

DETERMINAÇÃO DA BARRA DE CONTROLE MAIS REATIVA USANDO O
MÉTODO DOS PSEUDO-HARMÔNICOS

Fernando Simões Freire

TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DA COORDENAÇÃO DOS
PROGRAMAS DE PÓS-GRADUAÇÃO DE ENGENHARIA DA UNIVERSIDADE
FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO PARTE DOS REQUISITOS
NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM CIÊNCIAS EM
ENGENHARIA NUCLEAR.

Aprovada por:

Prof. Fernando Carvalho da Silva, D. Sc .

Prof. Aquilino Senra Martinez, D. Sc.

Prof. Antônio Carlos Marques Alvim, Ph. D.

Prof. Hermes Alves Filho, D. Sc

RIO DE JANEIRO, RJ – BRASIL

MARÇO DE 2005

FREIRE, FERNANDO SIMÕES

Determinação da Barra de Controle

Mais Reativa Usando o Método dos Pseudo- Harmônicos [Rio de Janeiro] 2005

VII, 45p. 29,7 cm (COPPE/UFRJ, M.Sc., Engenharia Nuclear, 2005)

Tese – Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE

1. Margem de Desligamento

I. COPPE/UFRJ II. Título (série)

Dedico esta obra
à minha esposa Daniele,
pela inesgotável
paciência e dedicação.
Aos meus pais.
E ao meu filho
Lucas, pelos preciosos
momentos de descontração.

A Deus agradeço, guiar-me
dentre muitas ciência, à Física
de Reatores Nucleares.
Conduzindo-me
entre o sombrio vale da incerteza,
à lúcida compreensão
do imprevisível.

Agradeço a todos os profissionais
que direta ou indiretamente
estiveram envolvidos neste trabalho.
Dentre esses, em especial,
ao D.Sc Fernando Carvalho da Silva
pela incansável busca pela perfeição e
ao D.Sc Aquilino Senra Martinez
pela inesgotável paciência e
incontestável companheirismo.
Agradeço, também,
a FAPERJ e ao CNPq
pelo financiamento deste projeto.

Resumo da tese apresentada à COPPE/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Mestre em Ciências (M.Sc.)

DETERMINAÇÃO DA BARRA DE CONTROLE MAIS REATIVA USANDO O
MÉTODO DOS PSEUDO-HARMÔNICOS

Fernando Simões Freire

Março/2005

Orientadores: Fernando Carvalho da Silva

Aquilino Senra Martinez

Programa: Engenharia Nuclear

Freqüentemente é necessário calcular a mudança na multiplicação do núcleo de um reator causada por uma mudança na temperatura ou na composição material. Ainda quando essa perturbação for localizada, tal como uma barra de controle inserida no núcleo, não temos que repetir o cálculo original de criticalidade, mas ao invés disso, podemos usar o bem conhecido método perturbativo dos pseudo-harmônicos para expressar a correspondente mudança no fator de multiplicação, em termos do fluxo de nêutrons expandido nos vetores de base caracterizando o núcleo não perturbado. Dessa forma, podemos calcular o valor da barra de controle e encontrar a mais reativa para uso no cálculo da margem de desligamento. Nesta tese propomos um método simples e preciso para identificar a barra de controle mais reativa.

Abstract of thesis presented to COPPE/UFRJ as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science (M.Sc)

DETERMINATION OF THE MOST REACTIVITY CONTROL ROD BY USING
PSEUDO-HARMONICS METHOD

Advisors: Fernando Carvalho da Silva

Aquilino Senra Martinez

Department: Nuclear Engineering

Frequently it is necessary to compute the change in core multiplication caused by a change in the core temperature or composition. Even when this perturbation is localized, such as a control rod inserted into the core, one does not have to repeat the original criticality calculation, but instead we can use the well-known pseudo-harmonics perturbation method to express the corresponding change in the multiplication factor in terms of the neutron flux expanded in the basis vectors characterizing the unperturbed core. Therefore we may compute the control rod worth to find the most reactivity control rod to calculate the fast shutdown margin. In this thesis we propose a simple and precise method to identify the most reactivity control rod.

ÍNDICE

Capítulo I	1
Introdução	1
Capítulo II	3
Margem de Desligamento	3
2.1 Introdução	3
2.2 Controle da Reatividade	4
2.3 Venenos Queimáveis	5
2.4 Ajuste Químico (Ácido Bórico)	7
2.5 Efeitos da Temperatura na Reatividade	9
2.6 Produtos de Fissão	11
2.7 Barras de Controle	12
Capítulo III	14
Métodos Nodais de Malha Grossa	14
3.1 Introdução	14
3.2 Método de Expansão Nodal	15
3.2.1 Coeficientes Primários	18
3.2.2 Coeficientes Secundários	19
3.2.3 Correntes Parciais de Saída	20
3.2.4 Equação de Balanço Nodal	21
3.3 Diferenças Finitas de Malha Grossa	22
Capítulo IV	26
Método dos Pseudos-Harmônicos	26
4.1 Introdução	26
4.2 Método Perturbativo dos Pseudos-Harmônicos	27
4.3 Solução Geral	29
4.4 Solução Particular e Pseudo-Harmônicos	29
4.5 Coeficientes da Expansão e Ortogonalização	31
4.6 Normalização	34
Capítulo V	36
Análise dos Resultados	36
5.1 Introdução	36
5.2 Caracterização do reator	37
5.3 Metodologia de cálculo	38
5.3.1 Método de cálculo direto	39
5.3.2 Método dos Pseudo-Harmônicos	40
5.4 Conclusões e Recomendações	41
Referências Bibliográficas	43

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

Reatores nucleares são carregados com uma quantidade de combustível suficiente para permitir sua operação a plena potência, durante um longo período de tempo (DUDERSTADT e HAMILTON, 1976). O excesso de reatividade presente no enriquecimento do combustível desses reatores deve ser devidamente compensado pelos elementos de controle. Por exemplo, ácido bórico, venenos queimáveis e barras de controle, em reatores a água pressurizada, garantem a reatividade negativa suficiente para desempenhar essa função de controle.

A reatividade mede essencialmente o desvio do fator de multiplicação efetivo do núcleo da unidade (GLASSTONE e EDLUND, 1952). Logo, está diretamente relacionada com o nível de potência do reator e sua correspondente distribuição de temperatura. Dessa forma, limites no projeto térmico, como por exemplo a máxima densidade linear de potência (TODREAS e KAZIMI, 1990) definirão obviamente a margem desse desvio.

Os efeitos que proporcionam variações na reatividade podem ser divididos em duas classes: os internos (ou intrínsecos), que estariam relacionados as mudanças na temperatura e/ou composição do sistema; e os externos, que incluem o controle da reatividade através das barras de controle e ácido bórico em alguns tipos reatores.

Embora o excesso de reatividade do núcleo possa ser convenientemente controlado durante a operação do reator, condições anormais de operação não devem ser descartadas. O desligamento do reator precisa ser garantido dentro do projeto nuclear levando em conta todas as possíveis anomalias

no sistema. Dentre essas, pode-se destacar a “condição de barra presa”, que representa uma anormalidade no sistema mecânico de movimentação de barras de controle, impedindo a inserção completa de uma barra de controle no núcleo e conseqüentemente a inserção de reatividade negativa no núcleo do reator. Mesmo se essa barra for a mais reativa, a margem de desligamento assegurará, no entanto, reatividade negativa suficiente nas demais barras para desligar o reator.

A determinação do valor de cada barra torna-se imprescindível para os cálculos da margem de desligamento, em vista da necessidade da identificação do valor da barra mais reativa. Pode-se obter através do cálculo direto o valor de cada barra no núcleo, todavia o tempo de processamento envolvido limita seu uso em situações práticas.

Buscamos neste trabalho desenvolver um procedimento simples e preciso, a partir da integração de métodos nodais de discretização da equação da difusão multigrupo juntamente com métodos perturbativos de avaliação da reatividade, para determinar o valor da barra mais reativa do núcleo, evitando dispendiosos e sucessivos cálculos de criticalidade.

No capítulo II apresentam-se os principais parâmetros envolvidos na mudança e controle da reatividade no núcleo de reatores térmicos. São considerados efeitos de reatividade internos, tais como: realimentação de reatividade e produção de produtos de fissão; e efeitos externos, como o controle por barras de controle e ácido bórico. No capítulo III, a metodologia de discretização em malha grossa é apresentada, justificando o uso de cada um dos dois métodos (NEM e DFMG) no trabalho. Mostramos a forma matricial característica do método DFMG necessária para a obtenção dos fluxos adjuntos matemáticos. Já no capítulo IV é usado o método perturbativo dos Pseudo-Harmônicos, onde são calculados os fluxos e autovalor perturbados. Por fim, apresenta-se no capítulo V os resultados obtidos com a metodologia proposta nesta tese.

