



CNEN/SP



BR0342807

ipen Instituto de Pesquisas
Energéticas e Nucleares

AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE
DE SÃO PAULO

inis - BR -- 3ra0

ANÁLISE TEMPORAL DAS OSCILAÇÕES ESPACIAIS DE XENÔNIO EM REATORES DE PEQUENO PORTE

CLÁUDIA CRISTINA GHIRARDELLO DECCÓ

Dissertação apresentada como parte dos
requisitos para obtenção do Grau de
Mestre em Ciências na Área de Reatores
Nucleares de Potência e Tecnologia do
Combustível Nuclear.

Orientador:

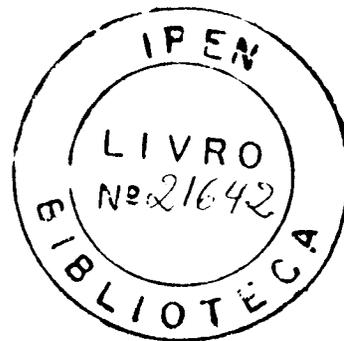
Dr. João Manoel Losada Moreira

São Paulo

1997

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
Autarquia Associada à Universidade de São Paulo

**ANÁLISE TEMPORAL DAS OSCILAÇÕES ESPACIAIS DE
XENÔNIO EM REATORES DE PEQUENO PORTE**



Cláudia Cristina Ghirardello Deccó

Dissertação apresentada como parte dos
requisitos para obtenção do grau de Mestre em
Ciências na área de Reatores Nucleares de
Potência e Tecnologia do Combustível Nuclear

Orientador: Dr. João Manoel Losada Moreira

SÃO PAULO

1997

Ao meu marido Ricardo, motivo da minha vida;
aos meus pais Luiz e Marlene, pelo amor e ajuda;
aos meus irmãos Marcia, Luis Fernando e Flávia, pelo carinho;
a todos estes pelo que representam para mim.

*"Bem aventurado o homem que acha sabedoria, e o
homem que adquire conhecimento. Porque melhor
é a sua mercadoria do que a mercadoria de prata,
e a sua renda do que o ouro mais fino".*

Prov. 3, 13-14.

AGRADECIMENTOS

Ao Conselho Nacional de Pesquisa e Desenvolvimento, CNPq, pelo suporte oferecido durante a realização desse projeto.

Ao Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, IPEN, pelo espaço cedido e todo material de estudo que pude utilizar. Aos professores: Dr. Adimir dos Santos, Dr. José Luiz Ferraz Bastos, Dr. José Rubens Maiorino, Dra. Nanami Kosaka e Dr. João Manoel Losada Moreira, que me ensinaram a base técnica e me prepararam para a área.

Agradeço, a Deus, que concedeu-me vida e sabedoria para chegar até aqui. Aos meus pais por confiarem que eu ganharia esta luta e por me incentivarem para tal.

Ao meu marido, pelo incentivo e amor que me deu ao longo dessa etapa, e pela sua valiosa dedicação. Aos meus irmãos pelo carinho e ajuda.

Ao meu orientador, Dr. João Manoel Losada Moreira, que mesmo quando não pôde estar presente, ensinou-me a ser perseverante para buscar aquilo que me era importante: aprender.

Aos amigos da usina de Angra I, Francisco, João Batista e Gastão, pelas oportunidades de visitas técnicas à usina, que contribuíram para o meu aperfeiçoamento.

Especialmente ao amigo Mitsuo Yamaguchi, pelo apoio técnico dado, bem como pela amizade.

Ao Dr. José Rubens Maiorino, pelo apoio aos bolsistas e incentivo à perseverança na pesquisa.

Aos amigos do IEA-R1, no período em que lá estive: Walter, Toninho, Júlio e Marina.

Aos amigos do RT e companheiros do dia a dia, que me auxiliaram para o término desse mestrado: Mai, Margaret, Gaiânê, Paula, Cida, Eugênia, Rosane, Patrícia, Hélio, Marcelo e Alfredo.

Aos amigos do CTMSP Miriam, Eliane e Leandro pelo incentivo.

À amiga Andrea pelo seu carinho e força durante este longo período em que convivemos juntas.

À amiga Maristella pelo carinho, conselhos e encorajamento nas horas difíceis.

À amiga Renata pelas horas dedicadas e seu apoio.

Enfim, agradeço a todos aqueles que comigo estiveram, nesse longo período.

ANÁLISE TEMPORAL DAS OSCILAÇÕES ESPACIAIS DE XENÔNIO EM REATORES DE PEQUENO PORTE

Cláudia Cristina Ghirardello Deccó

RESUMO

Neste trabalho, analisa-se o comportamento temporal das oscilações espaciais de Xenônio em função da distribuição de potência, tipo de perturbação, nível de potência e tamanho do núcleo, utilizando-se os códigos de cálculo de difusão unidimensional e tridimensional de nêutrons MID2 e CITATION, respectivamente. Conclui-se que não há oscilações espaciais de Xenônio em reatores de pequeno porte, de altura inferior a 1,5 m.

TIME DEPENDENT ANALYSIS OF XENON SPATIAL OSCILLATIONS IN SMALL POWER REACTORS

Cláudia Cristina Ghirardello Deccó

ABSTRACT

This work presents time dependent analysis of xenon spatial oscillations studying the influence of the power density distribution, type of reactivity perturbation, power level and core size, using the one-dimensional and three-dimensional analysis with the MID2 and CITATION codes, respectively. It is concluded that small pressurized water reactors with height smaller than 1.5 m are stable and do not have xenon spatial oscillations.

ÍNDICE

1. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	1
1.1 - INTRODUÇÃO	1
1.2 - OBJETIVOS E TEMAS ABORDADOS	7
2. INFLUÊNCIA DO XENÔNIO EM REATORES NUCLEARES	9
2.1 - ORIGEM DO XENÔNIO	9
2.2 - EQUAÇÕES PONTUAIS PARA ANÁLISE DE TRANSIENTES DE XENÔNIO	13
2.2.1 - EFEITO DO ^{135}Xe NA PARTIDA E NO DESLIGAMENTO DO REATOR	15
2.3 - OSCILAÇÕES ESPACIAIS DE XENÔNIO	21
2.3.1 - TRATAMENTO PARA ANÁLISE DE OSCILAÇÕES ESPACIAIS	23
2.3.2 - TRATAMENTO DE SEÇÕES DE CHOQUE	25
2.3.3 - APROXIMAÇÕES REALIZADAS	26
2.4 - INSTABILIDADE DEVIDO AO XENÔNIO PARA REATOR DE PEQUENO PORTE.	27
3. ESTUDO DO COMPORTAMENTO DAS OSCILAÇÕES AXIAIS DE XENÔNIO	32
3.1 - FATORES QUE INFLUENCIAM OSCILAÇÕES ESPACIAIS DE XENÔNIO	32
3.2 - IMPACTO DA DISTRIBUIÇÃO DE DENSIDADE DE POTÊNCIA NA OSCILAÇÃO ESPACIAL DE XENÔNIO.	33
3.3 - INFLUÊNCIA DO TIPO DE PERTURBAÇÃO NA OSCILAÇÃO ESPACIAL DE XENÔNIO.	40

3.4 - EFEITO DA MAGNITUDE DA DENSIDADE DE POTÊNCIA NA OSCILAÇÃO ESPACIAL DE XENÔNIO.	43
3.5 - IMPACTO DO TAMANHO DO NÚCLEO NA OSCILAÇÃO ESPACIAL DE XENÔNIO.	45
3.6 - TRANSIENTE DE XENÔNIO PARA UM NÚCLEO DE 100 CM	46
4. OSCILAÇÕES AZIMUTAIS	49
4.1 - ESTUDO DAS OSCILAÇÕES AZIMUTAIS EM UM REATOR DE GRANDE PORTE	49
4.1.1 - TRANSIENTES REALIZADOS	51
4.2 - ESTUDO DAS OSCILAÇÕES AZIMUTAIS PARA O REATOR DE PEQUENO PORTE	59
5. CONCLUSÕES	64
5.1 - CONCLUSÕES	64
5.2 RECOMENDAÇÕES PARA TRABALHOS FUTUROS	66
6. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	67

ÍNDICE DE FIGURAS

<i>Figura 2.1 - Cadeia de decaimento do Xenônio-135.</i>	10
<i>Figura 2.2 - Concentração de lodo para vários valores de fluxo de nêutrons.</i>	18
<i>Figura 2.3 - Concentração de Xenônio para vários valores de fluxo de nêutrons.</i>	18
<i>Figura 2.4 - Reatividade devido ao Xenônio para vários valores de fluxo</i>	20
<i>Figura 2.5 - Oscilação espacial de Xenônio /24/.</i>	22
<i>Figura 2.6 - Regiões de estabilidade /10/.</i>	29
<i>Figura 2.7 - Regiões de estabilidade para um reator com refletor perfeito /11/.</i>	31
<i>Figura 3.1 - Distribuição da densidade de potência em tempos posteriores à perturbação no transiente (T1).</i>	34
<i>Figura 3.2 - Oscilação de densidade de potência nos pontos 1/6 da</i>	35
<i>Figura 3.3 - Distribuição de densidade de potência em tempos posteriores à perturbação no transiente (T2).</i>	36
<i>Figura 3.4 - Oscilação de densidade de potência nos pontos 2/5 da</i>	37
<i>Figura 3.5 - Distribuição de densidade de potência em tempos posteriores à perturbação</i>	38
<i>Figura 3.6 - Oscilação de densidade de potência nos pontos 1/6 da</i>	39
<i>Figura 3.7 - Distribuição de densidade de potência em tempos posteriores à perturbação no transiente (T4).</i>	41
<i>Figura 3.8 - Oscilação de densidade de potência nos pontos 1/6 da</i>	42
<i>Figura 3.9 - Oscilação de densidade de potência nos pontos 1/6 da</i>	44
<i>Figura 3.10 - Oscilação de densidade de potência nos pontos de máximo fator de pico para transientes semelhantes ao (T1) para núcleos de vários tamanhos.</i>	46
<i>Figura 3.11 - Distribuição de densidade de potência para o reator</i>	47

Figura 3.12 - Densidade de potência relativa na posição de 20 cm a partir da base do núcleo ativo de 100 cm. _____	48
Figura 4.1 - Vista superior da configuração do núcleo do reator de grande porte, os elementos com barras de controle são representados por "X". _____	50
Figura 4.2 - Distribuição de densidade de potência no centro do núcleo _____	51
Figura 4.3 - Fração de potência gerada nos quadrantes do núcleo para o transiente (T1) com distribuição inicial de densidade de potência plana e núcleo inicialmente sem barras _____	53
Figura 4.4 - Variação da reatividade no decorrer do transiente (T1). _____	54
Figura 4.5 - Distribuição de densidade de potência a 40% da altura do núcleo _	55
Figura 4.6 - Densidade de potência nos quadrantes do núcleo para o transiente (T2), distribuição inicial de densidade de potência plana, núcleo inicialmente sem barras. _____	56
Figura 4.7 - Densidade de potência nos quadrantes do núcleo para o transiente (T3). _____	58
Figura 4.8 - Densidade de potência nos quadrantes do núcleo para o _____	59
Figura 4.9 - Configuração do núcleo, os elementos com barras de controle ____	60
Figura 4.10 - Distribuição de densidade de potência a 50% da altura do núcleo, para o transiente (T3). _____	61
Figura 4.11 - Densidade de potência nos quadrantes do núcleo, para o transiente (T5). _____	62
Figura 4.12 - Densidade de potência nos quadrantes do núcleo, para o transiente (T6). _____	63

TÓPICOS DO CAPÍTULO 1

1. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

1.1 - INTRODUÇÃO

1.2 - OBJETIVOS E TEMAS ABORDADOS

CAPÍTULO 1

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

1.1 - INTRODUÇÃO

Oscilações induzidas no núcleo por Xenônio têm sido estudadas com muito interesse desde a década de 50. Estudos são feitos com relação a análise de estabilidade para se saber quais parâmetros afetam as oscilações espaciais de Xenônio e com relação aos meios de controle destas oscilações.

Oscilações espaciais de potência induzida por Xenônio podem ser causadas por mudanças no nível de potência do núcleo ou distribuição espacial do fluxo de nêutrons. Também, podem ser produzidas por mudanças na posição de barra de controle, na distribuição da densidade do refrigerante, na distribuição da temperatura do combustível, ou na concentração do veneno solúvel.

Uma perturbação introduzida no núcleo origina oscilações espaciais de distribuição de potência; estas crescem, permanecem com mesma amplitude ou decrescem no decorrer do tempo. Esta é uma questão de estabilidade e existem três possíveis respostas com respeito a esta questão. Instabilidade, para núcleos com oscilações divergentes; estabilidade neutra, para oscilações com amplitudes constantes e, estabilidade, para oscilações convergentes ou amortecidas.

Oscilações espaciais de potência induzidas por Xenônio ocorrem em reatores de grande porte devido as grandes dimensões do núcleo /1/ e ações de controle específicas são necessárias para suprimir as oscilações de potência. A análise de estabilidade leva em consideração o limiar para oscilações espaciais induzidas por Xenônio em termos de parâmetros relativos ao tamanho e composição do núcleo, e ao nível e distribuição espacial de potência.

Em geral, segundo Stacey /2/, a estabilidade é diminuída por: (1) aumento do tamanho do núcleo, (2) aumento do nível de fluxo de nêutrons térmicos, (3) aumento do achatamento da distribuição de fluxo de nêutrons térmicos, (4) diminuição da magnitude do coeficiente de potência negativo e (5) redução da área de migração de nêutrons.

Em BWR's o grande coeficiente de potência negativo associado ao vazio do moderador é o mecanismo predominante de realimentação estabilizadora. Em PWR's a realimentação Doppler é mais importante que a realimentação do moderador na inibição de oscilações.

Instabilidade no nível de potência do reator e instabilidade na distribuição de potência espacial são normalmente tratadas separadamente. Instabilidades no nível de potência são geralmente tratadas com um modelo de reator pontual, enquanto instabilidades espaciais são geralmente abordadas tratando o problema de se obter o comportamento espacial e temporal da distribuição de potência por expansões modais ou por solução numérica do problema.

Os estudos realizados sobre oscilações espaciais de Xenônio em reatores nucleares podem ser divididos em três fases bem distintas. Inicialmente, de 1956 até 1970, os estudos estavam voltados à compreensão dos fenômenos físicos ligados ao envenenamento do núcleo pelo Xenônio e ligados às oscilações espaciais de Xenônio /2-9/. Os estudos neste período foram realizados utilizando métodos de expansão da distribuição de fluxo de nêutrons do reator em termos de auto-funções, denominadas em alguns trabalhos, de harmônicos, em outros

de modos, e em alguns, de função de onda do sistema, numa correlação direta com o formalismo matemático da mecânica quântica.

Entre 1965 e 1980 prevaleceram na literatura estudos de estabilidade espacial de Xenônio utilizando técnicas clássicas de verificação de estabilidade de sistemas lineares e não-lineares /10-14/. Vários trabalhos utilizam o critério de estabilidade de Nyquist nas análises de oscilações de Xenônio. A partir de 1975 a preocupação passou para procedimentos efetivos para o controle de oscilações espaciais de Xenônio por meio de movimentação das barras de controle e boro solúvel no refrigerante. Várias técnicas de controle foram utilizadas como a teoria do controle ótimo, filtros de Kalman e esquemas simples de atuação do controle de reatividade de forma antecipada /17-23/.

A seguir apresenta-se uma revisão sobre alguns dos principais trabalhos sobre oscilações espaciais de Xenônio.

Um dos primeiros trabalhos apresentados sobre as oscilações dentro do núcleo, datado de 1956, foi o trabalho de Henry e Germann /3/. Os objetivos foram: demonstrar, por meio de um modelo matemático simplificado de um reator heterogêneo, que oscilações espaciais de potência dentro do núcleo são realmente possíveis; examinar as condições para estabilidade espacial de Xenônio; examinar o comportamento da amplitude e frequência que poderiam ocasionar oscilações e, também, sugerir que características físicas são importantes para decidir se as oscilações espaciais podem ocorrer. Conclui-se neste trabalho que oscilações na distribuição espacial de potência podem ocorrer em reatores de tamanho grande e com alta densidade de potência.

No trabalho de Randall e St. John /4/ a susceptibilidade para oscilações espaciais de fluxo, em geometria unidimensional axial, foi estimada como uma função do tamanho do reator e do grau de achatamento da distribuição de fluxo. A análise foi feita para um reator cilíndrico com coeficiente de potência nulo. Este trabalho estendeu o método de perturbação para reatores com distribuições de potência que diferem significativamente do modo fundamental e desenvolveu

métodos que predizem o limiar de oscilação com um mínimo de computação. Randall e St. John incluíram o efeito dos coeficientes de potência e as soluções são expandidas em termos das autofunções ou harmônicos do "buckling". Apresenta, ainda, três receitas que mostram como será a oscilação comparando a distribuição de fluxo com o modo geométrico fundamental. Após solução pela teoria da perturbação chega-se a uma equação do segundo grau onde o termo b da equação $\omega^2 + b\omega + c = 0$, indica o tipo de oscilação. Para $b > 0$ as oscilações são amortecidas, para $b = 0$ a oscilação é sustentada e para $b < 0$ as oscilações são divergentes.

Em trabalho posterior Randall e St. John /5/ obtiveram resultados que mostram o efeito do coeficiente de potência não nulo e os valores para a inclinação da oscilação do fluxo em um reator cilíndrico com uma distribuição de potência radial plana, com o método da perturbação já utilizado.

O método de Randall e St. John foi utilizado por Strawbridge et alli /1/. Neste trabalho, são feitas análises de estabilidade por duas maneiras: usando cálculos limiares e cálculos resolvendo numericamente a equação de difusão de nêutrons. Também foi feita uma análise temporal do comportamento das oscilações axiais de Xenônio. Foi determinado o fluxo limiar para várias alturas de núcleos e para várias distribuições de potência.

O método dos harmônicos é frequentemente utilizado em análises de estabilidade de Xenônio. Neste método, um grupo finito de equações diferenciais parciais é substituído por um grupo infinito de equações diferenciais ordinárias. Estas equações descrevem o comportamento no tempo de vários modos ou harmônicos tendo para cada modo um subgrupo finito de equações, Kaplan /6/, Gyorey /7/ observaram que cada subgrupo de equações pode ser independente.

Lellouche /8/ inclui uma dependência espacial explícita do efeito do Xenônio e da temperatura na dinâmica de reatores em um sistema livre e apresenta um mapeamento completo da instabilidade linear axial e azimutal. Os

contornos de estabilidade são determinados em aproximação linear para sistemas cilíndricos anular e sólido para vários tamanhos de núcleo

Kaplan e Yasinsky /9/ usam uma formulação para o problema de autovalor governando a estabilidade do Xenônio, para um reator na presença de vários tipos de realimentação.

Canosa e Brooks /10/ discutem sobre a influência da distribuição de potência em equilíbrio em oscilações de potência e espacial. Um novo resultado é que, dependendo do nível do fluxo, um reator refletido pode ser mais estável que um reator sem refletor contra as oscilações do harmônico fundamental. Análises lineares predizem o começo das oscilações de Xenônio, entretanto, elas não informam sobre o quanto a amplitude da oscilação cresce ou decai. Mostraram que o tratamento unificado do problema de oscilações induzidas por Xenônio mostrou claramente porque oscilações de potência são, para uma primeira aproximação, independentes do tamanho do reator, enquanto que oscilações espaciais dependem muito fortemente deste e de outros efeitos espaciais, como a forma do fluxo de nêutrons em equilíbrio. Foi também mostrado que os efeitos de acoplamento entre harmônicos são somente apreciáveis em níveis de fluxo muito altos (10^{15} n/cm².s). Neste trabalho, o reator é modelado por uma placa infinita, geometria unidimensional e dois casos extremos são tratados, um com uma distribuição de fluxo senoidal e outro com forma plana. Uma distribuição de fluxo senoidal é conseguida para um reator sem refletor e a distribuição plana é conseguida considerando um reator com refletor perfeito. Uma aplicação deste modelo para reatores de pequeno porte é apresentado no Capítulo 2.

Winston /11/ trata da análise de estabilidade linear de um reator de pequeno porte, típico para a propulsão naval. Segue a linha de Canosa /10/ fazendo um estudo para um reator com e sem refletor quanto à análise de estabilidade. Conclui que um reator de 100 cm de altura é estável quanto à oscilações espaciais de Xenônio.

O trabalho de Stacey /12/ estende o trabalho de instabilidade de Xenônio derivando o critério de estabilidade não-linear. Menezes /13/ e Passos /14/ estudam as oscilações de fluxo devido ao Xenônio tratando a dependência espacial através da técnica de expansão modal ou de harmônicos. O efeito das realimentações devido ao Xenônio e devido ao coeficiente de temperatura na estabilidade linear de um sistema livre é investigado usando vários termos na expansão e considerando vários tamanhos do reator. O modelo de transferência de calor considerado inclui um termo devido a refrigeração proporcional à temperatura. O modelo utilizado para cálculos numéricos é de um PWR. É observado que um coeficiente de realimentação de temperatura levemente alto é necessário para a estabilidade contra oscilações de potência quando um número maior de termos é mantido na expansão modal.

Rydin, R. A. /15/ aplica dois métodos conceitualmente distintos, modo-natural e modo-lambda, em experimentos do reator PWR Shippingport avaliando a estabilidade com respeito a oscilações espaciais de Xenônio. Os dois métodos foram considerados idênticos em todos aspectos importantes, incluindo o tratamento de realimentação térmica. A instabilidade observada do reator foi causada primeiramente por uma forma de fluxo axial altamente assimétrica, as quais existiram durante certos períodos da vida do núcleo.

