

RECONSTRUÇÃO EM TEMPO REAL DO MAPA DE TEMPERATURA DE SAÍDA
NAS POSIÇÕES RADIAIS DO NÚCLEO DE ANGRA-1, A PARTIR DAS
MEDIDAS DO SISTEMA INCORE USANDO O MÉTODO DAS MATRIZES
PONDERAÇÃO ESPACIAL

Rogério Martins Teles

Dissertação de Mestrado apresentada ao
Programa de Pós-graduação em Engenharia
Nuclear, COPPE, da Universidade Federal do
Rio de Janeiro, como parte dos requisitos
necessários à obtenção do título de Mestre em
Engenharia Nuclear.

Orientadores: Alessandro da Cruz Gonçalves
Adilson Costa da Silva

Rio de Janeiro
Abril de 2025

RECONSTRUÇÃO EM TEMPO REAL DO MAPA DE TEMPERATURA DE SAÍDA
NAS POSIÇÕES RADIAIS DO NÚCLEO DE ANGRA-1, A PARTIR DAS
MEDIDAS DO SISTEMA INCORE USANDO O MÉTODO DAS MATRIZES
PONDERAÇÃO ESPACIAL

Rogério Martins Teles

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO INSTITUTO ALBERTO
LUIZ COIMBRA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA 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.

Orientadores: Alessandro da Cruz Gonçalves

Adilson Costa da Silva

Aprovada por: Prof. Alessandro da Cruz Gonçalves

Prof. Adilson Costa da Silva

Prof. Zelmo Rodrigues de Lima

Prof. Sergio de Oliveira Vellozo

RIO DE JANEIRO, RJ - BRASIL

ABRIL DE 2025

Teles, Rogério Martins

Reconstrução em tempo real do mapa de temperatura de saída nas posições radiais do núcleo de Angra-1, a partir das medidas do sistema incore usando o método das matrizes ponderação espacial / Rogério Martins Teles. – Rio de Janeiro: UFRJ / COPPE, 2025.

XIII, 61 p.: il.; 29,7 cm.

Orientadores: Alessandro da Cruz Gonçalves

Adilson Costa da Silva

Dissertação (mestrado) – UFRJ/ COPPE/ Programa de Engenharia Nuclear, 2025.

Referências Bibliográficas: p. 59-61.

1. Termopares. 2. Método de expansão Nodal. 3. Matriz de Ponderação Espacial. I. Gonçalves, Alessandro da Cruz *et al.* II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Nuclear. III. Título.

“Sei que posso contar com minha fé, com meu
Otimismo, com minha positividade, com minhas
crenças e com meus amores”
Autor desconhecido

Em memória da minha amada mãe,
Antônia Ferreira Alves,
seu amor me tornou uma pessoa melhor.

AGRADECIMENTOS

A história da minha vida é uma daquelas histórias que fazem o ouvinte chorar.

Durante minha caminhada, em meio a dor, encontrei pessoas especiais que foram capazes de influenciar positivamente em um determinado evento ou momento da minha vida.

Durante o processo de obtenção do título de mestre eu recebi apoio incondicional de pessoas queridas que me incentivaram e me apoiaram mesmo diante de minhas fraquezas. Por essa razão, com imenso carinho e profunda satisfação expresso meus sinceros agradecimentos a essas pessoas, a saber: professor Alessandro da Cruz Gonsalves, e professor Adilson Costa da Silva, obrigado sem vocês eu jamais haveria conseguido.

Agradeço à coordenação do PEN e todos que integram a secretaria do programa pois, sem abandonar os regulamentos da instituição, sempre se propõem a solucionar favoravelmente ao aluno.

Agradeço ao meu filho Lucas de Matos Teles por me incentivar e sempre torcer por mim.

Toda honra e glória sejam dadas a Deus, o único, o que criou todas as coisas e que vive para todo o sempre.

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

RECONSTRUÇÃO EM TEMPO REAL DO MAPA DE TEMPERATURA DE SAÍDA
NAS POSIÇÕES RADIAIS DO NÚCLEO DE ANGRA-1, A PARTIR DAS
MEDIDAS DO SISTEMA INCORE USANDO O MÉTODO DAS MATRIZES
PONDERAÇÃO ESPACIAL

Rogério Martins Teles

Abril/2025

Orientadores: Alessandro da Cruz Gonçalves

Adilson Costa da Silva

Programa: Engenharia Nuclear

A detecção de temperatura é uma das medições mais comuns de um sistema de monitoramento de reator nuclear. Portanto, as temperaturas de processo mais críticos em usinas nucleares são medidas usando detectores de temperatura resistivos (RTDs) e termopares. Em plantas de reatores de água pressurizada (PWR), por exemplo, a temperatura do refrigerante primário e a temperatura da água de alimentação são medidas usando RTDs, e a temperatura da água que sai do núcleo do reator é medida usando termopares. Esses termopares são usados principalmente para fins de monitoramento de temperatura e, portanto, geralmente estão sujeitos a requisitos desempenho menos rigorosos que os RTDs, principalmente no que tange ao de tempo de resposta. Entretanto, os termopares ainda permanecem sendo uma importante ferramenta para monitoramento radial da temperatura de saída do núcleo, uma vez que o sistema pode ser usado para verificar anomalias na distribuição de potência radial, pois o fluxo do fluido refrigerante no núcleo do reator depende do estado de potência do reator. Nesse contexto, essa dissertação propõe a reconstrução da temperatura de saída nas posições radiais do núcleo em todos os elementos combustíveis inclusive nas posições onde não existe termopar, usando o método das matrizes de ponderação espacial. Os resultados alcançados são precisos quando comparados ao Código Nacional de Física de Reatores, erro relativo máximo médio ao longo da queima de 4,2% e um desvio máximo médio de 5,1 °C.

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

REAL-TIME RECONSTRUCTION OF OUTLET TEMPERATURE MAP IN THE
ANGRA-1 CORE USING THE SPATIAL WEIGHTING MATRIX METHOD BASED
ON INCORE SYSTEM MEASUREMENTS

Rogério Martins Teles

April /2025

Advisors: Alessandro da Cruz Gonçalves

Adilson Costa da Silva

Department: Nuclear Engineering

Temperature detection is one of the most common measurements in a nuclear reactor monitoring system. Therefore, nuclear plants' most critical process temperatures are measured using resistance temperature detectors (RTDs) and thermocouples. In pressurized water reactor (PWR) plants, for instance, RTDs measure the primary coolant and feedwater temperatures, while thermocouples measure the reactor core's outlet temperature. These thermocouples are primarily used for temperature monitoring and are typically subject to less stringent performance requirements than RTDs, particularly in terms of response time. However, thermocouples remain an important tool for monitoring the radial outlet temperature of the core, as the system can detect anomalies in the radial power distribution since the coolant fluid flow in the reactor core depends on the reactor's power state. In this context, this dissertation proposes reconstructing the outlet temperature at the radial positions of the core for all fuel elements, including positions without thermocouples, using the spatial weighting matrix method. The results achieved are accurate when compared to the National Reactor Physics Code, with an average maximum relative error of 4.2% and an average maximum deviation of 5.1 °C throughout the burnup.

SUMÁRIO

Capítulo 1 – Introdução.....	1
Capítulo 2 – Visão Geral do Núcleo de Angra-1.....	5
2.1 Descrição Geral do Reator de Angra-1.....	5
2.2 Sistema de Instrumentação Incore.....	7
2.2.1 Importância	8
2.2.2 Monitoração da Potência Nuclear	9
2.3 Detectores de Nêutrons do Sistema Incore de Angra-1	11
2.4 Termopar do Sistema Incore de Angra-1	14
Capítulo 3 – Simulação das Leituras do Sistema Incore Usando Código Nacional de Física de Reatores	16
3.1 CNFR	16
3.2 Método de Expansão Nodal	18
3.3 Método de Análise Termohidráulica	27
Capítulo 4 – Desenvolvimento do Modelo para Reconstrução do Mapa de Temperatura de Saída do Núcleo	30
4.1 Introdução às Matriz de Ponderação Espacial.....	30
4.1.1 Matriz de Contiguidade	31
4.1.2 Matriz de K-vizinhos	34
4.1.3 Matriz Inverso da Distância.....	34
4.2 Aplicação do Modelo de Matriz de Ponderação Espacial para Reconstrução do Mapa de Temperatura	36
Capítulo 5 – Resultados.....	42
Capítulo 6 – Conclusões e Perspectivas Futuras.....	56
Referências	59

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 – Projeto do Núcleo do reator Angra I.....	7
Figura 2.2 - Localização das vias dos detectores móveis, termopares e barras de controle.....	8
Figura 2.3 - Descrição do Detector móvel de minicâmara de fissão.....	12
Figura 2.4 - Descrição do sistema de inserção dos detectores móveis.....	13
Figura 3.1 - O processo de homogeneização de EC.....	19
Figura 3.2 – Ilustração qualitativa da modalização de núcleo um reator.....	22
Figura 3.3 – Temperaturas de saída Radial de Angra-1, simulada pelo CNFR.....	29
Figura 3.4 – Temperaturas (39 Termopares -1 Angra), simulada pelo CNFR.....	29
Figura 4.1 – Convenção Rainha de Contiguidade.....	32
Figura 4.2 – Convenção Torre de Contiguidade.....	32
Figura 4.3 – Convenção Bispo de Contiguidade.....	33
Figura 4.4 – Localização Temperares.....	38
Figura 4.5 – Reconstrução do mapa de temperatura de saída radial, calculado pela Equação (4.11) a partir das medidas dos termopares.....	40
Figura 4.6 – Reconstrução do mapa de temperatura de saída radial, calculado pela Equação (4.13) a partir das medidas dos termopares.....	40
Figura 5.1 – Erro relativo percentual usando a Equação (4.11)	43
Figura 5.2 – Reconstrução do mapa de temperatura de saída radial, calculado pela Equação (4.11), usando $\alpha=1$, a partir das medidas dos termopares.....	44
Figura 5.3 – Erro relativo percentual usando a Equação (4.13)	45
Figura 5.4 – Reconstrução do mapa de temperatura de saída radial, calculado pela Equação (4.13), usando $\beta=1$, a partir das medidas dos termopares.....	46
Figura 5.5 – Erro relativo percentual usando a função Fit-RBF-Spline do MATLAB.....	47
Figura 5.6 – Erro relativo percentual usando a Equação (4.11)	48

Figura 5.7 – Reconstrução do mapa de temperatura de saída radial, calculado pela Equação (4.11), usando $\alpha=1$, a partir das medidas dos termopares.....	49
Figura 5.8 – Erro relativo percentual usando a Equação (4.13)	49
Figura 5.9 – Reconstrução do mapa de temperatura de saída radial, calculado pela Equação (4.13), usando $\beta=1$, a partir das medidas dos termopares.....	50
Figura 5.10 – Erro relativo percentual usando a função Fit-RBF-Spline do MATLAB.....	51
Figura 5.11 – Histograma do Desvio Máximo ($^{\circ}\text{C}$), considerando os 18 instantes de queima.....	51
Figura 5.12 – Erro Relativo Máximo (%) vs Instantes de Queima, usando a Equação (4.11) no cálculo dos pesos para $1 \leq \alpha \leq 10$	54
Figura 5.13 – Erro Relativo Máximo (%) vs Instantes de Queima, usando a Equação (4.11) no cálculo dos pesos para $1 \leq \beta \leq 10$	55

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 – Dados característicos do reator de Angra-1.....	5
Tabela 2.2 – Dados característicos do reator de Angra-1.....	6
Tabela 2.3 – Dados característicos do reator de Angra-1.....	6
Tabela 4.1 – Instantes de Queima vs. DEP.....	37
Tabela 5.1 – Erro relativo máximo para todos os instantes de queima.....	52

LISTA DE ABREVIATURAS

CNFR	<i>Código Nacional de Física de Reatores</i>
CETs	<i>Core-Exit Thermocouples</i>
DF	<i>Diferenças Finitas</i>
DFMG	<i>Diferenças Finitas de Malha Grossa</i>
EBN	<i>Equação de Balanço Nodal</i>
EC	<i>Elemento Combustível</i>
EF	<i>Elementos Finitos</i>
NEM	<i>Método de Expansão Nodal</i>
MPE	<i>Matriz de Ponderação Espacial</i>
PWR	<i>Pressurized Water Reactor</i>
RTD	<i>Detectores de Temperatura Resistivos</i>
SDNI	<i>Sistema de Detecção Nuclear Interno</i>
SNPD	<i>Self Powered Neutron Detector</i>
GEDAN	<i>Sistema de Geração de Dados Nucleares</i>
GEDAR	<i>Sistema de Geração de Dados do Reator</i>

Capítulo 1

Introdução

O mapa da Matriz Energética nos aponta que o mundo em grande parte depende de fontes não renováveis, como o carvão, o gás natural e o petróleo. O panorama da matriz elétrica nos aponta um gráfico crescente quanto as fontes renováveis, tendo em vista as oscilações no preço do petróleo e a crescente preocupação na proteção ambiental pelas emissões de CO₂ e como resultado, uma atenção maior no uso da energia nuclear como uma fonte de energia viável na geração de energia elétrica, pode ser vista como uma solução (AGÊNCIA NACIONAL DE ENERGIA ELÉTRICA, 2008).

A energia nuclear abrange quase 20% da demanda mundial de eletricidade. A extraordinária alta densidade de energia do combustível nuclear em relação aos combustíveis fósseis é uma vantajosa característica física. Por exemplo, o urânio, na forma de óxido, o UO₂, gera uma quantidade de energia muito grande, sendo uma pastilha de UO₂ equivalente a 1 tonelada de carvão mineral.