CAPÍTULO II

MARGEM DE DESLIGAMENTO

2.1 Introdução

Grandes reatores de potência disponibilizam vários recursos no que diz respeito a sua operação, exigindo, dessa forma, cuidadosa administração destes recursos, para combinar, entre várias possibilidades, aquela que proporcionará sua melhor performance. Todavia, limites de projeto devem ser respeitados, de forma a evitar danos à estrutura do núcleo e conseqüentemente alguma degradação ambiental.

Reatores nucleares estão sujeitos a um ambiente de operação extremamente adverso (intensa radiação, alta temperatura e pressão), seus componentes devem ser projetados de modo a suportar, por um intervalo considerável de tempo, tais condições. A intensa radiação, por exemplo, afetará as propriedades físicas dos materiais no núcleo (DUDERSTADT e HAMILTON, 1976).

Obviamente, o reator deve ser desligado caso estas condições de operação, previamente estabelecidas, sejam conduzidas a patamares irreversíveis.

Em vista disso, o desligamento precisa ser garantido. E é exatamente neste ponto que a margem de desligamento entra como um parâmetro de segurança fundamental.

A margem de desligamento, talvez seja, entre muitos fatores, a representação máxima desta prática de desenvolvimento otimizado e seguro das centrais nucleares contemporâneas.

A seguir, passaremos a expor alguns temas relevantes para a compreensão deste importante parâmetro de segurança.

2.2 Controle da reatividade

O controle da reatividade de grandes reatores de potência, assim como outras áreas de planejamento no projeto nuclear (análise termo-hidráulica, performance estrutural e material, etc.), desempenha um importante papel no projeto de núcleos de reatores nucleares; consumindo considerável esforço e tempo durante a fase que antecede à efetiva operação do reator.

Tal análise tem que ser realizada para determinar a quantidade de reatividade negativa exigida para compensar o excesso de reatividade positiva presente no carregamento inicial de combustível, bem como permitir flexível e segura operação do reator. Esta reatividade é distribuída entre diferentes mecanismos de controle, a saber: barras de controle, ácido bórico (em PWRs) e venenos queimáveis (DUDERSTADT e HAMILTON, 1976). É importante estudar a interação dos elementos de controle com o comportamento nuclear do núcleo, tanto em situações estáticas como dinâmicas. Tais cálculos são necessários para realizar o projeto detalhado dos elementos de controle individualmente, bem como modelos de barras de controle e esquemas de retirada e inserção durante a operação do reator.

Temos que estudar também a mudança de reatividade inerente que ocorrerá no núcleo, devido às mudanças na potência e temperatura, calculando os vários coeficientes de realimentação de reatividade que determinam o comportamento cinético em um curto intervalo de tempo. De particular interesse são os coeficientes de reatividade caracterizando as mudanças de densidade e temperatura do refrigerante ou moderador, e o coeficiente de reatividade de temperatura para o combustível (DUDERSTADT e HAMILTON, 1976).

Há também outros efeitos de reatividade, tais como aqueles devidos a formação de venenos de produto de fissão, que devem também ser estudados.

Reatores nucleares necessitam ser inicialmente carregados com uma quantidade significativamente maior de combustível (UO_2 , UC, ThO_2 ou PuO_2) do que aquela exigida para obter a criticalidade (GLASSTONE e EDLUND, 1952), pois a multiplicação intrínseca do núcleo mudará durante sua operação devido a processos tais como a queima de material fissil e a produção de produtos de fissão (Xenônio e Samário). Este *excesso de reatividade* – reatividade presente com todos os elementos de controle retirados do núcleo – será uma função tanto do tempo (devido à queima do combustível e produção de isótopos) quanto da temperatura (devido a realimentação de reatividade); e deve ser compensado através de elementos de controle inseridos no núcleo.

A *margem de desligamento* – reatividade negativa presente no núcleo quando todos os elementos de controle estão inseridos – obviamente deve ser assegurada, mesmo quando a barra de controle mais reativa estiver completamente fora do núcleo do reator (critério de barra presa). Diferenças no valor da margem de desligamento distinguirão núcleos “frios” - reator a temperatura ambiente -, e “limpos” - sem queima de combustível ou formação de produtos de fissão - , daqueles apresentando um histórico de operação (DUDERSTADT e HAMILTON, 1976).

2.3 Venenos Queimáveis

O engenheiro nuclear não está unicamente interessado no projeto técnico envolvido na construção de um reator nuclear e seus componentes, já que, aspectos econômicos devem ser apreciados, de modo a permitir a aplicabilidade do projeto. O custo de construção de uma central nuclear é, sem dúvida, maior do que aquele exigido para a implantação de usinas convencionais de combustível fóssil. Contudo, a quantidade de combustível necessário na primeira é significativamente

menor, comparado à segunda. Em vista disso, o projetista nuclear deve concentrar seus esforços na árdua tarefa de tornar o custo do ciclo de potência na usina nuclear tão baixo quanto possível.

Aliado a tal processo de otimização do ciclo de potência está a utilização de venenos queimáveis, aplicados ao primeiro ciclo de um núcleo, com o objetivo de moldar o desejado perfil de potência dentro do reator nuclear.

O tempo de vida de um dado carregamento, isto é, o período durante o qual o núcleo tem suficiente excesso de reatividade para permitir dar a partida e operar sempre a plena potência, é geralmente determinado pela quantidade de combustível inicialmente carregado dentro do núcleo do reator (LAMARSH, 1966). Embora valha ressaltar, o fator de maior relevância na determinação do tempo de vida – pelo menos no que diz respeito ao elemento combustível - em modernos reatores de potência, seja a quantidade de radiação suportável pelo elemento combustível antes de experimentar uma apreciável probabilidade de apresentar defeitos (DUDERSTADT e HAMILTON, 1976). É claro que a quantidade de carga no núcleo vai depender em parte do excesso de reatividade que pode ser convenientemente compensado pelos elementos de controle do reator.

Com o objetivo de aumentar o carregamento inicial permitido, é comum carregar no núcleo materiais caracterizados por uma alta seção de choque de absorção (venenos) que compensam tal excesso de reatividade durante a fase inicial de vida do núcleo. Tais absorvedores são escolhidos tal que seu “consumo” (transformação por captura de nêutrons em isótopos com seções de choque de menor valor) de alguma forma seja mais rápido que o do combustível. Por isso, estes venenos queimáveis quase igualam o comportamento no tempo do excesso de reatividade do combustível com o decréscimo na vida do núcleo, assim permitindo um maior inventário inicial de combustível sem um correspondente acréscimo no controle requerido (DUDERSTADT e HAMILTON, 1976).

Venenos queimáveis possuem então uma variedade de vantagens. Aumentam o tempo de vida do núcleo sem qualquer decréscimo nos controles de segurança, reduzem a quantidade de controle exigido, e se distribuídos de uma maneira apropriada, podem melhorar a distribuição de potência do núcleo, por exemplo, “achatando” a potência junto as regiões de alto fluxo.

Dessa discussão, várias características desejáveis dos venenos queimáveis estão aparentes. Obviamente eles seriam caracterizados por uma seção de choque de absorção de certa forma mais alta do que aquela do combustível, assim sendo, seriam consumidos mais rapidamente que o combustível, deixando mínimo resíduo de venenos no término do ciclo, pois os isótopos formados por captura de nêutrons no veneno teriam baixa seção de choque de absorção. Finalmente, o veneno queimável, bem como seu revestimento ou material estrutural, não afetariam a integridade estrutural do núcleo (tal como pela expansão térmica).

2.4 Ajuste Químico (Ácido bórico)

Em reatores com refrigeração e/ou moderação sendo realizada por água leve (H_2O), existe uma prática bastante comum de dissolução de ácido bórico (H_3BO_3) – concentração máxima de ~2000 ppm (partes por milhão) - no sistema de refrigeração do núcleo do reator, de modo a obter maior absorção de nêutrons e, conseqüentemente, uma efetiva diminuição na população de nêutrons por todo o reator (LAMARSH, 1966).

Certamente, a distribuição uniforme de tal absorvedor pelo núcleo é, de longe, a característica mais apreciável destes venenos, desde que não alteram o perfil do fluxo pelo reator. Vale também destacar, outra característica importante, ou seja, a diminuição considerável no controle mecânico – barras de controle –

exigido para compensar o excesso de reatividade presente em qualquer processo de carregamento.

Um veneno solúvel de desejáveis propriedades possuiria uma seção de choque de absorção bastante elevada, aproximadamente 2207 barns para a faixa térmica e zero para a faixa rápida numa formulação a dois grupos de energia, relativa estabilidade e natureza não corrosiva. O fato de a seção de choque representando o grupo rápido ser bem próximo de zero deve-se à diminuição gradativa na probabilidade de interação do nêutron incidente de alta energia, com o núcleo de Boro-10 presente no H_3BO_3 .

Contudo, o uso de ácido bórico como um parâmetro de controle estará limitado àquelas situações em que a reatividade muda lentamente com o tempo, tais como aquelas mudanças devido à queima ou conversão do combustível, produção de produtos de fissão e mudanças de temperatura.