Onega /16/ desenvolveu um modelo de oscilação de Xenônio em dois pontos para PWR's. O modelo usa as equações de balanço de Xenônio e Iodo não-linear e a equação de difusão de nêutrons unidimensional em um grupo, tendo realimentação de reatividade de potência não-linear. Uma solução em série de harmônicos com dois termos foi assumida para as distribuições de fluxo, do Xenônio e do Iodo. As concentrações de Xenônio e Iodo foram então obtidas das suas equações diferenciais. Foi feita uma comparação da simulação com os dados de uma usina real. O período da oscilação, o índice de estabilidade e a amplitude do fluxo da usina simulada foram todos encontrados de acordo com os dados da usina real com um erro menor que 10%.

Wang et alli /19/ tratam das características da dinâmica de Xenônio simulada e relatam parâmetros identificados no reator de pesquisa de Taiwan. Um transiente de Xenônio realizado foi diminuir em 20 % o nível de 85.6 % da potência. As tendências nos níveis do moderador são iguais no teste e na simulação. Por causa da realimentação de reatividade ocorrer em 2 horas após a mudança na potência, exceto o envenenamento do Xenônio, um método de otimização de parâmetros é aplicado para identificar a área de migração e o fluxo de nêutrons inicial minimizando o erro quadrado integrado do nível do moderador de 2 para 20 horas após a mudança de potência. O nível de moderador ótimo mostrou muito bem que os resultados do teste e os parâmetros identificados são razoavelmente fechados com os dados experimentais.

1.2 - OBJETIVOS E TEMAS ABORDADOS

Os objetivos deste trabalho são: fazer uma análise de estabilidade das oscilações de Xenônio em reatores de pequeno porte, cuja potência elétrica é aproximadamente inferior a 100 MW, a partir da solução numérica da equação de difusão de nêutrons em 1 e 3 dimensões; verificar o comportamento das oscilações de Xenônio em função de alguns parâmetros e também verificar se ocorrem oscilações de Xenônio em reatores de pequeno porte, típicos para propulsão naval, por meio de análise tridimensional.

No Capítulo 2 desta dissertação é abordado o problema do Xenônio em reatores nucleares e a análise de estabilidade quanto a oscilações espaciais de Xenônio no núcleo. O Capítulo 3 aborda análises de transientes de oscilações axiais para núcleos de várias alturas, primeiramente iniciando com um reator de 336 cm, passando para as alturas de 272 cm, 208 cm, 152 cm e finalmente para reatores pequenos de até 100 cm de altura; é estudado o comportamento das oscilações axiais segundo quatro dependências: distribuição de densidade de potência, tipo de perturbação, magnitude da densidade de potência e tamanho do

núcleo. As análises foram feitas com o programa unidimensional MID2. O Capítulo 4 aborda o tratamento de oscilações tridimensionais com o programa tridimensional CITATION. O estudo é realizado para um reator de grande porte, cuja altura é 3 metros, e para um reator de pequeno porte, cuja altura é 1 metro; típica de um reator para propulsão naval. No Capítulo 5 são apresentadas as conclusões finais.

TÓPICOS DO CAPÍTULO 2

2. INFLUÊNCIA DO XENÔNIO EM REATORES NUCLEARES

2.1 - ORIGEM DO XENÔNIO

2.2 - EQUAÇÕES PONTUAIS PARA ANÁLISE DE TRANSIENTES DE XENÔNIO

2.2.1 - EFEITO DO ^{135}Xe NA PARTIDA E NO DESLIGAMENTO DO REATOR

2.3 - OSCILAÇÕES ESPACIAIS DE XENÔNIO

2.3.1 - TRATAMENTO PARA ANÁLISE DE OSCILAÇÕES ESPACIAIS

2.3.2 - TRATAMENTO DE SEÇÕES DE CHOQUE

2.3.3 - APROXIMAÇÕES REALIZADAS

2.4 - INSTABILIDADE DEVIDO AO XENÔNIO PARA REATOR DE PEQUENO PORTE.

CAPÍTULO 2

INFLUÊNCIA DO XENÔNIO EM REATORES NUCLEARES

2.1 - ORIGEM DO XENÔNIO

No início de vida o combustível de um reator nuclear contém apenas os isótopos fissil ^{235}U e fértil ^{238}U , entretanto, logo após a operação do reator surgem, além dos actínídeos, os produtos de fissão. Vários deles são altamente absorvedores de nêutrons, alterando o fator efetivo de multiplicação de nêutrons (k) e, portanto, a reatividade (ρ) do sistema. Alguns dos produtos de fissão têm seção de choque de absorção microscópica térmica (σ_a) bastante alta e agem como "venenos", sendo os dois mais importantes: ^{149}Sm e ^{135}Xe . Neste trabalho é tratado o impacto do Xenônio no reator.

O Xenônio é prejudicial ao reator porque é formado em grande quantidade e também por causa da sua seção de choque de absorção para nêutrons térmicos ser muito alta. Esta seção de choque é alta somente na faixa de energia térmica cujo pico ocorre na energia $E=0,082$ eV. O ^{135}Xe é formado a partir da fissão, como produto de fissão, e também pelo decaimento do Iodo-135. Este, por sua vez, é formado pelo decaimento do produto de fissão Telúrio-135 como mostra a cadeia de decaimento do ^{135}Xe na Figura (2.1).

Apenas uma pequena quantidade de Xenônio é formada direto da fissão do isótopo ^{235}U , cujo valor médio é igual a 3 por mil fissões. A maior parte, porém, vem do decaimento do ^{135}I .

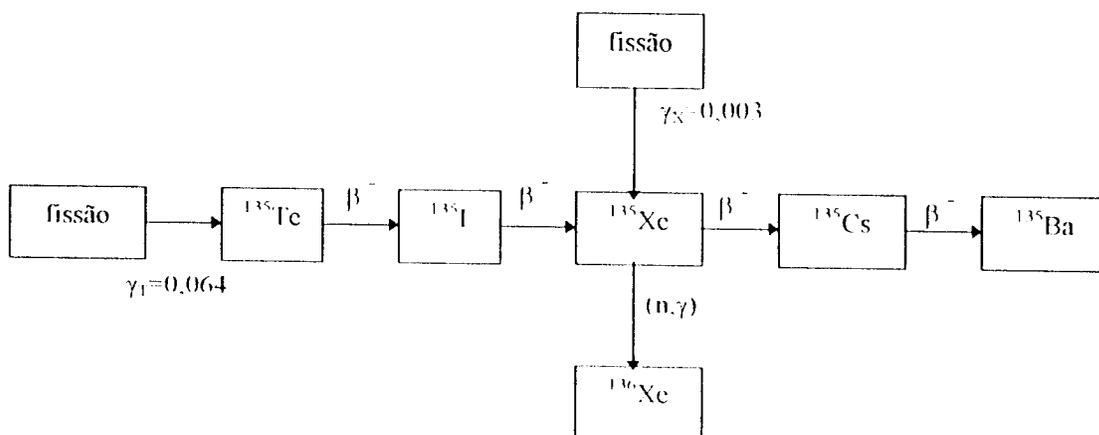


Figura 2.1 - Cadeia de decaimento do Xenônio-135.

Nenhuma seção de choque de absorção de nêutrons dos elementos dessa cadeia, com exceção do Xenônio, é grande o bastante para ser de qualquer significância na reatividade do núcleo. Na Tabela 2.1 é mostrada a meia-vida, a seção de choque microscópica de absorção na energia térmica (σ_a) e o número de átomos produzidos por fissão (γ) para os isótopos pertencentes à cadeia do Xenônio.

Tabela 2.1 - Parâmetros dos elementos da cadeia do ^{135}Xe

ISÓTOPO	MEIA-VIDA	σ_a (barn)	γ (átomos/fissão)
Te-135	2min	--	0,064
I-135	6,7h	--	--
Xe-135	9,2h	$2,7 \times 10^6$	0,003
Cs-135	$2,6 \times 10^6$ anos	8,7	--

Considerando-se que a meia-vida do Telúrio (^{135}Te) é muito pequena e que a do Césio (^{135}Cs) é consideravelmente grande, pode-se assumir para os propósitos deste trabalho que o Iodo seja formado diretamente da fissão e que a cadeia mostrada na Figura (2.1) termine com o decaimento do ^{135}Xe ao ^{135}Cs .

Desta forma pode-se escrever uma equação de balanço entre a produção e o desaparecimento de Xenônio no reator e, a partir dela, estimar o efeito de Xenônio no reator nuclear.

Sejam $I(r,t)$ e $X(r,t)$ as concentrações de ^{135}I e ^{135}Xe dependentes da posição r no reator e do tempo t . As equações de balanço entre produção e destruição desses isótopos são representadas pelas Equações (2.1) e (2.2). Estas equações, com a Equação (2.3) representam o comportamento do transiente de Xenônio em um reator nuclear.

$$\frac{\partial I(r,t)}{\partial t} = -\lambda_1 I(r,t) + \gamma_1 \int_0^{\infty} \Sigma_f(r,E,t) \phi(r,E,t) dE, \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial X(r,t)}{\partial t} = & \gamma_x \int_0^{\infty} \Sigma_f(r,E,t) \phi(r,E,t) dE + \lambda_1 I(r,t) - \lambda_x X(r,t) + \\ & - \int_0^{\infty} \sigma_{ax}(E) X(r,t) \phi(r,E,t) dE \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{v} \frac{\partial \phi(r,E,t)}{\partial t} = & \nabla \cdot D(r,t) \nabla \phi(r,E,t) - \Sigma_a(r,E,t) \phi(r,E,t) + \int_0^{\infty} \Sigma_s(r,E' \rightarrow E,t) \phi(r,E',t) dE' + \\ & + \chi(E) \int_0^{\infty} v \Sigma_f(r,E',t) \phi(r,E',t) dE' \end{aligned} \quad (2.3)$$

onde:

$X(r,t)$ - Concentração do ^{135}Xe em átomos/cm³ ;

$I(r,t)$ - Concentração do ^{135}I em átomos/cm³ ;

λ_1 - constante de decaimento radioativo do ^{135}I em s⁻¹;

λ_x - constante de decaimento radioativo do ^{135}Xe em s⁻¹;

γ_1 - número médio de átomos de ^{135}I produzidos diretamente da fissão;

γ_x - número médio de átomos de ^{135}Xe produzidos diretamente da fissão;

v - velocidade do nêutron em cm/s;

D - coeficiente de difusão em cm^{-1} ;
 $\chi(E)$ - espectro de fissão dos nêutrons;
 $\phi(\mathbf{r}, E, t)$ - fluxo de nêutrons em $\text{n}/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$;
 $\Sigma_f(\mathbf{r}, E, t)$ - seção de choque macroscópica de fissão em cm^{-1} ;
 $\Sigma_a(\mathbf{r}, E, t)$ - seção de choque macroscópica de absorção em cm^{-1} ;
 $\Sigma_s(\mathbf{r}, E, t)$ - seção de choque macroscópica de espalhamento em cm^{-1} ;
 $\sigma_{ax}(E)$ - seção de choque microscópica de absorção do ^{135}Xe em cm^2 .
 $\nu\Sigma_f(\mathbf{r}, E, t)$ - seção de choque macroscópica de produção de nêutrons por fissão em cm^{-1} ;

Os termos positivos das Equações (2.1) e (2.2) devem-se à produção do isótopo propriamente dito e os termos negativos referem-se ao desaparecimento, ou destruição, desses isótopos.

A produção do ^{135}I , é devido à sua formação via fissão e a destruição é devido ao seu decaimento. As formas de produção de ^{135}Xe , por sua vez, são, via fissão e via decaimento do ^{135}I , e as formas de desaparecimento deste isótopo são, via captura de um nêutron, tornando-se o isótopo ^{136}Xe , e via decaimento ao ^{135}Cs .

O aparecimento de Xenônio introduz reatividade negativa no reator devido a sua grande seção de choque de absorção térmica. A reatividade introduzida pelo Xenônio no reator $\rho_{\text{Xe}}(t)$ pode ser estimada a partir da definição de reatividade introduzida em um reator devido a uma perturbação na seção de choque de absorção (teoria da perturbação) /30/

$$\rho_{\text{Xe}}(t) = - \frac{\int d\mathbf{r} \int dE \phi'_0(\mathbf{r}, E) \chi(\mathbf{r}, t) \sigma_{ax}(E) \phi(\mathbf{r}, E, t)}{\int d\mathbf{r} \int dE \phi'_0(\mathbf{r}, E) \nu \Sigma_f(\mathbf{r}, E, t) \phi(\mathbf{r}, E, t)} \quad (2.4)$$

onde $\phi'_0(\mathbf{r}, E)$ é o fluxo adjunto calculado para o início do transiente em consideração.

Com o acréscimo da concentração de Xenônio há a inserção de reatividade negativa no núcleo. Para a operação do reator em estado crítico, esta reatividade negativa deve ser compensada pelo sistema de controle do reator, por meio de retirada de barras de controle do núcleo ou pela diluição de ácido bórico no refrigerante.

2.2 - EQUAÇÕES PONTUAIS PARA ANÁLISE DE TRANSIENTES DE XENÔNIO

As equações pontuais que representam o transiente de Xenônio são derivadas a partir das Equações (2.1) e (2.2) integrando-se em todo o volume do reator e em todo o intervalo de energia. Chamando-se V_R o volume do reator, define-se as seguintes grandezas médias, dependentes somente do tempo:

$$\bar{\phi}(t) = \frac{\int_{V_R} dr \int_0^{\infty} dE \phi(r, E, t)}{\int_{V_R} dr}, \quad (2.5)$$

$$\bar{I}(t) = \frac{\int_{V_R} dr I(r, t)}{\int_{V_R} dr}, \quad (2.6)$$

$$\bar{X}(t) = \frac{\int_{V_R} dr X(r, t)}{\int_{V_R} dr}, \quad (2.7)$$

$$\bar{\Sigma}_f(t) = \frac{\int_{V_R} d\mathbf{r} \int_0^{\infty} dE \Sigma_f(\mathbf{r}, E, t) \phi(\mathbf{r}, E, t)}{\int_{V_R} d\mathbf{r} \int_0^{\infty} dE \phi(\mathbf{r}, E, t)}, \quad (2.8)$$

e

$$\bar{\sigma}_{ax}(t) = \frac{\int_{V_R} d\mathbf{r} \int_0^{\infty} dE X(\mathbf{r}, t) \sigma_{ax}(E) \phi(\mathbf{r}, E, t)}{\bar{X}(t) \bar{\phi}(t) \int_{V_R} d\mathbf{r}}. \quad (2.9)$$

Integrando as Equações (2.1) e (2.2) no volume do reator e em energia e substituindo as definições acima, obtém-se

$$\frac{d\bar{I}(t)}{dt} = -\lambda_I \bar{I}(t) + \gamma_I \bar{\Sigma}_f(t) \bar{\phi}(t), \quad (2.10)$$

$$\frac{d\bar{X}(t)}{dt} = \gamma_X \bar{\phi}(t) \bar{\Sigma}_f(t) + \lambda_I \bar{I}(t) - \lambda_X \bar{X}(t) - \bar{X}(t) \bar{\phi}(t) \sigma_{ax}(t). \quad (2.11)$$

As Equações (2.10) e (2.11) permitem que se obtenha bastante informação sobre o impacto da concentração de Xenônio no reator, sobre a evolução da potência do reator e sobre a necessidade de controle. Essas equações permitem estimar o comportamento das concentrações médias do Iodo e do Xenônio no reator ao longo de um transiente. O fluxo de nêutrons médio, $\bar{\phi}(t)$, para as análises com estas equações, é normalmente considerado conhecido ao longo do tempo, como proveniente da demanda de potência do reator.

2.2.1 - EFEITO DO ^{135}Xe NA PARTIDA E NO DESLIGAMENTO DO REATOR

O efeito causado pelo aparecimento de ^{135}Xe no reator pode ser bem entendido por meio das Equações (2.10) e (2.11) desenvolvidas anteriormente e aplicadas ao problema de partida e desligamento de um reator.

Considerando a Tabela 2.2 que apresenta um conjunto de dados referentes a transientes de Xenônio em reatores PWR comerciais. Considerando também um transiente em que o reator esteja inicialmente desligado $\bar{\phi}(t < 0) = 0$, em seguida a potência seja elevada para um dado nível, correspondendo a um nível de fluxo $\bar{\phi}$, que permanece constante por 50 horas, e ao final, o reator seja desligado, voltando a um fluxo neutrônico nulo. Assim, com o histórico de $\bar{\phi}(t)$, tem-se:

$$\bar{\phi}(t) = \begin{cases} 0 \rightarrow t < 0 \\ \bar{\phi} \rightarrow 0 \leq t \leq 50 \\ 0 \rightarrow 51 \leq t \leq 100 \end{cases}$$

Tabela 2.2 - Dados referentes a transientes de Xenônio para reatores PWR comerciais

Σ_f (cm ⁻¹)	0,15
γ_x	0,003
λ_l (s ⁻¹)	$2,87 \times 10^{-5}$
λ_x (s ⁻¹)	$2,09 \times 10^{-5}$
σ_{ax} (barn)	$2,7 \times 10^6$

Pode-se resolver as Equações (2.10) e (2.11) pela técnica do fator integrante com $\bar{\phi}(t)$ constante para os intervalos (0-50 horas), e (51-100 horas).

As concentrações iniciais de Iodo e Xenônio, $\bar{I}(0)$ e $\bar{X}(0)$ respectivamente, são nulas. As soluções que são obtidas são:

$$\bar{I}(t) = \frac{\gamma_I \bar{\Sigma}_f \bar{\phi}}{\lambda_I} (1 - e^{-\lambda_I t}) + \bar{I}(0) e^{-\lambda_I t}, \quad (2.12)$$

$$\bar{X}(t) = \bar{X}(0) e^{-(\sigma_{ax}\bar{\phi} + \lambda_X)t} + \frac{(\gamma_I + \gamma_X) \bar{\Sigma}_f \bar{\phi}}{\bar{\sigma}_{ax}\bar{\phi} + \lambda_X} (1 - e^{-(\sigma_{ax}\bar{\phi} + \lambda_X)t}) + \frac{\gamma_I \bar{\Sigma}_f \bar{\phi}_0 + \lambda_I \bar{I}(0)}{\bar{\sigma}_{ax}\bar{\phi} + \lambda_X - \lambda_I} (e^{-(\sigma_{ax}\bar{\phi} + \lambda_X)t} - e^{-\lambda_I t}). \quad (2.13)$$

para $0 < t \leq 50$ e para $51 \leq t \leq 100$.

O reator, no início do transiente, tem concentrações de ^{135}I e ^{135}Xe inicialmente zero. Quando o reator opera por um determinado tempo, suficientemente longo com nível de fluxo médio $\bar{\phi}$, estas concentrações atingem o estado de equilíbrio e podem ser descritas da forma:

$$\bar{I}(\infty) = \frac{\gamma_I \bar{\Sigma}_f \bar{\phi}}{\lambda_I}, \quad (2.14)$$

$$\bar{X}(\infty) = \frac{(\gamma_I + \gamma_X) \bar{\Sigma}_f \bar{\phi}}{\lambda_X + \bar{\sigma}_X \bar{\phi}}. \quad (2.15)$$

As Figuras (2.2) e (2.3) apresentam os gráficos da concentração de ^{135}I e ^{135}Xe fornecidas pela solução das Equações (2.12) a (2.15). Considerou-se vários níveis de fluxo neutrônico na análise para evidenciar a sua influência nos resultados. A Tabela 2.3 apresenta os valores de fluxo considerados.

Tabela 2.3 - Valores de fluxo neutrônico para transientes de Xenônio

Estado do reator	Fluxo (n/cm ² .s)
0,1% da potência nominal	0,005x10 ¹³
1,0% da potência nominal	0,05x10 ¹³
10,0% da potência nominal	0,5x10 ¹³
fluxo de referência	5x10 ¹³
200% da potência nominal	10x10 ¹³

Verifica-se que essas concentrações dependem do fluxo de nêutrons $\bar{\phi}$ que o reator opera. Em aproximadamente 30 horas os isótopos ¹³⁵I e ¹³⁵Xe atingem o equilíbrio, mesmo se o fluxo de nêutrons $\bar{\phi}$ for muito baixo. Fisicamente, a condição de equilíbrio do ¹³⁵Xe é atingida porque a taxa de produção de ¹³⁵Xe, via fissão e via decaimento do ¹³⁵I, é igual a taxa de desaparecimento deste isótopo via seu próprio decaimento e absorção neutrônica. A rapidez com que o ¹³⁵Xe atinge o equilíbrio depende da taxa de produção de ¹³⁵Xe, devido ao decaimento do ¹³⁵I (λ_1), e da taxa de desaparecimento de ¹³⁵Xe, via captura de nêutrons e decaimento. Se houver nêutrons presentes, desta forma aumentando a taxa de destruição de Xenônio devido ao decaimento radioativo, $\bar{X}(t)$ aproximar-se-á mais rápido do equilíbrio. Entretanto, a meia-vida do ¹³⁵I de 6,7h limitará a rapidez em que as condições de equilíbrio são alcançadas.

Se o reator operar num nível constante de fluxo, esta concentração permanece em equilíbrio até que haja uma intervenção na potência do reator. Esta condição pode ser alterada com uma redução da potência ou com o desligamento, que é o que acontece no instante 50 horas. A taxa de produção deste isótopo, via fissão, cessa e o que prevalece é o decaimento do ¹³⁵I produzindo ¹³⁵Xe e ocasionando um aumento da concentração de ¹³⁵Xe no núcleo. A concentração do isótopo ¹³⁵I vai diminuindo com o tempo porque não há mais produção via fissão.