Atualmente a energia nuclear evita a emissão de 1,4 Gt/ano de CO₂ (IEA, 2023) em relação ao uso do carvão, desta forma a energia nuclear, ajuda a reduzir a degradação ambiental devido às atividades de geração elétrica. Por exemplo, as emissões de CO₂ de uma usina nuclear estão duas ordens de grandeza abaixo das emissões das usinas de energia de combustível fóssil, sendo as que menos contribuem para o aumento global da temperatura do planeta. Além disso, é importante destacar que na operação de uma usina nuclear, nenhuma quantidade de CO₂ é emitida na atmosfera.

O sistema de energia nuclear atual é o resultado de um desenvolvimento de sessenta anos durante os quais esta tecnologia alcançou maturidade industrial e se tornou um recurso seguro para nossas necessidades de eletricidade. A maioria deste desenvolvimento esteve concentrada no conceito de reator à água leve pressurizada (PWR) e reatores à água fervente (BWR). O setor de energia nuclear está passando por transformações substanciais, impulsionadas pelo desenvolvimento de novas tecnologias de reatores com foco intensificado na segurança e sustentabilidade. Este fator tem gerado uma visão positiva sobre os possíveis impactos para o mercado da energia nuclear.

Em relação à tecnologia dos reatores de água leve (LWR), os reatores de água pressurizada (PWR) têm se mostrado os mais estabelecidos e difundidos na indústria

nuclear. As tecnologias de segunda e terceira geração são predominantes, representando a maior parte dos reatores nucleares operacionais e em construção no mundo atualmente, conforme reportado pela IAEA (IAEA, 2022). Assim, o desenvolvimento de tecnologia e metodologias que proporcionem a contínua monitorização de parâmetros do reator se torna fundamental para garantir o aumento da segurança operacional desses reatores. De acordo com (Makai e Végh, 2017) e (Westinghouse Electric Corporation, 1984), a monitorização da distribuição da densidade de potência radial durante a operação de reatores PWR é altamente relevante para determinar as condições seguras de operação, permitindo uma maior margem para manobras operacionais, haja vista que isso possibilita que sejam atingidos elevados níveis de queima do combustível.

Todavia, os reatores PWRs de segunda geração têm pouquíssimos detectores do tipo Self Powered Neutron Detector (SNPD) em seu sistema de detecção nuclear interno. Por outro lado, a maioria dos reatores do sistema PWRs têm um número satisfatório de termopares. Para se ter uma ideia, o reator de Angra-1 tem 39 termopares e nenhum detector do tipo SPND.

Portanto, a partir do monitoramento da temperatura saída, é possível fazer uma estimativa de medidas representativas das condições físicas e termohidráulicas do núcleo do reator, garantindo assim melhores margens para a operação segura. Nesse sentido, o desenvolvimento de metodologias que visem a reconstrução da temperatura de saída nas posições radiais do núcleo é importante, pois será possível estimar a temperatura de saída do núcleo nas posições onde não existe termopar, e consequentemente; ter um melhor diagnóstico do comportamento neutrônico e termohidráulico do reator.

O objetivo desse trabalho é usar dados de temperaturas obtidas por meio do sistema do monitoramento da temperatura que compõe o sistema incore para propor um “sistema” de termopares virtuais como ferramenta de apoio ao conjunto de termopares físicos existentes. Esse conjunto de termopares virtuais deve ser capazes de dar continuidade ao monitoramento da temperatura, e somente em caso de falhas de um dos termopares físicos, entrará em ação. O modelo de sistemas de termopares proposto foi baseado na configuração do reator nuclear de Angra-1.

Nesse contexto, a presente dissertação visa o desenvolvimento de uma metodologia baseada na técnica das Matrizes de Ponderação Espacial (MPE) (Tyszler M.; 2006) para reconstrução da distribuição da temperatura de saída do núcleo em todas a posições radiais a partir das medidas fornecidas pelos termopares.

A utilização da técnica das matrizes de ponderação especial aplicada para estimar a temperatura de saída do núcleo usando termopares virtuais (Pantopoulou, S; et al., 2022) baseia-se na localização dos termopares do sistema incore dentro do núcleo do reator, de modo que temperaturas estimadas nas posições dos termopares virtuais é a superposição ponderada pela distância do termopar virtual aos termopares físicos. Isto é, são atribuídos pesos às medidas dos termopares, levando em consideração a contribuição de cada um deles em diferentes regiões do núcleo do reator.

As estimativas das temperaturas de saída do núcleo através de termopares virtuais são fundamentadas na distribuição simétrica das distâncias entre os termopares físicos, utilizando métodos matriciais implementados por meio de ferramentas computacionais especializadas. A simetria das distâncias entre os termopares físicos se traduz diretamente em uma simetria esperada nas temperaturas medidas, conforme observado nos dados coletados pelo sistema de monitoramento de temperatura in-core. Embora ocorram pequenas discrepâncias numéricas entre as leituras individuais dos termopares físicos, essas variações são consideradas insignificantes para influenciar o resultado final das estimativas de temperatura.

Além disso, a abordagem de termopares virtuais permite uma análise mais detalhada e precisa das condições térmicas do núcleo do reator nuclear. A utilização de cálculos matriciais facilita a integração dos dados provenientes de múltiplos pontos de medição, garantindo uma avaliação abrangente da distribuição térmica. A validação contínua através do sistema de monitoramento assegura a confiabilidade das estimativas obtidas, sustentando a eficácia operacional e a segurança dos processos nucleares envolvidos.

A presente dissertação está dividida da seguinte forma:

No capítulo 2 é apresentado uma breve descrição do núcleo do reator de Angra-1, bem como uma descrição sucinta do sistema de detecção nuclear interno de Angra-1, com ênfase no sistema de monitoração da temperatura por termopares e RTDs.

No capítulo 3 é apresentado uma breve descrição dos principais métodos que compõem o Código Nacional de Física de Reatores (CNFR), utilizado para simular as temperaturas de saída dos termopares, tomando-se como base o ciclo 08 do núcleo de Angra-1.

No capítulo 4 é apresentado a estratégia para reconstrução do mapa de temperatura de saída em tempo real em todas as posições radiais do núcleo, a partir das medidas do termopar, simuladas pelo CNFR.

Por fim no capítulo 5 são discutidos os resultados alcançados usando a metodologia proposta e no capítulo 6 são apresentadas as conclusões e perspectivas para trabalhos futuros.

Capítulo 2

Visão Geral do Núcleo de Angra-1

2.1 Descrição Geral do Núcleo de Angra-1

O detalhamento técnico do reator nuclear de Angra-1 ilustra a complexidade e a sofisticação dos sistemas de engenharia envolvidos na geração de energia nuclear, destacando a importância de cada componente na manutenção da segurança e eficiência do processo.

O reator nuclear de Angra-1 é um reator do tipo PWR, construído pela Westinghouse, com dois circuitos, isto é, tem dois geradores de vapor, duas bombas de refrigeração do reator e um pressurizador. O núcleo do reator tem 121 elementos combustíveis (ECs) com um arranjo de 16 x 16, dispostos dentro de um vaso do reator, cuja altura ativa do núcleo é de 365.76 cm e com uma vazão de refrigerante de aproximadamente 35.938 toneladas/h e uma temperatura média de saída de aproximadamente 307 graus Celsius. As tabelas 2.1 a 2.3 apresentam os principais parâmetros característicos do reator nuclear de Angra-1 (Somerville, J.J. e Demas, N.G., 1976).

A configuração de dois circuitos do reator nuclear de Angra-1 oferece redundância e maior segurança operacional. Cada componente do sistema de refrigeração e geração de vapor é projetado para operar em condições de alta pressão e temperatura, características típicas dos reatores PWR. A eficiência na transferência de calor e a robustez na manutenção da pressão são cruciais para a operação segura e econômica do reator.

Tabela 2.1 – Dados característicos do reator de Angra-1

Características Básicas do Reator	
Potência térmica (MW)	1876
Pressão de operação (bar)	155.14
Densidade de referência do moderador (g/cm ³)	0.7122
Concentração de referência de boro solúvel (ppm)	500
Quantidade total de ECs no núcleo	121

Tabela 2.2 – Dados característicos do reator de Angra-1

Dados Geométricos dos Elementos Combustíveis	
Passo do EC (cm)	19.82
Altura do EC (cm)	365.76
Arranjo do EC	16 x 16
Número de pinos de combustível no EC	235
Passo da vareta combustível (cm)	1.232
Dados Materiais dos Elementos Combustíveis	
Fabricante da grade espaçadora	Westinghouse
Material da grade espaçadora	Inconel-718
Massa de zicaloy4 na grade espaçadora (kg)	0
Massa de Inconel na grade espaçadora (kg)	0.67

Tabela 2.3 – Dados característicos do reator de Angra-1

Dados das Varetas Combustíveis	
Altura ativa da vareta combustível (cm)	365.76
Material do encamisamento	Zircaloy4
Diâmetro interno (cm)	0.8356
Diâmetro externo (cm)	0.95
Dados das Pastilhas Combustíveis	
Altura da pastilha (cm)	1.05
Diâmetro da pastilha (cm)	0.8192
Dish (%)	2.16128
Densidade (g/cm ³)	10.4

O projeto do núcleo considerado neste trabalho para simular as temperaturas de saída medidas pelos 39 termopares foi baseado no ciclo 08, o qual se trata de um ciclo fresco, constituído por três regiões de enriquecimento distinto, sendo 41 ECs com 2.1% de ²³⁵U na região 1, 40 ECs com 2.61% de ²³⁵U na região 2 e 40 ECs com 3.25% de ²³⁵U na região 3, totalizando 121 ECs, conforme ilustrado pela Figura 2.1.

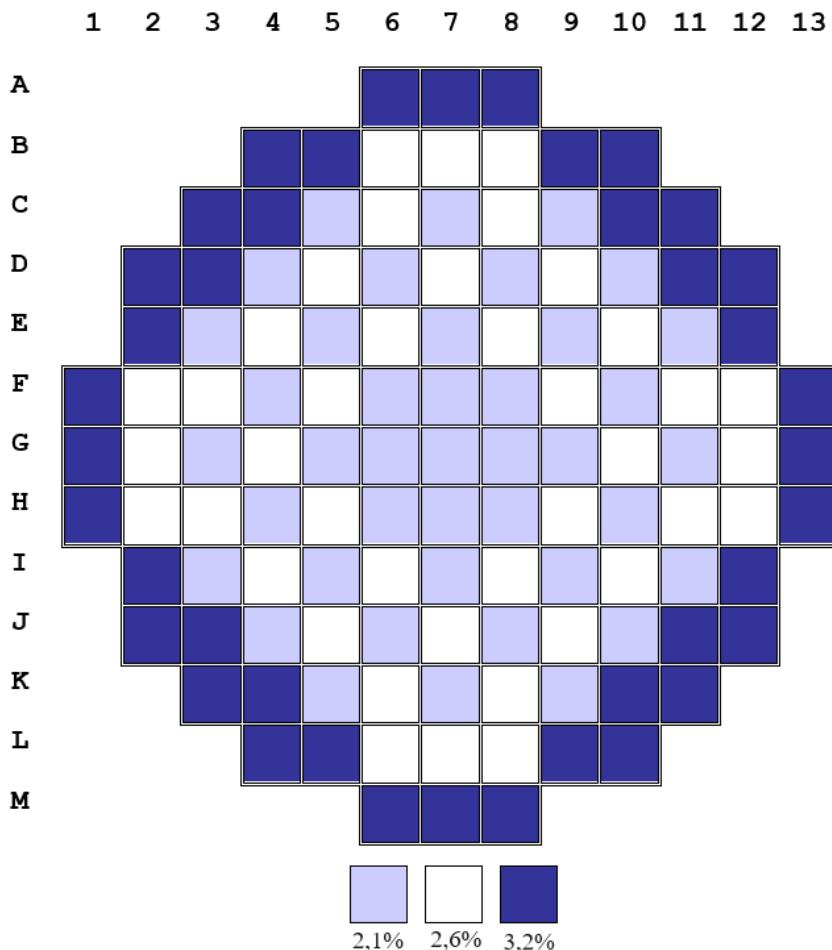


Figura 2.1 - Projeto do núcleo do reator de Angra-1

O reator considerado para simulação possui um diâmetro equivalente de 246,1 cm e uma altura ativa de 365,76 cm. O núcleo do reator é equipado com um total de 33 barras de controle, estrategicamente distribuídas entre seis grupos de bancos: D, C, B, A, SA e SB. Estes bancos são compostos por 4, 5, 4, 8, 8 e 4 barras de controle, respectivamente. As barras de controle desempenham um papel crucial na regulação da reatividade do reator, ajustando a taxa de fissão nuclear e, consequentemente, o nível de potência gerado.

Além disso, o núcleo do reator para simulação conta com termopares integrados ao sistema de medição incore, que monitoram as temperaturas internas em tempo real para garantir a operação segura do reator, fornecendo dados críticos sobre as condições térmicas dentro do núcleo e permitindo ajustes operacionais rápidos e precisos. A distribuição e a posição desses termopares são projetadas para fornecer uma visão detalhada das variações térmicas em diferentes regiões do núcleo, conforme ilustrado na Figura 2.2 (Souza, 2013).

