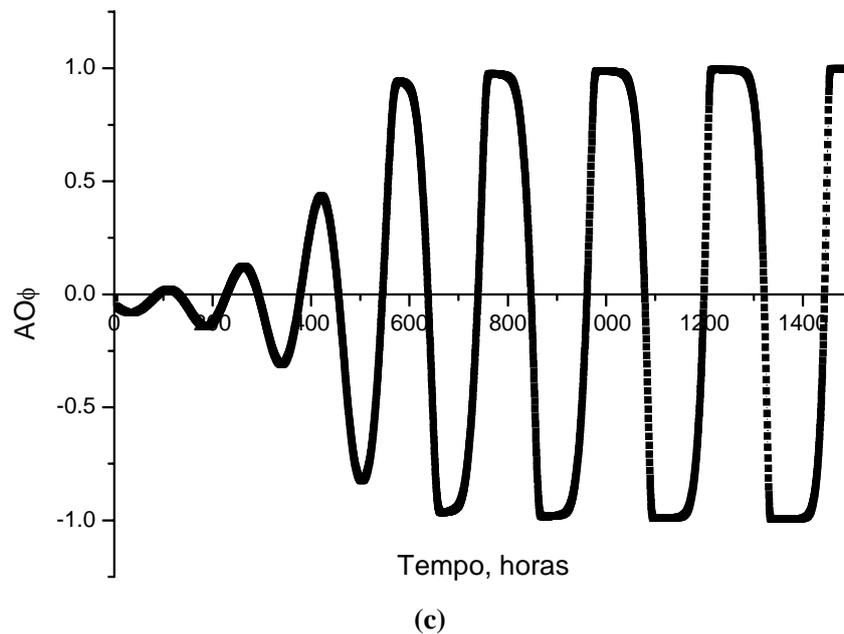
As figuras 20(a), 20(b) e 20(c) apresentam o comportamento do $AO\phi$ com valores para o fator de diminuição da potência PM de 0,1, 0,2 e 0,3.



(a)



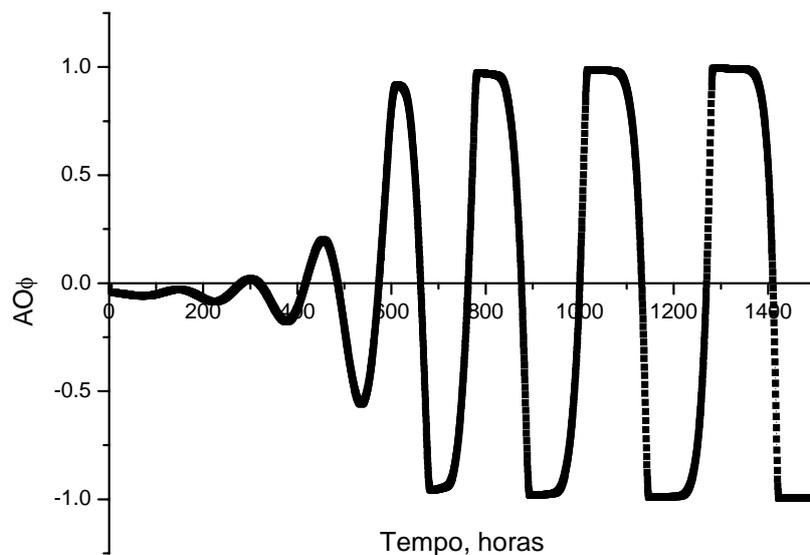
(b)



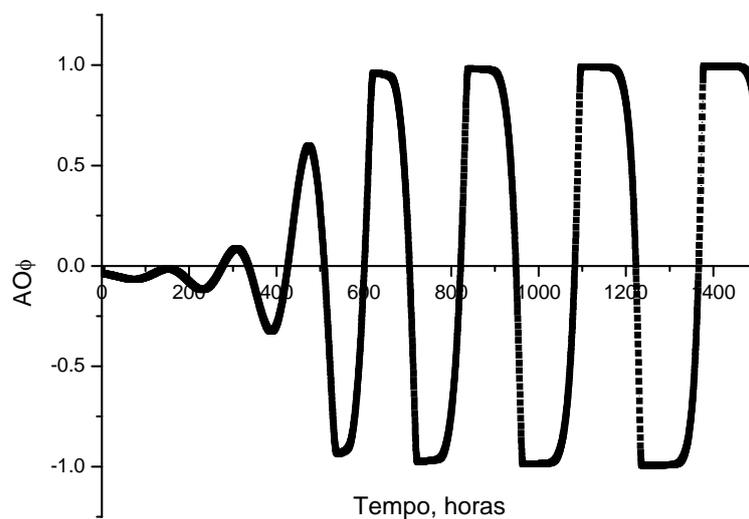
**Figura 20 – Axial Offset do fluxo para valores diferentes do fator de diminuição da potência:
(a) 0,1; (b) 0,2; e (c) 0,3**

Analisando estas figuras pode-se observar que qualquer valor desse parâmetro faz com que o *Axial Offset* do fluxo tenha comportamento semelhante ao Caso Padrão, figura 15(a).

Analisando o fator de achatamento do fluxo neutrônico, com os valores de 0,6 e 1,0. As figuras 21(a) e 21(b) mostram o comportamento da divergência axial do fluxo para esses valores de δ .