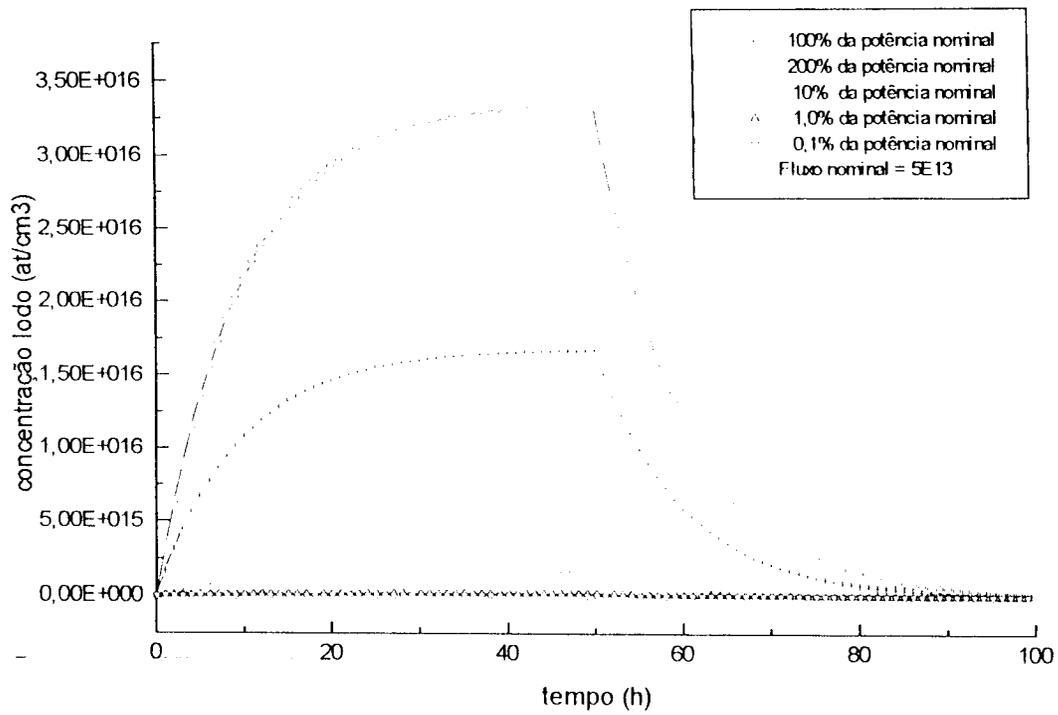


Figura 2.2 - Concentração de Iodo para vários valores de fluxo de nêutrons.

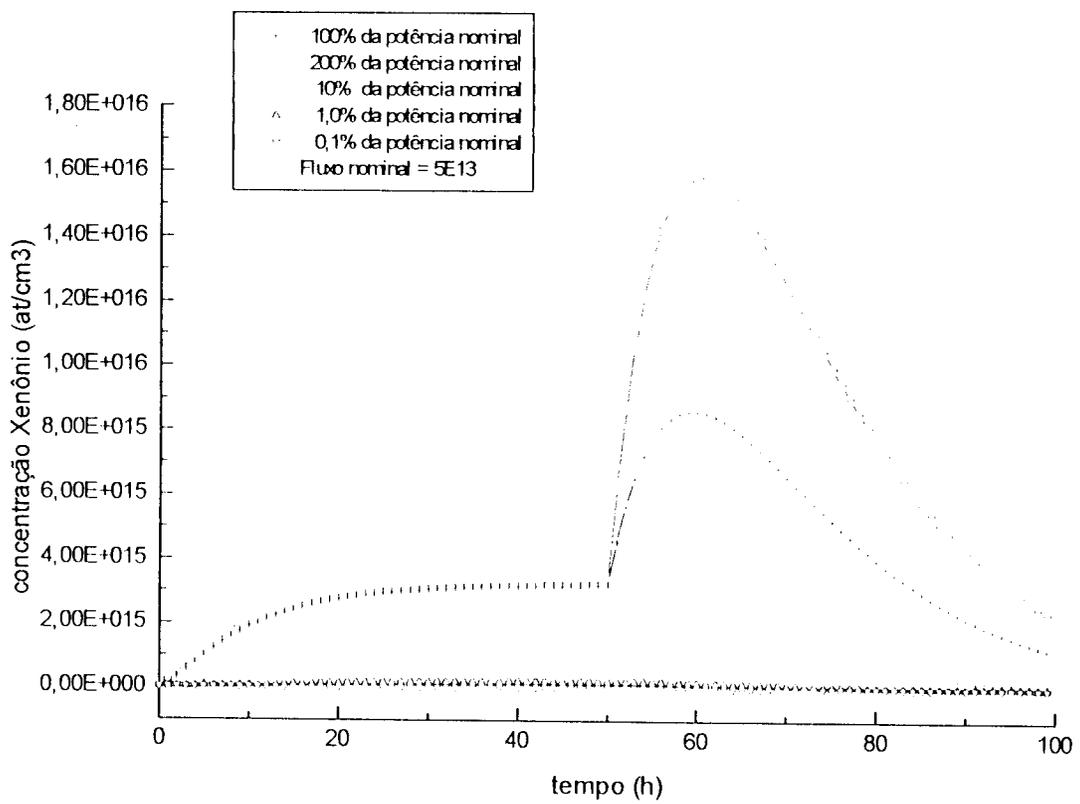


Figura 2.3 - Concentração de Xenônio para vários valores de fluxo de nêutrons.

As formas de desaparecimento do ^{135}Xe são duas: a captura de nêutrons, para ser formado o isótopo ^{136}Xe , e o decaimento ao ^{135}Cs como mostrado na cadeia de decaimento indicada pela Figura (2.1). Quando se desliga o reator, uma causa do desaparecimento do Xenônio é eliminada, que é a captura. Este é um outro fator que favorece o aumento da concentração de Xenônio no núcleo do reator.

Uma consequência da concentração de Xenônio no núcleo atingir um valor muito elevado após o desligamento do reator, principalmente se operado em níveis de fluxo acima de $5 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2\text{s}$, é a dificuldade de se ligar o reator novamente, caso o núcleo não disponha de excesso de reatividade suficiente. Devido a este efeito, ao se projetar reatores para propulsão prevê-se um excesso de reatividade durante toda a vida do reator, superior ao envenenamento por Xenônio. Para outros reatores prevê-se um excesso de reatividade suficiente para ligar o reator, dentro de um determinado intervalo de tempo logo após o desligamento. A Figura (2.4) mostra a reatividade negativa introduzida no reator pelo acúmulo da concentração de Xenônio.

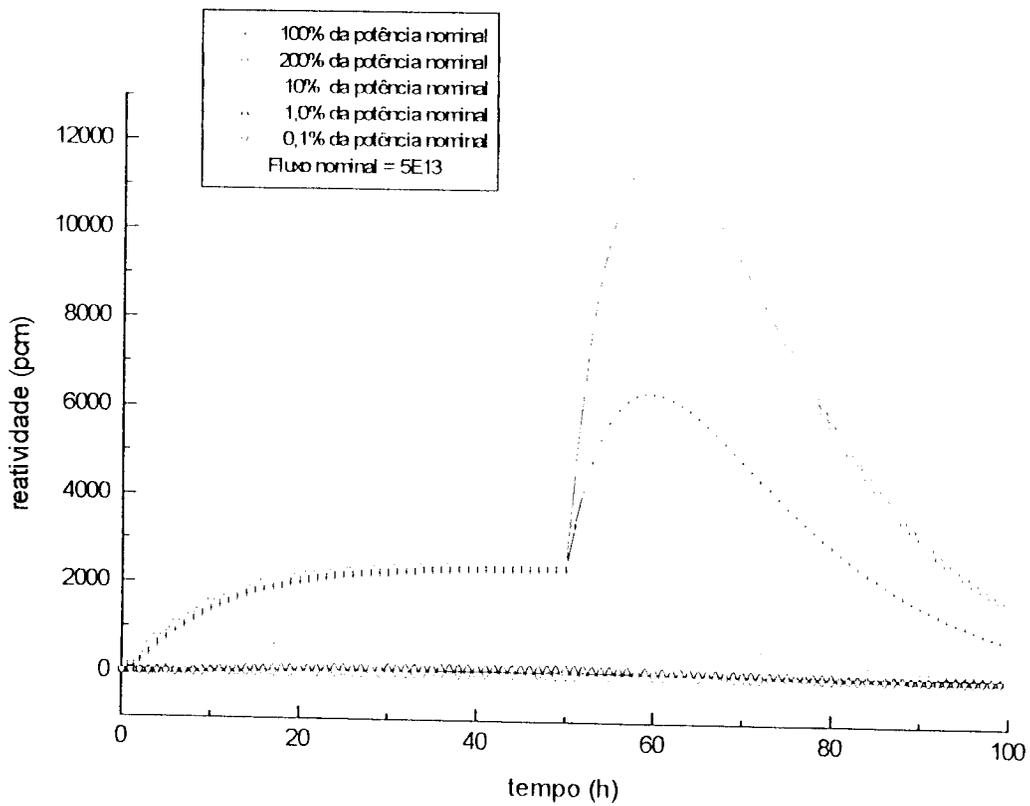


Figura 2.4 - Reatividade devido ao Xenônio para vários valores de fluxo de nêutrons.

Se não for previsto este excesso de reatividade do núcleo, não é possível ligar o reator novamente até que a concentração do ^{135}Xe decaia e chegue a valores mais baixos, o que demora de 40 a 50 horas (2 dias).

Esta reatividade é fornecida pelo sistema de controle de reatividade do reator por meio de movimentação de barras de controle ou diluição de ácido bórico dissolvido no refrigerante. Para o caso do fluxo nominal, $\phi=5 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$, o envenenamento de ^{135}Xe , no estado de equilíbrio, equivale a 63 dias de queima de combustível; após o reator ser desligado o envenenamento equivale a 152 dias de queima de combustível em um reator comercial operando em plena potência.

As equações pontuais para análise de transientes de ^{135}Xe mostram a importância de seu efeito em um reator nuclear. Entretanto, a distribuição de

^{135}Xe no reator, $X(r,t)$ pode variar bastante sua forma durante transientes de elevação e redução de potência. Este problema é tratado na próxima seção.

2.3 - OSCILAÇÕES ESPACIAIS DE XENÔNIO

A formação de Xenônio no reator, conforme mostra a Equação (2.2), é distribuída em todo o reator e é diretamente proporcional a densidade de potência do reator. Onde esta é maior, a formação de Xenônio também é maior. As variações que ocorrem na distribuição de densidade de potência do reator são acentuadas pela distribuição da concentração de Xenônio no reator. Podem causar picos de potência se não forem adequadamente controladas pelo sistema de controle de reatividade do reator.

Assim, o tratamento pontual apresentado anteriormente é adequado para se estimar a reatividade negativa introduzida no reator durante transientes de Xenônio, entretanto não podem descrever o impacto da formação de Xenônio na distribuição de potência do reator e as oscilações espaciais desta distribuição daí decorrentes.

Para exemplificar o impacto do Xenônio na distribuição de potência do reator considere a divisão do núcleo do reator em duas regiões, designadas topo e base. Vê-se que uma inserção de barra de controle no núcleo do reator origina perturbações na distribuição fluxo neutrônica e na distribuição de Xenônio, conforme mostra a Figura (2.5).

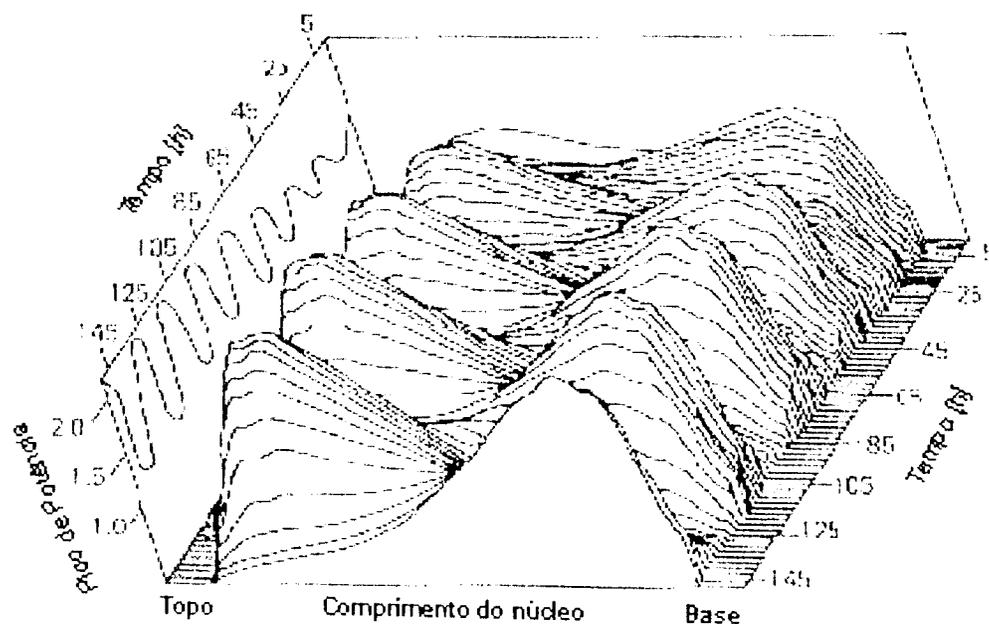


Figura 2.5 - Oscilação espacial de Xenônio [24].

Suponha que uma barra de controle seja inserida no topo do reator. Imediatamente após a perturbação, a distribuição de Xenônio não é afetada, mas a distribuição de potência é aumentada no local oposto ao da perturbação, ou seja, o pico de densidade de potência dirige-se para a base do núcleo.

Após aproximadamente 5 horas, na base do núcleo onde o fluxo é maior, mais Xenônio é queimado, o que favorece a distribuição não uniforme, aumentando mais o fluxo e diminuindo a concentração de Xenônio. No topo, devido ao menor fluxo, menos Xenônio é queimado e há um crescimento da concentração de Xenônio.

Após 25 horas, do início da perturbação, na base há maior produção de Iodo e o decaimento do Iodo produz mais Xenônio, fazendo com que a concentração de Xenônio comece a aumentar. Isto diminui a potência nesta região e origina um pico de potência no topo.

Em aproximadamente 40 horas, com a geração de potência alta no topo do núcleo, o Iodo decai e originará um aumento da concentração de Xenônio, causando uma diminuição de potência e fazendo com que o pico se desloque para a base novamente.

A Figura (2.5) mostra que para uma geração constante de potência pelo reator (a integral dos perfis de distribuição de densidade de potência em cada instante é constante e igual a potência do reator) a distribuição de potência pode apresentar fortes oscilações. À esquerda na figura vê-se o comportamento do fator de pico de potência ao longo do transiente, que inicia em torno de 1.5 e após 145 horas encontra-se em torno de 2,2. O transiente apresentado indica que a possibilidade de pontos quentes no reator, para o mesmo nível de potência, aumenta ao longo de um transiente de Xenônio.

2.3.1 - TRATAMENTO PARA ANÁLISE DE OSCILAÇÕES ESPACIAIS

A análise do comportamento do reator quanto a oscilações de Xenônio deve ser tratada por meio das Equações (2.1) a (2.3) que fornece a concentração de Xenônio e o fluxo neutrônico em função da posição no reator. A solução destas equações temporárias é muito complicada devido ao termo de derivada temporal do fluxo de nêutrons que exige intervalos de tempo muito pequenos.

Uma vez que os transientes evoluem numa escala temporal de algumas horas pode-se fazer a simplificação de não distinguir os nêutrons atrasados considerando-os para fins práticos, como nêutrons prontos. Na Equação (2.3) despreza-se o termo de derivada temporal do fluxo neutrônico por ser pequeno frente aos outros termos. Assim, a Equação (2.3) é aproximada por uma equação estática de difusão de nêutrons com a introdução de um autovalor, o fator efetivo de multiplicação, variável no tempo.

$$-\nabla \cdot D(\mathbf{r}, E) \nabla \phi(\mathbf{r}, E) + \Sigma_t(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) = \int_0^{\infty} \Sigma_s(\mathbf{r}, E' \rightarrow E) \phi(\mathbf{r}, E') dE' + \frac{\chi(E)}{k} \int_0^{\infty} \nu \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \phi(\mathbf{r}, E') dE' .$$

(2.16)

As Equações (2.1), (2.2) e (2.16) constituem a base do modelo de análise de transiente espacial de Xenônio. O modelo de solução utilizado no programa CITATION para estas equações baseia-se na discretização da variável temporal em intervalos de tempo. As Equações (2.1) e (2.2) são integradas para um dado intervalo de tempo considerando para as variáveis dependentes do tempo que seus valores no início do intervalo permaneçam constantes ao longo do tempo e fornece o valor do fluxo de nêutrons a ser utilizado na solução das Equações (2.1) e (2.2).

A análise axial de transientes de Xenônio foi feita com o programa MID2 /25/, desenvolvido na Universidade de Michigan que resolve a equação de difusão de nêutrons em 1 ou 2 grupos de energia para a geometria unidimensional axial, fornecendo o fluxo de nêutrons e o fator efetivo de multiplicação (k). As equações do Xenônio e do Iodo são acopladas juntamente com as de cálculo de temperatura no combustível e no refrigerante. As equações de difusão de nêutrons e de transferência de calor são resolvidas em estado estacionário, enquanto as concentrações de Xenônio e Iodo são resolvidas com dependência temporal. A realimentação de Xenônio é feita por meio de variação nas seções de choque devido a variações na concentração de Xenônio e de temperatura.

O controle de reatividade, no MID2, é feito por meio de boro solúvel no refrigerante ou movimentação de barras de controle. Variações de parâmetros ao longo do transiente como potência do reator, temperatura de entrada do refrigerante, concentração de boro solúvel no refrigerante e posição da barra de controle permitem estudar vários transientes.

Tanto o MID2 quanto o CITATION /26/ resolvem a equação de difusão pelo método das diferenças finitas que consiste em dividir o(s) eixo(s) do reator

em intervalos espaciais ou "meshs" e calculam o fluxo e a densidade de potência nos pontos centrais de cada intervalo.

2.3.2 - TRATAMENTO DE SEÇÕES DE CHOQUE

O programa HAMMER (Heterogeneous Analysis by Multigroup Methods of Exponentials and Reactors) foi utilizado para a geração de seção de choque. O programa faz cálculos celulares em multigrupos de energia obtendo-se seções de choque colapsadas e parâmetros de célula unitária homogeneizadas para poucos grupos de energia: dois, três ou quatro. Após o programa gerar as seções de choque pode-se obter o fluxo de nêutrons, o fator de multiplicação de nêutrons (k-efetivo) do reator e as distribuições de fluxo e potência no reator com os códigos MID2 ou CITATION.

O código HAMMER resolve a equação integral de transporte. Utiliza o conceito de célula cilíndrica equivalente de Wigner-Seitz para reduzir o problema bidimensional (célula quadrada ou hexagonal com uma barra cilíndrica no centro) para o problema unidimensional. O cálculo celular fornece parâmetros de difusão tais como D , Σ_a , Σ_r , $\nu\Sigma_f$. Após ser feita a cilindrização da célula, para tornar o problema mais fácil de ser resolvido, é feita a homogeneização da região cilindrizada. O código faz cálculos celulares em multigrupos de energia, sendo 54 grupos na região rápida e 30 grupos na região térmica. Obtém-se seções de choque colapsadas para poucos grupos de energia: 2, 3 ou 4.

2.3.3 - APROXIMAÇÕES REALIZADAS

Uma aproximação realizada neste trabalho foi a desconsideração da realimentação termoidráulica nos transientes de Xenônio a fim de maximizar as oscilações.

Se não considerarmos a realimentação termoidráulica, o que de fato não é o caso real, uma inserção de reatividade positiva no núcleo implicaria em um aumento indefinido de potência. Já no caso real, se considerarmos a realimentação termoidráulica, uma inserção de reatividade positiva no núcleo implica em um aumento de potência e também em aumento das temperaturas do combustível e moderador.

O aumento da temperatura do combustível faz com que, devido ao efeito Doppler, haja um aumento na seção de choque de absorção de nêutrons e esse efeito insere reatividade negativa no núcleo.

Portanto, se devido a uma perturbação como, por exemplo, a retirada de barra do núcleo, há inserção de reatividade positiva e conseqüentemente um aumento de potência, tem-se, por outro lado, os efeitos de realimentação termoidráulica, que inserem reatividade negativa no núcleo. Como para reatores térmicos o coeficiente de temperatura é negativo, essa inserção de reatividade negativa faz com que o fator de pico diminua durante as oscilações espaciais de fluxo. Conclui-se que a realimentação termoidráulica é um efeito estabilizador.

Como a oscilação de Xenônio depende da potência, ou fluxo, do reator, considerando o efeito de realimentação termoidráulica, tem-se uma minimização na oscilação de potência e conseqüentemente na oscilação de Xenônio no núcleo do reator. Portanto, para maximizar as oscilações, a fim de estudar o pior caso, desconsiderou-se este efeito nas análises de transientes de oscilação espacial de Xenônio.

Não utilizou-se nenhum tipo de controle nas simulações, nem com movimentações de barra de controle, nem com diluição de boro no refrigerante, tendo então a presença de oscilações espaciais de Xenônio nos transientes e, então, sendo possível o estudo das mesmas.

2.4 - INSTABILIDADE DEVIDO AO XENÔNIO PARA REATOR DE PEQUENO PORTE.

Um estudo do fenômeno de estabilidade das oscilações espaciais devido ao Xenônio em reatores de pequeno porte foi realizado por Canosa e Brooks /10/, no qual o fluxo de nêutrons é expandido na forma:

$$\phi(x,t) = e^{st} \sum_{v=0}^{\infty} A_v \phi_v(x) \quad (2.17)$$

onde $\phi_v(x)$ são as autofunções ortonormais da equação de difusão de nêutrons que descreve o reator.

Canosa e Brooks /10/ mostram que os efeitos do modo de acoplamento são bem pequenos para os níveis de fluxo térmico de reatores de potência atuais ($10^{13} - 10^{14}$ n/cm².s), mas que para altos fluxos (10^{15} n/cm².s) o modo de acoplamento é desestabilizante e pode ser significativo.

O reator é modelado por uma placa infinita, sendo que este modelo despreza a fuga lateral. Ao considerar a fuga lateral de nêutrons, diminui-se o fluxo máximo no reator e essa redução pode implicar em uma maior estabilidade das oscilações espaciais de Xenônio no núcleo. Considerando o modelo de placa infinita, maximiza-se o fluxo de nêutrons no núcleo, e portanto, aumenta-se a probabilidade de oscilações de Xenônio.