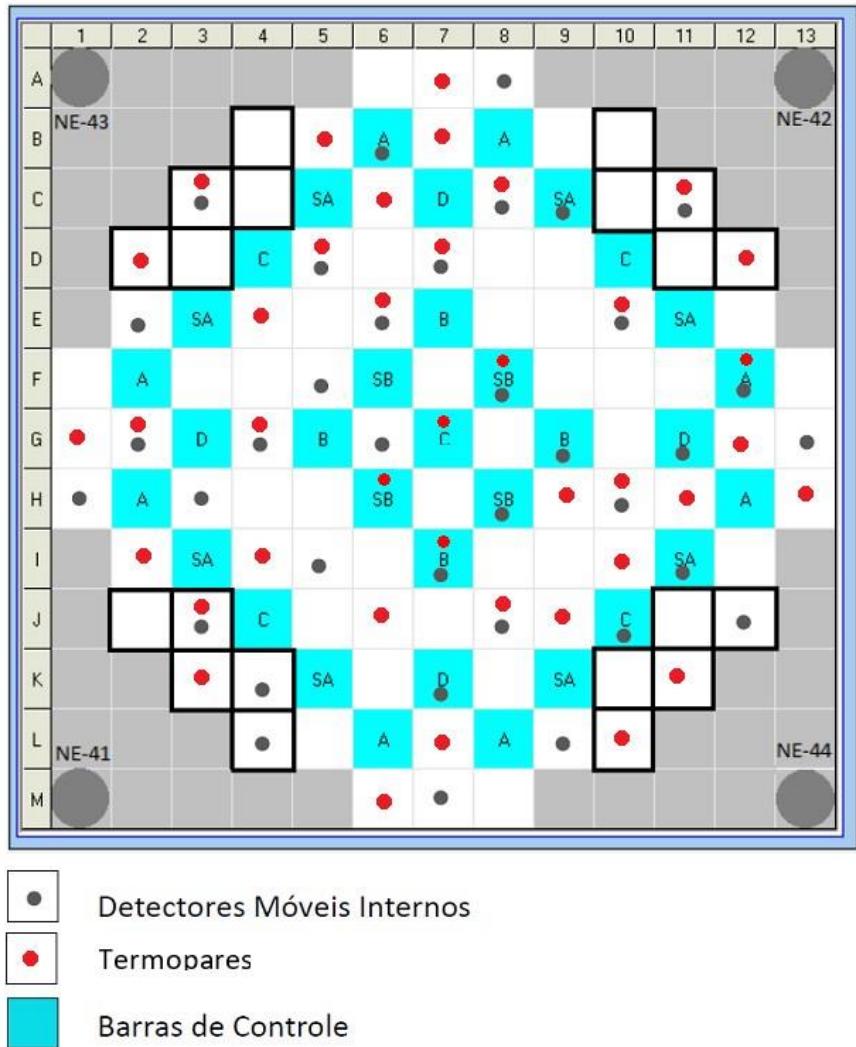


Figura 2.2 - Localização das vias dos detectores móveis, termopares e barras de controle ao núcleo do reator de Angra-1-Fonte: (Souza, 2013)

2.2 Sistema de Instrumentação Incore

Os reatores nucleares modernos têm cada vez mais ampliado seus sistemas passivos buscando aumentar suas autonomias quanto às ações humanas e/ou fatores externos. Não obstante, os reatores nucleares de segunda geração apresentam de certa forma, sistemas passivos, por exemplo: o sistema de proteção do reator, o qual está diretamente ligado ao sistema de monitoramento incore. Durante o monitoramento os dados são armazenados por meio da leitura de sensores (termopares, RTDs, detectores externos, detectores internos, etc.) instalados no núcleo do reator, com a função de monitorar e acompanhar as reações físicas dentro do núcleo do reator em tempo real,

subsidiando a tomada de decisões eficazes a fim de mitigar problemas no processo operacional do reator.

Portanto, o sistema de instrumentação incore tem por objetivo monitorar a distribuição de potência radial do núcleo por meio dos detectores internos que podem ser do tipo: SPND (Self Powered Neutron Detector), moveis ou aerobolas. No caso de específico de Angra-1 o sistema é composto por 4 detectores moveis que passam por 36 vias de instrumentação (Westinghouse, 2012). Esses canais são utilizados para alojar sensores e detectores dentro do núcleo do reator, permitindo a medição e monitoramento das condições operacionais, como a distribuição de potência. Além disso, o sistema incore de Angra-1 é composto pelo sistema de monitoramento da temperatura de saída núcleo, por meio de 39 termopares distribuídos no núcleo do reator, conforme ilustrado pela Figura 2.2.

É evidente que o sistema de instrumentação incore é vital para a operação segura e eficiente das usinas nucleares, pois favorece o monitoramento das variáveis neutrônicas e termohidráulicas do núcleo do reator. Neste sentido, o presente capítulo explora de maneira sucinta a composição, função e importância do sistema incore no contexto da segurança nuclear e desempenho operacional das instalações nucleares.

O sistema incore consta de uma variedade de instrumentação estrategicamente posicionados dentro do núcleo do reator, a qual é projetada para resistir às condições extremas de temperatura, pressão e radiação. Para ter uma ideia, o sistema de monitoramento de temperatura do núcleo é composto por termopares fixos, feitos em cromo-alumel, denominados de CETs (Core-Exit Thermocouples). Esses termopares estão estrategicamente localizados para monitorar a temperatura de saída, e, portanto, são posicionados na parte superior do núcleo.

2.2.1 Importância

A instrumentação incore é indispensável para o controle e proteção do reator e tem dois objetivos bem distintos e definidos, são eles: o mapeamento do fluxo neutrônico no interior do reator e o monitoramento das condições operacionais do núcleo. O sistema incore talvez seja o mais importante dos sistemas que compõe o sistema de monitoramento do reator, pois não só garante o controle da potência do reator, como também monitora diversas variáveis neutrônicas e termohidráulicas relacionadas à

operação do reator. Os diversos sensores que compõem o sistema incore são essenciais para garantir a segurança, a eficiência e o desempenho adequado do reator.

Esses exemplos citados foram apenas alguns exemplos de uma variedade de instrumentação incore que pode ser encontrada em reatores nucleares. Esses sensores desempenham um papel crítico na monitorização e controle do reator, fornecendo muitas vezes dados em tempo real que subsidiam os operadores em suas decisões.

2.2.2 Monitoramento da Potência Nuclear

O monitoramento da potência em um reator nuclear apresenta desafios únicos devido às condições extremas de temperatura, pressão e radiação encontradas dentro do núcleo do reator. Portanto, os instrumentos de monitoramento devem ser projetados para suportar essas condições e fornecer medições precisas e confiáveis. Nesse contexto, entende-se, portanto, que o monitoramento da potência nos reatores nucleares deve ser básico e fundamental, antes de ser imperioso e ou indispensável, dessa forma pode se obter o controle da potência evitando que a potência ultrapasse os limites pré-estabelecidos pelo projeto (Westinghouse, 2012).

Essa é uma das funções críticas no funcionamento do reator. A potência é uma medida da taxa de produção de energia no núcleo do reator, então para um funcionamento seguro e eficiente, a potência gerada pelo núcleo do reator deve ser ajustada e controlada para evitar condições de operação instáveis, a fim de garantir que o processo de fissão nuclear ocorra de maneira estável e controlada, mantendo a produção de energia dentro dos limites seguros. Nesse sentido, o monitoramento da potência é essencial para garantir a segurança operacional de um reator nuclear.

Nos reatores nucleares, a energia térmica produzida pelas fissões nucleares é proporcional ao nível do fluxo de nêutrons. Portanto, é de suma importância, do ponto de vista da segurança do reator, medir e controlar adequadamente o fluxo de nêutrons. Para este fim, várias instrumentações nucleares são instaladas, categorizadas geralmente como instrumentação nuclear excore e incore (Westinghouse, 2012).

A instrumentação nuclear excore compreende detectores de nêutrons instalados fora do núcleo do reator. Esta instrumentação é essencial para medir o amplo espectro de fluxo de nêutrons, fornecendo uma medida global da potência do núcleo. Os detectores excore são divididos em três faixas de instrumentação, a saber: detectores de faixa de fonte, detectores de faixa intermediária e detectores de faixa de potência.

Por outro lado, a instrumentação incore monitora a distribuição do fluxo de nêutrons e as temperaturas dentro do núcleo do reator. Seu objetivo é fornecer informações detalhadas sobre a distribuição do fluxo de nêutrons e as temperaturas de saída do núcleo do reator. Este sistema inclui o Sistema de Monitoramento de Fluxo de Nêutrons Incore e o Sistema de Monitoramento de Temperatura Incore.

Como mencionado anteriormente, existem vários tipos de instrumentação utilizados para monitorar a potência no núcleo do reator. Mas, sem sombra de dúvidas, a instrumentação nuclear incore é aquela que permite monitorar mais detalhadamente as variáveis neutrônicas e termohidráulicas do núcleo do reator. Entre essas diversas variáveis podemos destacar o uso dos detectores SPNDs empregados para o monitoramento contínuo da potência nuclear, tanto radialmente como axialmente.

Por fim, o monitoramento da potência requer uma abordagem integrada, combinando informações de vários sistemas e instrumentação para obter uma imagem completa do estado do reator previstas, ajustando à potência do modelo nodal.

2.3 Detectores de Nêutron do Sistema Incore de Angra-1

Os detectores de nêutrons que compõem o sistema incore de Angra-1 são formados por quatro detectores móveis do tipo câmara de fissão que passam por 36 vias. Esses detectores desempenham um papel fundamental na operação do reator, pois a partir do processo de mapeamento do núcleo torna-se possível avaliar a distribuição radial de potência, bem como detectar possíveis anomalias durante a operação.

A principal função desses detectores é fornecer medidas da intensidade e da distribuição do fluxo de nêutrons dentro do núcleo do reator, a fim de estimar a distribuição de potência radial, garantindo assim a operação segura e eficaz do reator.

Os detectores móveis que compõem o sistema incore são constituídos de minicâmaras de fissão, conforme a Figura 2.3, contendo U₃O₈ (octóxido de triurânio) enriquecido com mais de 90% de ²³⁵U. Esses detectores permitem mapear com precisão o fluxo de nêutrons do núcleo do reator. Cada detector se conecta a um cabo de acionamento flexível que é manuseado pelos operadores da usina para pontos específicos do núcleo, a fim de realizar o mapeamento do fluxo de nêutrons do reator. Após o processo de utilização dos detectores, estes são armazenados em um cofre de concreto blindado, a fim de reduzir a exposição à radiação.

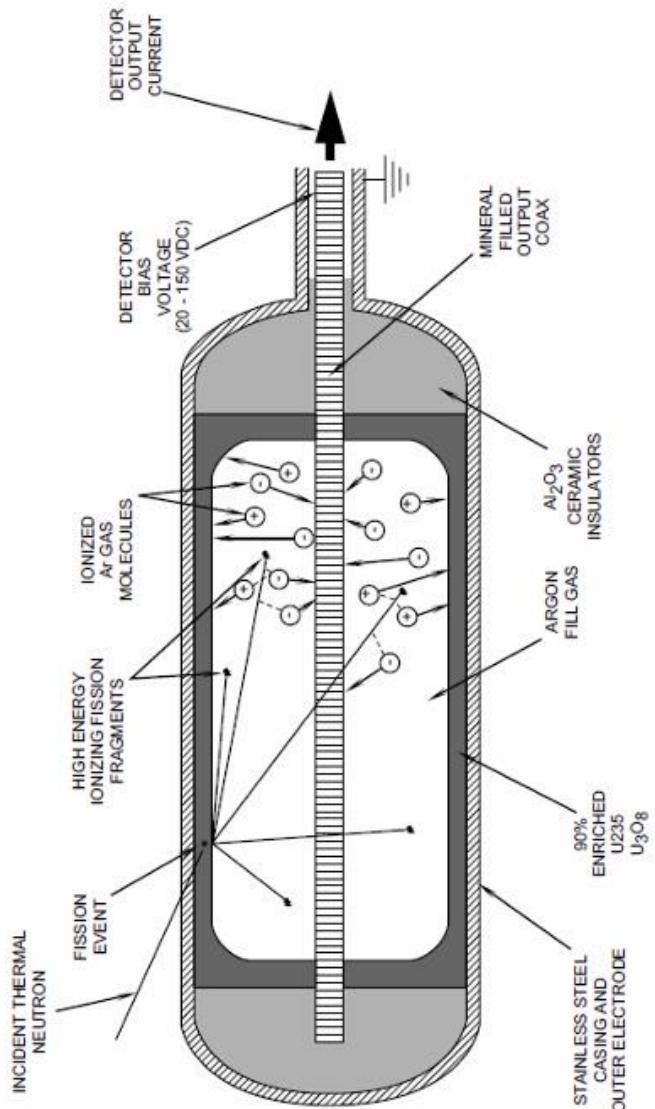


Figura 2.3 - Descrição do detector móvel de minicâmara de fissão - Fonte:
(Westinghouse, 2012)

A Figura 2.4 mostra o sistema para inserir esses detectores no núcleo. Calços retráteis, que abrigam os detectores de minicâmaras de fissão, são colocados estrategicamente. Esses calços são selados e secos por dentro e atuam como uma barreira entre a pressão da água do reator (~ 172 bar) e o ambiente.