A presença de ácido bórico no sistema influenciará o *coeficiente do moderador* de forma apreciável. O desejo por um coeficiente do moderador negativo freqüentemente limitará a quantidade de H_3BO_3 permitida. O *coeficiente de vazão* também deve ser negativo, desde que um decréscimo na densidade do refrigerante conduziria a um decréscimo na moderação e por conseqüência na reatividade. Todavia, na presença de um veneno solúvel tal como o boro, um decréscimo na densidade do refrigerante também levará a um decréscimo na concentração de boro – um efeito positivo na reatividade.

2.5 Efeitos da Temperatura na Reatividade

Nesta seção, discutiremos os efeitos dos diversos coeficientes de temperatura sobre a reatividade do núcleo. Evitaremos, no entanto, o detalhamento, desde que, tornar-se-ia uma tarefa dispendiosa; e, sobretudo, desnecessária.

A dependência da reatividade com o temperatura (LAMARSH, 1966) desempenhará um importante papel na análise do comportamento cinético do reator, determinando o estado de estabilidade ou instabilidade do sistema.

O *coeficiente de reatividade da temperatura* pode ser definido como:

$$\alpha_T = \frac{d\rho}{dT} \quad (2.1)$$

ou, de forma mais conveniente, como

$$\alpha_T = \frac{1}{k^2} \frac{dk}{dT} \quad (2.2)$$

que, para todos os casos de interesse, k próximo a unidade, torna-se

$$\alpha_T \cong \frac{1}{k} \frac{dk}{dT}. \quad (2.3)$$

Basicamente α_T mede a mudança fracional em k por unidade de mudança na temperatura. E deve ser preferencialmente negativo, a fim de obter um núcleo estável (GLASSTONE e EDLUND, 1952).

Obviamente, a temperatura do núcleo não é alterada de forma homogênea; algumas regiões, tais como aquelas onde o material físsil está presente, experimentam elevação instantâneas na temperatura. Em vista disso, torna-se indispensável particularizar cada região do núcleo (combustível, moderador, refrigerante, etc.) com seu correspondente coeficiente de reatividade (LAMARSH, 1966).

Como vimos acima, o combustível nuclear reage imediatamente à mudanças no nível de potência, sendo assim, seu comportamento irá conduzir à resposta primária do reator a alterações no sistema. Outra vez, devemos garantir

que o *coeficiente de temperatura do combustível* seja negativo. Em muitos reatores isso é devidamente efetivado pelo denominado efeito Doppler (LAMARSH, 1966); que, essencialmente, admite um acréscimo na absorção ressonante do sistema devido a um correspondente acréscimo na temperatura do núcleo.

O *coeficiente de temperatura do moderador*, embora de menor importância imediata, determina o comportamento fundamental do reator a mudanças na temperatura do moderador. Mais uma vez, o coeficiente caracterizando o moderador deve também ser negativo, assegurando a estabilidade do núcleo durante condições de operação normais ou não. Em um reator térmico moderado a água o efeito dominante sobre a reatividade aparece da mudança na densidade do moderador causada pela expansão térmica e formação de vapor d'água (GLASSTONE e EDLUND, 1952).

O *coeficiente de reatividade de vazio* mede a mudança na reatividade devido a mudanças na fração de vazio no núcleo; e deve, também, ser negativo. A principal consequência desta mudança, freqüentemente, é a perda de moderação que acompanha um decréscimo na densidade do moderador e causa um correspondente acréscimo na absorção ressonante. Em reatores do tipo BWR mudanças na fração de vazios fortemente afetarão a reatividade do núcleo (DUDERSTADT e HAMILTON, 1976).

Na ausência de intervenção externa; um coeficiente positivo caracterizando o combustível, por exemplo, conduziria o núcleo ao desligamento involuntário ou, de forma mais indesejável, ao derretimento. É claro que, em situações onde a temperatura esteja aumentando gradativamente, comprometendo a segurança do sistema, o reator deve ser ajustado ou, em casos extremos, desligado através da inserção das barras de controle no núcleo; e, neste caso, seria extremamente desejável que a margem de desligamento estivesse assegurada.

2.6 Produtos de fissão

A maioria dos produtos de fissão absorve nêutrons da reação em cadeia (LAMARSH, 1966). O fator de multiplicação pode ser alterado de forma tão significativa quanto maior for a seção de choque de absorção e relativa concentração do veneno na composição material do reator.

O valor da seção de choque de absorção decresce gradualmente com o aumento da energia do nêutron incidente (KAPLAN, 1963), tornando os efeitos dos produtos de fissão somente de aplicação prática em reatores do tipo térmico (LAMARSH, 1966).

Vale neste presente momento recordar que a margem de desligamento possui valores distintos, caracterizando núcleos com e sem produtos de fissão.

Os isótopos de maior importância na análise de envenenamento por produtos de fissão são o Xenônio-135 e o Samário-149 (GLASSTONE e EDLUND, 1952). O primeiro sendo formado diretamente por fissão ou decaimento radioativo do Iodo-135; o segundo somente derivado do decaimento do Neodímio-149. As seções de choque de absorção do Xe-135 e Sm-149 são, respectivamente, $2,65 \times 10^6$ b e 41.000 b. Ambos os valores referidos a nêutrons com energia na faixa térmica.

Tanto o Xenônio-135 como o Samário-149 alcançam a saturação depois de algum tempo de operação do núcleo. Tal estado de concentração mudando apenas com a alteração da potência (LAMARSH, 1966).

A concentração dos dois isótopos bem como de outros venenos de interesse devem ser monitorados por todo o tempo de vida do núcleo e em particular no momento do desligamento do reator.

Vale destacar que a concentração de Xe-135 no núcleo depois do desligamento definirá o então chamado tempo morto do reator. Ou seja, o tempo necessário para que todo o Xenônio-135, formado após o desligamento – principalmente em reatores operando com alto nível de potência –, decaia a zero (LAMARSH, 1966).

2.7 Barras de Controle

Talvez, nenhum dos elementos de controle, vistos até agora, seja tão fundamental no controle de um reator nuclear quanto as barras de controle. Desenvolvidas para inserir reatividade negativa no núcleo, conseguem desempenhar funções variadas no que diz respeito ao controle da reatividade.

Em reatores do tipo térmico, cerca de 60% a 80% das absorções, via barras de controle, ocorrem, evidentemente, na faixa de energia térmica. Embora haja, também, absorções epitérmicas devido à absorção ressonante. Ligas metálicas de isótopos absorvedores (Ag-In-Cd) são usadas na construção desses elementos, para ampliar esta faixa de absorção (DUDERSTADT e HAMILTON, 1976).

As barras de controle geralmente podem ser usadas para operar a potência, a fim de obedecer à demanda exigida durante a operação do núcleo. A função de ajuste da reatividade, devido às mudanças na composição do sistema, tais como, a formação de produtos de fissão e consumo de material físsil, deverá desempenhar, durante toda a vida do núcleo, um importante papel no controle do reator. Por fim, a tarefa de relevância incontestável: o desligamento rápido do núcleo em ocasiões de operação anormais.

Barras de controle representam uma significativa fatia no custo da construção do núcleo de um reator, além disso, consomem uma fração

considerável do volume do núcleo. Em reatores a água pressurizada (PWR), por exemplo, ácido bórico e venenos queimáveis são usados juntamente com as barras, com o objetivo de minimizar o uso dessas, sem, contudo, prejudicar o controle necessário à segurança.

Finalmente, podemos justificar a importância da identificação do valor de cada barra de controle no núcleo para o desligamento, já que nas seções anteriores, estivemos apresentando os vários elementos que constituem e influenciam a margem de desligamento.

A identificação da barra mais reativa no núcleo estabelece o já conhecido “critério de barra presa” (FILHO et al., 1997), usado nos cálculos da margem de desligamento. Uma vez identificada a barra de controle mais reativa, a margem de desligamento tem que disponibilizar, nas demais barras do núcleo, reatividade negativa suficiente para desligar o reator quando esse critério se estabelecer. Portanto, o objetivo deste trabalho consiste na identificação da barra mais reativa, através de um método preciso e rápido, para posterior cálculo da margem de desligamento, evitando, dessa forma, dispendiosos e sucessivos cálculos de criticalidade.

Apresentaremos nas seções posteriores, o Método dos Pseudo-Harmônicos usado, juntamente com os códigos nodais de malha grossa, na investigação do valor de cada barra de controle.

CAPÍTULO III

MÉTODOS NODAIS DE MALHA GROSSA

3.1 Introdução

Perturbações localizadas, tais como aquelas produzidas pela inserção ou retirada de uma barra de controle do núcleo de um reator nuclear, conduzem a distribuições assimétricas do fluxo neutrônico (exceto para o caso particular da barra central) por todo o sistema, impedindo, dessa forma, fazer uso das simetrias de carregamento que podem diminuir o cálculo computacional significativamente. A escolha dos então chamados métodos nodais de malha grossa, que são usados na discretização espacial da equação da difusão de nêutrons, mostrou-se apropriada, a fim de evitar uma dispendiosa análise através do método de diferenças finitas clássico.