Dois casos extremos são considerados. O primeiro é de um refletor perfeito (albedo = 1) que fornece uma distribuição de densidade de potência

plana, e o segundo é de um reator sem refletor, cuja distribuição de densidade de potência é senoidal.

No caso de oscilação de potência, assume-se que os harmônicos mais altos são acoplados somente com o modo fundamental, porque este modo é o principal. No caso de oscilações espaciais, assume-se que os harmônicos mais altos são acoplados somente com o primeiro harmônico, pois, neste caso, ele também é o mais importante.

Para o caso de um refletor perfeito uma equação para estabilidade é reduzida a uma equação cúbica [11] onde os coeficientes dependem de dois parâmetros variáveis: α (coeficiente de potência) e $\phi_{\text{máx}}$ (fluxo máximo em equilíbrio) no centro da placa. Da condição de raízes puramente imaginárias, e fixando $\phi_{\text{máx}}$, obtém-se uma equação em α . Os valores de α , e seu correspondente $\phi_{\text{máx}}$, são aqueles para os quais o reator tem oscilações neutras, ou seja, oscilações com amplitudes constantes.

Para o caso de um reator sem refletor, o fluxo de equilíbrio é dado pelo modo fundamental das autofunções do reator. A equação cúbica também é válida e pode-se fazer o mesmo tratamento das oscilações que feito no caso anterior.

Os valores de α para diferentes valores de $\phi_{\text{máx}}$ traçam uma curva que separa as regiões estável e instável. Pela Figura (2.6) há o contorno das regiões estável e instável. Isto permite-nos determinar o nível de fluxo no qual a queima de Xe começa a ser percebida.

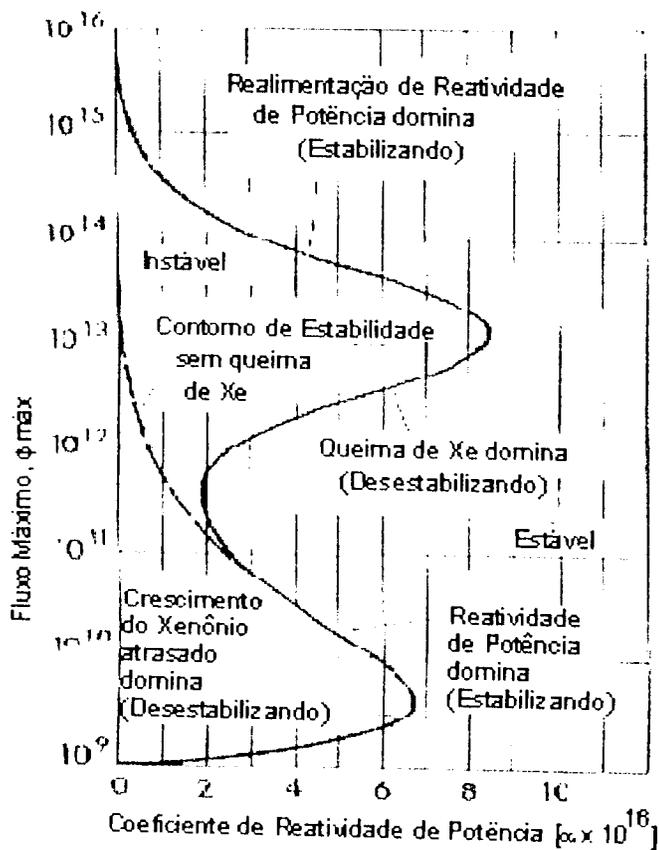


Figura 2.6 - Regiões de estabilidade /10/.

A ordenada da curva dá o valor de fluxo estável nos quais o reator terá estabilidade neutra contra as oscilações induzidas por Xenônio para o dado coeficiente de realimentação de potência negativo (abscissa).

No lado direito da curva está o lado estável, e no lado esquerdo está o lado instável. Os dados referente à Figura (2.6) referem-se a um reator tipo placa, mas as conclusões são de aplicação geral.

Pela curva, nota-se que quando o nível do fluxo de nêutrons é suficientemente baixo, isto é, cerca de 10^9 n/cm²s o sistema é estável contra oscilações de Xenônio independente do valor do coeficiente de realimentação de potência, α , valor este expresso em cm².s (inverso do fluxo de nêutrons). Em tal valor de fluxo, a taxa de queima de ¹³⁵Xe pela absorção de nêutrons é relativamente pequena e a situação no reator não é afetada significativamente

pela formação atrasada do Xenônio, isto é, aquela devido ao decaimento do Iodo. É interessante notar que a situação muda à medida que o fluxo aumenta, considerando-se um valor de α fixo.

Aumentando o nível de fluxo, o reator torna-se instável e os valores de $\phi_{\text{máx}}$ nos quais a neutralidade das oscilações estáveis começam, variam muito levemente com α , mostrando claramente que, em tais níveis de fluxo baixo, a realimentação de reatividade de potência não é importante. O mecanismo principal neste intervalo de fluxo é o crescimento do Xenônio atrasado, que começa a dominar o sistema e desestabiliza-o.

Em fluxos maiores que 3×10^9 n/cm²s, ocorre a influência do efeito Doppler e o mecanismo de realimentação de potência começa a estabilizar o sistema; se não existisse queima de Xenônio, mesmo em fluxos mais altos, o sistema seria estável.

No intervalo de 3×10^9 n/cm²s até 2×10^{11} n/cm²s a realimentação de potência estabiliza o sistema; para o intervalo de 2×10^{11} n/cm²s até 9×10^{12} n/cm²s a queima de Xenônio começa ter influência desestabilizadora no sistema. No nível de fluxo 10^{13} n/cm²s a realimentação de potência começa a estabilizar o sistema.

Em fluxos acima de 10^{15} n/cm²s, os quais não existem em reatores térmicos, o sistema seria estável.

Canosa e Brooks /10/ utilizavam esta metodologia para estudar o impacto do tamanho do reator nas oscilações de Xenônio. A Figura (2.7) mostra as regiões de estabilidade para várias alturas. Para uma altura de 140 cm, $(H/M)^2=500$; para 420 cm, $(H/M)^2=1500$ e para 1100 cm, $(H/M)^2=4000$.

Winston /11/ utilizou a mesma metodologia usada por Canosa e Brooks e incorporou a curva de estabilidade para um reator de 100 cm, $(H/M)^2=360$, mostrada na Figura (2.7).

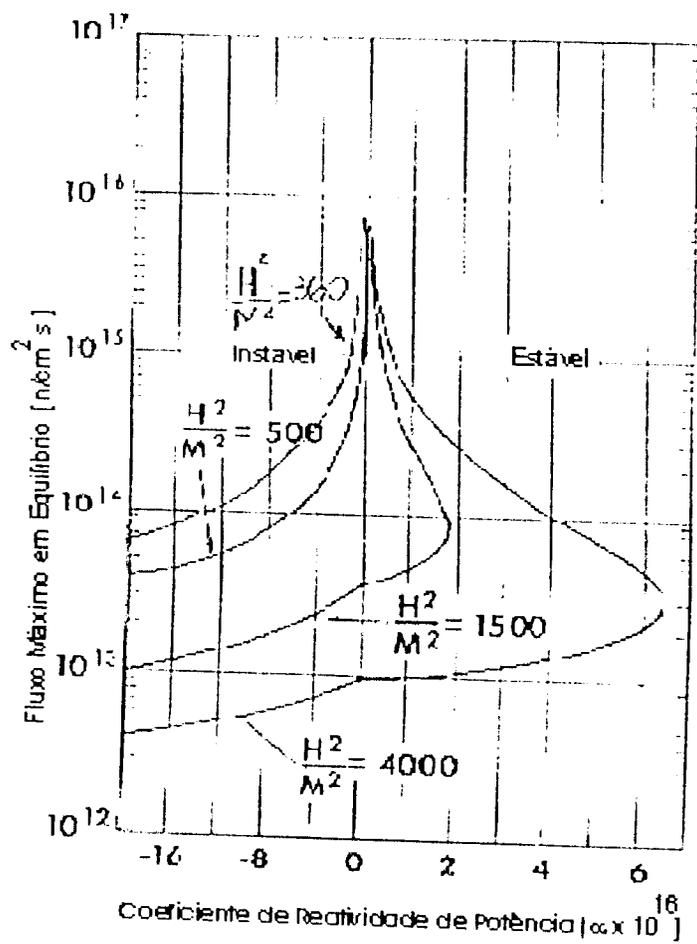


Figura 2.7 - Regiões de estabilidade para um reator com refletor perfeito /11/.

O estudo de Winston /11/ verificou que o reator de pequeno porte é estável em relação as oscilações espaciais de Xenônio, no entanto é necessário um estudo de como é o comportamento das oscilações e como estas evoluem temporalmente. Verifica-se neste trabalho, através de análise temporal o comportamento das oscilações espaciais de Xenônio utilizando-se simulações feitas por computador.

TÓPICOS DO CAPÍTULO 3

3. ESTUDO DO COMPORTAMENTO DAS OSCILAÇÕES AXIAIS DE XENÔNIO

3.1 - FATORES QUE INFLUENCIAM OSCILAÇÕES ESPACIAIS DE XENÔNIO

3.2 - IMPACTO DA DISTRIBUIÇÃO DE DENSIDADE DE POTÊNCIA NA OSCILAÇÃO ESPACIAL DE XENÔNIO.

3.3 - INFLUÊNCIA DO TIPO DE PERTURBAÇÃO NA OSCILAÇÃO ESPACIAL DE XENÔNIO.

3.4 - EFEITO DA MAGNITUDE DA DENSIDADE DE POTÊNCIA NA OSCILAÇÃO ESPACIAL DE XENÔNIO.

3.5 - IMPACTO DO TAMANHO DO NÚCLEO NA OSCILAÇÃO ESPACIAL DE XENÔNIO.

3.6 - TRANSIENTE DE XENÔNIO PARA UM NÚCLEO DE 100 CM

CAPÍTULO 3

ESTUDO DO COMPORTAMENTO DAS OSCILAÇÕES AXIAIS DE XENÔNIO

3.1 - FATORES QUE INFLUENCIAM OSCILAÇÕES ESPACIAIS DE XENÔNIO

Os transientes de oscilação de Xenônio dependem de vários fatores /1/. Estuda-se os impactos da evolução de uma oscilação de Xenônio na distribuição de densidade de potência inicial, do tipo de perturbação e, da magnitude da densidade de potência. Os efeitos de realimentação termoidráulicos são desconsiderados visando maximizar as oscilações.

Para esse estudo considera-se um núcleo representativo do reator PWR Yankee com 336 cm de altura, mais susceptível a oscilações espaciais de ^{135}Xe . É apresentado o efeito do tamanho do núcleo sobre oscilações espaciais de Xenônio para um núcleo de 100 cm de altura.

O reator Yankee é representado uni-dimensionalmente por seções de choque homogeneizadas nas direções transversais. A Tabela 3.1 apresenta os dados utilizados para a modelagem dos núcleos a diversas distribuições de potência.

TABELA 3.1. Dados do Reator Yankee

potência	862,7 MW
potência específica	25,8 kW/kg UO ₂
densidade de potência	85,9 W/cm ³
espessura do refletor	40 cm
altura ativa do núcleo	336 cm
enriquecimento ²³⁵ U	4,0%
densidade UO ₂	10,5 g/cm ³
buckling radial do reator	6,41x10 ⁻⁴ cm ⁻²
temperatura média da água no núcleo	301,23°C

3.2 - IMPACTO DA DISTRIBUIÇÃO DE DENSIDADE DE POTÊNCIA NA OSCILAÇÃO ESPACIAL DE XENÔNIO.

Para verificar o impacto na distribuição de potência pelo desenvolvimento de uma oscilação de Xenônio considerou-se três distribuições iniciais diferentes: 1) uma plana representativa de um núcleo com acentuada queima, 2) uma cossenoidal representativa do reator no início de vida e 3) uma com uma barra de controle inserida na parte superior do núcleo, representativa de reatores para propulsão naval.

O primeiro transiente (T1) é iniciado pela movimentação da barra de controle a partir do topo do núcleo até a posição de inserção a ¼ da altura do núcleo. O núcleo tem inicialmente uma composição com distribuição de potência plana e simétrica. A barra permanece nesta posição durante 1 hora e é retirada do núcleo voltando a ter a composição inicial (sem envenenamento por ¹³⁵Xe).

Trata-se, portanto, de um transiente de Xenônio sem a atuação de nenhum controle externo para mostrar a possibilidade de oscilação de densidade de

potência e Xenônio. O valor integral da barra é de 3000 pcm e a potência é mantida constante no valor de 862,7 MW durante todo o transiente.

A Figura (3.1) mostra a evolução da distribuição de densidade de potência em vários instantes do transiente e a Figura (3.2) mostra a mesma informação para as alturas localizadas a 1/6 da base e no centro do núcleo do reator. As duas figuras mostram que a oscilação é levemente divergente e simétrica em relação ao centro do reator.

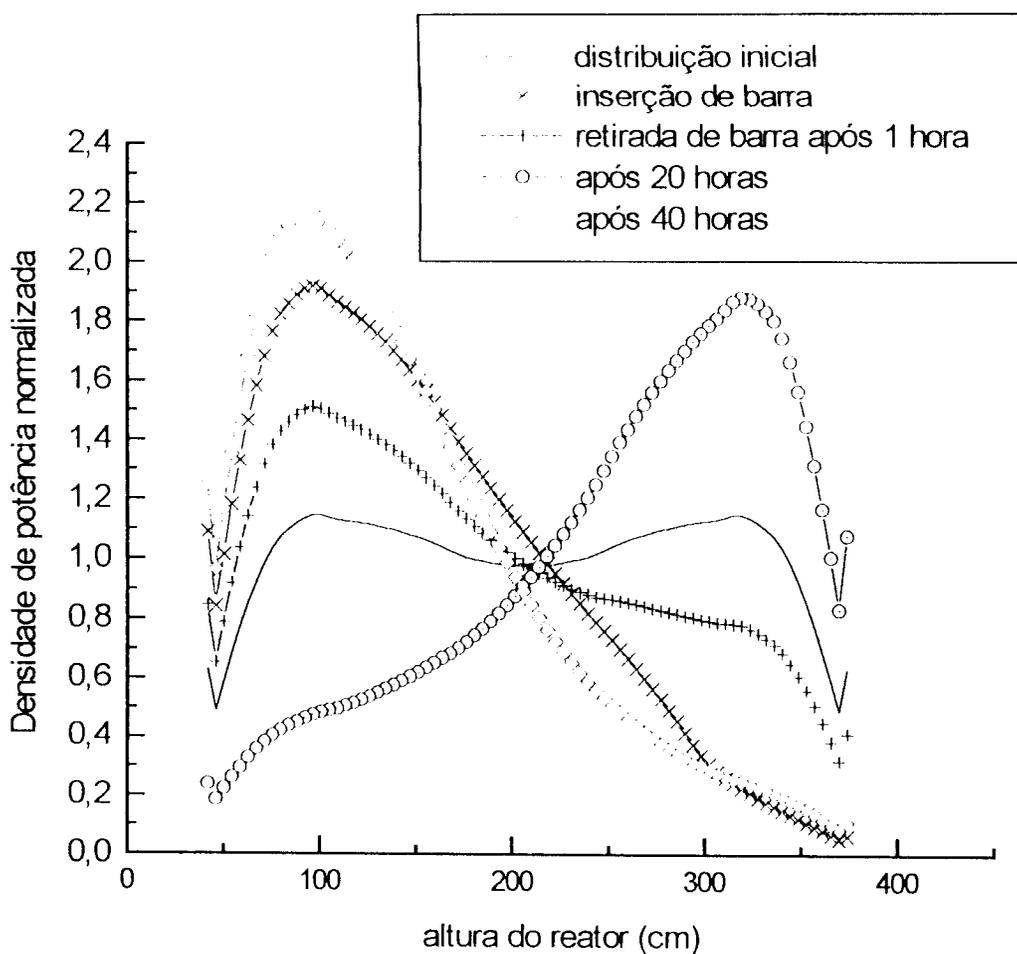


Figura 3.1 - Distribuição da densidade de potência em tempos posteriores à perturbação no transiente (T1).

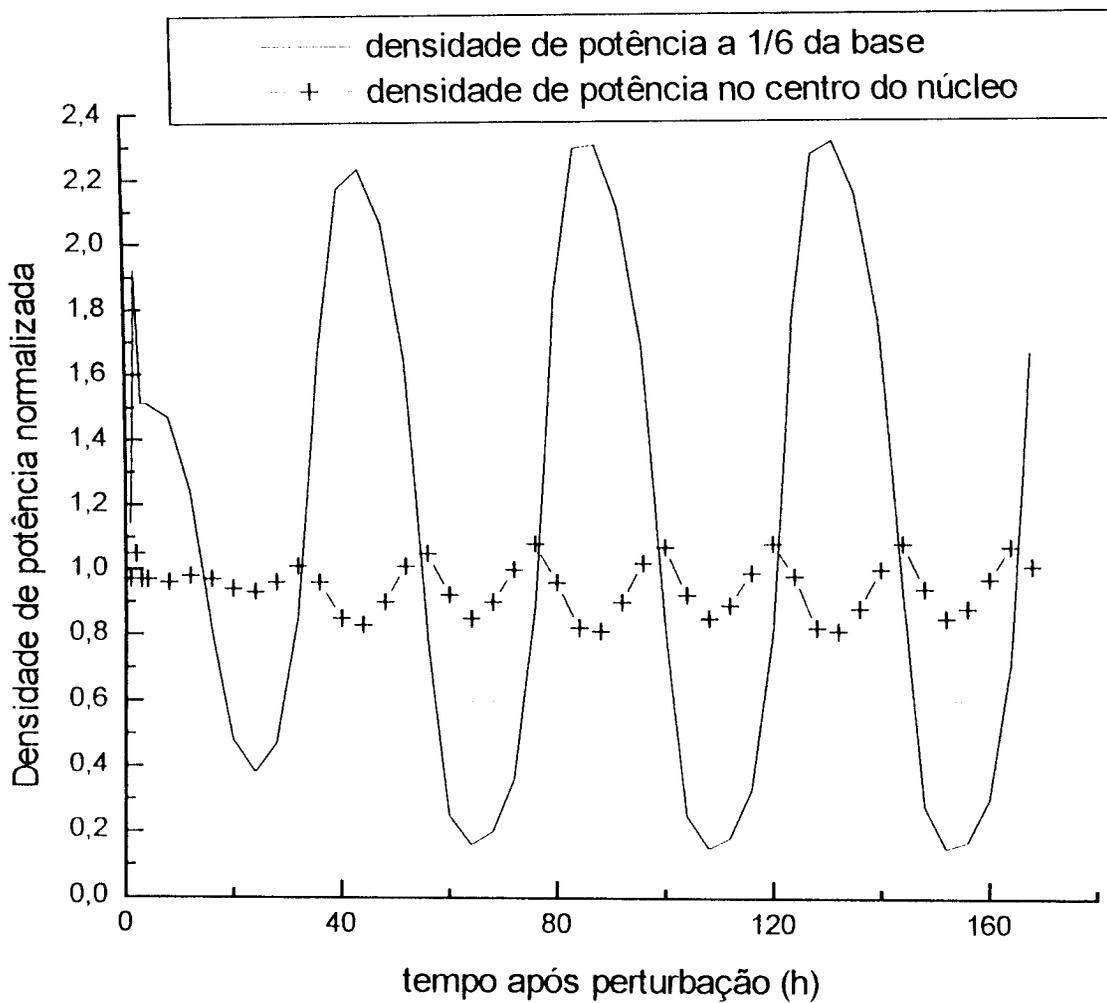


Figura 3.2 - Oscilação de densidade de potência nos pontos 1/6 da base e no centro do núcleo, oscilação divergente.

O segundo transiente (T2) é semelhante ao primeiro exceto pelo fato da distribuição de densidade de potência inicial ser cossenoidal, representativa de um núcleo sem queima de combustível.

A barra de controle é inserida durante uma hora, e depois retirada do núcleo. As Figuras (3.3) e (3.4) mostram a distribuição de densidade de potência em vários instantes do transiente e a mesma informação nas alturas de 2/5 da base e no centro do núcleo. Nota-se que a oscilação de Xenônio é bem menos acentuada produzindo picos muito menores que o caso anterior.

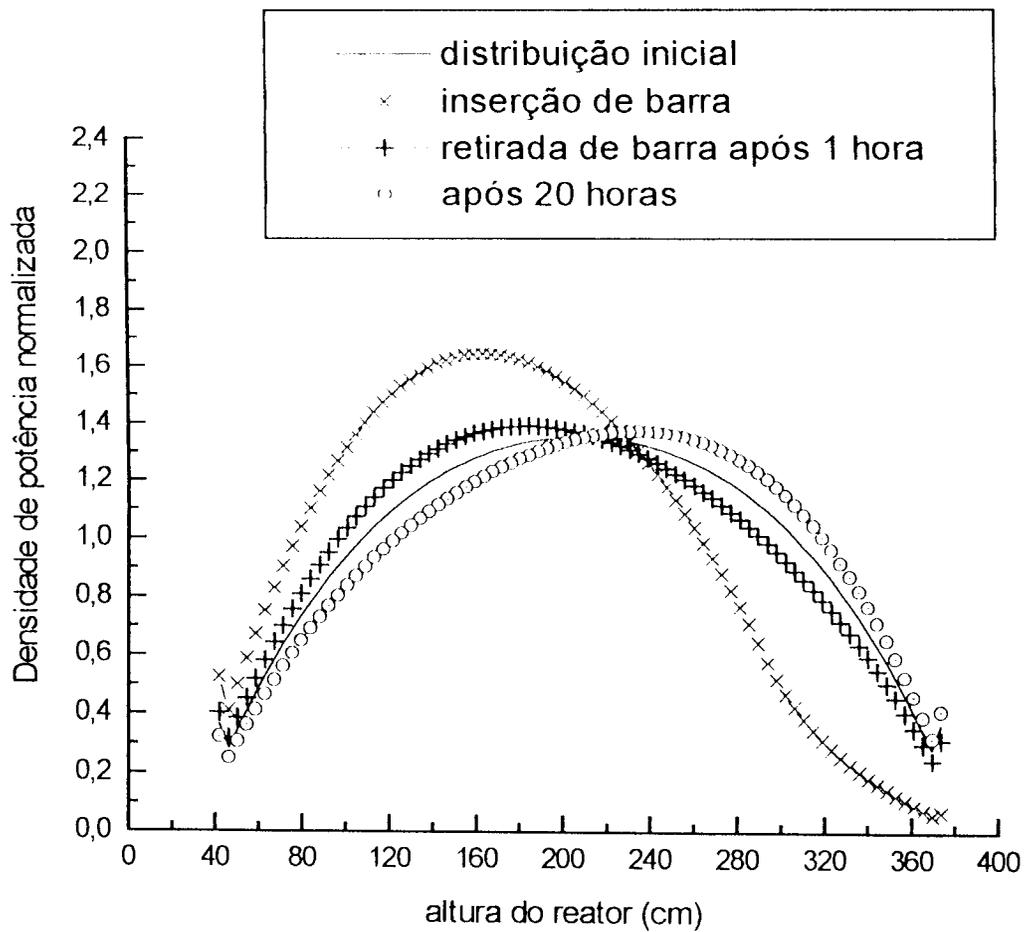


Figura 3.3 - Distribuição de densidade de potência em tempos posteriores à perturbação no transiente (T2).