Reatores nucleares da Westinghouse com dois loops, como Angra-1, possuem quatro detectores móveis de minicâmaras de fissão, comumente denominados de detectores A, B, C e D, conforme foi mostrado na Figura 2.2. Durante a operação normal, cada detector mede o fluxo relativo de nêutrons nos eixos correspondentes e está

conectado a um dispositivo rotativo de transferência de oito caminhos com a mesma designação de letra; por exemplo, o Detector A geralmente está conectado ao dispositivo de transferência de oito caminhos A, conforme ilustrado pela Figura 2.4

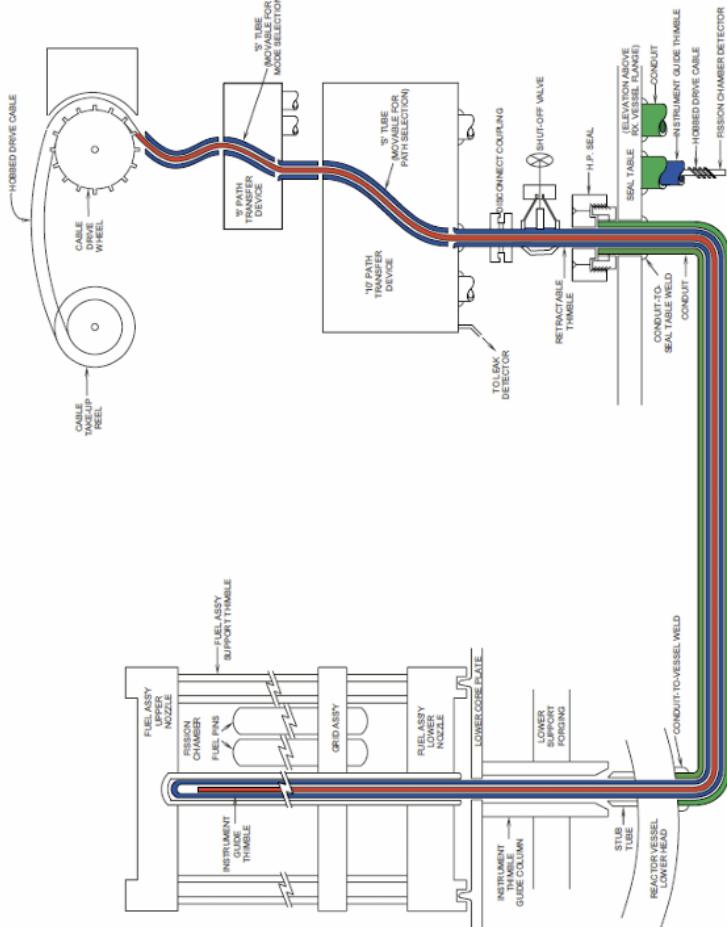


Figura 2.4 - Descrição do sistema de inserção dos detectores móveis - Fonte: (Westinghouse, 2012)

No entanto, por meio do seletor de operação cada detector pode ser direcionado para múltiplos outros caminhos. Ademais, esses detectores podem servir como detectores de reserva operacionais para os eixos do próximo dispositivo de transferência de oito caminhos com letra sequencial (por exemplo, A para B, B para C, C para D). Para fins de normalização, cada detector pode ser roteado individualmente para um caminho de calibração comum para garantir uma correlação direta entre os detectores. Além disso, cada detector pode ser direcionado para qualquer caminho dentro do grupo comum ou para uma área de armazenamento blindada.

O equipamento de leitura e controle está localizado em um console de controle (racks de equipamento) dentro da sala de controle. Este equipamento facilita o monitoramento e controle no momento do mapeamento do fluxo do núcleo do reator, seja por meio de controle semiautomático ou manipulação manual dos controles. O console de controle possui controles separados, displays de posição digital e fontes de alimentação para cada detector.

2.4 Temopares do Sistema Incore de Angra-1

Os termopares que compõem o sistema incore de Angra-1 são constituídos por cromel-alumel, e estão posicionados estratégicamente no bocal de saída de 36 ECs. As temperaturas de entrada e saída das montagens de combustível são essenciais para calcular a entrada de calor ou aumento de entalpia em cada EC. Ao comparar a entalpia das montagens monitoradas em diferentes locais, um mapa de distribuição de potência radial pode ser estabelecido.

Os termopares são posicionados no bocal superior do núcleo, onde se é possível mediar a temperatura de saída do refrigerante, conforme ilustrado pela Figura 2.2.

As sondas de termopar são encaminhadas para uma das duas caixas de junção de referência. A temperatura da caixa de junção de referência é cuidadosamente controlada no ponto em que as sondas de termopar cromel-alumel passam para os fios de instrumentação de cobre. Quaisquer variações de temperatura nessa transição podem resultar em erros inaceitáveis no sinal de temperatura. Os termopares de saída do núcleo oferecem a vantagem de fornecer dados contínuos que podem ser facilmente convertidos em potência calculando-se o aumento de entalpia nos conjuntos de ECs instrumentados. Ao contrário dos detectores de fluxo no núcleo, que operam intermitentemente, os CETs oferecem medidas contínuas da temperatura do núcleo e, por conseguinte, da potência radial. No entanto, apesar de simples, o sistema de instrumentação baseado em termopares tem algumas desvantagens quando repetidamente expostos a altas temperaturas e radiação ionizante, os termopares tornam-se propensos a desvios e consequentemente tornarem-se descalibrados. Além disso, os sensores estão sujeitos a ruídos inerentes à física das medições, bem como flutuações nas leituras do sensor devido a transientes normais no fluido. Segundo o manual do sistema de tecnologia da Westinghouse (Westinghouse, 2012) é possível reduzir as incertezas nas medições dos termopares e fornecer uma medição mais precisa da potência radial para monitoramento on-line. Para isso, os

termopares incore são normalizados utilizando-se dados dos detectores incore durante os testes, durante as paradas para troca de combustível e testes físicos.

Capítulo 3

Simulação das Leituras dos Termopares Usando Código Nacional de Física de Reatores

3.1 CNFR

Um dos principais desafios na operação segura e eficiente de reatores nucleares é a precisão na previsão do comportamento neutrônico e termohidráulico do núcleo. Isso envolve não apenas a geração precisa de dados nucleares dos materiais que compõem o núcleo do reator, mas também o cálculo detalhado da distribuição tridimensional da densidade de potência nuclear. Além disso, é essencial gerar parâmetros integrais que podem ser medidos durante a operação da usina nuclear para garantir uma operação segura.

O Código Nacional de Física de Reatores (CNFR), desenvolvido pela Equipe de Física de Reatores do Programa de Engenharia Nuclear da COPPE, é uma ferramenta computacional avançada projetada especificamente para enfrentar esses desafios. Utilizado na análise e simulação do comportamento neutrônico e termohidráulico do reator nuclear Angra-1, o CNFR oferece previsões confiáveis da distribuição tridimensional da densidade de potência nuclear, bem como da realimentação termohidráulica e da queima do combustível nuclear. Esses parâmetros são fundamentais para a otimização das estratégias de recarga em reatores do tipo PWR, contribuindo significativamente para a segurança e eficiência operacional.

Além de sua capacidade de modelagem detalhada, o CNFR suporta a análise dinâmica e estática do comportamento do núcleo, permitindo avaliações precisas de diferentes cenários operacionais e condições de carga. Isso não apenas auxilia na maximização do ciclo de combustível, mas também na melhoria contínua dos processos de segurança e na redução de custos operacionais. A aplicação do CNFR representa um avanço significativo no campo da engenharia nuclear, promovendo o desenvolvimento de tecnologias mais seguras e eficientes para a produção de energia elétrica através de reatores nucleares.

Um fator determinante que afeta a qualidade de um sistema de cálculo dos

parâmetros neutrônicos e termohidráulico do núcleo de um reator é a precisão com a qual o comportamento operacional do reator é previsto. Este comportamento operacional é simulado por meio de uma adequada geração dos dados nucleares dos materiais que compõem o núcleo do reator, pelo cálculo tridimensional detalhado da densidade de potência nuclear e pela geração de parâmetros integrais possíveis de serem medidos durante a operação da usina nuclear.

O CNFR é formado basicamente por dois principais subsistemas, os quais são denominados de Sistema de Geração de Dados Nucleares (GEDAN) - responsável pela geração da biblioteca de dados nucleares e o Sistema de Geração de Dados do Reator (GEDAR) - responsável por simular o comportamento neutrônico e termohidráulico do núcleo do reator (Martinez, A. S.; Silva, F. C.; Alvim, A. C. M.; 2011).

No contexto deste trabalho, o CNFR foi utilizado para analisar e simular o comportamento neutrônico e termohidráulico do reator nuclear de Angra-1. Para isso, foram utilizadas as bibliotecas de dados nucleares previamente gerados para os testes de validação e qualificação do CNFR junto a Eletronuclear (ETN), referentes ao ciclo 08 de Angra-1. No ciclo 08, todos ECs carregados no núcleo têm apenas UO₂, com diferentes tipos enriquecimento.

Portanto, neste trabalho foi utilizado apenas o subsistema GEDAR para simular detalhadamente o comportamento neutrônico e termohidráulico ao longo da queima para o reator de Angra-1. O GEDAR é um subsistema compostos por diversos módulos de cálculos que juntos são capazes de fornecer um comportamento detalhado da distribuição espacial do fluxo de nêutrons, cálculo da densidade de potência nos ECs, cálculo da concentração crítica de boro, cálculo da distribuição de temperatura nos ECs e cálculo da queima do combustível.

Apesar do GEDAR ser formado por vários módulos de cálculo, pode ser compreendido basicamente em dois principais módulos de cálculo, os quais são formados pelo Método de Expansão Nodal (NEM) e Análise Termohidráulica. Portanto, seguindo esse contexto de descrição do CNFR, nas próximas seções são apresentados de forma bem suscinta uma abordagem teórica de ambos os principais métodos utilizado no GEDAR.

3.2 Método de Expansão Nodal (NEM)

A análise do comportamento neutrônico de um reator nuclear é fundamental para garantir a segurança e bom funcionamento das Centrais Nucleares. Durante o cálculo neutrônico são analisadas dezenas de variáveis importantes para realização do projeto de um núcleo de um reator, contudo, o elemento mais importante desta análise é certamente o fluxo nêutrons. O cálculo do fluxo de nêutrons é a principal tarefa dos diversos sistemas computadorizados especializados em análise neutrônicas. Uma determinação correta desse fluxo é importante para o cálculo da distribuição espacial de potência do reator e de outros parâmetros de igual relevância, para uma operação segura da usina nuclear. Este tem sido um dos principais temas de pesquisa da área de Física de Reatores. Vários métodos foram desenvolvidos com o propósito de calcular o fluxo de nêutrons a partir da Equação da Difusão de Nêutrons multidimensional para poucos grupos de energia, levando em consideração a complexidade da geometria e da composição material do reator.

Nas últimas décadas diversos métodos de malha grossa têm sido empregados para o cálculo da Equação da Difusão de Nêutrons Multigrupo em estado estacionário, dentre eles podemos citar: o Método dos Elementos Finitos, Método de Diferenças Finitas de Malha Grossa e o Método de Expansão Nodal (NEM) proposto por Finnemann (Aragones et al, 1986; Finnemann *et al.*, 1977), o qual tem se mostrado a alternativa mais promissora para o cálculo da Equação da Difusão de Nêutrons Multidimensional a vários grupos de energia.

O Método de Expansão Nodal conhecido como NEM faz uso de parâmetros nucleares uniformes dentro das regiões do domínio. As homogeneizações de tais parâmetros são de vital importância para acurácia do método. Durante o processo de homogeneização podem ser gerados dados para calcular os chamados fatores de descontinuidade, proposto originalmente por Smith (Smith, 1980 e 1986). Os fatores descontinuidade foram propostos inicialmente com objetivo de introduzir maior grau de liberdade ao problema, a fim de tratar a descontinuidade do fluxo médio na face entre duas regiões homogêneas distintas e contíguas.

Os métodos de malha grossa, na teoria de transporte ou na teoria da difusão de nêutrons, trabalham com domínios formados por grandes regiões nas quais os parâmetros nucleares são uniformes. No entanto, os núcleos de reatores do tipo PWR são compostos por elementos combustíveis heterogêneos, além de regiões como “baffle”, refletor, barril

etc. Sendo assim, o uso destes métodos de malha grossa requer a homogeneização espacial dessas regiões heterogêneas, como é o caso do NEM.

Um cálculo acurado da distribuição de potência dentro do núcleo do reator durante o estado estacionário ou transiente é de vital importância do ponto de vista de projeto e análise de segurança. Na prática a distribuição de potência pode ser obtida resolvendo-se a equação da difusão multigrupo em estado estacionário ou dependente do tempo. Contudo, calcular a distribuição de potência para um problema real, considerando detalhadamente a geometria e a heterogeneidade do núcleo do reator, é uma tarefa quase impraticável do ponto de vista operacional do reator, se não lançarmos mão de aproximações.

O processo de homogeneização de ECs, conforme ilustrado qualitativamente na Figura 3.1, consiste em dividir o núcleo do reator em um número finito de regiões homogeneizadas, por meio de cálculos de homogeneização usando a equação de transporte de nêutrons para gerar parâmetros nucleares homogeneizados (Koebke, 1978 e 1981), que podem assumir dimensões comparáveis a área do EC.

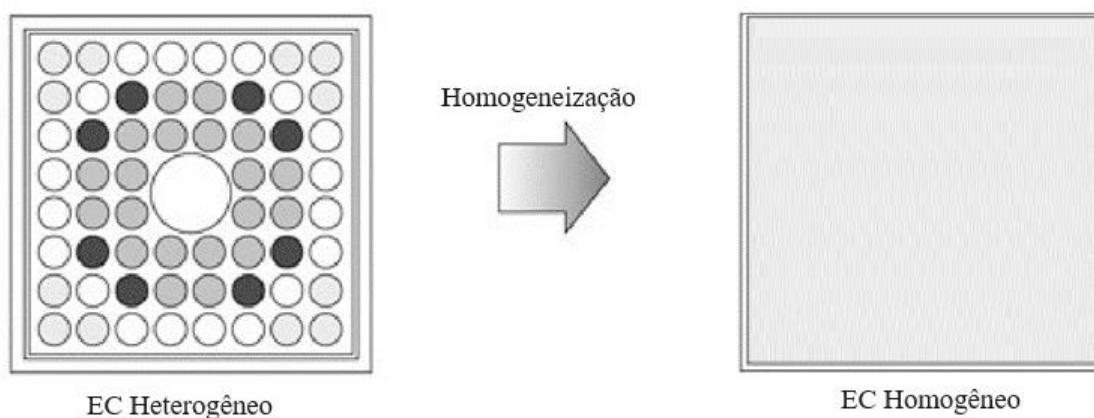


Figura 3.1 – Homogeneização do EC – Fonte: (Adaptada de Makai, M e Végh J)

Existe uma ampla variedade de métodos numéricos que podem se empregados no cálculo da equação da difusão de nêutrons, tais como: Diferenças Finitas (DF), Elementos Finitos (EF), Diferenças Finitas de Malha Grossa (DFMG) e uma ampla variedade de Métodos Nodais, onde os dois últimos são denominados métodos de malha grossa, pois permitem que os nodos ou malhas assumam dimensões iguais aos ECs e podem ser empregados em regiões do núcleo do reator onde esses ECs são homogêneos.