(a)



(b)

Figura 21 – Comportamento da divergência axial do fluxo quando o fator de achatamento for igual a (a) 0,6 e (b) 1,0

Analisando estas figuras pode-se observar que os valores desse parâmetro fazem com que a divergência axial tenha comportamento semelhante ao Caso Padrão. Quando este parâmetro assume o valor unitário representa a situação ideal para transferência de calor.

Por fim, vale ressaltar que o comprimento do reator já foi analisado durante as variações de Δx para 8 cm e 12cm no item 4.2., onde foi observado que as dimensões do reator influenciam muito significativamente nas oscilações surgindo a partir de determinado comprimento, quando analisada a variação do passo espacial, as figuras 13(a) e 13(b) representam a mudança desse parâmetro.

Foi definido um conjunto de valores das grandezas de discretização e neutrônicas, definido como caso padrão, para poder realizar a comparação dos resultados encontrados com a variação dos valores das grandezas. Com o intuito de comprovar que código desenvolvido está de acordo com o fenômeno físico estudado. Com os resultados encontrados pode-se concluir que há oscilações da concentração de xenônio e do fluxo neutrônico de acordo com as referências bibliográficas, ou seja, principalmente em função das intensidades do fluxo máximo de nêutrons e do comprimento do reator.

5 CONCLUSÕES

O problema das oscilações da concentração de xenônio e de fluxo neutrônico foi simulado usando um código computacional, XECAR, em linguagem FORTRAN, que foi desenvolvido para essa finalidade.

Durante as simulações foi verificada a coerência com respeito à variação dos parâmetros de discretização, r , Δt e Δx . Foi observado que para os três valores de r utilizados há instabilidade do sistema, ou seja, há oscilações espaciais de xenônio e fluxo de nêutrons. A variação do passo temporal que foi realizada considerou variações de 10% e 20%, e o sistema continuou com a mesma tendência. Quando foi realizada a variação do passo espacial, de 10% e 20%, foram observadas mudanças no comportamento do sistema. Este, agora, quando aumentado Δx permanecia com as oscilações. No entanto, quando Δx é diminuído as oscilações tornaram-se amortecidas e até mesmo pararam de acontecer, uma vez que, para este caso especificamente o passo espacial foi definido em função do comprimento do reator obedecendo a seguinte relação: se Δx diminui o comprimento do reator também diminui chegando a um comprimento limite para o aparecimento das oscilações. Com isso tem-se que o código XECAR está de acordo com o fenômeno físico estudado.

Foram realizadas variações dos parâmetros neutrônicos e geométricos do reator: fluxo neutrônico máximo, comprimento do reator, fator de diminuição da potência e fator de achatamento. A análise do comprimento do reator foi realizada juntamente com o passo espacial. Foi notado que se o fluxo máximo ϕ_{\max} diminui uma ordem de grandeza em relação ao caso padrão, o fenômeno é amortecido, estando de acordo com as referências. Quando o fator de diminuição da potência PM é mudado para quaisquer de seus quatro valores as oscilações continuam a aparecer, o mesmo acontecendo para o parâmetro fator de achatamento δ . Estes resultados levam a concluir que esses dois fatores não influenciam diretamente no fenômeno estudo.

Quanto ao período encontrado ser maior que o esperado pelas referências, vale ressaltar que foram realizadas várias tentativas para explicar este fato. Uma delas foi mudar, ficticiamente, as meias vidas do I^{135} e Xe^{135} , foi notado que quando aumentadas a período também aumenta e quando diminuídas a período segue a mesma tendência. Desta forma, tem-se que o código desenvolvido está com tendências coerentes com o fenômeno. Mas, como dito está sendo considerada a teoria de perturbação a um grupo e este fato é de fundamental importância para a análise desse fenômeno e pode ser a principal causa para a diferença na período computado. Também é possível levar em conta que a escolha dos locais de compensação da criticalidade afeta o fenômeno das oscilações drasticamente sendo uma maneira de contornar oscilações em reatores de grande porte. Outra possível causa, seria a manutenção da derivada temporal na equação que descreve o comportamento do fluxo neutrônico, que exige os intervalos de tempo muito pequenos. Isto não foi realizado neste estudo, ficando então como sugestão para trabalhos futuros.

6 REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ALMEIDA, C. A. B.; SOARES, W. A.; SILVA, H. M. Análise comparativa do comportamento temporal da concentração de Xe135 num reator nuclear avaliado por modelagem computacional. In: **V ENCONTRO REGIONAL DE MATEMÁTICA APLICADA E COMPUTACIONAL**, 2005, Natal. 2005.

AMES, W. F. Numerical Methods for Partial Differential Equations. New York: Academic Press, 1977.

CARNAHAN, B.; LUTHER, H. A.; WILKES, J.O. Applied Numerical Methods. U.S.A.: John Wiley & Sons, Inc, 1969.

DECCÓ, C. C. G.; MOREIRA, J. M .L. Oscilações Espaciais Tridimensionais de Xenônio em Reatores de Grande e de Pequeno Porte. **XI Encontro Nacional de Física de Reatores e Termo-Hidráulica – ENFIR**. Poços de Caldas.1997.

DOMINGOS, R. P.; CALDAS, G. H. F.; PEREIRA, C. M. N. A.; SCHIRRU, R. PWR's xenon oscillation control through a fuzzy expert system automatically designed by means of genetic programming. **Applied Soft Computing**. **V.3**. p. 317-323. 2003.

DUDERSTADT. J. J.; HAMILTON, L. J. Nuclear Reactor Analysis. Michigan: John Willey and Sons, Inc., 1976.