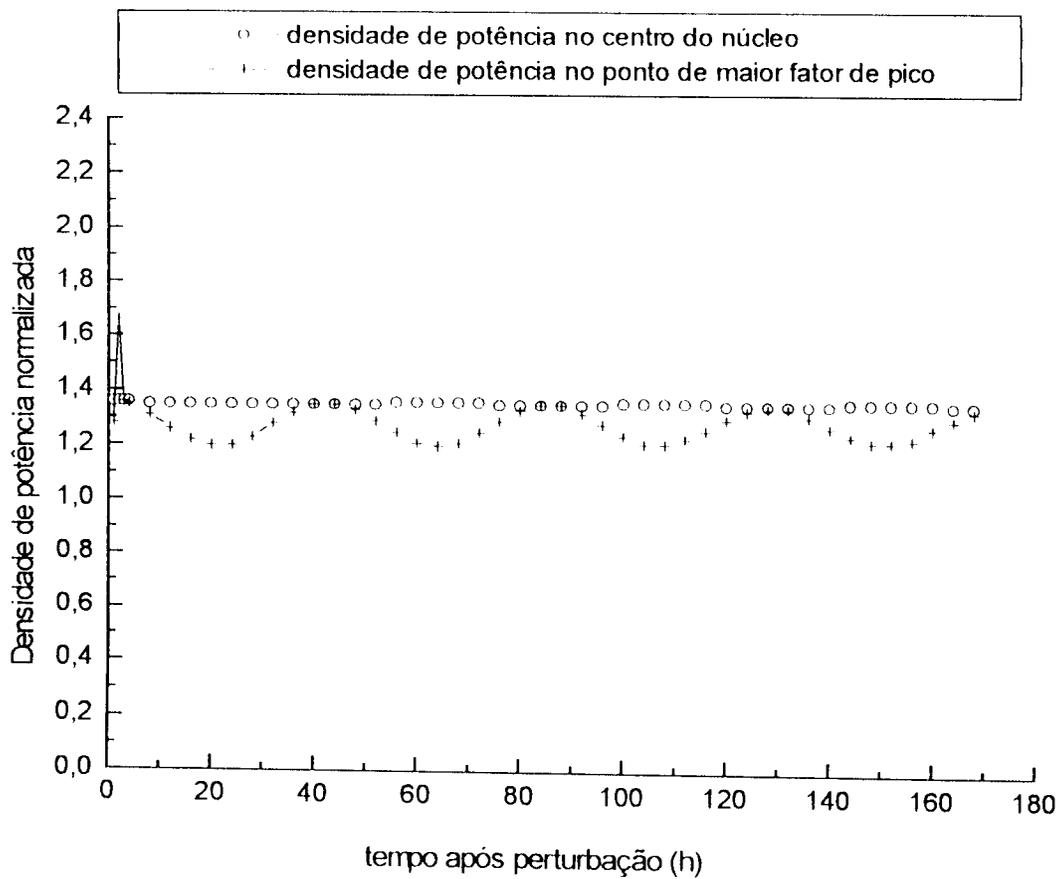


Figura 3.4 - Oscilação de densidade de potência nos pontos 2/5 da base e no centro do núcleo, oscilação convergente.

O terceiro transiente (T3) é iniciado em um núcleo que possui barras de controle inseridas até 50% no núcleo. A barra de controle é então movimentada até a posição de 60% de inserção, permanece aí durante 1 hora e depois retorna à posição de 50% de inserção. O valor integral da barra de controle é 3000 pcm. As Figuras (3.5) e (3.6) mostram a distribuição de densidade de potência em vários instantes do transiente e a densidade de potência nas alturas 1/6 da base e no centro do núcleo.

A Figura (3.5) mostra que a inserção da barra na primeira hora do transiente aumenta o fator de pico na parte inferior do núcleo de 2,2 para 2,6.

Após o retorno da barra à posição de 50% de inserção, a distribuição de potência retorna aos valores iniciais e praticamente não muda no restante do transiente.

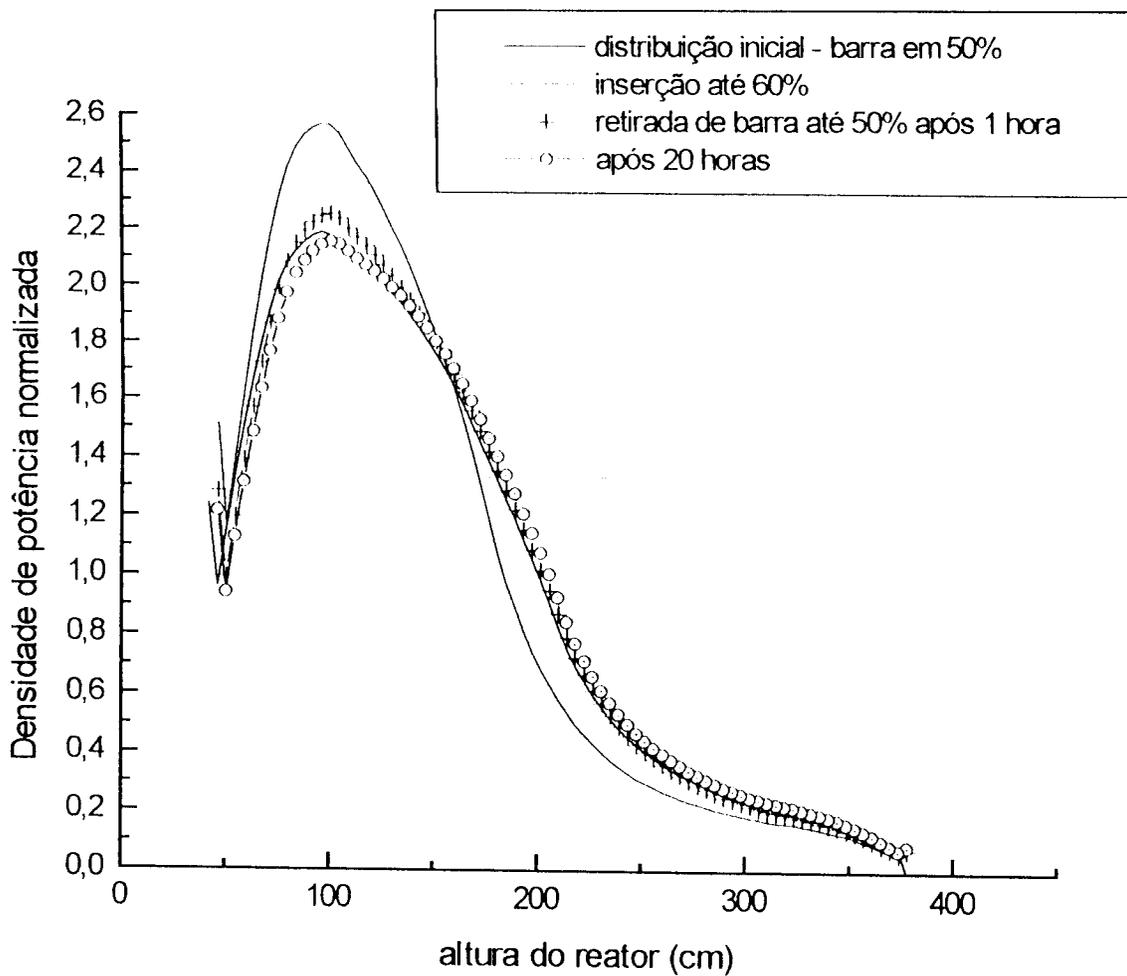


Figura 3.5 - Distribuição de densidade de potência em tempos posteriores à perturbação

A Figura (3.6) mostra que não há oscilação espacial após o retorno da barra para a posição inicial. A presença da barra de controle inibiu totalmente as oscilações espaciais tornando o comportamento do núcleo semelhante a de um reator pequeno.

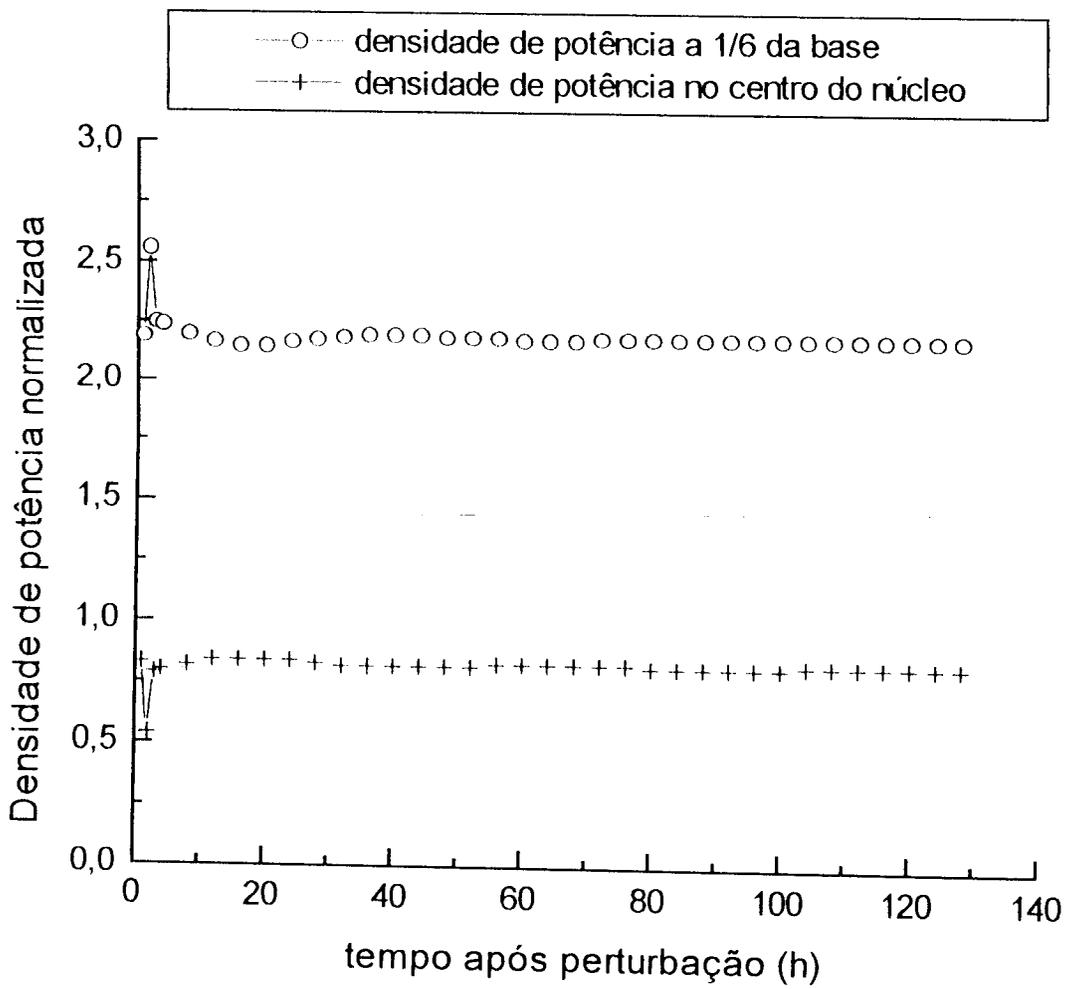


Figura 3.6 - Oscilação de densidade de potência nos pontos 1/6 da base e no centro do núcleo, não há oscilação.

3.3 - INFLUÊNCIA DO TIPO DE PERTURBAÇÃO NA OSCILAÇÃO ESPACIAL DE XENÔNIO.

As perturbações consideradas para esse estudo são causadas pela movimentação de barras de controle. O transiente (T4) é semelhante ao transiente (T1) exceto pelo fato que a barra de controle permanece no núcleo ao longo do transiente. A distribuição de potência inicial é plana e tem um transiente de Xenônio sem movimentação da barra de controle.

As Figuras (3.7) e (3.8) mostram as distribuições de densidade de potência em vários instantes do transiente e, da densidade de potência nas alturas de $1/6$ e $1/2$ do núcleo a partir da base. A distribuição de densidade de potência oscila com picos acentuados na região inferior do núcleo onde não há a presença das barras de controle. Na região que as barras estão inseridas a densidade de potência não apresenta picos.

O resultado apresentado na Figura (3.7) mostra que a presença da barra de controle no topo do reator causa uma absorção de nêutrons bastante grande que domina a oscilação espacial na região. Somente na parte inferior ocorre oscilações. A Figura (3.8) mostra que a oscilação é convergente, em contraste com o transiente (T1).

Uma comparação entre os transientes (T3) e (T4) mostra que, a presença de barras de controle estabiliza oscilações espaciais de densidade de potência, quanto mais inserida a barra no reator, menos são as oscilações espaciais, e, que o comportamento do reator se torna semelhante a de um reator de pequeno porte.

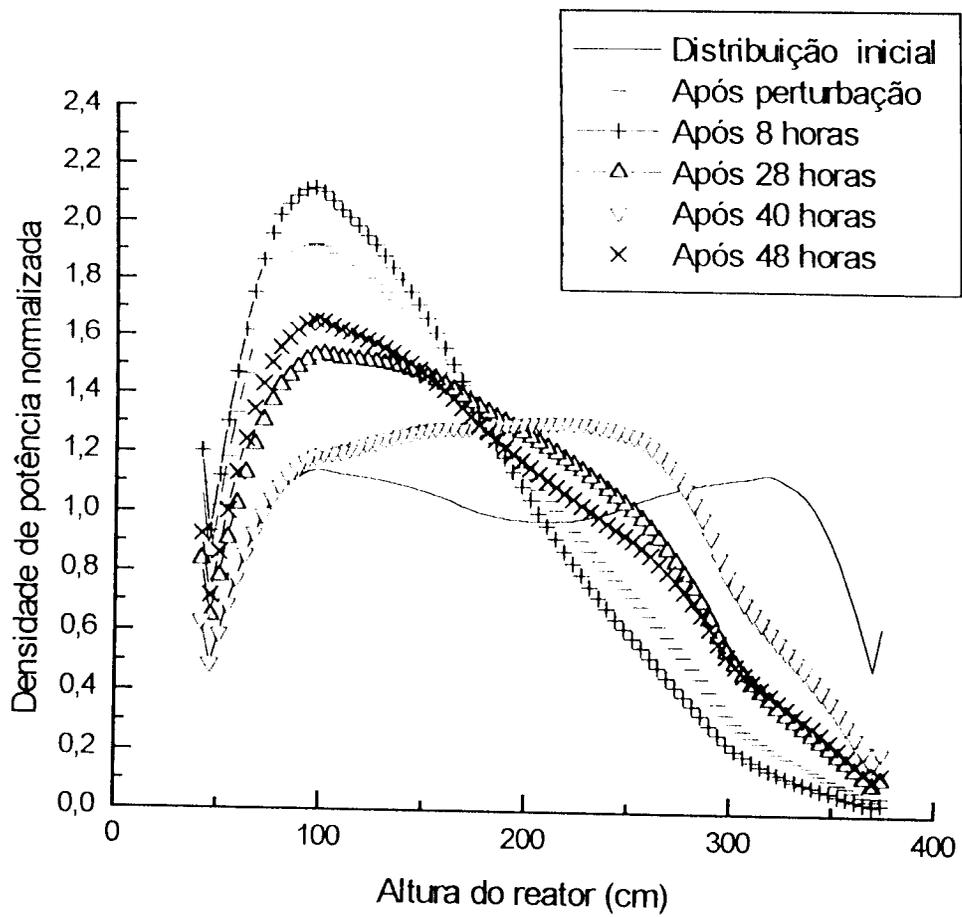


Figura 3.7 - Distribuição de densidade de potência em tempos posteriores à perturbação no transiente (T4).

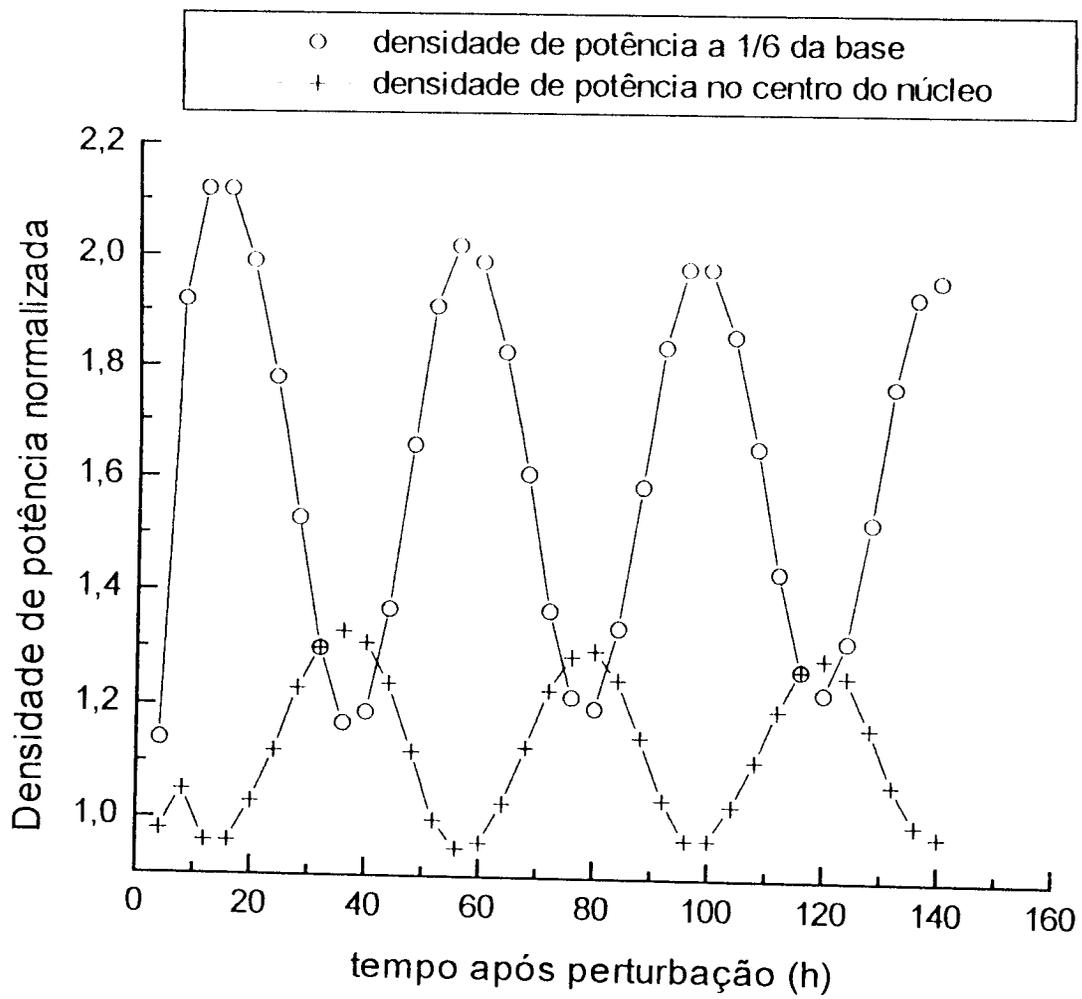


Figura 3.8 - Oscilação de densidade de potência nos pontos 1/6 da base e no centro do núcleo, oscilação convergente.

3.4 - EFEITO DA MAGNITUDE DA DENSIDADE DE POTÊNCIA NA OSCILAÇÃO ESPACIAL DE XENÔNIO.

Em um reator nuclear com regime de operação que admite excursões e reduções de potência rápidas, é necessário avaliar o impacto da magnitude da densidade de potência nas oscilações de Xenônio.

Para esta avaliação foi analisado um transiente (T5) semelhante ao transiente (T1) mas com um nível de potência reduzido à metade. A oscilação diminuiu atingindo picos máximos de 1,26, ao passo que para o transiente (T1) tem picos máximos de 2,2.

A magnitude da densidade de potência do reator influi muito nas oscilações de Xenônio. Em termos de impacto na distribuição de densidade de potência durante os transientes de Xenônio, a diminuição da magnitude da densidade de potência diminui os picos de potência no núcleo durante o transiente.

Para se avaliar o que ocorre no caso da escalada de potência foi estudado outro transiente semelhante ao (T1), mostrado na Figura (3.9). No transiente (T6) o nível de potência inicial do reator é 431,35 MW, há uma elevação para 862,7 MW e logo após a barra é inserida no reator durante uma hora.