O método de DF é naturalmente o método mais direto para resolver a equação da difusão, pois recaí no conhecido sistema de matriz heptadiagonal para o caso tridimensional. Todavia, para garantir resultados acurados é necessário gerar uma malha muito fina, cuja dimensão seja da ordem do comprimento de difusão, onerando o cálculo computacional tornando-o impraticável para resposta do ponto de vista operacional. Por outro lado, já é suficiente determinar a distribuição de potência média do EC, logo seria um esforço desnecessário resolver a equação da difusão usando DF. Consequentemente, é possível empregar nestes casos os métodos de malha grossa tais como, DFMG e Métodos Nodais.

No método de Elementos Finitos o fluxo de nêutrons é expandido em termos de polinômios e um procedimento de resíduos ponderados é aplicado para o cálculo dos coeficientes. O método do Elemento Finito permite o uso de malhas relativamente grossas usando-se expansão polinomial de ordem superior com boa acurácia, mas por outro lado, o cálculo matricial torna-se cada vez mais complexo, resultando em um grande esforço computacional, não compensando assim a vantagem computacional adquirida pela utilização das malhas grossas.

Neste sentido, os Métodos Nodais têm sido usados por vários anos, principalmente por causa de sua simplicidade, pois seu algoritmo é bastante semelhante àquele usado no método de diferenças finitas. Nos Métodos Nodais, a equação da difusão de nêutrons é integrada sobre grandes regiões homogêneas chamados "nodos" para obter a Equação de Balanço Nodal (EBN) que relaciona os fluxos médios no nodo e as correntes líquidas médias nas faces do nodo. O Método Expansão Nodal (NEM) é um Método polinomial, proposto originalmente por Finnemann. Neste método, o acoplamento entre nodos adjacentes é feito através das correntes parciais de saída do nodo. Com isso, é possível expandir a solução local a todo o núcleo do reator. O NEM também trabalha com os fluxos nas faces do nodo. Esses fluxos são obtidos integrando a equação de difusão de nêutrons numa área transversal numa dada direção u . Esta integração gera um conjunto de equações unidimensionais, cujos os coeficientes da expansão polinomial dos fluxos unidimensionais são obtidos a partir da condição de consistência, condição de contorno e através de técnica de resíduos ponderados. Este método tem provado ser bastante eficiente tanto do ponto de vista numérico quanto do ponto de vista de tempo computacional. Além disso, a distribuição de potência gerada pelo NEM é bastante acurada, com desvios com

respeitos aos métodos de malha fina da ordem de 3%, para nodos cuja dimensão são comparáveis ao EC.

O NEM tem seu ponto de partida na equação da continuidade de nêutrons e na Lei de Fick, as quais em geometria cartesiana e em estado estacionário, com dois grupos de energia, são respectivamente:

$$\sum_{u=x,y,z} \frac{\partial}{\partial u} J_{gu}(x, y, z) + \Sigma_{rg}(x, y, z) \phi_g(x, y, z) = \sum_{\substack{g'=1 \\ g' \neq g}}^2 \Sigma_{sgg'}(x, y, z) \phi_{g'}(x, y, z) + \frac{\chi_g}{k_{eff}} \sum_{g'=1}^2 v \Sigma_{fg'}(x, y, z) \phi_{g'}(x, y, z), \quad (3.1)$$

e

$$J_{gu}(x, y, z) = -D_g(x, y, z) \frac{\partial}{\partial u} \phi_g(x, y, z), \quad u = x, y, z \quad (3.2)$$

onde,

$$J_{gu}(x, y, z) = J_{gu}^+(x, y, z) - J_{gu}^-(x, y, z), \quad u = x, y, z \quad (3.3)$$

onde $J_{gu}(x, y, z)$ é a corrente líquida de nêutrons, $\Sigma_{rg}(x, y, z)$, $\Sigma_{sgg'}(x, y, z)$ e $v \Sigma_{fg'}(x, y, z)$ são, respectivamente, a seção de choque macroscópica de remoção do grupo g , a seção de choque macroscópica de espalhamento do grupo g' para o grupo g e o produto do número médio de nêutrons emitido na fissão pela a seção de choque macroscópica de fissão do grupo g' . χ_g é o espectro de fissão de nêutrons, k_{eff} o fator de multiplicação efetivo, $\phi_g(x, y, z)$ o fluxo de nêutrons, $J_{gu}^+(x, y, z)$ e $J_{gu}^-(x, y, z)$ são, respectivamente, as correntes parciais. A seção de choque macroscópica de remoção é definida como:

$$\Sigma_{rg}(x, y, z) \equiv \Sigma_{ag}(x, y, z) + \sum_{\substack{g'=1 \\ g' \neq g}}^2 \Sigma_{sg'g}(x, y, z) \quad (3.4)$$

Neste ponto, o núcleo do nosso reator deve ser dividido em N regiões homogêneas retangulares chamadas de nodos, nas quais os parâmetros nucleares são considerados homogêneos, conforme qualitativamente ilustrado pela Figura 3.2. Integrando a equação (3.1) sobre o volume do nodo e dividindo pelo volume do nodo, vem:

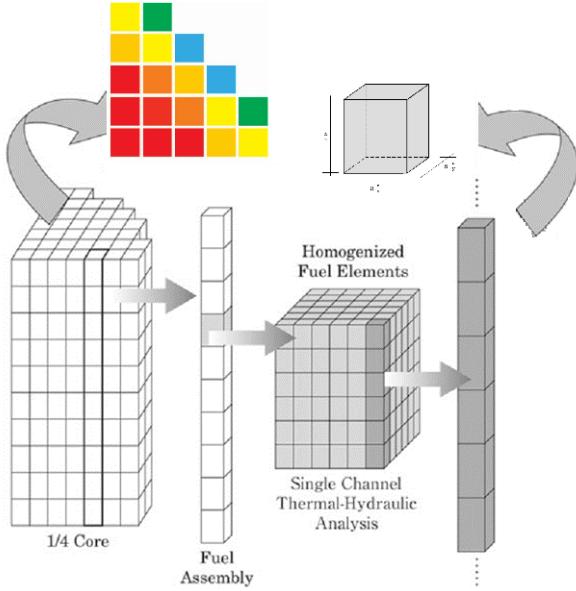


Figura 3.2 – Ilustração qualitativa da nodalização do núcleo num reator – Fonte:
(Adaptada de Makai, M e Végh j)

$$\sum_{u=x,y,z} \frac{1}{a_u^n} [\bar{J}_{gur}^n - \bar{J}_{gul}^n] + \bar{\Sigma}_{rg}^n \bar{\phi}_g^n = \sum_{\substack{g'=1 \\ g' \neq g}}^2 \bar{\Sigma}_{sgg'}^n \bar{\phi}_{g'}^n + \frac{\chi_g}{k_{eff}} \sum_{g'=1}^2 \nu \bar{\Sigma}_{fg'}^n \bar{\phi}_{g'}^n \quad (3.5)$$

sendo $\bar{\phi}_g^n$ o fluxo médio de nêutrons, dado por:

$$\bar{\phi}_g^n \equiv \frac{1}{V_n} \int_{V_n} \phi_g(x, y, z) dx dy dz, \quad (3.6)$$

e \bar{J}_{gus}^n a corrente líquida média na face do nodo, definida como:

$$\bar{J}_{gus}^n \equiv \frac{1}{a_v^n a_w^n} \int_0^{a_v^n} \int_0^{a_w^n} J_{gu}(u_s^n, v, w) dv dw. \quad (3.7)$$

A equação (3.5) é denominada equação de balanço nodal, da qual são obtidos os fluxos médios nos nodos $\bar{\phi}_g^n$ e as correntes líquidas médias nas faces dos nodos \bar{J}_{gus}^n . As variáveis, u, v, w representam as coordenadas nas direções x, y, z e o tamanho da aresta do nodo n na direção u_s^n , sendo para $s = r$ para face direita do nodo o que implica $u_r^n = a_u^n$ e $s = l$, para face esquerda do nodo.

As seções de choque médias, ponderadas no fluxo de nêutrons, podem ser representadas genericamente como sendo:

$$\bar{\Sigma}_{xg}^n \equiv \frac{1}{V_n \bar{\phi}_g^n} \int_{V_n} \Sigma_{xg}(x, y, z) \phi_g(x, y, z) dx dy dz, \quad (3.8)$$

onde o subscrito x designa captura ($\bar{\Sigma}_{cg}^n$) e fissão ($\bar{\Sigma}_{fg}^n$). Já seção de choque de espalhamento ($\bar{\Sigma}_{sgg'}^n$) é representada por:

$$\bar{\Sigma}_{sgg'}^n \equiv \frac{1}{V_n} \int_{A_n} \Sigma_s^{g' \rightarrow g}(x, y, z) dx dy dz. \quad (3.9)$$

A equação de balanço nodal pode ser reescrita usando as correntes parciais de nêutrons, tal que:

$$\sum_{u=x,y,z} \frac{[\bar{J}_{gur}^{+n} + \bar{J}_{gul}^{-n}] - [\bar{J}_{gur}^{-n} + \bar{J}_{gul}^{+n}]}{a_u^n} + \bar{\Sigma}_{rg}^n \bar{\phi}_g^n = \sum_{\substack{g'=1 \\ g' \neq g}}^2 \bar{\Sigma}_{sgg'}^n \bar{\phi}_{g'}^n + \frac{\chi_g}{k_{eff}} \sum_{g'=1}^2 \nu \bar{\Sigma}_{fg}^n \bar{\phi}_{g'}^n \quad (3.10)$$

onde,

$$\bar{J}_{gus}^{\pm n} \equiv \frac{1}{a_v^n a_w^n} \int_0^{a_v^n} \int_0^{a_w^n} \bar{J}_{gu}^{\pm n}(u_s^n, v, w) dv dw. \quad (3.11)$$

De forma análoga, integrando a equação (3.2) sobre uma área transversal à direção u , e dividindo pela área do nodo, vem:

$$\bar{J}_{gus}^n = \bar{J}_{gus}^{+n} - \bar{J}_{gus}^{-n} = -\bar{D}_g^n \frac{d}{du} \bar{\psi}_{gu}^n(u) \Big|_{u=u_s^n}, \quad u = x, y, z \quad (3.12)$$

onde os fluxos unidimensionais na direção u são definidos como:

$$\bar{\psi}_{gu}^n(u) \equiv \frac{1}{a_v^n a_w^n} \int_0^{a_v^n} \int_0^{a_w^n} \phi_g(u, v, w) dv dw, \quad (3.13)$$

e o coeficiente de difusão, expresso em termos da seção de choque macroscópica de transporte, é dado por:

$$\bar{D}_g^n \equiv \frac{1}{3 \bar{\Sigma}_{trg}^n}, \quad (3.14)$$

sendo,

$$\bar{\Sigma}_{trg}^n \equiv \frac{1}{V_n} \int_{V_n} \Sigma_{trg}(x, y, z) dV. \quad (3.15)$$

Neste ponto é importante observar que há uma relação entre as correntes parciais e os fluxos nas faces dos nodos através da Lei de Fick, dada pela equação (3.12). Sendo assim, o método NEM deriva um conjunto de equações unidimensionais auxiliares a fim de obter os fluxos nas faces dos nodos e através da lei de Fick, podemos relacioná-las com as correntes parciais para assim determinar os fluxos médios da equação (3.10).

As equações unidimensionais são obtidas integrando a equação da difusão numa área transversal à direção u , e dividindo pela área do nodo, tal que:

$$\begin{aligned} -\bar{D}_g^n \frac{d^2}{du^2} \bar{\psi}_{gu}^n(u) + \bar{\Sigma}_{rg}^n \bar{\psi}_{gu}^n(u) &= \sum_{\substack{g'=1 \\ g' \neq g}}^2 \bar{\Sigma}_{sgg'}^n \bar{\psi}_{g'u}^n(u) + \\ \frac{\chi_g}{k_{eff}} \sum_{g'=1}^2 \nu \bar{\Sigma}_{fg}^n \bar{\psi}_{g'u}^n(u) - d_{gu}^n(u) - L_{gu}^n(u), \end{aligned} \quad (3.16)$$

onde $d_{gu}^n(u)$ e $L_{gu}^n(u)$ são, respectivamente, a função que determina a diferença dos valores das seções de choque ponderadas nos fluxos unidimensionais, para o caso de barra de controle parcialmente inserida no nodo e o termos de fuga transversal (Silva, *et al.*, 2011). Segundo o NEM, os fluxos médios nas faces $\bar{\psi}_{gu}^n(u)$ são representados por meio de uma expansão polinomial do quarto grau da seguinte forma:

$$\bar{\psi}_{gu}^n(u) = \sum_{k=0}^4 c_{kgu}^n h_k \left(\frac{u}{a_u^n} \right), \quad u = x, y, z \quad (3.17)$$

onde c_{kgu}^n são os coeficientes da expansão e $h_k \left(\frac{u}{a_u^n} \right)$ as funções de base do método NEM (Finnemann *et al.*, 1977). Definindo $\xi \equiv \frac{u}{a_u^n}$, as funções de base são dadas por:

$$h_0(\xi) = 1$$

$$h_1(\xi) = 2\xi - 1$$

$$h_2(\xi) = 6\xi(1 - \xi) - 1$$

$$h_3(\xi) = 6\xi(1 - \xi)(2\xi - 1)$$

$$h_4(\xi) = 6\xi(1 - \xi)(5\xi^2 - 5\xi + 1)$$

A partir da equação (3.16), podemos determinar os coeficientes primários (c_{0gu}^n, c_{1gu}^n e c_{2gu}^n) usando condição de consistência e contorno (Silva, *et al.*, 2011), respectivamente, tal que:

$$c_{0gu}^n = \bar{\phi}_g^n, \quad (3.18)$$

$$c_{1gu}^n = \frac{1}{2} \left(\frac{\psi_{gur}^n}{f_{gur}^n} - \frac{\psi_{gul}^n}{f_{gul}^n} \right), \quad (3.19)$$

$$c_{2gu}^n = \bar{\phi}_g^n - \frac{1}{2} \left(\frac{\psi_{gur}^n}{f_{gur}^n} + \frac{\psi_{gul}^n}{f_{gul}^n} \right), \quad (3.20)$$

onde f_{gus}^n são os Fatores de Descontinuidade nas faces do nodo e ψ_{gus}^n são os fluxos médios heterogêneos nas faces do nodo, que são definidos em função das correntes parciais, da seguinte forma:

$$\psi_{gus}^n = 2(\bar{J}_{gus}^{+n} + \bar{J}_{gus}^{-n}). \quad (3.21)$$

Para determinar os coeficientes secundários (c_{3gu}^n e c_{4gu}^n), adota-se uma técnica de resíduos ponderados aplicada à equação (3.16), tal que:

$$\begin{aligned} & -\bar{D}_g^n \frac{1}{a_u^n} \int_0^{a_u^n} \omega(u) \frac{d^2}{du^2} \bar{\psi}_{gu}^n(u) du + \bar{\Sigma}_{rg}^n \frac{1}{a_u^n} \int_0^{a_u^n} \omega(u) \bar{\psi}_{gu}^n(u) du - \\ & \sum_{\substack{g'=1 \\ g' \neq g}}^2 \bar{\Sigma}_{sgg'}^n \frac{1}{a_u^n} \int_0^{a_u^n} \omega(u) \bar{\psi}_{g'u}^n(u) du - \frac{\chi_g}{k_{eff}} \sum_{g'=1}^2 \nu \bar{\Sigma}_{fg'}^n \frac{1}{a_u^n} \int_0^{a_u^n} \omega(u) \bar{\psi}_{g'u}^n(u) du + \\ & \frac{1}{a_u^n} \int_0^{a_u^n} \omega(u) [d_{gu}^n(u) + L_{gu}^n(u)] du = 0, \end{aligned} \quad (3.22)$$

onde as funções peso $\omega(u)$ são escolhidas de acordo com uma das técnicas de resíduos ponderados. No NEM as funções peso $\omega(u)$ são do tipo: Métodos dos Momentos ou Método de Galerkin. Nesta dissertação, foi utilizado o Método dos Momentos, tal que:

- ✓ Para o cálculo de c_{3gu}^n : A função peso $\omega(u) = h_1\left(\frac{u}{a_u^n}\right)$;
- ✓ Para o cálculo de c_{3gu}^n : A função peso $\omega(u) = h_2\left(\frac{u}{a_u^n}\right)$.

Com todos os coeficientes primários e secundários determinados, os fluxos unidimensionais podem ser determinados. Usando a Lei de Fick, podemos calcular as correntes parciais de saída do nodo e utilizá-la na equação (3.10) para determinar os fluxos médios nos nodos $\bar{\phi}_g^n$.

Com os fluxos médio de nêutrons, podemos calcular a distribuição de densidade potência no nodo, \bar{p}^n , dada por:

$$\bar{p}^n = \omega \sum_{g'=1}^2 \bar{\Sigma}_{fg'}^n \bar{\phi}_{g'}^n, \quad (3.23)$$

onde ω é a energia liberada na fissão (200 MeV), $\bar{\Sigma}_{fg'}^n$ é a seção de choque macroscópica de fissão para o grupo g' de energia e $\bar{\phi}_{g'}^n$ o fluxo médio de nêutrons.

Para levar em conta a possibilidade de se ter barras de controle parcialmente inseridas nestes nodos, o seguinte modelo será adotado no cálculo de $\bar{\Sigma}_{fg}^n$:

$$\bar{\Sigma}_{fg}^n \equiv \frac{1}{V_n \bar{\phi}_g^n} \int_{V_n} \Sigma_{fg}(x, y, z) \phi_g(x, y, z) dV, \quad (3.24)$$

com

$$\Sigma_{fg}(x, y, z) = \Sigma_{fg}^0(x, y, z) + \begin{cases} \delta \Sigma_{fg}^1(x, y, z) & ; \quad 0 \leq z \leq z_1^n \\ \delta \Sigma_{fg}^2(x, y, z) & ; \quad z_1^n < z \leq z_2^n \\ \delta \Sigma_{fg}^3(x, y, z) & ; \quad z_2^n < z \leq a_z^n \end{cases}, \quad (3.25)$$

onde $w\Sigma_{fg}^0(x, y, z)$ representa o nodo sem barra de controle inserida e $\delta \Sigma_{fg}^m(x, y, z)$, a diferença entre as seções de choque de fissão no combustível com e sem barras de controle, representando a contribuição da região m das barras de controle àquela parte axial do nodo. Se não houver barras de controle inseridas naquela parte axial do nodo, então $\delta \Sigma_{fg}^m(x, y, z)$ é zero.

Neste caso, tanto o fluxo de nêutrons quanto a seção de choque de fissão são expressos por uma expansão polinomial de ordem 2, expressa em termos das funções de base $h_k \left(\frac{u}{a_u^n} \right)$.

Já a constante de normalização do fluxo de nêutrons é calculada, impondo que:

$$C \sum_n \bar{p}^n V_n = f_{carga} P_{Nominal}, \quad (3.26)$$

onde C é a constante de normalização, f_{carga} é o fator de carga, ou seja, o nível de potência de operação do reator e $P_{Nominal}$ é a potência nominal deste reator.

3.3 Método de Análise Termohidráulica

O método de análise termohidráulica utilizado no GEDAR é bastante simples, uma vez que estamos analisando o fluxo de refrigerante através do combustível nuclear como um escoamento simples (Martinez, A. S.; Silva, F. C.; Alvim, A. C. M.; 2011).

Deste modo, pode-se considerar que a temperatura média do moderador no núcleo é uma função do fator de carga, ou seja, $T_{M,av}(f)$ e da variação de temperatura ΔT_{HFP} . Deste modo pode-se então calcular a temperatura do moderador na entrada do núcleo, como sendo:

$$T_{M,in}(f) = T_{M,av}(f) - \frac{\Delta T_{HFP}}{2}. \quad (3.27)$$

A partir da temperatura média do moderador é possível determinar a temperatura do moderador na saída do núcleo,

$$T_{M,out}(f) = T_{M,in}(f) + 2T_{M,av}(f). \quad (3.28)$$

Utilizando uma tabela com as propriedades da água, torna-se possível determinar as entalpias de entrada, $H(p, T_{M,in})$ e saída, $H(p, T_{M,out})$, do refrigerante. Portanto, usando-se a potência térmica nominal do núcleo e o fator de carga, é possível determinar a vazão do refrigerante no núcleo do reator, como sendo:

$$W_{nucleo} = \frac{P_N \cdot f}{H(p, T_{M,out}) - H(p, T_{M,in})}. \quad (3.29)$$

Para o canal de escoamento correspondente ao i -ésimo elemento combustível, dados os fatores de atrito para todos os elementos combustíveis que constituem o núcleo, a vazão correspondente a cada EC, é dada por:

$$W_{EC,i} = \frac{W_{nucleo}}{\sqrt{\zeta_{EC,i}}} \left(\frac{1}{\sum_{ji} \frac{1}{\sqrt{\zeta_{EC,j}}}} \right). \quad (3.30)$$

Deste modo para o canal termohidráulico i , torna-se possível determinar o aumento de entalpia do refrigerante na saída do EC, como sendo:

$$H(p, T_{M,out}^n) = \frac{P_{th}^n - H(p, T_{M,in}^n) \cdot W_{EC,i}}{W_{EC,i}}. \quad (3.31)$$

Note que juntamente com a pressão do sistema e com equação (3.31), é possível determinar, calculando-se as propriedades da água, a temperatura de saída do nodo n do elemento combustível i , $T_{M,out}^n$. Observe ainda, que para o primeiro nodo, a entalpia é determinada pela temperatura de entrada do núcleo, considerada uniforme. Esta temperatura de saída do nodo é armazenada, já que é a temperatura de entrada do próximo nodo axial. Portanto, finalmente, se torna possível calcular a temperatura média do moderador no nodo n , como sendo:

$$T_M^n = \frac{T_{M,in}^n + T_{M,out}^n}{2} \quad (3.32)$$

Para fins de ilustração as Figuras 3.3 e 3.4 representam a distribuição radial da temperatura de saída do núcleo de Angra-1 e as temperaturas nas posições dos termopares, respectivamente. Considerando o décimo instante de queima, equivalente a 240 DEP.

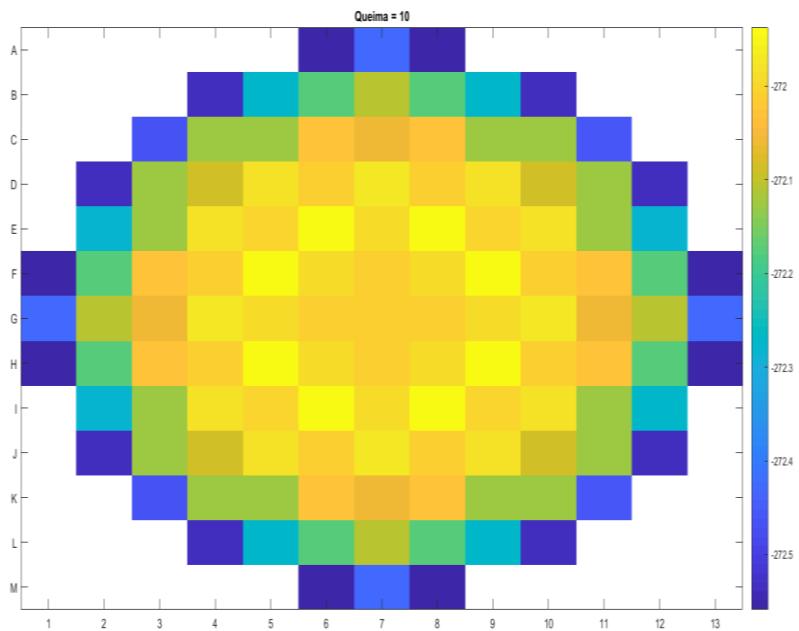


Figura 3.3 - Temperaturas de saída radial de Angra-1, simulada pelo CNFR

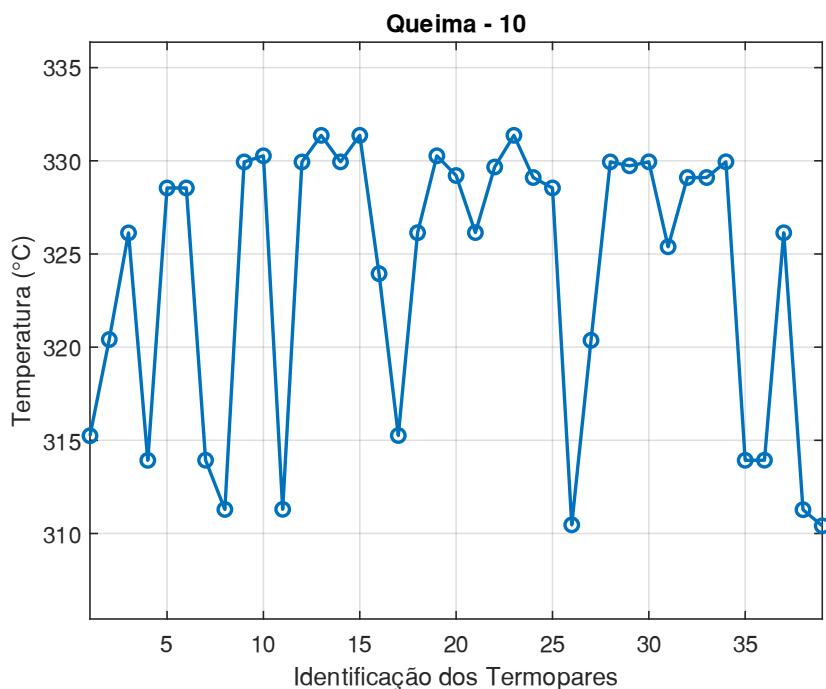


Figura 3.4 – Temperaturas de saída dos 39 Termopares de Angra-1, simuladas pelo CNFR

No próximo capítulo é apresentado a metodologia proposta para se reconstruir o mapa de potência radial do núcleo de Angra-1, usando-se as medidas simuladas das temperaturas de saída, a partir da aplicação do método das matrizes de ponderação espacial.

Capítulo 4

Desenvolvimento do Modelo para Reconstrução do Mapa de Temperaturas de Saída do Núcleo

As Matrizes de Ponderação Espacial (MPE) são formadas por pesos espaciais, w_{ij} , que buscam representar o grau de correlação entre regiões, isto é, o grau de conexão entre duas regiões obedecendo um critério de proximidade, mostrando a influência entre uma região arbitrária j sobre uma região central de análise i . Deste modo a MPE, se torna uma ferramenta útil, pois é capaz de realizar uma forma de ponderação da influência que as regiões exercem umas sobre as outras. Sendo assim, o grau de conexão expresso na MPE pode ser classificado de acordo com o critério de distância espacial, ou seja, o critério de conexão da MPE apoia-se na ideia de proximidade, que pode ser definida em termos de contiguidade e/ou distância espacial entre as regiões, conforme apresentado pela seção a seguir.

4.1 Introdução às Matrizes de Ponderação Espacial

Nessa seção, apresenta-se uma breve introdução às Matrizes de Ponderação Espacial (MPE), por serem ferramentas fundamentais para compreender a análise espacial e criar o modelo matemático para a resolução do problema da reconstrução do mapa de temperatura radial do núcleo do reator.