FERREIRA JUNIOR, D. B.; COELHO, P.R.P. Controle das Oscilações Axiais de Xenônio no Reator Nuclear de Angra 1. **Revista Brasileira de Pesquisa e Desenvolvimento**. São Paulo. **V.3**, n.1, p. 94-55, set. 2001.

FERZIGER, J. H. Methods for Engineering Application. Califórnia: John Wiley & Sons, 1981.

GLASSTONE, S. Principles of Nuclear Reactor Engineering. London: D. Van Nostrand Company, 1955.

GREENSPAN, D.; CASULLI, V. Numerical Analysis for Applied Mathematics, Science and Engineering. USA. Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1988.

GULATI, M.M.L., MAHAJAN, V., PEREIRA, A.W.; RANGANATH, J. A Xenon Poison Computer. **Proceedings of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy**. Genebra, **V. 16**, Seção:A-14. p. 540-543. 1958.

ISBIN, H. S. Introductory Nuclear Reactor Theory. New York: Reinhold Publishing Corporation, 1963.

JEONG, C. J., CHOI, H. Instability Analysis on Xenon Spatial Oscillation in a CANDU-6 Reactor with DUPIC Fuel. **Annals of Nuclear Energy**. **V. 27**. Coréia do Sul. p. 887-899. 2000.

NERO, A. V. A guidebook to Nuclear Reactors. Londres: University of California Press, 1979.

LAMARSH, J. R. Introduction to Nuclear Reactor Theory. New York: Addison- Wesley Publishing Company, 1972.

MANZANO, J. A. N. G. Estudo Dirigido de FORTRAN ANSI X3.9: 1978, X3.198: 1992 e ISO/IEC 1539: 1991. São Paulo: Editora Érica Ltda, 2003.

MARSEGUERRA, M.; ZIO, E.; TORRI, G. Power Density Axial Oscillations Induced by Xenon Dynamics: Parameter Identification Via Genetic Algorithms. **Progress in Nuclear Energy**. **V.43**. Grã Bretanha. p. 365-372. 2003.

MENELEY, D. A. Introduction to the Dynamics of Power Reactors. Ontário: Week 1, 2001. Disponível em: <h:\Violeta 1 – Word\web\Introduction to the Dynamics Characteristics of Power Reactors.doc>. Acesso em: 21 fev.2006.

MENELEY, D.A. Dynamic Characteristics of CANDU Reactors. Ontário: Week 2, 2001. Disponível em: <h:Violeta 1 – Word\web\Dynamics Characteristics of CANDU Reactors>. Acesso em: 21 fev.2006.

ONEGA, R. J.; KISNER, R. A. An Axial Xenon Oscillation Model. **Annals of Nuclear Energy**. **V. 5**. Grã Bretanha. p.13-19. 1978.

PASANEN, A. A. Fundamentals of CANDU reactor nuclear design. **Operational Physics of Power Reactors**. Vienna, p. 131-181. 1982.

RUST, J. H. Nuclear Power Plant Engineering. U. S. A: S. W. Hollad Company, 1979.

THOMPSON, T. J.; BECKERLEY, J. G. The Technology of Nuclear Reactor Safety. 1ed. Massachusetts: The M.I.T. Press, 1964. V.1.

TOSHINSKY, V. G.; SEKIMOTO, H.; TOSHINSKY, G. I. A method to avoid spatial treatment in xenon poisoning calculation while providing conservative reactivity estimates. **Annals of Nuclear Energy**. **V. 26**. p. 373-385. 1999.

Apêndices

Apêndice A – Listagem do programa

```

program XECAR

use msimsl
use msflib
implicit double precision (a-h,o-z)
parameter (N = 60, M1 = 3000) ! N passo do espaço, M1 passo tempo
dimension Y(N+1),Y0(N+1),X(N+1),X0(N+1),YX(N+1),gama1(N+1),gama2(N+1),&
,aM1(N+1,N+1),aInvM1(N+1,N+1),aM2(N+1,N+1),aM3(N+1,N+1),fi(N+1),&
PHI(N+1),PHItr(N+1,1),DFB(N+1),Tj(N+1,N+1),Xeq(N+1),Yeq(N+1),c2(N+1),&
,aSigmaP(N+1)

integer(2)
iyear,imonth,iday,ihr1,imin1,isecl,i100th1,ihr2,imin2,isecl2,i100th2

! Input-data
open(5,file='Constantes.txt')

! Output-data
open(10,file='Masterfile.txt')
open(15,file='I.txt')
open(20,file='X.txt')
open(25,file='IX.txt')
open(30,file='PosicaoYMa.txt')
open(35,file='PosicaoXMa.txt')
open(40,file='PosicaoIXMa.txt')
open(45,file='DFB.txt')
open(50,file='PHI.txt')
open(55,file='PHIn.txt')
open(60,file='SUMfi.txt')
open(65,file='SUMPHI.txt')
open(70,file='FN.txt')
open(75,file='PHImed.txt')
open(80,file='PHIMa.txt')