A comparação entre os transientes (T6) e (T1) mostra que o pico de potência inicial causado pela movimentação de barra é da mesma magnitude nos dois transientes. A evolução da oscilação espacial no transiente (T6) inicia com picos menores e após 80 horas se tornam semelhantes as do transiente (T1). Os picos menores no início do transiente são devidos à potência inicial menor. Após 80 horas o transiente praticamente se encontra dominado pelo novo nível de potência de 862,7 MW.

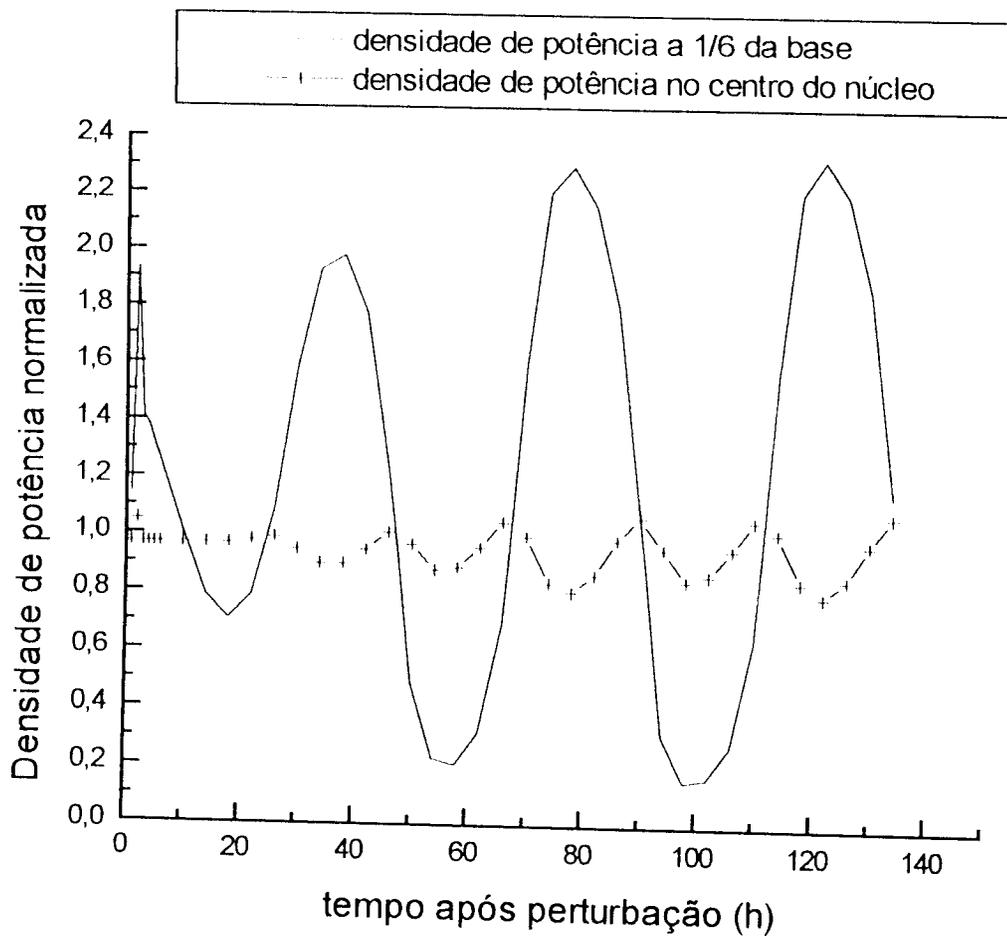


Figura 3.9 - Oscilação de densidade de potência nos pontos 1/6 da base e no centro do núcleo, oscilação divergente.

Esses transientes mostram que a variação temporal do nível de potência tem pouco efeito na amplitude das oscilações espaciais de Xe, que são mais dependentes do nível de potência, que de sua variação temporal.

3.5 - IMPACTO DO TAMANHO DO NÚCLEO NA OSCILAÇÃO ESPACIAL DE XENÔNIO.

Realizou-se transientes semelhantes ao (T1) para vários tamanhos de núcleo entre 336 cm e 100 cm de altura. O transiente (T1) foi escolhido por ser o tipo que apresenta oscilações de maior amplitude.

A Figura (3.10) mostra a variação da densidade de potência na região de maior fator de pico, ao longo do transiente para núcleos com alturas de 336 cm, 272 cm, 208 cm, 152 cm e 100 cm.

As oscilações decrescem com o tamanho do núcleo e quase desaparecem para os núcleos de 152 cm e 100 cm. A estabilidade também é alcançada mais rapidamente para núcleos pequenos: 20 horas para o núcleo de 100 cm, 30 horas para o núcleo de 152 cm e 50 horas para o núcleo de 208 cm. Os núcleos de 272 cm e 336 cm são instáveis com oscilações divergentes.

O tamanho do núcleo afeta a amplitude nas oscilações de Xe, conforme se vê na Figura (3.10). Foi verificado que a presença das barras de controle no topo do reator estabiliza as oscilações espaciais de ^{135}Xe . O efeito da barra é como diminuir a altura efetiva do núcleo, restringindo-o à região sem barras.

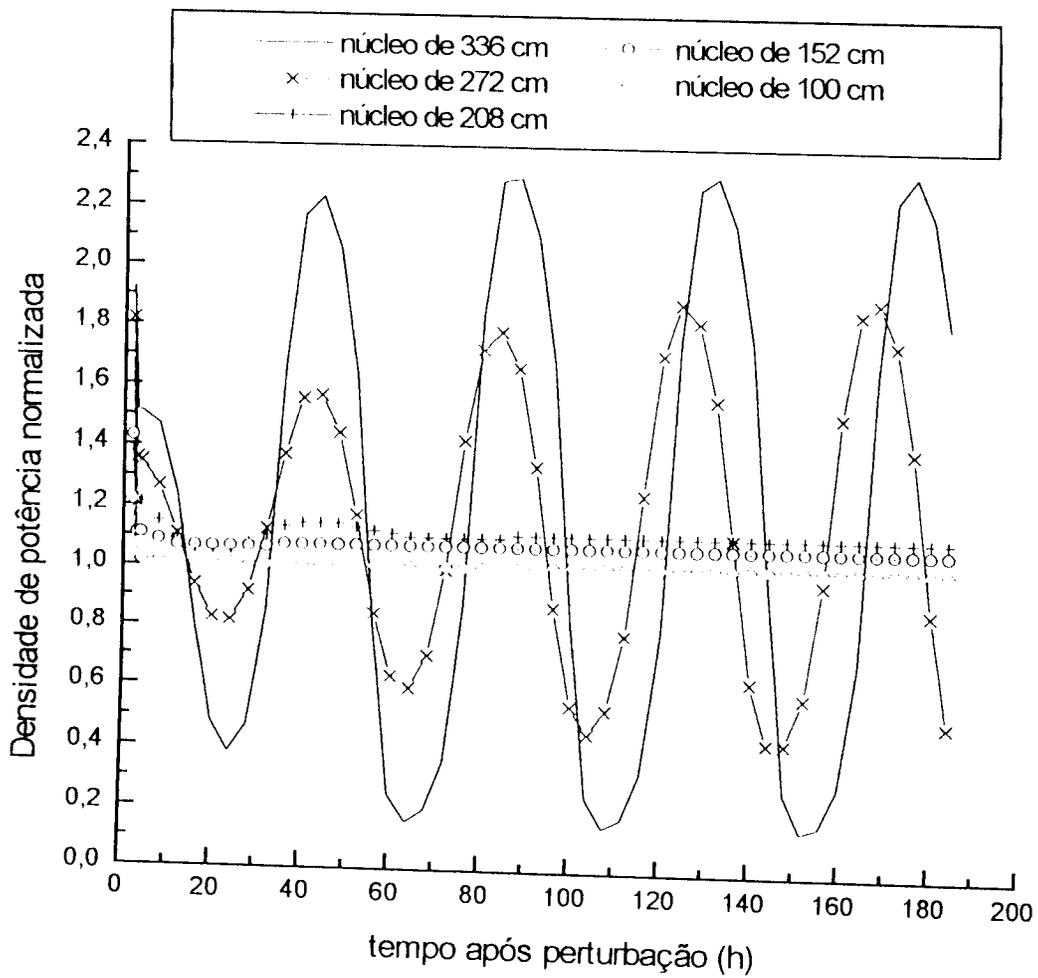


Figura 3.10 - Oscilação de densidade de potência nos pontos de máximo fator de pico para transientes semelhantes ao (T1) para núcleos de vários tamanhos.

3.6 - TRANSIENTE DE XENÔNIO PARA UM NÚCLEO DE 100 CM

As Figuras (3.11) e (3.12) apresentam os resultados do transiente de Xenônio realizado no reator com um núcleo de 100 cm de altura. A barra é inserida de cima para baixo, até $\frac{1}{4}$ do topo do reator por 48 horas sendo removida em seguida. Esse transiente, nas primeiras 48 horas, é semelhante ao transiente (T4) apresentado na Figura (3.7). Não há nenhuma oscilação espacial durante todo o transiente.

Durante as 48 horas iniciais, a densidade de potência na posição 60 cm aumenta no instante do movimento da barra e depois vai decrescendo devido ao envenenamento do ^{135}Xe . Após a retirada da barra, a densidade de potência cai abruptamente e, depois, aumenta gradativamente com o decaimento do Xenônio sem oscilação espacial. Pode-se concluir que núcleos pequenos não tem oscilações espaciais de Xenônio na direção axial.

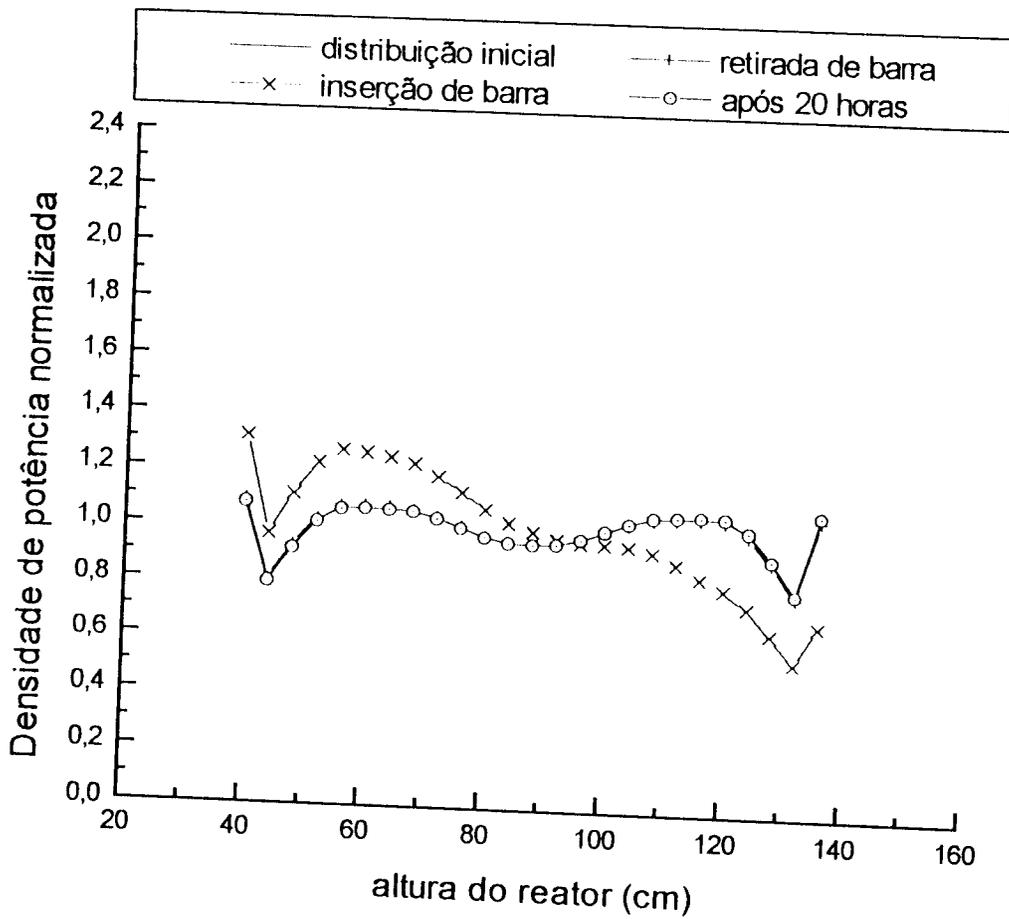


Figura 3.11 - Distribuição de densidade de potência para o reator de 100 cm ao longo do tempo.

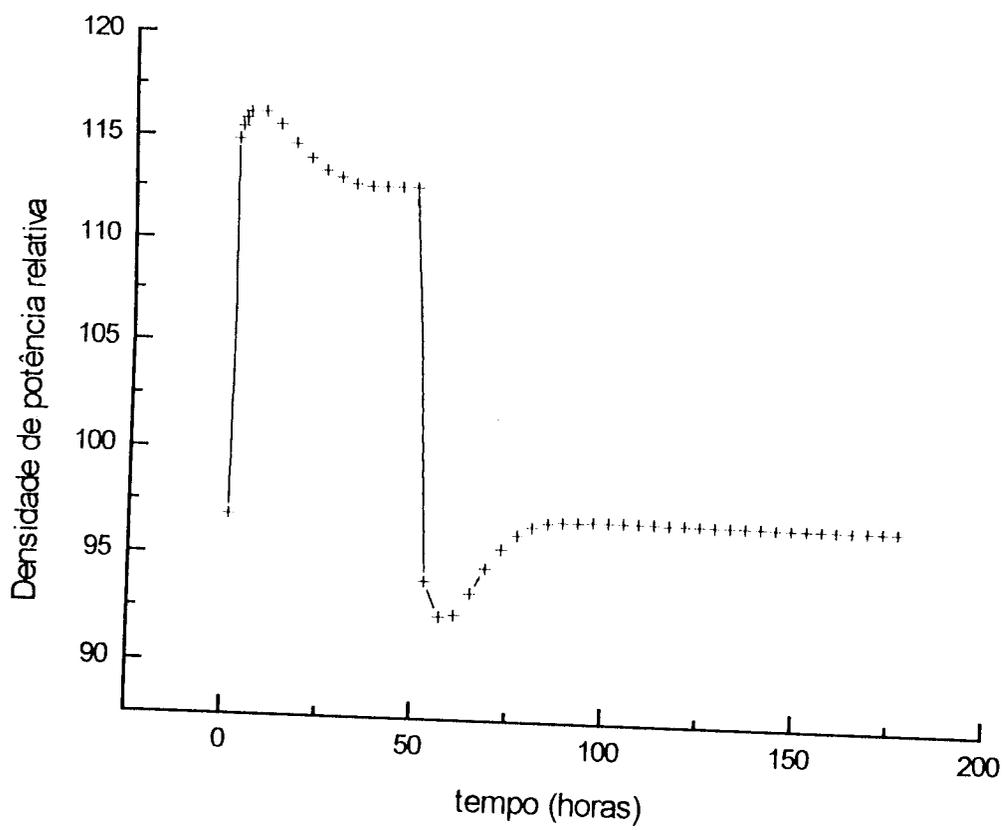


Figura 3.12 - Densidade de potência relativa na posição de 20 cm a partir da base do núcleo ativo de 100 cm.

TÓPICOS DO CAPÍTULO 4

4. OSCILAÇÕES AZIMUTAIS

4.1 - ESTUDO DAS OSCILAÇÕES AZIMUTAIS EM UM REATOR DE GRANDE PORTE

4.1.1 - TRANSIENTES REALIZADOS

4.2 - ESTUDO DAS OSCILAÇÕES AZIMUTAIS PARA O REATOR DE PEQUENO PORTE

CAPÍTULO 4

OSCILAÇÕES AZIMUTAIS

No capítulo anterior verificou-se que as oscilações de Xenônio dependem da altura do núcleo, e que são muito pequenas para um reator cuja altura é de 100 cm, coincidindo com os resultados obtidos por Strawbridge et alli /1/. Análises axiais foram feitas com o programa MID2 /25/ e estudou-se o comportamento das oscilações de Xenônio dependentes de vários fatores. Em vista da possibilidade de ocorrer oscilações espaciais de Xenônio tridimensionais, partiu-se para um estudo do comportamento das oscilações de Xenônio levando em conta as três dimensões espaciais com o programa CITATION /26/. Primeiramente neste trabalho é mostrado o estudo feito para um reator de 300 cm de altura e 270 cm de diâmetro equivalente cuja configuração do núcleo é semelhante ao núcleo de ANGRA I. Depois, passou-se ao estudo de um núcleo pequeno, típico de propulsão naval.

O objetivo deste trabalho é verificar o comportamento das oscilações espaciais de Xenônio em núcleos grandes e pequenos a partir de uma análise tridimensional.

4.1 - ESTUDO DAS OSCILAÇÕES AZIMUTAIS EM UM REATOR DE GRANDE PORTE

A configuração do núcleo do reator de grande porte utilizado na análise das oscilações azimutais é mostrada na Figura (4.1). O núcleo tem 165

elementos combustíveis, 9 posições para barra de controle e é dividido em oito partes iguais, quatro superiores e quatro inferiores, chamadas de quadrantes e indicadas por Q1, Q2, Q3 e Q4.

Foram feitas perturbações simétricas e assimétricas. Nas perturbações simétricas são inseridas todas as barras de controle no núcleo simultaneamente e nas perturbações assimétricas são inseridas apenas algumas barras de controle em determinados quadrantes. As perturbações assimétricas tendem a fazer com que o pico da densidade de potência caminhe para o quadrante onde não foram inseridas as barras de controle.

Para analisar o comportamento da densidade de potência em todas as partes do núcleo, dividiu-se o núcleo do reator em oito partes iguais, e analisa-se o comportamento da densidade de potência nos quatro quadrantes superiores, designados Q1S, Q2S, Q3S, Q4S, e nos quatro quadrantes inferiores, designados Q1I, Q2I, Q3I e Q4I, no decorrer do tempo.

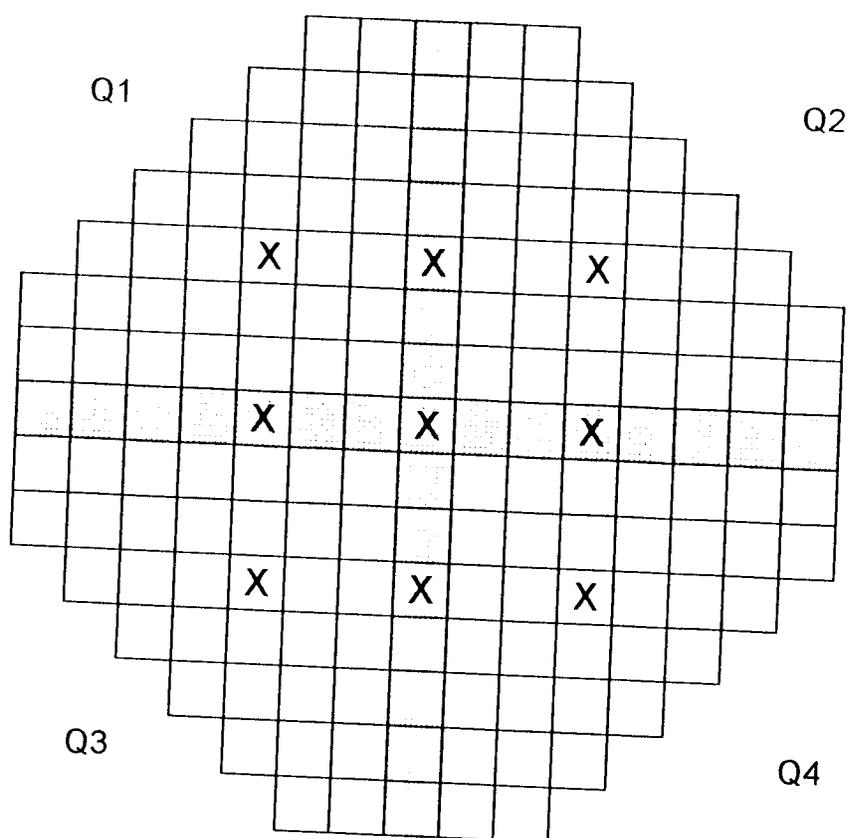


Figura 4.1 - Vista superior da configuração do núcleo do reator de grande porte, os elementos com barras de controle são representados por "X".

4.1.1 - TRANSIENTES REALIZADOS

Para verificar o comportamento da oscilação de Xenônio realizou-se um transiente (T1) no qual a distribuição inicial de densidade de potência é relativamente plana, conforme mostra a Figura (4.2).

Inicialmente as barras de controle estão totalmente retiradas do núcleo e permanecem por 48 horas, para que a concentração de Xenônio entre em equilíbrio.

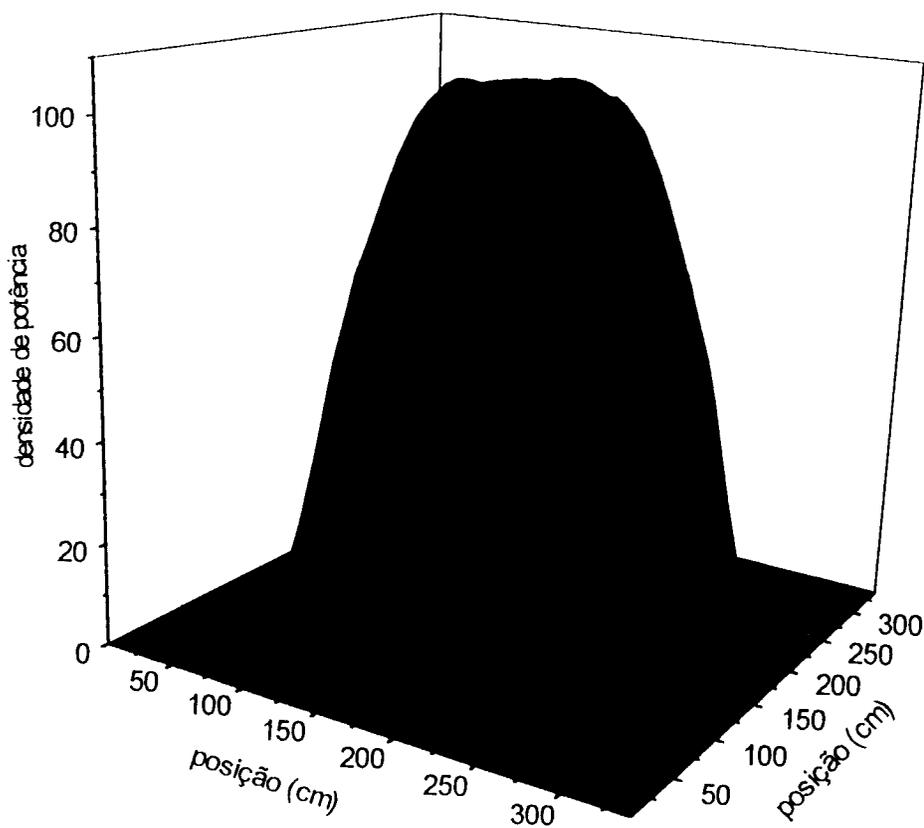


Figura 4.2 - Distribuição de densidade de potência no centro do núcleo para o reator de grande porte.