Neste trabalho usaremos dois métodos nodais de malha grossa, a saber: o Método de Expansão Nodal (NEM (Finnemann *et al.*, 1977)) e o Método de Diferenças Finitas de Malha Grossa (DFMG) proposto por Aragonés & Ahnert (1986). O primeiro fornecerá os fluxos reais; e o segundo, os fluxos adjuntos matemáticos, já que o NEM, como a maioria dos métodos nodais de malha grossa, não é capaz de fornecer estes fluxos adjuntos matemáticos. Não há para o NEM, por exemplo, uma forma matricial associada, inviabilizando os processos de obtenção dos adjuntos matemáticos.

3.2 Método de Expansão Nodal

Nesta seção é apresentado o Método de Expansão Nodal (NEM), que por ser um método de discretização espacial que utiliza correntes de interface, tem seu ponto de partida na equação da continuidade e na Lei de Fick, as quais em geometria retangular e na formulação de dois grupos de energia são, respectivamente (SILVA e MARTINEZ, 2004)

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_g(x, y, z) + \Sigma_{Rg}(x, y, z)\phi_g(x, y, z) = \frac{1}{k_{eff}} \chi_g \sum_{g'=1}^2 \nu \Sigma_{fg'}(x, y, z)\phi_{g'}(x, y, z) + \\ + \sum_{\substack{g'=1 \\ g' \neq g}}^2 \Sigma_{gg'}(x, y, z)\phi_{g'}(x, y, z) \end{aligned} \quad (3.1)$$

e

$$\begin{aligned} \vec{J}_g(x, y, z) = \sum_{u=x,y,z} (J_{gu}^+(x, y, z) - J_{gu}^-(x, y, z))\hat{e}_u = \\ = -D_g(x, y, z) \sum_{u=x,y,z} \frac{\partial}{\partial u} \phi_g(x, y, z)\hat{e}_u \end{aligned} \quad (3.2)$$

No NEM, o domínio espacial do núcleo de um reator é dividido em um conjunto de paralelepípedos contíguos, chamados nodos, nos quais os parâmetros de multigrupos são uniformes. Sendo assim, integrando a Eq. (3.1) no volume $V_n = a_x^n a_y^n a_z^n$ de um nodo n qualquer e a Eq. (3.2) na área transversal a uma direção u genérica, tem-se que

$$\sum_{u=x,y,z} (J_{gur}^n - J_{gul}^n) / a_u^n + \Sigma_{Rg}^n \phi_g^n = \frac{1}{k_{eff}} \chi_g \sum_{g'=1}^2 \nu \Sigma_{fg'}^n \phi_{g'}^n + \sum_{\substack{g'=1 \\ g' \neq g}}^2 \Sigma_{gg'}^n \phi_{g'}^n \quad (3.3)$$

e

$$J_{gus}^n \equiv J_{gus}^{+n} - J_{gus}^{-n} = -D_g^n \frac{d}{du} \psi_{gu}^n(u) \Big|_{u=u_s^n}, \quad (3.4)$$

onde os parâmetros $(\Sigma_{Rg}^n, \nu \Sigma_{fg}^n, \Sigma_{gg'}^n, \text{ e } D_g^n)$, que caracterizam o nodo n , são uniformes e o fluxo médio no nodo n (ϕ_g^n), as correntes parciais médias na face s da direção u do nodo n ($J_{gus}^{\pm n}$) e o fluxo médio numa área transversal à direção u no nodo n ($\psi_{gu}^n(u)$) são assim definidos:

$$\phi_g^n \equiv \frac{1}{V_n} \int_0^{a_x^n} \int_0^{a_y^n} \int_0^{a_z^n} \phi_g(x, y, z) dx dy dz, \quad (3.5)$$

$$J_{gus}^{\pm n} \equiv \frac{1}{a_v^n a_w^n} \int_0^{a_v^n} \int_0^{a_w^n} J_{gu}^{\pm}(u_s^n, v, w) dv dw$$

e

$$\psi_{gu}^n(u) \equiv \frac{1}{a_v^n a_w^n} \int_0^{a_v^n} \int_0^{a_w^n} \phi_g(u, v, w) dv dw,$$

com $u = x, y$ ou z , $s = l, r$ (representando, respectivamente, as faces esquerda e

$$\text{direita na direção } u) \text{ e } u_s^n = \begin{cases} 0 & \text{se } s=l \\ a_u^n & \text{se } s=r \end{cases} .$$

Das Eqs. (3.3) e (3.4) observa-se que o acoplamento entre ϕ_g^n e J_{gus}^n é feito através das funções $\psi_{gu}^n(u)$. Tais funções são soluções de equações 1D obtidas da integração da equação da difusão (resultante da substituição da Eq. (3.2) na Eq. (3.1)) numa área transversal à direção u no nodo n , quais sejam,

$$-D_g^n \frac{d^2}{du^2} \psi_{gu}^n(u) + \Sigma_{gu}^n \psi_{gu}^n(u) = \frac{1}{k_{eff}} \chi_g \sum_{g'=1}^2 \nu \Sigma_{fg'}^n \psi_{g'u}^n(u) + \sum_{g'=1}^2 \Sigma_{gg'}^n \psi_{g'u}^n(u) - L_{gu}^n(u) \quad (3.6)$$

onde $L_{gu}^n(u)$, o termo que representa a fuga transversal à direção u , é assim definido:

$$L_{gu}^n(u) \equiv -\frac{D_g^n}{a_v^n a_w^n} \int_0^{a_v^n} \int_0^{a_w^n} \left(\frac{\partial}{\partial v} \phi_g(u, v, w) + \frac{\partial}{\partial w} \phi_g(u, v, w) \right) dv dw$$

No método NEM a solução da Eq. (3.6) é obtida através de uma expansão polinomial (neste caso, do quarto grau) da seguinte forma:

$$\psi_{gu}^n(u) = \sum_{i=0}^4 c_{igu}^n h_i(u/a_u^n) \quad ; \quad u = x, y, z \quad (3.7)$$

Uma vez conhecidas as funções de base $h_i(u/a_u^n)$ e suas propriedades (Finnemann *et al.*, 1977), os coeficientes da expansão são determinados como se segue:

3.2.1 Coeficientes primários

Estes coeficientes, usando as propriedades das funções de base $h_i(u/a_u^n)$, são obtidos de uma condição de consistência, qual seja,

$$\phi_g^n = \frac{1}{a_u^n} \int_0^{a_u^n} \psi_{gu}^n(u) du$$

e da aproximação da difusão

$$\psi_{gus}^n \equiv \psi_{gu}^n(u_s^n) = 2(J_{gus}^{+n} + J_{gus}^{-n}) \quad ; \quad s = l, r \quad ,$$

das quais obtém-se que $c_{0gu}^n = \phi_g^n$,

$$c_{1gu}^n = (J_{gur}^{+n} + J_{gur}^{-n}) - (J_{gul}^{+n} + J_{gul}^{-n}) \quad (3.8)$$

e

$$c_{2gu}^n = \phi_g^n - ((J_{gur}^{+n} + J_{gur}^{-n}) + (J_{gul}^{+n} + J_{gul}^{-n})) \quad (3.9)$$

3.2.2 Coeficientes secundários

Estes coeficientes são obtidos através da Eq. (3.6) pela técnica de resíduos ponderados, com as funções de base usadas como pesos. Usando pesos do tipo momento, ou seja, $h_1(u/a_u^n)$ e $h_2(u/a_u^n)$ nos cálculos de c_{3gu}^n e c_{4gu}^n , respectivamente, e uma expansão polinomial do segundo grau para $L_{gu}^n(u)$ da forma:

$$L_{gu}^n(u) = \sum_{i=0}^2 \alpha_{igu}^n h_i(u/a_u^n) \quad ,$$

onde

$$\alpha_{0gu}^n \equiv \bar{L}_{gu}^n = \sum_{\xi=v,w} ((J_{g\xi r}^{+n} - J_{g\xi r}^{-n}) - (J_{g\xi l}^{+n} - J_{g\xi l}^{-n})) / a_\xi^n \quad , \quad (3.10)$$

$$\alpha_{1gu}^n = \frac{1}{2} (L_{gur}^n - L_{gul}^n) \quad (3.11)$$

e

$$\alpha_{2gu}^n = \bar{L}_{gu}^n - \frac{1}{2} (L_{gur}^n + L_{gul}^n) \quad , \quad (3.12)$$

com

$$L_{gul}^n = (a_u^{n-1} \bar{L}_{gu}^n + a_u^n \bar{L}_{gu}^{n-1}) / (a_u^{n-1} + a_u^n) \quad (3.13)$$

e

$$L_{gur}^n = L_{gul}^{n-1}, \quad (3.14)$$

sendo que os L_{gus}^n são obtidos impondo-se continuidade da função $L_{gu}^n(u)$ e de sua derivada primeira nas interfaces entre nodos.