```

```

open(85,file='PosicaoPHIMa.txt')
open(90,file='RMaMed.txt')
open(100,file='AOI.txt')
open(105,file='AOX.txt')
open(110,file='AOPHI.txt')
open(115,file='PHIc.txt')
open(120,file='PHId.txt')
open(125,file='PHIe.txt')
open(130,file='Xc.txt')
open(135,file='Xd.txt')
open(140,file='Xe.txt')
open(145,file='Ic.txt')
open(150,file='Id.txt')
open(155,file='Ie.txt')
open(160,file='CritVerif.txt')
open(165,file='PHItr.txt')

CALL GETDAT (iyear,imonth,iday)
write(10,200)iday,imonth,iyear
CALL GETTIM (ihrl,imin1,isecl,i100th1)
write(10,210)ihrl,imin1,isecl,i100th1
! Constantes Fisicas Arquivo de In-Put
read(5,*)
aSigmaF25,aSigmaA,aD,ani,ayI,alambdaI,ayX,alambdaX,asigmaX,av,deltF&
,deltX,a,aR,r,fimax,N1,N2,N3,N4,it1,it2,PM1,PM2,del

! Parametros de resolucao
delx = a/N                ! cm - Passo de Espaço
pi = 2*Asin(1.)          ! valor de pi
Bt2 = (2.405/aR)**2      ! Buckling Transversal
aFl = (a-(del*a))/(2*delx)

! Format's em Geral
200  format('Recife, ',i2,'/',i2,'/',i4,/)
210  format('Início do Programa às ',i2,'h:',i2,'min:',i2,'.',i2,'s',/)
220  format('Término do Programa às ',i2,'h:',i2,'min:',i2,'.',i2,'s')
230  format(A50,30(E10.4,/,/),/)
240  format(A50,2(I4,/,/))

```

```

250 format(61(E12.6,x),/)
260 format(61(E9.2),/)
270 format(61(F10.6),/)

! Inicio Master File
write(10,230) '      Valores das Constantes Fisicas'
write(10,230) 'Secao Choque Macros Fis          SigmaF25=', aSigmaF25
write(10,230) 'Secao Choque Macros Abs Cell      SigmaA=', aSigmaA
write(10,230) 'Secao Choque Micros Abs Xe 135    sigmaX=', aSigmaX
write(10,230) 'Fracao de fissao Iodo 135        yI=', ayI
write(10,230) 'Fracao de fissao Xe 135          yX=', ayX
write(10,230) 'Constante Decaimento Iodo        lambdaI=', alambdaI
write(10,230) 'Constante Decaimento Xe          lambdaX=', alambdaX
write(10,230) 'Numero Neutrons termicos por fissao ni=', ani
write(10,230) 'Velocidade neutrons              v=', av
write(10,230) 'Coeficiente Difusao              D=', aD
write(10,230) 'Passo de tempo1                  deltF=', deltF
write(10,230) 'Passo de tempo2                  deltX=', deltX
write(10,230) 'Passo do espaco                  delx=', delx
write(10,230) 'Fator Podenracao Crank-Nicolson   r=', r
write(10,230) 'Comprimento do reator            a=', a
write(10,230) 'Raio Critico                      R=', aR
write(10,230) 'Buckling Transversal             Bt2=', Bt2
write(10,230) 'Fluxo maximo                      fimax=', fimax
write(10,240) 'Parametros Zonais FB              N1=', N1
write(10,240) '                                N2=', N2
write(10,240) '                                N3=', N3
write(10,240) '                                N4=', N4
write(10,230) 'Potencia Media Operacao1          PM1=', PM1
write(10,230) 'Potencia Media Operacao2          PM2=', PM2
write(10,240) 'Numero de Iteracoes 1            it1=', it1
write(10,240) 'Numero de Iteracoes 2            it2=', it2
write(10,230) 'Fator Flatness                    aFl=', aFl

! Constantes para resolucao das equacoes
a1 = ayI * aSigmaF25          ! Constantes para resolucao
a2 = -alambdaI                ! da equação do Iodo

```

```

b1 = alambdaI                               ! Constantes para
b2 = ayX * aSigmaF25                         ! resolução da
b3 = -alambdaX                               ! equação
b4 = -asigmaX                               ! do Xe

c1 = 1/(av * aD)                             ! Constantes para resolução
c3 = asigmaX/aD                             ! da equação do Fluxo

gama3 = r/(delx**2)                          ! Constantes da
gama4 = (1-r)/(delx**2)                     ! Discretização
teta1 = -gama3                               ! da equação
teta2 = gama4                               ! do fluxo

! Calculo do fluxo inicial
do i = 1,N+1
    fi(i) = fimax
    if (i<aFl) fi(i) = fimax * sin((pi/2)*((i-1)*delx)/(0.1*a))
end do
do i = (N+2)-aFl,N+1
    fi(i) = fi(N+2-i)
end do
write(10,230) 'Fluxo Inicial'
write(10,250) fi
write(50,250) fi

! Somatorio fi
SUMfi = 0.0
do i = 1,N+1
    SUMfi = SUMfi + fi(i)
end do
write(60,250) SUMfi

! Calculo e definição de Xeq, Ieq e SigmaP
do i = 1,N+1
! Concentração Equilibrio Xe
Xeq(i) = ((ayX+ayI)*aSigmaF25*fi(i))/(alambdaX+asigmaX*fi(i))
! Concentração Equilibrio Iodo
Yeq(i) = (ayI*aSigmaF25*fi(i))/alambdaI