As MPE são ferramentas utilizadas para estimar valores em uma dada região do espaço e dependem do grau de autocorrelação espacial entre os dados. A MPE é uma técnica bastante difundida nas áreas de estatística espacial e econometria, por se tratar de uma abordagem simples que leva em consideração não apenas as características individuais de cada região espacial, mas também sua localização e proximidade em relação às outras regiões espaciais.

Em sua essência, a MPE captura a ideia de que observações espaciais em regiões próximas umas das outras tendem a ser mais semelhantes do que aquelas localizadas em regiões mais distantes. Para tanto, cada elemento da MPE, w_{ij} , representa o grau de

conexão ou similaridade entre as regiões espaciais i e j . Por exemplo: do ponto de vista da econometria essa similaridade pode se manifestar em diversos aspectos, como padrões socioeconômicos, culturais, ambientais ou demográficos (Tyszler M.; 2006; Almeida, E; 2012).

Portanto, uma questão relevante consiste em definir o arranjo que melhor acomoda os efeitos da autocorrelação espacial, buscando identificar o arranjo que melhor proporciona uma estimativa consistente do grau de autocorrelação espacial. Nesse sentido, deve-se escolher a matriz de ponderação espacial que melhor represente as interações do fenômeno em estudo. Entretanto, é importante salientar que a MPE se baseia em critérios de proximidade espacial, seja de contiguidade ou distância entre pontos. Desse modo, há diferentes tipos de MPE, sendo as mais comuns a Matriz de Contiguidade, Matriz dos K -vizinhos e a Matriz Inverso da Distância etc. A seguir é apresentada uma breve descrição de cada um dos tipos de Matrizes Ponderação Espacial citadas.

4.1.1 Matriz de Contiguidade

A Matriz de Contiguidade é baseada na ideia de que duas regiões espaciais contíguas possuem maior autocorrelação espacial. Com base nesse conceito de regiões espaciais contíguas, os elementos w_{ij} da MPE são binários. Isto é:

$$w_{ij} = \begin{cases} 1, & \text{se } i \text{ e } j \text{ são contíguos} \\ 0, & \text{se } i \text{ e } j \text{ não contíguos} \end{cases} \quad (4.1)$$

Note que convencionalmente foi admito que regiões não contíguas têm elementos, $w_{ij} = 0$. Todavia, apesar da aparente simplicidade do conceito de contiguidade, existem várias possibilidades na hora de se definir o que é uma região contígua. O problema basicamente consiste como será definido o conceito de fronteiras entre diferentes regiões. Por exemplo: fazendo-se alusão ao movimento de peças no tabuleiro de xadrez é possível fazer a definição de pelo menos três diferentes conceitos de contiguidade, a saber:

Convenção Rainha Contiguidade: nesse tipo de contiguidade não só são considerados contíguos as regiões que fazem fronteira com a face do quadro central, mas também aquelas que fazem fronteira pelo vértice deste quadrado, conforme mostrado pela Figura 4.1 (Almeida, E; 2012).

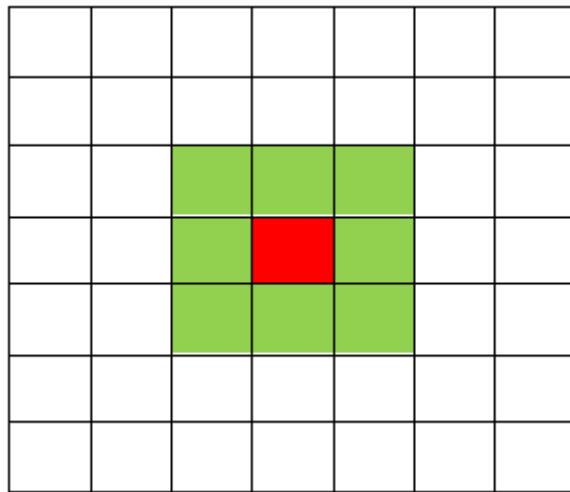


Figura 4.1 - Convenção Rainha de Contiguidade - Fonte: (Almeida, E; 2012)

Convenção Torre Contiguidade: nesse tipo de contiguidade são admitidas como regiões contíguas apenas aquelas regiões que fazem fronteiras com as faces do quadrado central, conforme mostrado pela Figura 4.2 (Almeida, E; 2012).

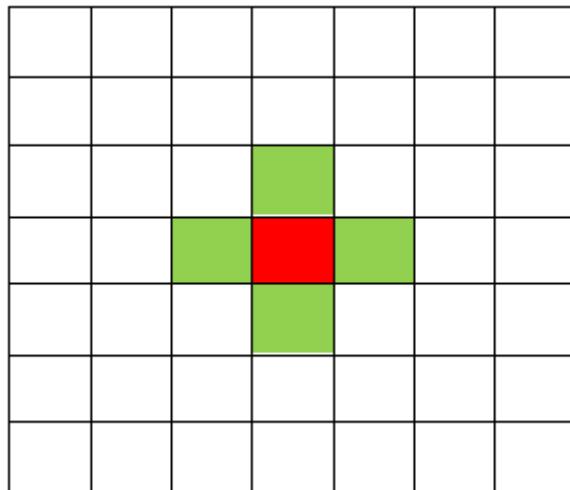


Figura 4.2 – Convenção Torre de Contiguidade – Fonte: (Almeida, E; 2012)

Convenção Bispo Contiguidade: nesse tipo de contiguidade são admitidas como regiões contíguas apenas aquelas regiões que fazem fronteira com o vértice do quadro central, conforme mostrado pela Figura 4.3 (Almeida, E; 2012).

		Green		White	Green	
		White		Red	White	
		Green		White	Green	

Figura 4.3 – Convenção Bispo de Contiguidade – Fonte: (Almeida, E;2012)

Uma vantagem comum a todas as matrizes de pesos espaciais de contiguidade é a forma de definir com clareza contiguidades, não só para o caso de primeira ordem como para ordens superiores. Perceba que uma matriz de contiguidade de primeira ordem é composta basicamente por regiões adjacentes diretas, conforme mostrado pelas Figuras 4.1 a 4.3. Já a matriz de contiguidade de ordem superior será formada por regiões adjacentes ao vizinho adjacente da região central de análise, observando a devida exclusão das redundâncias, pois uma região que é vizinha de primeira ordem da região central analisada pode ter um vizinho dela, que seja vizinho de segunda ordem de uma região vizinha de primeira ordem e que este seja também vizinho de primeira ordem da região central de análise. Por exemplo, no caso do mapa do Brasil, suponha que São Paulo (SP) seja a região central de análise. Então observe que pela convenção rainha de contiguidade, Mina Gerais (MG) é um vizinho de primeira ordem de SP e, por sua vez, Mato Grosso Sul (MS) é um vizinho de primeira ordem de MG que é um vizinho de segunda ordem de SP, mas, por sua vez, MS também é vizinho de primeira ordem de São Paulo. Sendo assim, neste caso, MS não pode ser enquadrado como vizinho de segunda ordem quando for montada a matriz. Note que o conceito pode ser expandido para ordem superior, sempre se tendo o cuidado de excluir as redundâncias (Almeida, E; 2012).

A desvantagem da matriz de contiguidade reside no fato de que pode não haver uma autocorrelação balanceada entre diferentes regiões vizinhas do espaço, pois pode haver regiões como muitos vizinhos e passo que pode ter outras regiões com poucos vizinhos, comprometendo assim a análise.

4.1.2 Matriz dos K -vizinhos

Uma outra matriz utilizada na literatura científica é a Matriz do K -vizinhos. A ideia por trás é bem semelhante àquela apresentada anteriormente, pois também se trata de uma matriz cujos elementos w_{ij} são binários. No entanto, neste caso as regiões vizinhas são delimitadas por uma fronteira previamente estabelecida conforme uma análise prévia dos dados. Sendo assim, tem-se que:

$$w_{ij} = \begin{cases} 1, & \text{se } d_{ij} < d_i(k) \\ 0, & \text{se } d_{ij} > d_i(k) \end{cases} \quad (4.2)$$

Note que $d_i(k)$ é justamente a fronteira de corte para a região i do espaço, de modo que esta região tenha k -vizinhos. Em outras palavras, $d_i(k)$ é a menor distância para a região i , a fim de que esta tenha exatamente k -vizinhos. Essa convenção evita o desequilíbrio de conectividade de uma matriz, garantindo que todas as unidades centrais de análise tenham o mesmo número de vizinhos. A grande desvantagem desta abordagem consiste justamente em delimitar a fronteira de corte, de modo a preservar a autocorrelação entre as regiões.

4.1.3 Matriz Inverso da Distância

Uma outra abordagem bastante utilizada na literatura científica é a Matriz Ponderada pelo Inverso da Distância, uma vez que se trata de uma técnica simples do ponto de vista matemático e numérico. Nesse tipo de abordagem é realizada uma interpolação multivariada em um conjunto disperso de dados, cujo valores atribuídos às regiões desconhecidas são determinadas a partir de uma média ponderada dos valores disponíveis dos dados conhecidos, formando assim uma matriz de pesos, na qual os elementos w_{ij} são determinados por:

$$w_{ij} = \begin{cases} 1/d_{ij}, & \text{se } d_{ij} \leq d_{max} \\ 0, & \text{se } d_{ij} > d_{max} \end{cases} \quad (4.3)$$

onde, d_{max} é a distância máxima entre a região central a ser analisada e a região vizinha mais distante, e d_{ij} é a distância entre duas regiões, que pode ser interpretada como sendo a norma do vetor que separa as duas regiões, isto é,

$$d_{ij} = \|\vec{d}_{ij}\|. \quad (4.4)$$

Note que para o caso bidimensional, tem-se que:

$$d_{ij} = \sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2}. \quad (4.5)$$

Sendo a coordenada (x_i, y_i) referente a abscissa e ordenada da região central i , que está sendo analisada e (x_j, y_j) a coordenada referente a região j , na qual os dados são utilizados para estimar o valor na região central. Note que este processo deve ser repetido considerando todas as regiões dentro do limite d_{max} .

Observe ainda que a ideia por trás desta técnica, consiste basicamente em considerar que quanto mais distante for duas regiões, menor será o grau de autocorrelação entre elas. Portanto, fica claro que nessa técnica não há necessidade de se definir uma região de fronteira, o que, de certa forma, é bem complicado para o caso do problema da reconstrução do mapa de temperatura de saída do núcleo do reator.

É importante observar que, nessa abordagem, quanto mais próximas forem duas regiões, ou seja, quanto menor a distância entre elas, maior será a probabilidade de obter elementos w_{ij} da matriz W que divergem, isto é, quando $d_{ij} \rightarrow 0$ o elemento $w_{ij} \rightarrow \infty$. Para tanto, uma forma de contornar esse problema é adotar a distância euclidiana entre duas regiões juntamente como um processo de normalização por linha da matriz, de modo que os pesos normalizados são dados por:

$$\tilde{w}_{ij} = \begin{cases} \frac{w_{ij}}{\sum_j w_{ij}}, & \text{se } d_{ij} \leq d_{max}, \\ 0, & \text{se } d_{ij} > d_{max} \end{cases} \quad j = 1, \dots, N. \quad (4.6)$$

Neste caso os pesos \tilde{w}_{ij} irão variar de um valor unitário no ponto de dispersão até um valor próximo de zero à medida que a distância do ponto de dispersão aumenta, e a soma dos pesos \tilde{w}_{ij} de uma mesma linha da matriz W são normalizadas, ou seja, a soma dos pesos \tilde{w}_{ij} é igual à unidade, para um i específico e $j = 1, \dots, N$.

Formalmente, o processo consiste em uma técnica de interpolação espacial. No caso de um problema bidimensional, a coordenada (x_i, y_i) denota um ponto interpolado arbitrário, enquanto a coordenada (x_j, y_j) corresponde a um ponto interpolador conhecido. Sendo d_{ij} a distância euclidiana, entre as coordenadas (x_i, y_i) e (x_j, y_j) , e N é equivalente ao número total de pontos conhecidos utilizados na interpolação, isto é, são todas as regiões vizinhas contidas em d_{max} .

É possível ainda se incluir um parâmetro arbitrário α , a fim de otimizar o processo de interpolação, de modo que os pesos assumem a seguinte forma (Almeida, E; 2012):

$$\tilde{w}_{ij} = \begin{cases} \frac{d_{ij}^{-\alpha}}{\sum_j d_{ij}^{-\alpha}}, & \text{se } d_{ij} \leq d_{max}, \\ 0, & \text{se } d_{ij} > d_{max} \end{cases} \quad j = 1, \dots, N. \quad (4.7)$$

Observe que quanto maior for o valor atribuído ao parâmetro α maior será a influência das regiões mais próximas a região central de análise, ou do ponto interpolado, resultando em um mosaico similar a um Diagrama de Voronoi, com valores interpolados quase constantes para grandes valores de α .

4.2 Aplicação do Modelo de Matriz de Ponderação Espacial para Reconstrução do Mapa de Temperatura

Nessa seção é apresentada a aplicação da metodologia proposta utilizando a MPE com Inverso da Distância, aplicado ao problema da reconstrução do mapa de temperatura radial do reator de Angra-1. Para tanto, como descrito no capítulo 3 desta dissertação, foi utilizado o CNFR para simular as temperaturas médias de saída nas posições dos termopares, considerando 18 instantes de queima.

Na Tabela 4.1 estão relacionados os instantes de queimas e seus respectivos Dias Efetivos a Plena Potência (DEP).

O modelo proposto para reconstrução do mapa de temperatura radial de saída consiste basicamente em utilizar os valores dos termopares simulados pelo CNFR para estimar a temperatura de saída nas posições onde não há termopar, considerando que as distâncias entre o EC sem termopar e EC com termopar são dadas por distâncias euclidianas a partir de um plano cartesiano, conforme descrito pela Figura 4.4.