3.2.3 Correntes parciais de saída

Substituindo a expansão dada pela Eq. (3.7) na Eq. (3.4) e fazendo uso das definições dos coeficientes primários, obtém-se as correntes parciais de saída, quais sejam,

$$J_{gul}^{-n} = A_{0gu}^n (\phi_g^n + c_{4gu}^n) + A_{1gu}^n J_{gul}^{+n} + A_{2gu}^n J_{gur}^{-n} - A_{3gu}^n c_{3gu}^n \quad (3.15)$$

e

$$J_{gur}^{+n} = A_{0gu}^n (\phi_g^n + c_{4gu}^n) + A_{2gu}^n J_{gul}^{+n} + A_{1gu}^n J_{gur}^{-n} + A_{3gu}^n c_{3gu}^n \quad (3.16)$$

onde

$$A_{0gu}^n \equiv \frac{6(D_g^n / a_u^n)}{(1 + 12(D_g^n / a_u^n))}, \quad (3.17)$$

$$A_{1gu}^n = \frac{(1 - 48(D_g^n / a_u^n)^2)}{((1 + 12(D_g^n / a_u^n))(1 + 4(D_g^n / a_u^n)))}, \quad (3.18)$$

$$A_{2gu}^n = \frac{-8(D_g^n / a_u^n)}{((1 + 12(D_g^n / a_u^n))(1 + 4(D_g^n / a_u^n)))} \quad (3.19)$$

e

$$A_{3gu}^n = \frac{6(D_g^n / a_u^n)}{(1 + 4(D_g^n / a_u^n))}. \quad (3.20)$$

3.2.4 Equação de balanço nodal

Substituindo as Eqs. (3.15) e (3.16) na Eq. (3.3) tem-se, finalmente, o sistema de equações do qual o fluxo de nêutrons médio no nodo é obtido, qual seja,

$$\left(\sum_{u=x,y,z} 2A_{0gu}^n / a_u^n + \Sigma_{Rg}^n \right) \phi_g^n = \frac{1}{k_{eff}} \chi_g \sum_{g'=1}^2 \nu \Sigma_{fg'}^n \phi_{g'}^n + \sum_{\substack{g'=1 \\ g' \neq g}}^2 \Sigma_{gg'}^n \phi_{g'}^n + \\ + \sum_{u=x,y,z} 2A_{0gu}^n (2(J_{gur}^{-n} + J_{gul}^{+n}) - c_{4gu}^n) / a_u^n. \quad (3.21)$$

As Eqs (3.8) a (3.21), juntamente com os sistemas de equações para o cálculo dos coeficientes secundários e mais as condições de interface e de contorno, fazem parte do esquema iterativo usado no cálculo do fator de

multiplicação efetivo, dos fluxos médios nos nodos e das correntes parciais médias nas faces dos nodos.

3.3 Diferenças Finitas de Malha Grossa

Nesta seção é apresentado o método de Diferenças Finitas de Malha Grossa (DFMG).

O método DFMG usado tem como base a formulação desenvolvida por Aragonés & Ahnert (1986) e usa dados tais como Σ_{xg}^n , D_g^n , ϕ_g^n , ψ_{gus}^n e J_{gus}^n calculados pelo NEM e colapsados de 3D para 2D (FANG *et al.*, 1994). No DFMG a Eq. (3.3), para $u = x, y$ apenas, é o ponto de partida, com

$\Sigma_{Rg}^n = \Sigma_{ag}^n + D_g^n B_{zn}^2 + \sum_{\substack{g'=1 \\ g' \neq g}}^2 \Sigma_{g'g}^n$ (sendo B_{zn}^2 o buckling axial para o nodo n) e as

correntes líquidas, J_{gus}^n , escritas em termos dos fluxos médios nos nodos, ϕ_g^n , da seguinte forma (SILVA e MARTINEZ, 2003):

$$J_{gul}^n = -D_{gul}^n \phi_g^n + D_{gur}^{n-1} \phi_g^{n-1} \quad (3.22)$$

e

$$J_{gur}^n = D_{gur}^n \phi_g^n - D_{gul}^{n+1} \phi_g^{n+1}, \quad (3.23)$$

com $n-1$ representando o nodo vizinho ao nodo n , na esquerda na direção x e na frente na direção y e $n+1$ representando o nodo vizinho ao nodo n , na direita na direção x e atrás na direção y , enquanto que os coeficientes de difusão

dependentes de direção ($u = x, y$) e face ($s = l, r$), D_{gul}^n e D_{gur}^n , são assim calculados:

$$D_{gul}^n = \frac{2\left(\frac{1}{a_u^{n-1}} D_g^{n-1} + \frac{1}{2} C_{gur}^{n-1}\right)\left(\frac{1}{a_u^n} D_g^n - \frac{1}{2} C_{gul}^n\right)}{\left(\frac{1}{a_u^{n-1}} D_g^{n-1} + \frac{1}{2} C_{gur}^{n-1}\right) + \left(\frac{1}{a_u^n} D_g^n + C_{gul}^n\right)} \quad (3.24)$$

e

$$D_{gur}^n = \frac{2\left(\frac{1}{a_u^n} D_g^n - \frac{1}{2} C_{gur}^n\right)\left(\frac{1}{a_u^{n+1}} D_g^{n+1} + \frac{1}{2} C_{gul}^{n+1}\right)}{\left(\frac{1}{a_u^{n-1}} D_g^n + \frac{1}{2} C_{gur}^n\right) + \left(\frac{1}{a_u^n} D_g^{n+1} + C_{gul}^{n+1}\right)}, \quad (3.25)$$

onde

$$C_{gul}^n = \frac{J_{gul}^n + \frac{2}{a_u^n} D_g^n (\phi_g^n - \psi_{gul}^n)}{\phi_g^n + \psi_{gul}^n} \quad (3.26)$$

e

$$C_{gur}^n = -\frac{J_{gur}^n - \frac{2}{a_u^n} D_g^n (\phi_g^n - \psi_{gur}^n)}{\phi_g^n + \psi_{gur}^n}. \quad (3.27)$$

Agora, substituindo as Eqs. (3.22) e (3.23) na Eq. (3.3) , para $u = x, y$ apenas, atentando-se para as definições de $n-1$ e $n+1$, obtém-se uma equação para os fluxos médios nos nodos, da seguinte forma:

$$-A_{n,n_f} \Phi^{n_f} - A_{n,n_e} \Phi^{n_e} + A_{n,n} \Phi^n - A_{n,n_d} \Phi^{n_d} - A_{n,n_t} \Phi^{n_t} = \frac{1}{k_{eff}} S_f^n \quad (3.28)$$

onde n_f , n_e , n_d e n_t representam, respectivamente, os nodos vizinhos ao nodo n , na frente, à esquerda, à direita e atrás, enquanto que

$$\Phi^n \equiv \begin{bmatrix} \phi_1^n \\ \phi_2^n \end{bmatrix},$$

$$S_f^n \equiv \begin{bmatrix} \chi_1 \sum_{g=1}^2 v \Sigma_{fg}^n \phi_g^n \\ \chi_2 \sum_{g=1}^2 v \Sigma_{fg}^n \phi_g^n \end{bmatrix},$$

$$A_{n,m} \equiv \begin{bmatrix} \frac{1}{a_u^n} D_{1ur}^m & 0 \\ 0 & \frac{1}{a_u^n} D_{2ur}^m \end{bmatrix} ; \quad \text{para } m = \begin{cases} n_f & \text{se } u = y \\ n_e & \text{se } u = x \end{cases},$$

$$A_{n,m} \equiv \begin{bmatrix} \frac{1}{a_u^n} D_{1ul}^m & 0 \\ 0 & \frac{1}{a_u^n} D_{2ul}^m \end{bmatrix} ; \quad \text{para } m = \begin{cases} n_d & \text{se } u = x \\ n_t & \text{se } u = y \end{cases}$$

e

$$A_{n,n} \equiv \begin{bmatrix} b_1^n & -\Sigma_{12}^n \\ -\Sigma_{21}^n & b_2^n \end{bmatrix},$$

com

$$b_g^n \equiv \Sigma_{Rg}^n + \frac{1}{a_x^n} (D_{gxl}^n + D_{gxr}^n) + \frac{1}{a_y^n} (D_{gyl}^n + D_{gyr}^n) .$$

Observa-se que a Eq. (3.28), contabilizando todos os nodos em que o núcleo do reator foi dividido e as condições de contorno e de simetria, forma um sistema bloco penta-diagonal, como é no caso clássico de diferenças finitas. Sendo assim, as estratégias de solução já bem estabelecidas para este tipo de sistema em diferenças finitas clássica, como o método SOR (Nakamura, 1977) para as iterações internas, o Método de Potências (Nakamura, 1977) para as iterações externas e até mesmo as técnicas convencionais de aceleração de convergência podem ser usadas.