```

```

! Seção Choque Poison
aSigmaP(i) = ani*aSigmaF25-(aD*Bt2+aSigmaA+asigmaX*Xeq(i))
! Constante para Flat Flux
c2(i) = ((ani*aSigmaF25-aSigmaA-aSigmaP(i)-asigmaX*Xeq(i))/aD) - Bt2
end do
do i=1,aFl
  aSigmaP(i) = 0.0
end do
do i=(N+2)-aFl,N+1
  aSigmaP(i) = 0.0
end do

! Calculo do Fluxo J+1
alfa1 = (1/deltX)-(a2*r)           ! Constantes da Discretização
alfa2 = (1/deltX)+(a2*(1-r))       ! da equação do Iodo

beta1 = (1/deltX)-(b3*r)           ! Constantes
beta2 = -b4*r                       ! da Discretização
beta3 = (1/deltX)+b3*(1-r)         ! da equação
beta4 = b4*(1-r)                   ! do Xe

DFB(i) = 0.0
Y0(i) = Yeq(i)
X0(i) = Xeq(i)

do M= 1,M1                           ! Inicio DOZÃO Fluxo
write(*,*) m

! Perturbacao no Fluxo
if (M==it1) then
  do i=1,N+1
    fi(i) = fi(i) * PM1
  end do
  SUMfi = SUMfi * PM1
end if
if (M==it2) then
  do i=1,19
    fi(i) = fi(i) * PM1
  end do
end if

```

```

    end do
    SUMfi = SUMfi * PM1
do i=20,21
    fi(i) = fi(i) * PM2
end do
    SUMfi = SUMfi * PM2
do i=22,N+1
    fi(i) = fi(i) * PM1
end do
    SUMfi = SUMfi * PM1
end if

! Calculo das Concentrações de I e Xe
SXPFI2 = 0.0
do i = 1,N+1
    Y(i)=(alfa2*Y0(i)+a1*fi(i))/alfal
    X(i)=((beta3+beta4*fi(i))*X0(i)+b1*Y0(i)+b2*fi(i))/(beta1+beta2*fi(i))
    if (i==1 .or. i==N+1) X(i) = 0.0

! Calculo da diferenca entre Xj+1 e Xj
    SXPFI2 = SXPFI2 + (X(i) - X0(i)) * fi(i)**2

! Calculo da Razão das Concentrações Iodo e Xenônio
    if (i==1 .or. i==N+1) then
        YX(i) = 0.0
    else
        YX(i) = Y(i)/X(i)
    end if
end do
    write(15,250)Y
    write(20,250)X
    write(25,250)YX

! Renomeacao do valor do Iodo e Xe
do i = 1,N+1
    Y0(i)=Y(i)
    X0(i)=X(i)
end do

```

```
! Identificação da Posico de X Maximo
XMa = 0.0
aaaux2 = 0.0
do i = 1, N+1
  if (aaaux2 < XMa) then
    aaaux1 = i-1
    aaaux2 = XMa
  end if
  XMa = Dmax1(XMa,X(i))
end do
write(35,270) aaux1

! Identificação da Posicao de Y Maximo
YMa = 0.0
aaaux4 = 0.0
do i = 1, N+1
  if (aaaux4 < YMa) then
    aaaux3 = i-1
    aaaux4 = YMa
  end if
  YMa = Dmax1(YMa,Y(i))
end do
write(30,270) aaaux3

! Identificação da Posicao de YX Maximo
YXMa = 0.0
aux2 = 0.0
do i = 1, N+1
  if (aux2 < YXMa) then
    aux1 = i-1
    aux2 = YXMa
  end if
  YXMa = Dmax1(YXMa,YX(i))
end do
write(40,270) aux1

! Calculo do termo de FeedBack
```

```

SPHI2a = 0.0
do i = N1,N2
  SPHI2a = SPHI2a + fi(i)**2
end do
SPHI2b = 0.0
do i = N3,N4
  SPHI2b = SPHI2b + fi(i)**2
end do
SPHI2 = SPHI2a + SPHI2b
do i = N1,N2
  DFB(i) = DFB(i) + SXPHI2/SPHI2
end do
do i = N3,N4
  DFB(i) = DFB(i) + SXPHI2/SPHI2
end do
write(45,250) DFB

! Calculo das Diagonais Principais das Matrizes M1 e M2
do i=1,N+1
  gamal(i) = (c1/deltF)+2*r/(delx**2)-c2(i)*r+r*c3*X(i)-c3*r*DFB(i)
  gama2(i) = (c1/deltF)-2*(1-r)/(delx**2)+c2(i)*(1-r)-&
    (1-r)*c3*X(i)+c3*(1-r)*DFB(i)
end do

! Geração da Matrizes M1 e M2
do i = 1,N+1
  do j = 1,N+1
    aM1(i,j) = 0.0
    aM2(i,j) = 0.0
  end do
end do

! Primeiras e Ultimas Linhas
aM1(1,1) = gamal(1)
aM2(1,1) = gama2(1)
aM1(1,2) = teta1
aM2(1,2) = teta2
aM1(N+1,N) = teta1

```

```

aM2(N+1,N) = teta2
aM1(N+1,N+1) = gama1(N+1)
aM2(N+1,N+1) = gama2(N+1)

! Diagonal Principal, Inferior e Superior
do i = 2,N
  aM1(i,i) = gama1(i)
  aM1(i,i-1) = teta1
  aM1(i,i+1) = teta1
  aM2(i,i) = gama2(i)
  aM2(i,i-1) = teta2
  aM2(i,i+1) = teta2
end do

! Geracao da Matriz Inversa de M1
CALL DLINRG (N+1, aM1, N+1, aInvM1, N+1)

! Teste de Inversão T1 é aM1 x aInvM1
do i=1,N+1
  do j=1,N+1
    Tj(i,j)=0.
    do k=1,N+1
      Tj(i,j)=Tj(i,j)+aM1(i,k)*aInvM1(k,j)
    end do
  end do
end do

! Discrepância termos diagonal principal Matriz Inversa
aux1=Tj(1,1)-1
do i=1,N
  aux1= max(abs(aux1),abs(Tj(i,i)-1))
end do
write(160,240) aux1

! Demais termos
dis1=0.
do i=1,N+1
  do j=1,N+1