Após as 48 horas iniciais, insere-se três barras de controle no núcleo do reator, uma barra no quadrante Q1S, uma entre os quadrantes Q1S e Q2S e uma entre os quadrantes Q1S e Q3S até a posição de 40% da altura do núcleo durante 4 horas e, então, retiram-se as barras para fora do núcleo.

A Figura (4.3) mostra o comportamento da potência gerada nos oito quadrantes do núcleo para o transiente (T1). Inicialmente todos os quadrantes geram a mesma potência, com fração igual a 0,125, valor igual a 1/8 da potência total. Este valor indica que 12,5% da potência está sendo gerada em cada quadrante, isto é, no início do transiente (T1) todos os quadrantes tem mesmo valor de geração de potência. A soma de todos os valores de densidade de potência, de Q1S à Q4I, em um determinado instante é igual a 1.

Nota-se pela Figura (4.3) que no instante em que são inseridas as barras de controle no núcleo a densidade de potência cai nos quadrantes superiores e aumenta nos quadrantes inferiores. Como as barras foram inseridas nos quadrantes Q1S, Q2S e Q3S, há um deslocamento da densidade de potência para o quadrante Q4S e a curva que representa este quadrante têm a menor queda na Figura (4.3). Após a retirada das barras de controle nota-se que o núcleo oscila entre topo e base. A ausência das barras de controle torna o núcleo instável e a oscilação é divergente.

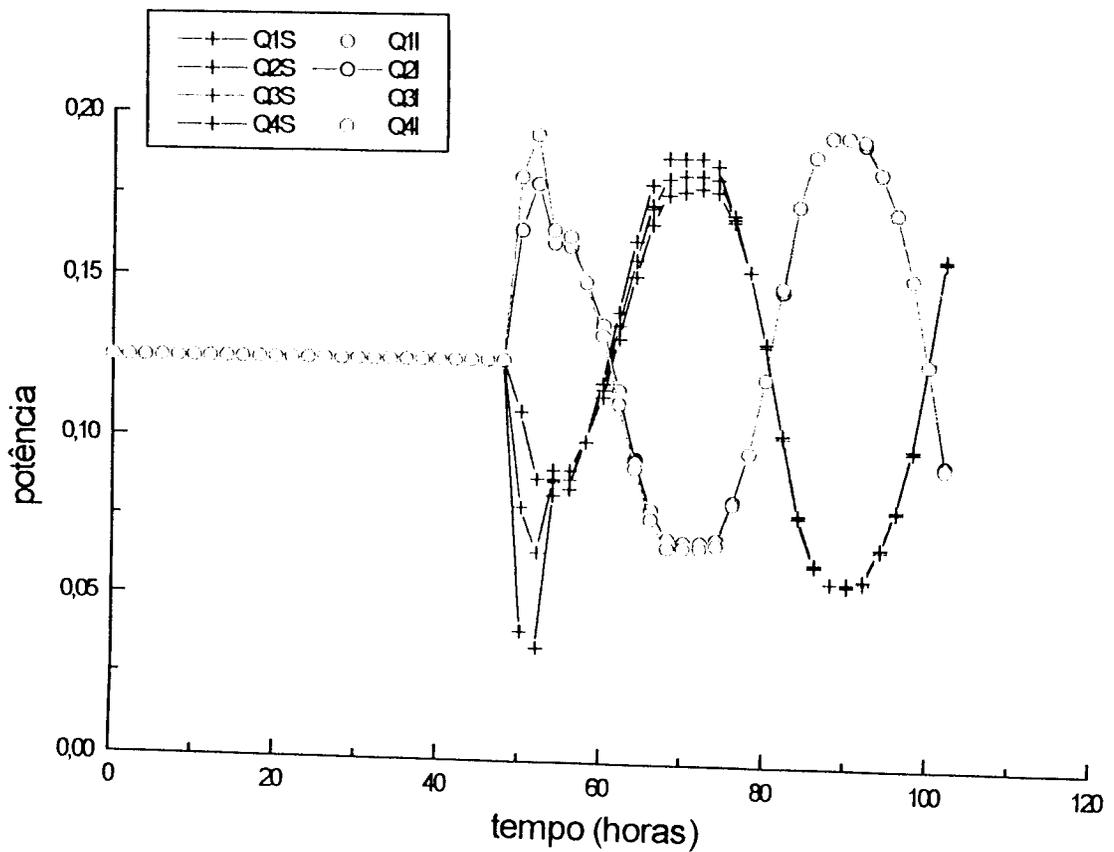


Figura 4.3 - Fração de potência gerada nos quadrantes do núcleo para o transiente (T1) com distribuição inicial de densidade de potência plana e núcleo inicialmente sem barras

Em torno do instante 54 horas as potências por quadrantes estão diferentes. Ao longo das próximas 40 horas há uma equalização de geração de potência entre os quadrantes de forma que no instante 85 horas as potências dos quadrantes superiores são iguais e as dos quadrantes inferiores também. A oscilação torna-se unidimensional na direção axial.

A Figura (4.4) mostra o comportamento da reatividade de Xenônio para o transiente (T1). Nas 48 horas iniciais há a inserção de reatividade negativa no núcleo devido ao crescimento do Xenônio, que por ser um grande absorvedor de nêutrons insere reatividade negativa no núcleo.

Nota-se na Figura (4.4) no instante 48 horas a movimentação das barras de controle inserindo reatividade negativa no núcleo. Após a retirada da barra a reatividade do núcleo volta quase ao valor inicial. O período da oscilação de reatividade é aproximadamente a metade do período da distribuição de potência. O máximo na reatividade no núcleo ocorre quando a distribuição de potência é mais assimétrica e o mínimo ocorre quando esta é mais simétrica.

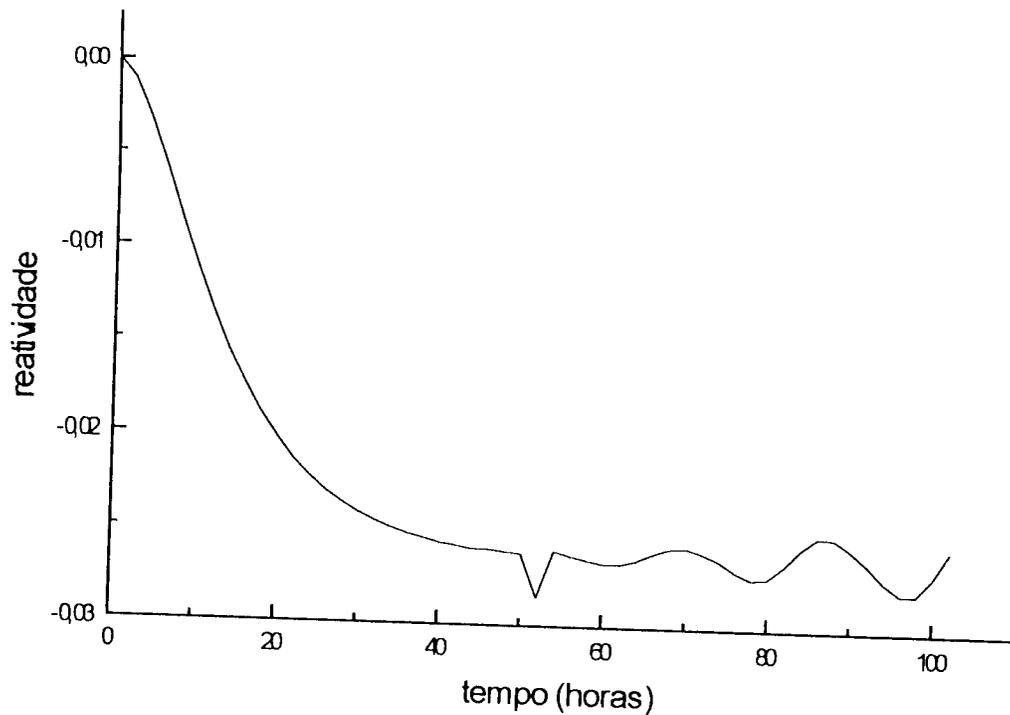


Figura 4.4 - Variação da reatividade no decorrer do transiente (T1).

Foi realizado um transiente (T2) no qual inicialmente a distribuição inicial de densidade de potência é igual a da Figura (4.2) e o núcleo não tem barras de controle inseridas. Entretanto após as 48 horas iniciais uma barra de controle, de Q1S, é inserida até 40% da altura efetiva do núcleo e é mantida até o fim do transiente. A Figura (4.5) mostra a distribuição na altura da inserção da barra, ou seja, a 40% da altura do núcleo; a depressão notada é devido a presença da barra de controle em Q1S. Nota-se que o pico de densidade de potência se deslocou para o quadrante Q4S, os quadrantes Q2S e Q3S são simétricos.

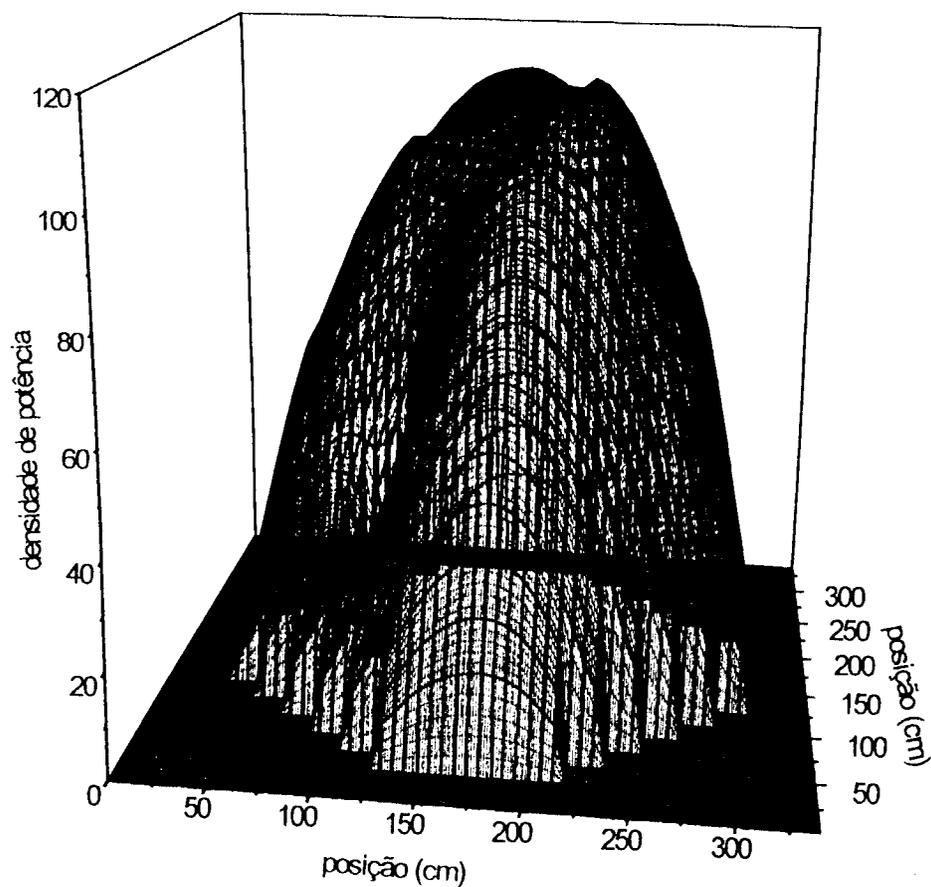


Figura 4.5 - Distribuição de densidade de potência a 40% da altura do núcleo para o reator de grande porte.

A Figura (4.6) mostra o comportamento da densidade de potência nos oito quadrantes do núcleo.

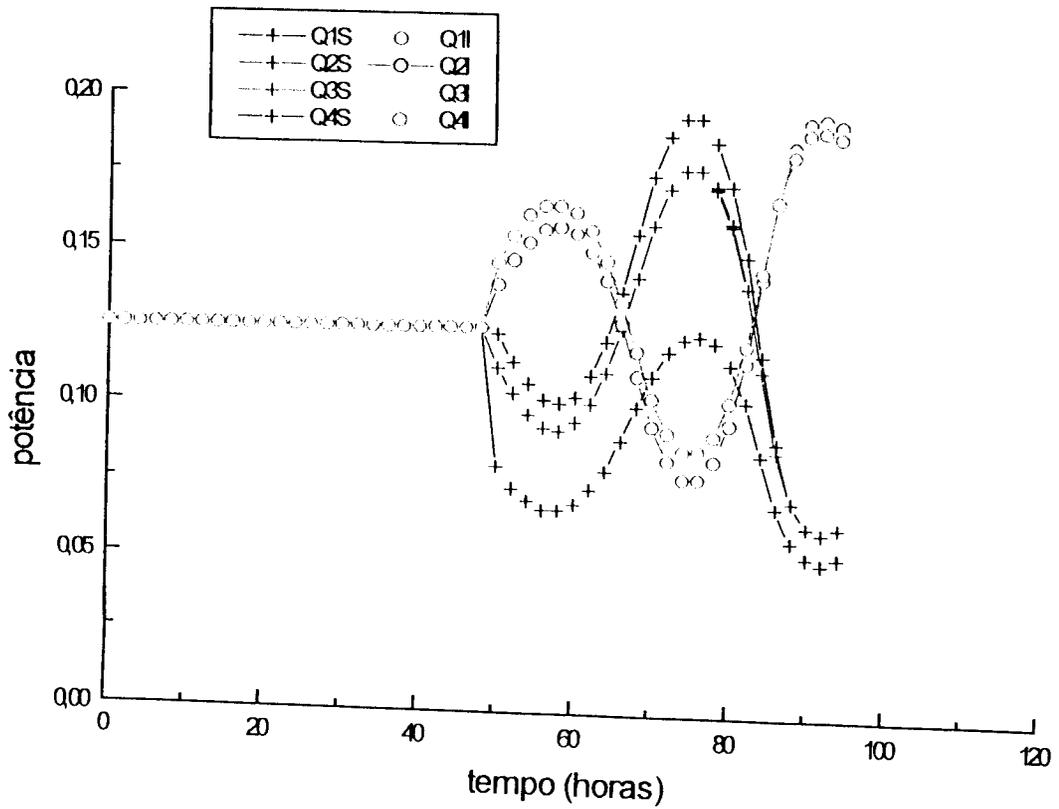


Figura 4.6 - Densidade de potência nos quadrantes do núcleo para o transiente (T2), distribuição inicial de densidade de potência plana, núcleo inicialmente sem barras.

Para os quadrantes superiores, a curva preta, do comportamento da potência em Q1S, é diferenciada das demais devido a presença da barra de controle neste quadrante; o valor de densidade de potência cai de 0,125 para 0,08. Os quadrantes Q2S e Q3S são simétricos como pode-se ver pelas curvas vermelha e verde, que estão sobrepostas; o valor de densidade de potência cai nestes quadrantes de 0,125 para 0,112. O maior valor de densidade de potência dentre os quadrantes superiores está em Q4S, onde a densidade de potência caiu de 0,125 para 0,123.

Para os quadrantes inferiores os valores são: 0,139, 0,144, 0,144 e 0,146, respectivamente para Q1I, Q2I, Q3I e Q4I. O pico de densidade de potência está no quadrante Q4I, ou seja, na base do núcleo e longe da barra de controle.

Vê-se pela Figura (4.6) que a oscilação é divergente. No final do transiente os valores de densidade de potência têm maior variação do que no instante da inserção da barra de controle devido a oscilação entre a parte superior e inferior do núcleo. A reatividade do núcleo seguiu o mesmo comportamento apresentado no transiente (T1).

Para este mesmo reator, com distribuição de densidade de potência plana, realizou-se transientes nos quais todas as barras de controle inicialmente encontram-se inseridas até 20% da altura do núcleo. Este fator diminui a altura efetiva do núcleo inibindo a possibilidade de oscilações espaciais de Xenônio.

No transiente (T3) todas as barras são inseridas até a posição 40% da altura, permanecem por 2 horas e então retornam a posição anterior. A Figura (4.7) mostra o comportamento da densidade de potência nos quadrantes do núcleo.

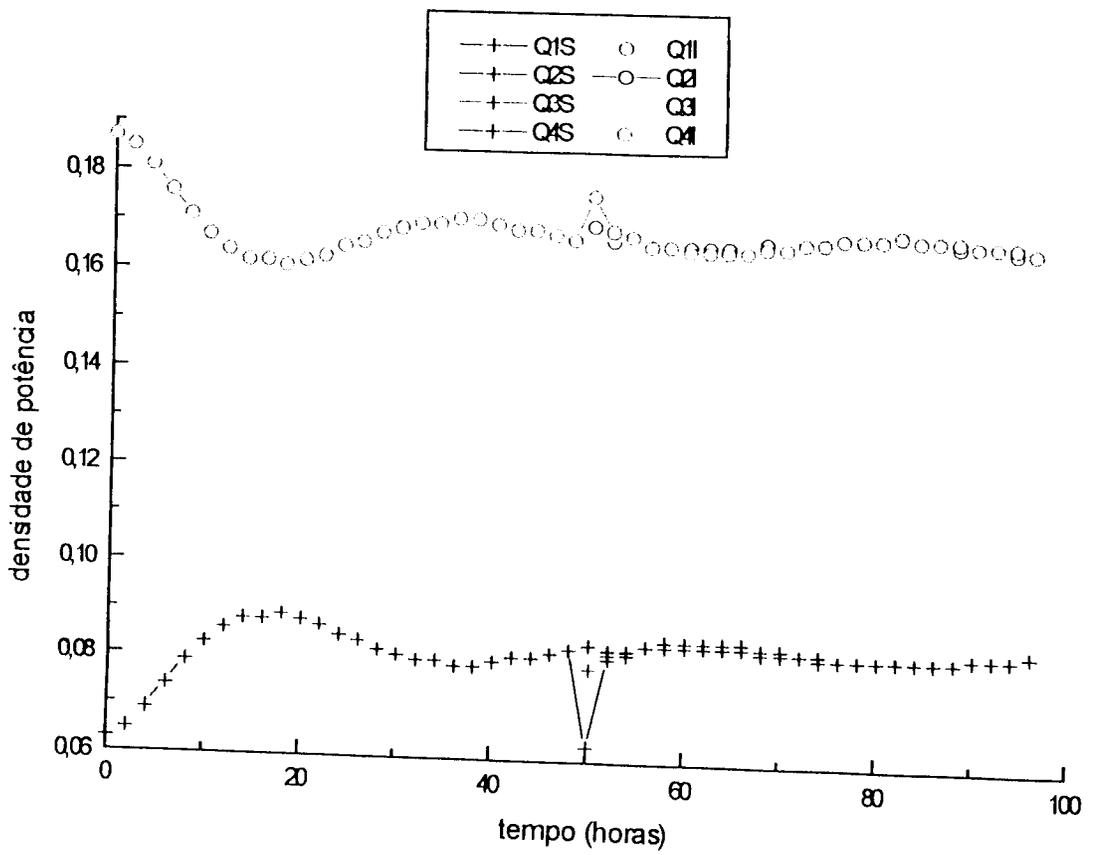


Figura 4.7 - Densidade de potência nos quadrantes do núcleo para o transiente (T3).

O transiente (T4) tem inicialmente todas as barras de controle inseridas até 20% da altura, uma barra de Q1S é inserida até a posição 40% da altura e mantida até o fim do transiente, como percebe-se pela curva de Q1S na Figura (4.8).