CAPÍTULO IV

MÉTODO DOS PSEUDO-HARMÔNICOS

4.1 Introdução

Freqüentemente estamos interessados na aplicação de métodos perturbativos à análise de reatores, em que a solução perturbada depende explicitamente da perturbação, para qualquer ordem de aproximação requerida. Os diversos métodos explícitos expandem a variação do fluxo em termos de autofunções do sistema, cuja escolha depende do método utilizado.

O método dos Pseudo-Harmônicos desenvolvido por Planchard e colaboradores (GOMIT, 1985) consiste na expansão do fluxo perturbado de nêutrons em termos de uma base construída a partir de um conjunto completo de autofunções (Pseudo-Harmônicos) do operador não perturbado, que representa somente fuga mais remoção do grupo na equação de difusão.

Dessa forma, os Pseudo-Harmônicos são soluções de equações diferenciais, desacopladas em grupo de energia.

A discretização espacial destas equações diferenciais, para cada grupo de energia, geralmente, nos leva a matrizes reais e simétricas. Isto implica em que os autovalores sejam reais e os autovetores ortogonais, formando um conjunto completo (SILVA et al., 1987).

4.2 Método Perturbativo dos Pseudo-Harmônicos

A equação de difusão a dois grupos de energia pode ser escrita da seguinte forma matricial:

$$\begin{pmatrix} -\nabla \cdot D_1 \nabla + \Sigma_{R1} & 0 \\ -\Sigma_{s12} & -\nabla \cdot D_2 \nabla + \Sigma_{R2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} = \frac{1}{k} \begin{pmatrix} \nu_1 \chi_1 \Sigma_{f1} & \nu_2 \chi_1 \Sigma_{f2} \\ \nu_1 \chi_2 \Sigma_{f1} & \nu_2 \chi_2 \Sigma_{f2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

Podemos rescrever o sistema acima simplesmente como

$$(A - \lambda_0 F) \phi_{\sim 0} = 0, \quad (4.2)$$

sendo $A = B + S$ e $\lambda_0 \equiv \frac{1}{k}$ o autovalor fundamental. F é o operador de fissão, B representa fuga mais remoção e S o espalhamento. $\phi_{\sim 0}$ representa o fluxo de nêutrons não perturbado, no modo fundamental.

Se uma perturbação for causada no núcleo do reator, o fluxo perturbado de nêutrons será solução da seguinte equação:

$$(A' - \lambda_0' F') \phi'_{\sim} = 0 \quad (4.3)$$

com

$$\phi'_{\sim} = \phi_{\sim 0} + \delta \phi_{\sim} \quad (4.4)$$

onde $\delta \phi_{\sim}$ representa a perturbação no fluxo.

Expandindo tanto o fluxo perturbado, ϕ' , quanto o autovalor

perturbado, λ' , tem-se

$$\phi' = \sum_{k=0}^{\infty} \phi^{(k)} = \phi^{(0)} + \sum_{k=1}^{\infty} \phi^{(k)} \quad (4.5)$$

$$\lambda' = \sum_{k=0}^{\infty} \lambda^{(k)} = \lambda^{(0)} + \sum_{k=1}^{\infty} \lambda^{(k)} \quad (4.6)$$

onde o índice k nas equações (4.5) e (4.6) significa a ordem de aproximação na expansão, e obviamente $\phi^{(0)} = \phi$ e $\lambda^{(0)} = \lambda_0$, com $\phi^{(k)}$ satisfazendo ao seguinte

sistema de recorrência:

$$(A - \lambda_0 F) \phi^{(0)} = 0 \quad (4.7)$$

$$(A - \lambda_0 F) \phi^{(k)} = s^{(k)}; k = 1, 2, 3, \dots \quad (4.8)$$

desde que

$$s^{(k)} = -\delta A \phi^{(k-1)} + \sum_{l=1}^k \lambda^{(l)} F \phi^{(k-l)} + \sum_{l=0}^{k-1} \lambda^{(l)} \delta F \phi^{(k-l-1)} \quad (4.9)$$

Analisando a equação (4.8), vê-se que, pelo fato do operador $(A - \lambda_0 F)$ ser singular, a referida equação terá solução se, $\left\langle \phi^{*T} s^{(k)} \right\rangle = 0$. Esta condição implica

em que

$$\lambda^{(k)} = \frac{\left\langle \phi^{*T} \delta A \phi^{(k-1)} \right\rangle - \sum_{l=1}^{k-1} \lambda^{(l)} \left\langle \phi^{*T} F \phi^{(k-l)} \right\rangle - \sum_{l=0}^{k-1} \lambda^{(l)} \left\langle \phi_0^{*T} \delta F \phi^{(k-l-1)} \right\rangle}{\left\langle \phi^{*T} F \phi \right\rangle} \quad (4.10)$$

onde $\langle \rangle$ indica tanto a integração em volume quanto as operações matriciais envolvidas. O fluxo adjunto no modo fundamental, $\phi_{\sim 0}^*$, satisfaz à seguinte equação:

$$\left(A^* - \lambda_0 F^* \right) \phi_{\sim 0}^* = 0 \quad (4.11)$$

com A^* e F^* sendo os operadores adjuntos a A e F , respectivamente.

4.3 Solução Geral

Observamos que a solução geral da equação (4.8) não é única, uma vez que todas as funções da forma abaixo satisfazem a esta equação.

$$\phi_{\sim}^{(k)} = c^{(k)} \phi_{\sim 0} + \phi_{\sim part}^{(k)} \quad (4.12)$$

onde $c^{(k)}$ é uma constante arbitrária da solução homogênea e $\phi_{\sim part}^{(k)}$ representa a solução particular da k -ésima equação (4.8).

4.4 Solução Particular e Pseudo-Harmônicos

A solução particular $\phi_{\sim part}^{(k)}$ pode ser determinada pelo uso da seguinte equação:

$$\underset{\sim part}{\phi}^{(k)} = \sum_{j=1}^J \alpha_j^{(k)} \underset{\sim j}{\Gamma} \quad (4.13)$$

onde $J = 2N$, N sendo o número de nodos, e os vetores de base são definidos por:

$$\underset{\sim j}{\Gamma} \equiv \underset{\sim j}{W} - b_j \underset{\sim}{\phi}, \quad (4.14)$$

onde $\underset{\sim j}{W}$ são os então chamados Pseudo-Harmônicos, que são os autovetores do

seguinte problema de autovalor:

$$B \underset{\sim j}{W} = \beta_j \underset{\sim j}{W}. \quad (4.15)$$

Chamamos a atenção para o fato que os vetores de base $\underset{\sim j}{\Gamma}$ são definidos como

na Eq. (4.14), desde que a solução particular não contenha a solução fundamental.

Então, segue que

$$\left\langle \underset{\sim}{\phi}^{*T} F \underset{\sim j}{\Gamma} \right\rangle = 0; \quad \forall j \quad (4.16)$$

e conseqüentemente

$$b_j = \frac{\left\langle \underset{\sim 0}{\phi}^{*T} F \underset{\sim j}{W} \right\rangle}{\left\langle \underset{\sim 0}{\phi}^{*T} F \underset{\sim}{\phi} \right\rangle}, \quad (4.17)$$

onde $\underset{\sim 0}{\phi}^*$ é fluxo adjunto.

4.5 Coeficientes de Expansão e Ortogonalização

Substituindo Eq.(4.13) na Eq.(4.12) e a expressão resultante na Eq.(4.8), e ainda usando as definições acima, podemos escrever a seguinte equação:

$$\sum_{j=1}^J \alpha_j^{(k)} [\beta_j I - \lambda F - S] W_{\sim j} = s^{(k)} \quad (4.18)$$

De acordo com o Método Alternativo do Pseudo-Harmônico (de Abreu et al.,1989), podemos definir um conjunto de vetores linearmente independentes da seguinte forma:

$$\eta_{\sim j} = [\beta_j I - \lambda F - S] W_{\sim j}; \quad j = 1, \dots, J \quad (4.19)$$

e então rescrever Eq.(4.18) assim:

$$\sum_{j=1}^J \alpha_j^{(k)} \eta_{\sim j} = s^{(k)} \quad (4.20)$$

A fim de calcular α_j , o vetor η_j têm que ser ortogonalizado, pois ajuda na obtenção dos coeficientes α_j . A ortogonalização de η_j é realizada usando o processo de “Gram Schmidt”, da seguinte maneira. Faz-se

$$v_{\sim 1} = \eta_{\sim 1}$$

e os outros vetores ortogonais são dados por

$$\mathbf{v}_{\sim j} = \boldsymbol{\eta}_{\sim j} - \sum_{m=1}^{j-1} a_{jm} \mathbf{v}_{\sim m} ; j = 2, \dots, J \quad (4.21)$$

com

$$a_{jm} \equiv \frac{\left\langle \mathbf{v}_{\sim m}^T \boldsymbol{\eta}_{\sim j} \right\rangle}{\left\langle \mathbf{v}_{\sim j}^T \mathbf{v}_{\sim j} \right\rangle} ; m = 1, \dots, j-1 \quad j = 2, \dots, J$$

onde

$$\left\langle \mathbf{v}_{\sim m}^T \boldsymbol{\eta}_{\sim j} \right\rangle \equiv \sum_{k=1}^J v_{mk} \eta_{jk}$$

e

$$\left\langle \mathbf{v}_{\sim m}^T \mathbf{v}_{\sim m} \right\rangle \equiv \sum_{k=1}^J v_{mj} v_{mj} .$$