```

```

        if (i/=j) then
            dis1=max(Tj(i,j),dis1)
            dis1=dis1
        end if
    end do
end do

! Multiplicacao da Inversa de M1 com M2 gerando aM3
do i = 1,N+1
    do j = 1,N+1
        aM3(i,j) = 0.0
        do k = 1,N+1
            aM3(i,j) = aM3(i,j) + aInvM1(i,k) * aM2(k,j)
        end do
    end do
end do

! Calculo do Fluxo PHI(J+1)
do i = 2,N+1
    PHI(i) = 0.0
    do k = 1,N+1
        PHI(i) = PHI(i) + aM3(i,k) * fi(k)
    end do
    if (i==1 .or. i==N+1) PHI(i) = 0.0
end do
write(50,250) PHI

! Somatorio de PHI
SUMPHI = 0.0
do i = 1,N+1
    SUMPHI = SUMPHI + PHI(i)
end do
write(65,250)SUMPHI

! Fator Normalização para Manutencao Potencia
FN = SUMfi/SUMPHI
write(70,250) FN

```

```

! Normalização do Fluxo
do i = 1,N+1
    PHI(i) = PHI(i) * FN
end do
write(55,250) PHI

! Valor Fluxo, Iodo e Xenônio Central
write(115,250) PHI(N/2+1)
write(145,250) Y(N/2+1)
write(130,250) X(N/2+1)

! Valor Fluxo, Iodo e Xenônio a Esquerda
write(125,250) PHI(N/4+1)
write(155,250) Y(N/4+1)
write(140,250) X(N/4+1)

! Valor Fluxo, Iodo e Xenônio a Direita
write(120,250) PHI(3*N/4+1)
write(150,250) Y(3*N/4+1)
write(135,250) X(3*N/4+1)

! Fluxo Medio
PHImed = 0.0
do i = 1,N+1
    PHImed = PHImed + PHI(i)
end do
PHImed = PHImed/(N+1)
write(75,250) PHImed

! Identificação da Posico do Fluxo Maximo
PHIMa = 0.0
aux6 = 0.0
do i = 1, N+1
    if (aux6 < PHIMa) then
        aux5 = i-1
        aux6 = PHIMa
    end if
    PHIMa = Dmax1(PHIMa,PHI(i))

```

```

end do
write(80,250) PHIMa
write(85,270) aaux5

! Razão Do Fluxo Maximo pelo Medio
RMaMed = PHIMa/PHImed
write(90,250) RMaMed

! Somatorio do Fluxo do lado direito e esquerdo
PHIR = 0.0
PHIL = 0.0
do i = 1,N/2
  PHIR = PHIR + PHI(i)
end do
PHIR = PHIR/(a/2)
do i = N/2+1,N+1
  PHIL = PHIL + PHI(i)
end do
PHIL = PHIL/(a/2)

! Axial Offset Fluxo
AOPHI = (PHIR - PHIL)/(PHIR + PHIL)
write(110,250) AOPHI

! Somatorio do Xe do lado direito e esquerdo
XR = 0.0
XL = 0.0
do i = 1,N/2
  XR = XR + X(i)
end do
XR = XR/(a/2)
do i = N/2+1,N+1
  XL = XL + X(i)
end do
XL = XL/(a/2)

! Axial Offset Xe
AOX = (XR - XL)/(XR + XL)

```

```

write(105,250) AOX

! Somatorio do Iodo do lado direito e esquerdo
YR = 0.0
YL = 0.0
do i = 1,N/2
  YR = YR + Y(i)
end do
YR = YR/(a/2)
do i = N/2+1,N+1
  YL = YL + Y(i)
end do
YL = YL/(a/2)

! Axial Offset Iodo
AOI = (YR - YL)/(YR + YL)
write(100,250) AOI

! Geração da transposta de PHI2
CALL DTRNRR (1,N+1, PHI,1,N+1,1,PHItr,N+1)
do i = 1,N+1
  write(165,250) PHItr(i,1)
end do

! Atualizacao do valor do fluxo
do i=1,N+1
  fi(i)=PHI(i)
end do

end do                                     ! Fim DOZÃO Fluxo

! Formatacoes do Master File
write(10,230) 'Gamal'
write(10,250) gamal
write(10,230) 'Gama2'
write(10,250) gama2
write(10,230) 'Matriz1'
write(10,230) '5 x 5 inicio'

```

```

do i=1,5
  write(10,250) (aM1(i,j), j = 1,5)
end do
write(10,230) 'Entre Parametros Zonais N1 e N2 '
do i=N1,N2
  write(10,250) (aM1(i,j), j = N1,N2)
end do
write(10,230) 'Entre Parametros Zonais N3 e N4 '
do i=N3,N4
  write(10,250) (aM1(i,j), j = N3,N4)
end do
write(10,230) '5 x 5 final'
do i=N-3,N+1
  write(10,250) (aM1(i,j), j = N-3,N+1)
end do
write(10,230) 'Inversa Matriz1 '
write(10,230) '5 x 5 inicio'
do i=1,5
  write(10,250) (aInvM1(i,j), j = 1,5)
end do
write(10,230) 'Entre Parametros Zonais N1 e N2 '
do i=N1,N2
  write(10,250) (aInvM1(i,j), j = N1,N2)
end do
write(10,230) 'Entre Parametros Zonais N3 e N4 '
do i=N3,N4
  write(10,250) (aInvM1(i,j), j = N3,N4)
end do
write(10,230) '5 x 5 final'
do i=N-3,N+1
  write(10,250) (aInvM1(i,j), j = N-3,N+1)
end do
write(10,230) 'Matriz2 '
write(10,230) '5 x 5 inicio'
do i=1,5
  write(10,250) (aM2(i,j), j = 1,5)
end do
write(10,230) 'Entre Parametros Zonais N1 e N2 '