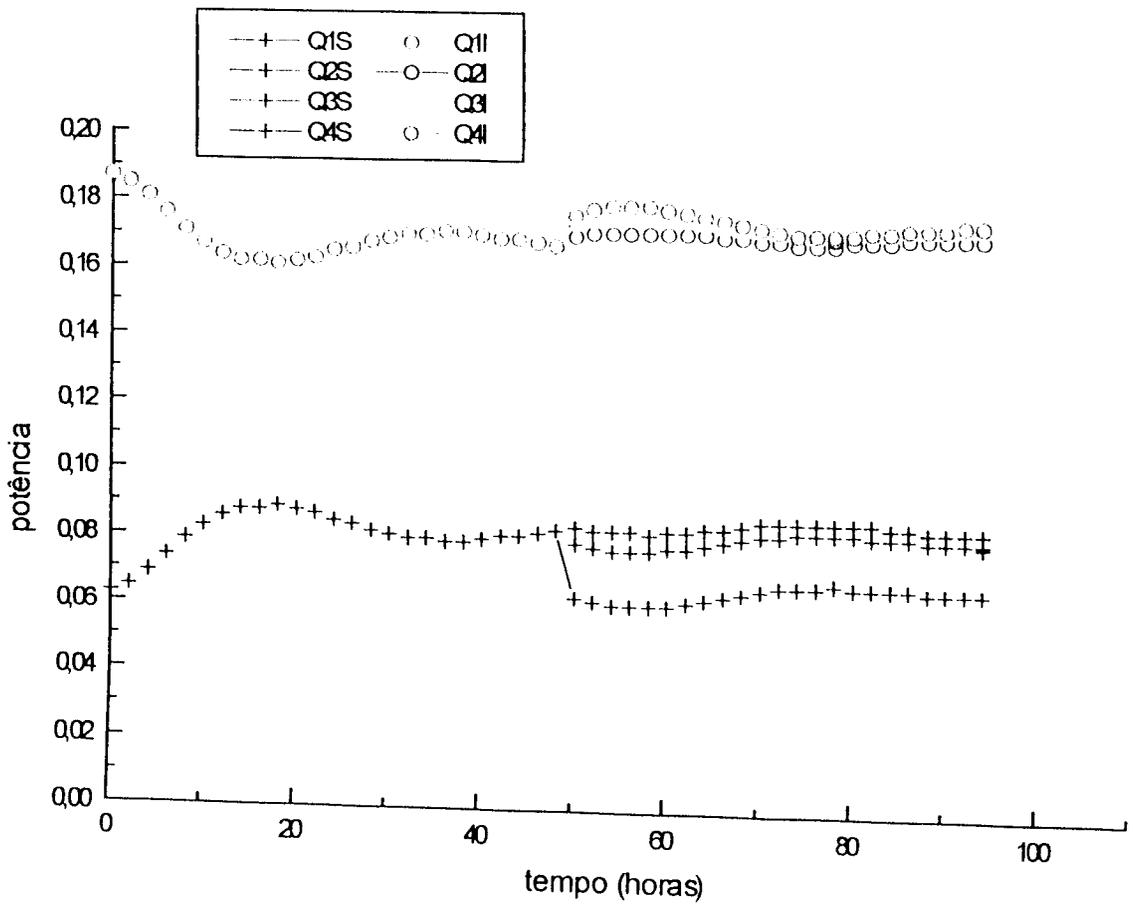


Figura 4.8 - Densidade de potência nos quadrantes do núcleo para o transiente (T4).

Foram realizados transientes semelhantes para o mesmo reator com distribuição de densidade de potência inicial cossenoidal e não percebeu-se oscilação de Xenônio para tais transientes.

4.2 - ESTUDO DAS OSCILAÇÕES AZIMUTAIS PARA O REATOR DE PEQUENO PORTE

A configuração do núcleo de pequeno porte, cuja altura é 1,00 metro é dada pela Figura (4.9). O núcleo tem 36 elementos combustíveis com 12

posições para barras de controle, indicadas por "X". Foram analisadas perturbações simétricas e assimétricas no núcleo, o qual tem inicialmente as barras de controle inseridas até a posição 40% da altura para todos os transientes. Reatores de pequeno porte, típico de submarinos nucleares, tem barra de controle inseridas no núcleo, pois por não ter espaço físico para a acomodação do sistema de boro, o controle da reatividade é feito somente por barras de controle, e estas permanecem no interior do núcleo. Por esse fato, realizou-se transientes nos quais as barras de controle estão sempre numa posição inicial, a 40% da altura do núcleo. O núcleo é dividido em quadrantes superiores e inferiores como mostra a Figura (4.9), de forma semelhante ao indicado na Figura (4.1), também representa-se os elementos com barra de controle por "X".

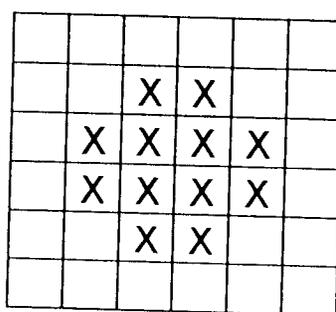


Figura 4.9 - Configuração do núcleo, os elementos com barras de controle são representados por "X".

No transiente (T5) são inseridas quatro barras de controle no núcleo, uma de Q1S, duas de Q3S e uma de Q4S, formando o arco externo, até 60% da altura do núcleo durante duas horas e depois são retiradas. A Figura (4.10) mostra a distribuição da densidade de potência no instante da inserção das barras no núcleo na altura de 50%.

Nota-se a grande depressão da densidade de potência devido a presença das barras de controle. O fator de pico está localizado no quadrante em que não houve inserção de barras de controle.

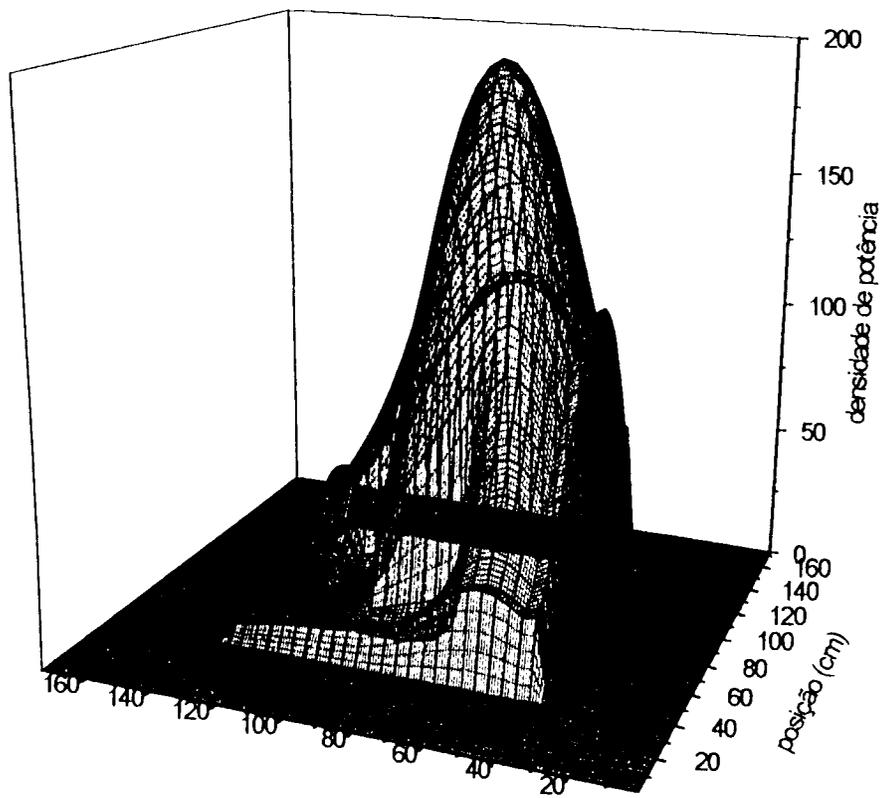


Figura 4.10 - Distribuição de densidade de potência a 50% da altura do núcleo, para o transiente (T3).

A Figura (4.11) mostra o comportamento da fração de potência nos oito quadrantes do núcleo.

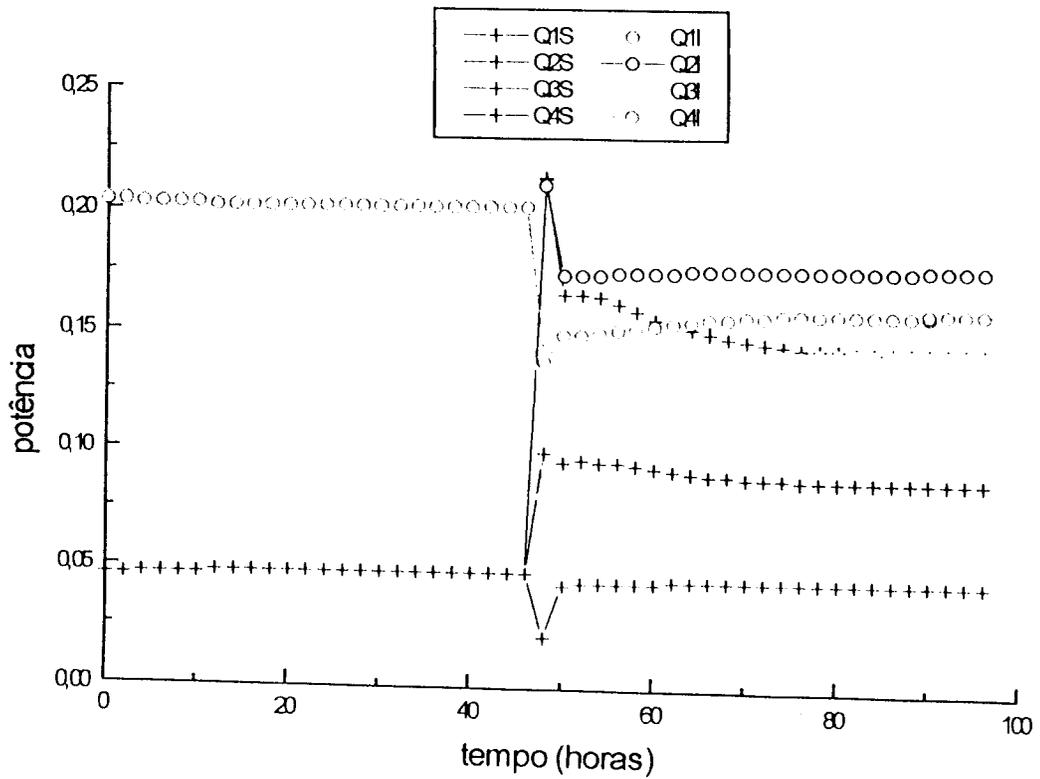


Figura 4.11 - Densidade de potência nos quadrantes do núcleo, para o transiente (T5).

Nota-se, na Figura (4.11), que por causa da perturbação assimétrica os valores de densidade de potência variam de um quadrante para o outro. Na curva vermelha, de Q2S, verifica-se o aumento da densidade de potência no instante da inserção da barra de controle. Como não foi inserida barra neste quadrante, ele apresenta o maior valor de densidade de potência conforme pode-se ver também pela Figura (4.10).

No transiente (T6), semelhante ao (T5), as quatro barras permanecem no núcleo por 24 horas sendo depois retiradas. A Figura (4.12) mostra o comportamento da densidade de potência nos oito quadrantes do núcleo.

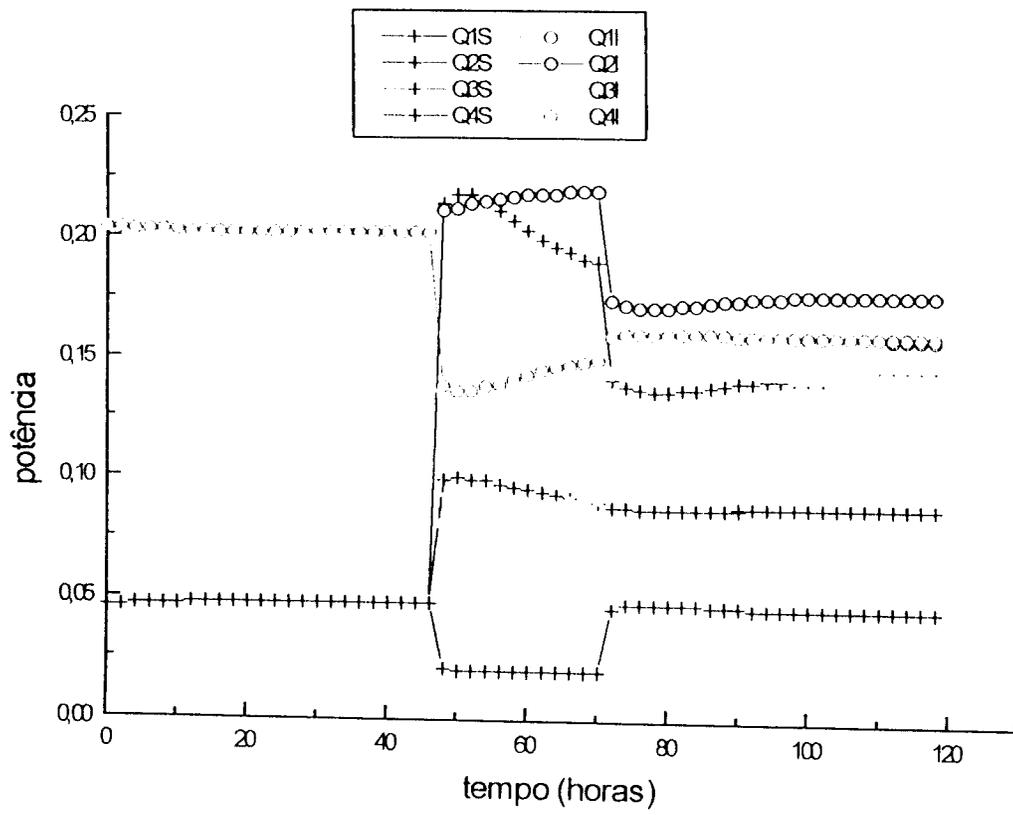


Figura 4.12 - Densidade de potência nos quadrantes do núcleo, para o transiente (T6).

Em todos os transientes realizados com o reator de pequeno porte não se observa oscilação de potência após cessar a movimentação de barra. O reator é estável quanto a oscilação espacial de Xenônio.

TÓPICOS DO CAPÍTULO 5

5. CONCLUSÕES

5.1 - CONCLUSÕES

5.2 RECOMENDAÇÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

CAPÍTULO 5 CONCLUSÕES

5.1 - CONCLUSÕES

Foram estudados os fatores determinantes que afetam as oscilações espaciais de Xenônio em reatores PWR de grande e de pequeno porte. Reatores de pequeno porte são típicos de propulsão naval e não dispõem de sistema de boro solúvel no refrigerante para controlar a reatividade.

Primeiramente, foram estudados transientes axiais com o programa MID2 em que foram analisados o impacto da distribuição de potência, do tipo de perturbação, e do nível de potência. Transientes para reatores com alturas de 336 cm, 272 cm, 208 cm, 152 cm e 100 cm mostram como é a influência da altura do reator no comportamento das oscilações de Xenônio. Os transientes foram realizados para verificar se as oscilações são divergentes, convergentes ou neutras com relação aos aspectos determinantes.

Concluiu-se que em reatores de grande porte, a distribuição inicial da densidade de potência afeta substancialmente as oscilações de Xenônio e que reatores com distribuições planas de densidade de potência tendem a ter maiores oscilações espaciais. A presença da barra de controle no núcleo faz com que o reator tenha uma altura efetiva menor e seja menos susceptível a oscilações de Xenônio e que perturbações assimétricas também favorecem a oscilações espaciais de Xenônio.

A distribuição de densidade de potência é afetada basicamente pela movimentação das barras de controle. Vê-se que perturbações com a barra de controle inserida e mantida no núcleo ocasionaram oscilações convergentes ao passo que perturbações com barra de controle inserida e retirada ocasionaram oscilações divergentes. O maior fator de pico ocorre no início do transiente, quando não há envenenamento pelo Xenônio.

Com respeito à análise do tamanho do núcleo concluiu-se que as amplitudes das oscilações decrescem substancialmente com o tamanho do reator e praticamente desaparecem para o núcleo de 100 cm. Conclui-se, então, que transientes de Xenônio não causam oscilações espaciais de densidade de potência, na direção axial, em núcleos de 100 cm de altura.

Das análises tridimensionais realizadas para as alturas de reatores de 300 cm e 100 cm, conclui-se que para distribuições de potência relativamente plana há oscilações espaciais de Xenônio. Para os transientes realizados com distribuição de densidade de potência cossenoidal, o núcleo não apresenta oscilações de Xenônio.

Em reatores de grande porte há uma acomodação da distribuição de potência na direção azimutal cerca de 40 horas após cessar a perturbação externa. A oscilação torna-se unidimensional na direção axial. A presença de barras de controle e a distribuição de potência que não seja uniforme no início do transiente inibem a oscilação espacial de Xenônio em reatores de grande porte. Para reatores de pequeno porte não se observou qualquer oscilação espacial de potência nas direções azimutal e axial. Confirmou-se para reatores de pequeno porte que o núcleo é estável.

5.2 RECOMENDAÇÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Para um reator específico e de pequeno porte deverá ser estudada a melhor estratégia de controle do reator para compensar a reatividade de Xenônio, sem se preocupar com oscilações espaciais, pois elas não ocorrem, visando uma distribuição de potência mais plana e adequada e também a extensão do ciclo do núcleo do reator.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- /1/ - L. E. Strawbridge, E. C. Allard, C. P. Bhalla, **Xenon Induced Core Instabilities**, Westinghouse Electric Corporation, Pittsburg, Pennsylvania, WCAP-3269-48, February 1965.
- /2/ - Weston M. Stacey, Jr. , **Xenon-Induced Spatial Power Oscillations**, Reactor Technology, 13, (3), 252-279, 1970.
- /3/ - Henry, A. F.; Germann, J. D., **Oscillations in the Power Distribution within a Reactor**, Nuclear Science and Engineering, 2, 469-480, 1956
- /4/ - Randall, D.; St. John, D. S., **Xenon Spatial Oscillations**, Nucleonics 16, (3), 82, March 1958.
- /5/ - Randall, D.; St. John, D. S., **Xenon Spatial Oscillations**, Nuclear Science and Engineering 14, 204, 1962.
- /6/ - Kaplan, S., Nuclear Science and Engineering, 9, 357-361, 1961.
- /7/ - Gyorey, G. L., **The Effect of Modal Interaction in the Xenon Instability Problem**, Nuclear Science and Engineering, 13, 338-344, 1962.
- /8/ - Lellouche, G. S., **Space Dependent Xenon Oscillations**, Nuclear Science and Engineering, 12, 482-489, 1962.

- /9/ - Kaplan, S.; Yasinsky, J. B., **Natural Modes of the Xenon Problem with Flow Feedback - An Example**, Nuclear Science and Engineering, 25, 430-438, 1966.
- /10/ - Canosa, J. ; Brooks, H. ,**Xenon-Induced Oscilations**, Nuclear Science and Engineering, 26, 237-253, 1966.
- /11/ - Winston, F., **Estabilidade do Reator Remo em Relação ao Xenônio**, relatório técnico R310-24-0005-312 - CTMSP, 1987.
- /12/ - Weston M. Stacey, Jr. , **A Nonlinear Xenon Stability Criterion for a Spatially Dependent Reactor Model**, Nuclear Science and Engineering 35, 395, 1968.
- /13/ - Cunha Menezes Filho, A. da, **Limites de Estabilidade contra Oscilações do Fluxo Devidas à Presença de Xenônio-135**, IME, Rio de Janeiro, Dissertação (Mestrado), 1975.
- /14/ - Passos, E. M. dos, **Análise modal da Realimentação de Temperatura nas Oscilações Induzidas pelo Xenônio**, IME, Rio de Janeiro, Dissertação (Mestrado), 1976.
- /15/ - Rydin, R. A., **A Critical Evaluation of the Mu-mode and Lambda-mode Methods of Evaluating Reactor Stability with Respect to Xenon-Induced Spatial Power Oscillations: Desing Implications for the High Temperature Reactor**, Feb, 1976.
- /16/ - Onega, R. J., **An Axial Xenon Oscillation Model**, Annals of Nuclear Energy - UK, 25 (1), 13-19, 1978.
- /17/ - Choi, Y. C.; Park, G. C.; Chung, C. H., **Generalized Nyquist Criterion for the Stability of Xenon Oscillation**, Journal of the Korean Nuclear Society, 22 (4), 371-379, 1990.

- /18/ - Choi, Y. C.; Park, G. C.; Chung, C. H., **Xenon Stability Analysis Using the Generalized Nyquist Criterion**, Nuclear Technology, 106 (3), 292-299, 1994.
- /19/ - Wang, S. J.; Lin, M. S., **Xenon Dynamics and Related Parameters in the Taiwan Research Reactor**, Nuclear Technology, 95 (2), 156-161, 1991.
- /20/ - Onega, R. J., **Parameter Identification for Spatial Xenon Transient Analysis and Control**, Annals of Nuclear Energy - UK, 6 (7-8), 369-374, 1979.
- /21/ - Berkan, R. C.; Kisner, R. A., **Reconstructive Inverse Dynamics Control and Application to Xenon-Induced Power Oscillation in Pressurized Water Reactors**, Nuclear Science and Engineering, 109 (2), 188-199, 1991.
- /22/ - Park, Y. H.; Cho, N. Z., **Estimation of Neutron Flux and Xenon Distributions via Observer-Based Control Theory**, Nuclear Science and Engineering, 111 (1), 66-81, 1992.
- /23/ - Lin, C.; Lin, Y. J., **Control of Spatial Xenon Oscillations in Pressurized Water Reactors via the Kalman Filter**, Nuclear Science and Engineering 118 (4), 260-267, 1994.
- /24/ - Rydin, R. A., **Nuclear Reactor Theory and Design**, PBS Publications.
- /25/ - John C. Lee, **Mid2 - A One Dimensional PWR Core Simulator Program**, The University of Michigan, Ann Arbor, Michigan, January, 1979.
- /26/ - T. B. Fowler, D. R. Vondy, G. W. Cunningham, **CITATION - Nuclear Reactor Core Analysis Code**, ORNL - TM - 2406, Oak Ridge National Laboratory, Tennessee, July, 1969.
- /27/ - C. C. G. Deccó, J. M. L. Moreira, **Oscilações de Xenônio em reatores de pequeno porte controladas somente por barras de controle**, VI Congresso Geral de Energia Nuclear - VI CGEN, Rio de Janeiro, RJ, 1996.

/28/ - C. C. G. Deccó, J. M. L. Moreira, **Oscilações Espaciais Tridimensionais de Xenônio em Reatores de Grande e de Pequeno Porte**, XI Encontro Nacional de Física de Reatores e Termohidráulica - XI ENFIR, Poços de Caldas, MG, 1997.

/29/ - Bell, G. I.; Glasstone, S., Nuclear Reactor Theory, Van Nostrand Reinhold Company, New York, 1970.

/30/ - Bell, G. I.; Glasstone, S., Nuclear Reactor Theory, Van Nostrand Reinhold Company, New York, 1970, pág: 282.



M21642



Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares

Cidade Universitária "Armando de Salles Oliveira"
Caixa Postal 11049 - CEP 05422-970 - Pinheiros
Tel.: (011) 816-9000 - End. Telegráfico IPENUCLEAR
Telex: (11) 83592-IPEN-BR Fax: (011) 212-3546
São Paulo - SP - Brasil