De acordo com Eq.(4.21), observam-se as seguintes propriedades:

$$\left\langle \mathbf{v}_{\sim j}^T \boldsymbol{\eta}_{\sim m} \right\rangle = 0 \text{ para } m = 1, \dots, j-1 \quad j = 2, \dots, J \quad (4.22)$$

e também

$$\left\langle \mathbf{v}_{\sim j}^T \boldsymbol{\eta}_{\sim j} \right\rangle = \left\langle \mathbf{v}_{\sim j}^T \mathbf{v}_{\sim j} \right\rangle \text{ para } j = 1, \dots, J. \quad (4.23)$$

Agora, pela multiplicação de Eq.(4.20) por $\mathbf{v}_{\sim m}^T$ e aplicando o produto interno,

segue

$$\sum_{j=1}^J \alpha^{(k)}_j \left\langle \mathbf{v}_{\sim m}^T \boldsymbol{\eta}_{\sim j} \right\rangle = \left\langle \mathbf{v}_{\sim m}^T \mathbf{s}^{(k)} \right\rangle.$$

Usando as propriedades dadas nas Eqs. (4.22) e (4.23) na equação acima, conseguimos

$$\alpha_m^{(k)} \left\langle \mathbf{v}_{\sim m}^T \boldsymbol{\eta}_{\sim m} \right\rangle + \sum_{j=m+1}^J \alpha_j^{(k)} \left\langle \mathbf{v}_{\sim m}^T \boldsymbol{\eta}_{\sim j} \right\rangle = \left\langle \mathbf{v}_{\sim m}^T \mathbf{s}^{(k)} \right\rangle$$

de onde obtemos

$$\alpha_j^{(k)} \equiv \frac{\left\langle \mathbf{v}_{\sim j}^T \mathbf{s}^{(k)} \right\rangle}{\left\langle \mathbf{v}_{\sim j}^T \mathbf{v}_{\sim j} \right\rangle} \quad (4.24)$$

e

$$\alpha_j^{(k)} = \frac{\alpha_m \left\langle \mathbf{v}_{\sim j}^T \mathbf{s}^{(k)} \right\rangle - \sum_{m=j+1}^J \alpha_m^{(k)} \left\langle \mathbf{v}_{\sim j}^T \boldsymbol{\eta}_{\sim m} \right\rangle}{\left\langle \mathbf{v}_{\sim j}^T \mathbf{v}_{\sim j} \right\rangle}; \quad j = J, \dots, 1. \quad (4.25)$$

4.6 Normalização

Com as expressões (4.24) e (4.25) para os coeficientes $\alpha_j^{(k)}$, a solução particular apresentada na Eq.(4.13) é determinada. Agora somente temos que encontrar a constante $c^{(k)}$ da Eq.(4.12) para conseguir a solução geral do problema. Para fazer isso, normalizamos ϕ para a unidade, da seguinte forma:

Sendo

$$\phi' = \sum_{k=0}^{\infty} \phi^{(k)} = \phi^{(0)} + \sum_{k=1}^{\infty} \phi^{(k)} \quad (4.26)$$

com

$$\left\langle u^T \phi \right\rangle = 1 \quad \text{e} \quad \left\langle u^T \phi' \right\rangle = 1, \quad (4.27)$$

onde $u^T = [111\dots 1]$,

segue que

$$\sum_{k=1}^{\infty} \left\langle u^T \phi^{(k)} \right\rangle = 0. \quad (4.28)$$

Para isto, uma possibilidade seria:

$$\left\langle u^T \phi^{(k)} \right\rangle = 0. \quad (4.29)$$

Mas

$$\phi^{(k)} = c^{(k)} \phi + \phi^{(k)}_{part} \quad (4.30)$$

logo efetuando o produto interno, ou seja,

$$\left\langle \tilde{u}^T \phi^{(k)} \right\rangle = c^{(k)} \left\langle \tilde{u}^T \phi \right\rangle + \left\langle \tilde{u}^T \phi^{(k)}_{part} \right\rangle \quad (4.31)$$

e usando (4.27) obtemos:

$$c^{(k)} = - \left\langle \tilde{u}^T \phi^{(k)}_{part} \right\rangle. \quad (4.32)$$

CAPÍTULO V

ANÁLISE DOS RESULTADOS

5.1 Introdução

Neste capítulo, apresentam-se os resultados obtidos através do método proposto nesta tese, para a identificação da barra de controle mais reativa do núcleo de um reator a água pressurizada.

Aplicamos o método perturbativo a um reator térmico tipo PWR, cuja configuração podemos ver na figura (5.1). As seções de choque nucleares caracterizando cada região e cada grupo de energia (térmico e rápido), estão na tabela (5.1).

Dividimos o núcleo do reator em 4883 nodos igualmente dimensionados, a saber: 23.0, 23.0 e 20.0 cm, para as direções x, y e z, respectivamente. Contudo, visando reduções no tempo de processamento, convertemos nosso problema tridimensional, através de um processo de colapso, em um problema bidimensional com apenas 257 nodos. Ou seja, deixamos de trabalhar com uma matriz de ordem 4883 para trabalhar com uma matriz de ordem 257.

Sete programas foram desenvolvidos para obter a diferença de reatividade produzida pela retirada de uma barras de controle do núcleo. O programa TRATA, que discretiza o núcleo do reator em nodos, gera o arquivo de entrada para o NEM 3D, que obtém os fluxos reais (ver capítulo III) usados na colapso das seções de choque no programa COLAPSA. O arquivo gerado no COLAPSA entra no DFMG 2D (ver capítulo III), que produz os fluxos adjuntos e as matrizes. Adicionado a esses, mais três programas foram elaborados, a saber:

OMEGA 1 e 2, ETA V e PSEUDO. O primeiro, calcula os Pseudo-Harmônicos (ver capítulo IV – seção 4.4); o segundo, obtém os vetores η e ν (ver capítulo IV – seção 4.5), que juntos com a fonte produzem os coeficientes da expansão α (código PSEUDO); e o terceiro, que fornece a diferença de reatividade, após expandir o fluxo perturbado em Pseudo-Harmônicos (ver capítulo IV – seção 4.2 a 4.4).

Finalmente, apresentamos na tabela (5.4), os resultados obtidos através do método perturbativo dos Pseudo-Harmônicos.

5.2 Caracterização do Reator

Apresentamos nesta seção as regiões que caracterizam o núcleo do reator utilizado. Na figura (5.1) temos a configuração para o núcleo sem barras de controle. Os números de 1 a 11 indicam as posições das barras de controle em 1/8 de núcleo.

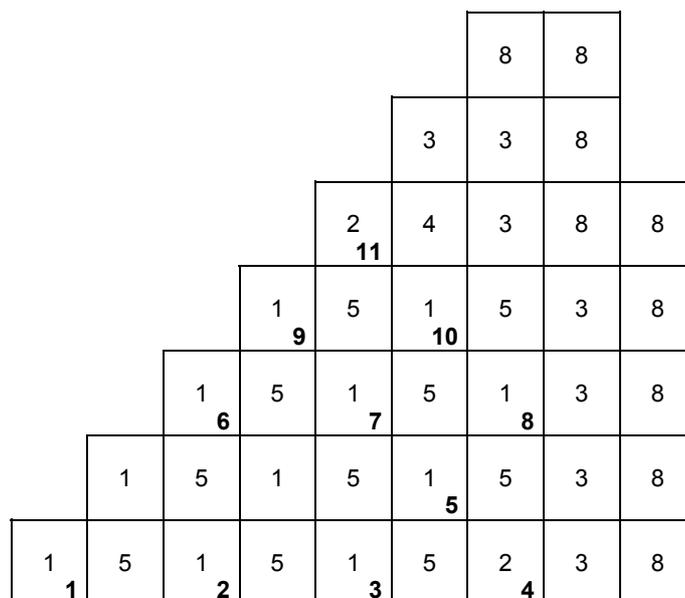


Figura (5.1) – Reator s/ barras de controle (1/8).

Na tabela (5.1) as seções de choque (a dois grupos de energia) caracterizando cada região do núcleo do reator são apresentadas, onde na primeira coluna da tabela encontramos os oito diferentes tipos de regiões do núcleo.