```

```

do i=N1,N2
  write(10,250) (aM2(i,j), j = N1,N2)
end do
write(10,230) 'Entre Parametros Zonais N3 e N4 '
do i=N3,N4
  write(10,250) (aM2(i,j), j = N3,N4)
end do
write(10,230) '5 x 5 final'
do i=N-3,N+1
  write(10,250) (aM2(i,j), j = N-3,N+1)
end do
write(10,230) 'Multiplicacao M1 x InvM1 '
write(10,230) '5 x 5 inicio'
do i=1,5
  write(10,270) (Tj(i,j), j = 1,5)
end do
write(10,230) '5 x 5 final'
do i=N-3,N+1
  write(10,270) (Tj(i,j), j = N-3,N+1)
end do
write(10,230) 'Matriz3 '
write(10,230) '5 x 5 inicio'
do i=1,5
  write(10,250) (aM3(i,j), j = 1,5)
end do
write(10,230) 'Entre Parametros Zonais N1 e N2 '
do i=N1,N2
  write(10,250) (aM3(i,j), j = N1,N2)
end do
write(10,230) 'Entre Parametros Zonais N3 e N4 '
do i=N3,N4
  write(10,250) (aM3(i,j), j = N3,N4)
end do
write(10,230) '5 x 5 final'
do i=N-3,N+1
  write(10,250) (aM3(i,j), j = N-3,N+1)
end do
write(10,*)

```

```
CALL GETTIM (ihr2,imin2,isec2,i100th2)
write(10,220)ihr2,imin2,isec2,i100th2

end program
```

Apêndice B – Lista de dados de entrada no programa

Valores das Constantes Físicas

Secao Choque Macros Fis	SigmaF25=	.5510E-02
Secao Choque Macros Abs Cell	SigmaA=	.1000E-01
Secao Choque Micros Abs Xe 135	sigmaX=	.3500E-17
Fracao de fissao Iodo 135	yI=	.5600E-01
Fracao de fissao Xe 135	yX=	.3000E-02
Constante Decaimento Iodo	lambdaI=	.2870E-04
Constante Decaimento Xe	lambdaX=	.2090E-04
Numero Neutrons termicos por fissao	ni=	.2460E+01
Velocidade neutrons	v=	.2200E+06
Coeficiente Difusao	D=	.7670E+00
Passo de tempo1	deltF=	.1000E-02
Passo de tempo2	deltX=	.1800E+04
Passo do espaco	delx=	.1000E+02
Fator Podenracao Crank-Nicolson	r=	.7000E+00
Comprimento do reator	a=	.6000E+03
Raio Critico	R=	.1500E+03
Buckling Transversal	Bt2=	.2571E-03

Fluxo maximo	fimax= .1000E+13
Parametros Zonais FB	N1= 15
	N2= 16
	N3= 45
	N4= 46
Potencia Media Operacao1	PM1= .1000E+01
Potencia Media Operacao2	PM2= .4000E+00
Numero de Iteracoes 1	it1= 1
Numero de Iteracoes 2	it2= 2
Fator achatamento	aF1= .6000E+01

Apêndice C – Lista valores de saída do programa

Recife, 16/11/2006

Início do Programa às 16h:50min: 9.92s

Fluxo ao longo de transientes em 61 pontos da malha

Fluxo Inicial

.000000E+00	.258819E+12	.500000E+12	.707107E+12	.866025E+12
.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13
.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13
.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13
.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13
.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13
.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13
.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13
.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13
.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13
.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13
.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13
.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13
.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13	.100000E+13
.100000E+13	.866025E+12	.707107E+12	.500000E+12	.258819E+12
.000000E+00				

Valores de fluxo nos transientes

100 horas

.000000E+00	.531233E+14	.840358E+14	.116108E+15	.149815E+15
.185655E+15	.224161E+15	.265903E+15	.311502E+15	.361633E+15
.417041E+15	.478548E+15	.547067E+15	.623616E+15	.709330E+15
.714617E+15	.638879E+15	.572533E+15	.514595E+15	.464203E+15
.420610E+15	.383169E+15	.351324E+15	.324602E+15	.302607E+15
.285011E+15	.271553E+15	.262034E+15	.256312E+15	.254301E+15
.255972E+15	.261349E+15	.270512E+15	.283595E+15	.300793E+15
.322361E+15	.348618E+15	.379953E+15	.416831E+15	.459799E+15
.509494E+15	.566652E+15	.632122E+15	.706874E+15	.792016E+15

.787356E+15	.693420E+15	.609676E+15	.534880E+15	.467924E+15
.407815E+15	.353661E+15	.304659E+15	.260083E+15	.219271E+15
.181619E+15	.146568E+15	.113599E+15	.822246E+14	.519806E+14
.000000E+00				