Tabela (5.1) - Parâmetros de multigrupos do PWR.

tipo	G	Σ_{ag}	D_g	$\nu\Sigma_{fg}$	$\Sigma_{gg'}$
1	1	9.298335E-03	1.436000	5.870800E-03	0.0
	2	5.287868E-02	3.635000E-01	9.606700E-02	1.775700E-02
2	1	9.474735E-03	1.436600	6.190800E-03	0.0
	2	5.632868E-02	3.636000E-01	1.035800E-01	1.762100E-02
3	1	1.016773E-02	1.438900	7.452700E-03	0.0
	2	6.936668E-02	3.638000E-01	1.323600E-01	1.710100E-02
4	1	9.815735E-03	1.438100	6.190800E-03	0.0
	2	6.304067E-02	3.665000E-01	1.035800E-01	1.729000E-02
5	1	9.946735E-03	1.438500	6.428500E-03	0.0
	2	6.553867E-02	3.665000E-01	1.091100E-01	1.719200E-02
6	1	9.985735E-03	1.438900	6.190800E-03	0.0
	2	6.639668E-02	3.679000E-01	1.035800E-01	1.712500E-02
7	1	1.011473E-02	1.439300	6.428500E-03	0.0
	2	6.889468E-02	3.680000E-01	1.091100E-01	1.702700E-02
8	1	2.226735E-03	1.320000	0.0	0.0
	2	5.124368E-02	2.772000E-01	0.0	2.310600E-02

5.3 Metodologia de Cálculo

Com todas as barras de controle totalmente fora do núcleo, tornou-se o sistema crítico variando a concentração de ácido bórico no sistema de refrigeração primário do núcleo. Para isso, usamos o programa NEM 3D, através do qual foi realizada a pesquisa de criticalidade, cujos resultados são apresentados na tabela (5.2).

Tabela (5.2) - Concentração crítica de Boro solúvel.

passos	c_B (ppm)	k_{eff}	Tempo (seg)
1	2000.00	0.923684	7.91
2	1000.00	1.084654	6.59
3	1525.90	0.992324	5.77
4	1482.18	0.999273	1.43
5	1477.60	1.000008	0.44
6	1477.65	1.000002	0.11
7	1477.67	1.000000	0.22

A seguir, todas as barras de controle foram inseridas no núcleo, gerando o sistema de referência onde foram efetuadas as perturbações. Assim, retirou-se uma barra de controle do núcleo do reator gerando o sistema perturbado; que deverá, junto com o sistema de referência, definir com que intensidade a retirada da barra afetará a população de nêutrons no núcleo.

5.3.1 Método de Cálculo Direto

A variação de reatividade produzida no núcleo devido a inserção ou retirada de qualquer barra de controle pode ser avaliada diretamente (cálculo direto) ou através de métodos perturbativos (Pseudo-Harmônico, por exemplo). A tabela

(5.3) mostra, através do cálculo direto, as variações ocorridas no fator de multiplicação, para cada uma das 11 barras em 1/8 de núcleo, devido a retirada de uma barra de controle do reator alterado.

Tabela (5.3) - Cálculo Direto

barra	$\lambda' = 1/k'$	k'	$\delta\rho$ (pcm)
1	1.0255361	0.9750997	105.6
2	1.0256662	0.9749760	92.6
3	1.0259878	0.9746704	60.5
4	1.0257460	0.9749002	84.7
5	1.0260869	0.9745763	50.6
6	1.0258226	0.9748274	77.0
7	1.0260447	0.9746164	54.8
8	1.0260281	0.9746321	56.4
9	1.0260240	0.9746360	56.8
10	1.0259535	0.9747030	63.9
11	1.0255317	0.9751039	106.1

Podemos observar nos resultados da tabela que a barra de controle mais reativa do núcleo encontra-se na posição 11. A barra mais reativa corresponde ao menor valor de λ e ao maior valor de $\delta\rho$. Aliás, esse último valor obtido através da expressão:

$$\delta\rho = \frac{1}{k} - \frac{1}{k'}$$

onde $k = 0.9740963$ (sistema alterado).

5.3.2 Método dos Pseudo-Harmônicos

Como temos visto até agora, o objeto principal deste trabalho é desenvolver um método rápido e preciso para encontrar a barra de controle mais reativa. Logo, só precisamos garantir a precisão do método empregado, de forma que, possamos nos aproximar, de forma a identificar a barra mais reativa, dos valores encontrados na tabela (5.3). Comparamos na tabela (5.4) os resultados encontrados com o Método Perturbativo dos Pseudo-Harmônicos com aquele do Método Direto.

Tabela (5.4) Pseudo-Harmônicos

Barra	$1/k'$ <i>Cálculo Direto</i>	$1/k'$ <i>Pseudo-Harmônicos</i>
1	1.0255360	1.0254921
2	1.0256662	1.0256273
3	1.0259878	1.0259789
4	1.0257460	1.0257225
5	1.0260869	1.0260803
6	1.0258226	1.0257526
7	1.0260447	1.0260259
8	1.0260281	1.0260217
9	1.0260240	1.0259825
10	1.0259535	1.0259388
11	1.0255317	1.0254811

5.4 Conclusões e Recomendações

Observa-se que a barra de controle mais reativa continua ocupando a posição 11. Notamos, também, que as demais barras continuam guardando suas respectivas posições na ordem de reatividade encontrada na tabela (5.3). Dessa forma, identificada a barra de controle mais reativa, podemos encontrar através do cálculo direto, o valor integral da barra de controle com o máximo de precisão.

Assim, evitamos o cálculo de criticalidade de 10 barras agilizando o cálculo da margem de desligamento. Todavia, destacamos que, desde que o erro percentual encontrado nos cálculos não exceda um valor máximo, regulado pela diferença de valores entre duas barras, a validade do método torna-se inquestionável.

O método Perturbativo dos Pseudo-Harmônicos combinado com os métodos nodais de malha grossa mostrou-se eficiente na identificação da barra de controle mais reativa no núcleo de um reator a água pressurizada; contudo, o método pode ser estendido (e testado) nos demais tipos de reatores.

Recomendo para trabalhos futuros, que a aplicação do método seja estendida a cálculos tridimensionais, onde uma precisão maior do método é esperada. Sugiro também, a implantação de uma base localizada em substituição a base global utilizada nesta tese; evitando, com isso, matrizes de ordem elevada.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS:

ABREU, M.P., THOMÉ, Z.D., ALVIM, A.C.M., 1989, *Ann. Nucl. Energy*, 16, 213.

ARAGONES, J.M., AHNERT, C., 1986, "A Linear Discontinuous Finite Difference Formulation for Synthetic Coarse-Mesh Few-Group Diffusion Calculations", *Nuclear Science and Engineering*, 94, 309.

DUDERSTADT, J.J., HAMILTON, L.J., 1976, *Nuclear Reactor Analysis*. 1ed. New York, John Wiley & Sons, Inc.

FANG, J.M., LIU, M.H., LIU, H.K., et al., 1994, "Fast Shutdown Margin Calculation Using Perturbation Theory with Regionwise Flux Expansion", *Nuclear Science and Engineering*, 166, 181.

FILHO, P.P., SATO, S, SANTOS, T.I.C., et al., 1997, "Programa e Procedimentos para Criar uma Metodologia de Cálculo Consistente de Projeto de Recarga de PWR's a Partir dos Códigos ALPHA/PHOENIX-P/ANC". *Anais(CD) do XI ENFIR, Poços de Caldas/ MG*, 18-22 de agosto.

FINNEMANN, H., BENNEWITZ, F e WAGNER, M.R., 1977, "Interface Current Techniques for Multidimensional Reactor Calculations", *Atomkernenergie*, 30, 123.

GANDINI, A., 1978, "Implicit and Explicit Higher Order Perturbation Method for Nuclear Reactor Analysis", *Nuclear Science and Engineering*, 67, 347.

GLASSTONE, S., EDLUND, M.C., 1952, *The Elements of Nuclear Reactor Theory*. 1ed. Princeton, N.J., van nostrand company.

GOMIT, J.M., PLANCHARD, J., SARGENI, A., 1985, *Série A Nucléaires, Hydraulique, Thermique* 1, 61.

KAPLAN, I., *Nuclear physics*, 2ed, Addison- Wesley, Reading, Mass.

LAMARSH, J.R., 1966, *Introduction to Nuclear Reactor Theory*. M.I.T. Press, Cambridge.

MARTINEZ, A. S., PEREIRA, V. e SILVA, F. C., 1999, "A system for the prediction and determination of the sub-critical multiplication condition" , *Kerntechnik*, v. 64, n. 4, pp. 230-234.

Nakamura, S., 1977, *Computational Method in Engineering and Science*, 1ed, John Wiley & Sons, New York.

SILVA, F.C., MARTINEZ, A.S., 2003, "Aceleração do Método Nodal NEM Usando Diferenças Finitas de Malha Grossa". *VI Encontro de Modelagem Computacional*, Nova Friburgo /RJ, 1-3 de Dezembro.

SILVA, F.C., WAINTRAUB, S., THOMÉ, Z.D., et. al., 1987, "The Pseudo-Harmonics Perturbation Method: Application to a PWR", *Ann. Nucl. Energy*, v. 14, n. 2, pp. 99-106.

TODREAS, N.E., KAZIMI, M.S., 1990, *Nuclear Systems I*. 1ed. New York,
Hemisphere Publishing Corporation