600 horas

.000000E+00	.956816E+14	.152606E+15	.213591E+15	.280290E+15
.354516E+15	.438286E+15	.533878E+15	.643891E+15	.771320E+15
.919634E+15	.109287E+16	.129576E+16	.153384E+16	.181360E+16
.181572E+16	.153987E+16	.130588E+16	.110738E+16	.938962E+15
.796044E+15	.674745E+15	.571775E+15	.484349E+15	.410105E+15
.347044E+15	.293477E+15	.247974E+15	.209330E+15	.176528E+15
.148719E+15	.125191E+15	.105353E+15	.887160E+14	.748798E+14
.635150E+14	.543508E+14	.471635E+14	.417689E+14	.380190E+14
.358055E+14	.350671E+14	.358011E+14	.380789E+14	.420633E+14
.404465E+14	.334310E+14	.278655E+14	.234103E+14	.198050E+14
.168498E+14	.143906E+14	.123075E+14	.105061E+14	.891127E+13
.746250E+13	.611029E+13	.481421E+13	.354170E+13	.226812E+13
.000000E+00				

900 horas

.000000E+00	.285714E+14	.464779E+14	.671480E+14	.918642E+14
.122164E+15	.159935E+15	.207529E+15	.267913E+15	.344848E+15
.443125E+15	.568862E+15	.729882E+15	.936201E+15	.120064E+16
.120108E+16	.937420E+15	.731957E+15	.571922E+15	.447361E+15
.350524E+15	.275384E+15	.217262E+15	.172538E+15	.138427E+15
.112808E+15	.940869E+14	.811038E+14	.730574E+14	.694550E+14
.700802E+14	.749776E+14	.844542E+14	.990983E+14	.119817E+15
.147892E+15	.185063E+15	.233634E+15	.296618E+15	.377927E+15
.482612E+15	.617182E+15	.790006E+15	.101184E+16	.129651E+16
.129616E+16	.101086E+16	.788333E+15	.614712E+15	.479192E+15
.373342E+15	.290581E+15	.225766E+15	.174872E+15	.134740E+15
.102882E+15	.773223E+14	.564791E+14	.390623E+14	.239957E+14
.000000E+00				

Valores de concentração Xe nos transientes em 61 pontos da malha

100 horas

.000000E+00	.830633E+14	.862653E+14	.878725E+14	.888482E+14
.895092E+14	.899900E+14	.903577E+14	.906490E+14	.908861E+14
.910829E+14	.912489E+14	.913903E+14	.915120E+14	.916173E+14
.916267E+14	.915449E+14	.914569E+14	.913634E+14	.912652E+14
.911644E+14	.910636E+14	.909654E+14	.908739E+14	.907937E+14
.907298E+14	.906871E+14	.906702E+14	.906822E+14	.907247E+14
.907970E+14	.908966E+14	.910192E+14	.911592E+14	.913108E+14
.914681E+14	.916260E+14	.917803E+14	.919278E+14	.920663E+14
.921945E+14	.923118E+14	.924180E+14	.925133E+14	.925983E+14
.925971E+14	.925076E+14	.924036E+14	.922824E+14	.921403E+14
.919725E+14	.917723E+14	.915299E+14	.912309E+14	.908524E+14
.903562E+14	.896732E+14	.886646E+14	.870042E+14	.837025E+14
.000000E+00				

600 horas

.000000E+00	.683418E+14	.700885E+14	.708979E+14	.713293E+14
.715636E+14	.716783E+14	.717130E+14	.716908E+14	.716262E+14
.715295E+14	.714080E+14	.712673E+14	.711115E+14	.709441E+14
.709899E+14	.712652E+14	.715688E+14	.719118E+14	.723098E+14
.727846E+14	.733661E+14	.740961E+14	.750325E+14	.762552E+14
.778740E+14	.800397E+14	.829571E+14	.869018E+14	.922379E+14
.994326E+14	.109059E+15	.121769E+15	.138225E+15	.158963E+15
.184227E+15	.213806E+15	.246962E+15	.282499E+15	.318940E+15
.354753E+15	.388541E+15	.419146E+15	.445679E+15	.467497E+15
.473717E+15	.464694E+15	.452782E+15	.438367E+15	.421847E+15
.403601E+15	.383953E+15	.363157E+15	.341362E+15	.318587E+15
.294671E+15	.269185E+15	.241263E+15	.209185E+15	.169176E+15
.000000E+00				

900 horas

.000000E+00	.105560E+15	.113551E+15	.118093E+15	.121020E+15
.123010E+15	.124378E+15	.125301E+15	.125890E+15	.126222E+15

.126354E+15	.126332E+15	.126189E+15	.125954E+15	.125648E+15
.125638E+15	.125920E+15	.126114E+15	.126190E+15	.126104E+15
.125796E+15	.125186E+15	.124166E+15	.122596E+15	.120302E+15
.117087E+15	.112761E+15	.107213E+15	.100506E+15	.929699E+14
.852134E+14	.779820E+14	.718986E+14	.672544E+14	.639910E+14
.618409E+14	.604874E+14	.596590E+14	.591568E+14	.588479E+14
.586483E+14	.585071E+14	.583943E+14	.582931E+14	.581943E+14
.581786E+14	.582370E+14	.582724E+14	.582781E+14	.582452E+14
.581622E+14	.580135E+14	.577781E+14	.574264E+14	.569153E+14
.561770E+14	.550954E+14	.534449E+14	.507088E+14	.454148E+14
.000000E+00				

Término do Programa às 16h:51min:12.79s