Tabela 4.1 – Instantes de Queima vs. Unidade de DEP

Instante de queima (IQ)	DEP
1	0
2	3
3	20
4	60
5	80
6	120
7	140
8	180
9	200
10	240
11	260
12	280
13	320
14	340
15	363
16	368
17	273
18	380

Por exemplo: um termopar T_{p019} , está localizado na posição (7,1) e o EC_1 está localizado na posição (6,1). Observe que na Figura 4.4 é representada a distância relativa entre um EC arbitrário, i , em relação a um termopar arbitrário, j , como sendo:

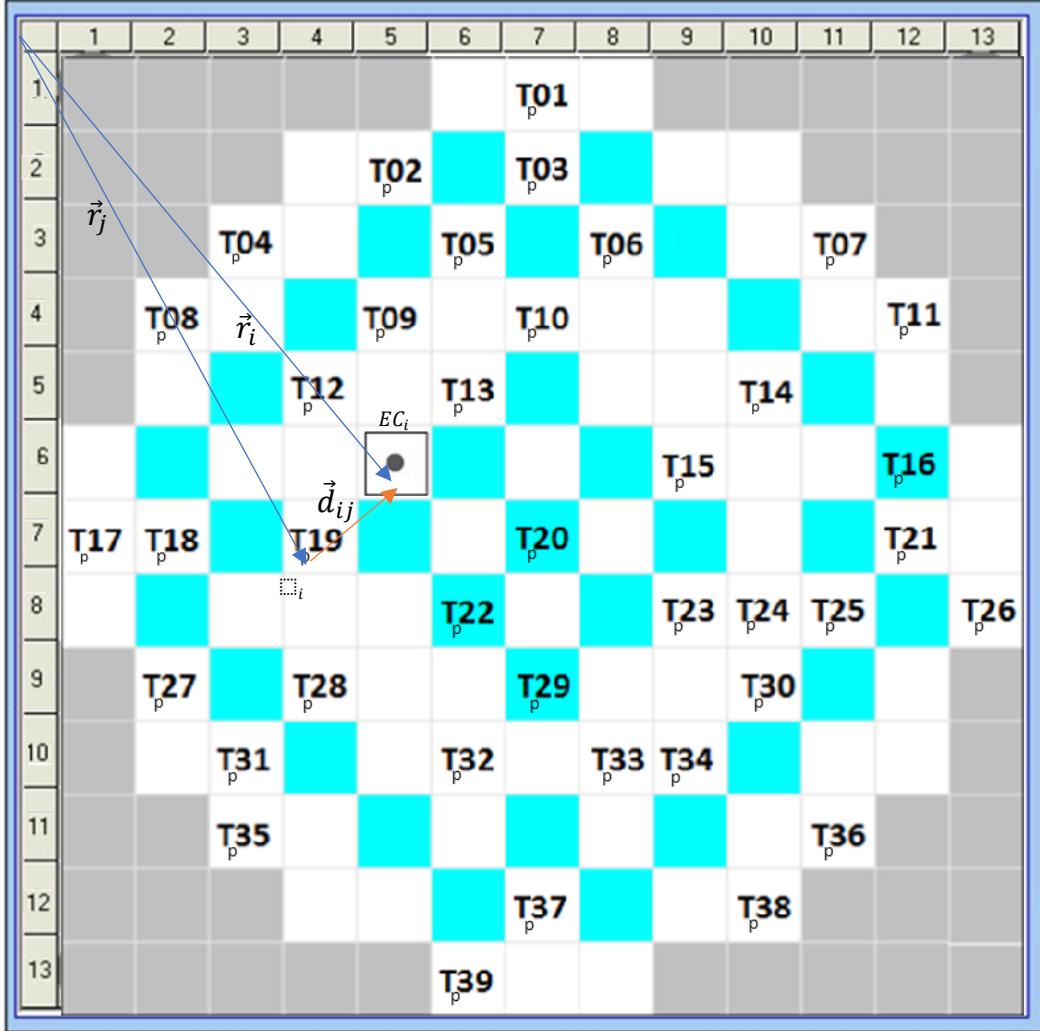
$$d_{ij} = \sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2}. \quad (4.8)$$

Para o caso em que o parâmetro α é inserido, a equação (4.7) assume a seguinte forma:

$$d_{ij}^{-\alpha} = [(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2]^{-\frac{\alpha}{2}} \quad (4.9)$$

Sendo assim, os pesos são determinados usando-se a equação (4.7), tal que:

$$\tilde{w}_{ij} = \frac{d_{ij}^{-\alpha}}{\sum_j d_{ij}^{-\alpha}}, \quad j = 1, \dots, 39 \quad (4.10)$$



Barras de Controle

Figura 4.4 - Localização de Termopares - Fonte: (Silva,2015)

Portanto, note que a temperatura de saída do EC arbitrário, i , é determinada considerando a contribuição da temperatura medida por cada termopar de acordo com os pesos \tilde{w}_{ij} , de modo que aqueles termopares que estão mais distantes do EC terão menor importância no cálculo. Deste modo, é possível estimar a temperatura dos 82 ECs sem termopar da seguinte forma:

$$T_i = \sum_{j=1}^{39} \tilde{w}_{ij} T_{pj}, \quad i = 1, \dots, 82, \quad (4.11)$$

sendo, T_{pj} a numeração dos termopares, e T_i a numeração da temperatura calculada relativa ao EC_i , conforme mostrado na Figura 4.4.

Note que o cálculo das temperaturas dos 82 ECs sem termopares podem ser representadas usando a forma matricial, tal que:

$$\underbrace{\begin{pmatrix} T_1 \\ \vdots \\ T_{82} \end{pmatrix}}_{T_{EC}} = \underbrace{\begin{bmatrix} \tilde{w}_{1,1} & \cdots & \tilde{w}_{1,39} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \tilde{w}_{82,1} & \cdots & \tilde{w}_{82,39} \end{bmatrix}}_{W} \underbrace{\begin{pmatrix} T_{p01} \\ \vdots \\ T_{p39} \end{pmatrix}}_{T_p} \quad (4.12)$$

Uma alternativa ao método da matriz inversa da distância, cujos pesos são determinados pela equação (4.10), seria a utilização de um kernel exponencial para a geração de novos pesos, conforme descrito por Almeida (2012):

$$\tilde{w}_{ij} = \frac{e^{-\beta d_{ij}}}{\sum_j e^{-\beta d_{ij}}}, \quad j = 1, \dots, 39. \quad (4.13)$$

Neste ponto vale destacar que os parâmetros α e β que aparecem nas equações (4.10) e (4.13) são parâmetros arbitrários que podem assumir valores reais e/ou inteiros, a fim de serem ajustados de modo a melhorar o processo de interpolação.

A Figura 4.5 mostra o resultado obtido para o décimo instante de queima, usando os pesos calculados pela equação (4.10), cujo erro relativo máximo obtido foi de 4,26%, com desvio máximo da temperatura de referência de 5,6 °C e uma temperatura média de 325 °C.

Já a Figura 4.6 mostra o resultado obtido para o décimo instante de queima, usando os pesos calculados pela equação (4.13), cujo erro relativo máximo obtido foi de 3,7%, com desvio máximo da temperatura de referência de 5,7 °C e uma temperatura média de 325 °C.

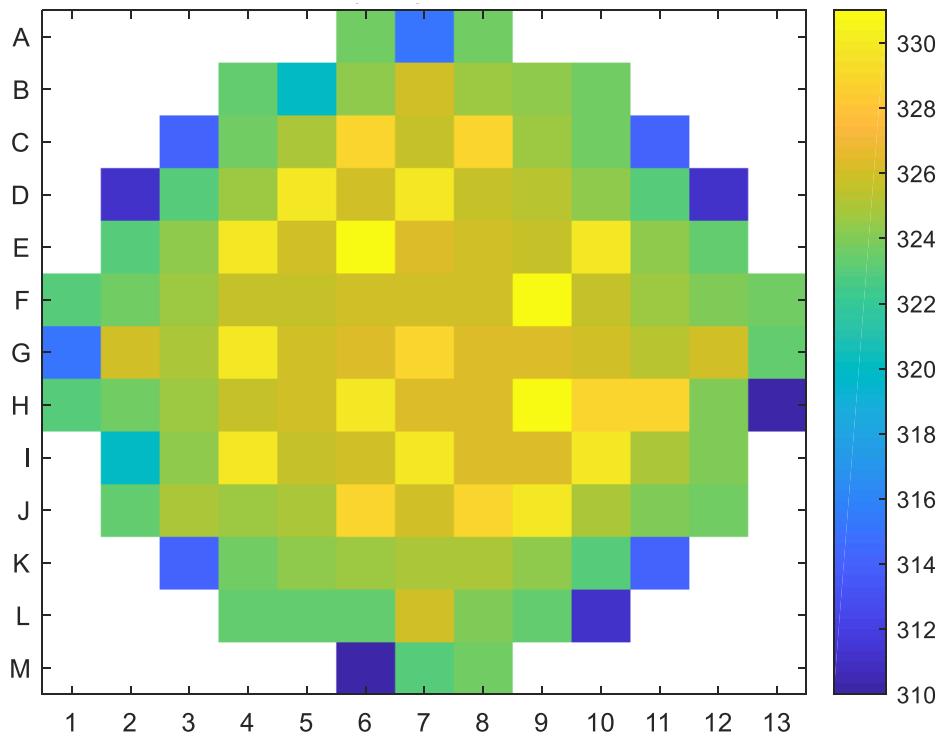


Figura 4.5 - Reconstituição do mapa de temperatura radial de saída, calculado pelo MPE usando a Eq. (4.10) a partir das medidas dos termopares para o 10º instante de queima

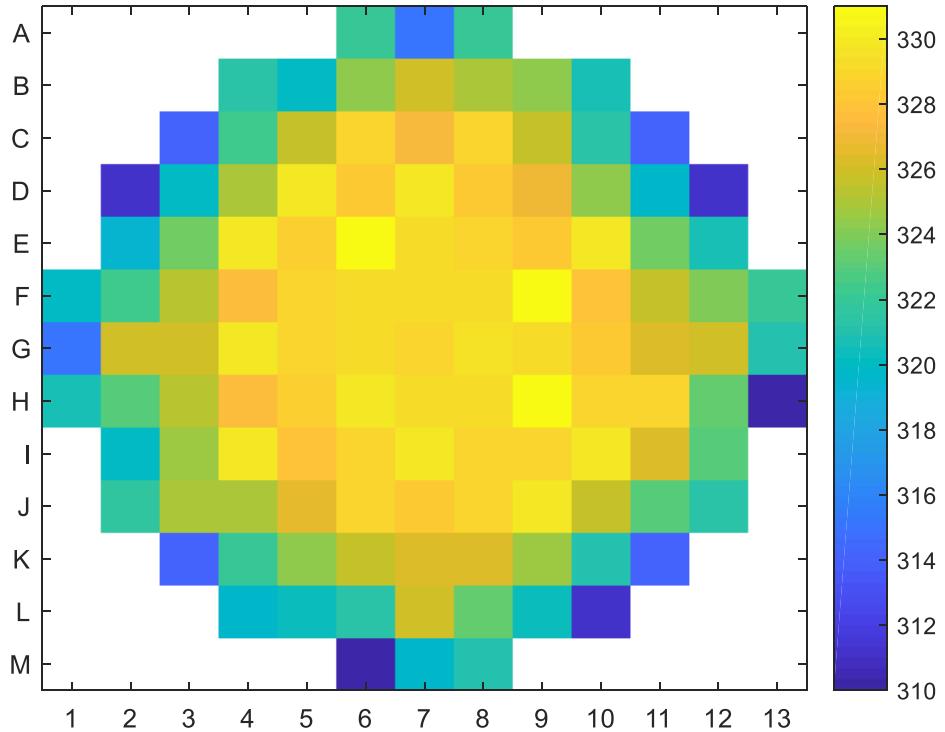


Figura 4.6 - Reconstituição do mapa de temperatura radial de saída, calculado pelo MPE usando a Eq. (4.13) a partir das medidas dos termopares para o 10º instante de queima

Nesse trabalho é avaliado o cálculo de reconstrução da temperatura de saída do núcleo nos 82 ECs sem instrumentação para medição de temperatura, usando-se os pesos calculados pelas equações (4.10) e (4.13), a partir das medidas de temperaturas simuladas pelo CNFR, nas posições dos termopares.

No próximo capítulo serão discutidos de maneira detalha os resultados alcançados usando-se a metodologia proposta, a qual é comparada com o mapa de temperatura de saída radial gerado pelo CNFR, justamente nas 82 posições onde não há termopares.

Capítulo 5

Resultados

Para a construção desse trabalho, realizou-se a simulação das medidas de temperatura de saída fornecidas pelos termopares na central nuclear de Angra-1 para 18 instantes de queima, considerando o ciclo 08, no qual todos os elementos combustíveis são novos. O mapeamento do perfil de temperatura radial de saída do núcleo é crucial para a segurança e eficiência do processo e foimeticulosamente reconstruído para cada um dos instantes de queima analisados. Esse processo de reconstrução foi executado com base no modelo teórico apresentado neste estudo, o qual se fundamenta nos pesos cuidadosamente determinados pelas equações (4.10) e (4.13), aliando assim teoria e prática de forma inovadora. Os resultados obtidos, fruto dessa minuciosa investigação, foram comparados com os dados de referência simulados pelo Código Nacional de Física de Reatores (CNFR) para os 18 instantes de queima, aprimorando a economia e segurança operacional da usina.

Dessa forma, para efeitos de comparação criteriosa dos resultados, são levados em consideração não apenas o Desvio Máximo, ΔT_{Max} , expresso pela equação (5.1), mas também o Erro Relativo Máximo Percentual, $\varepsilon_{Max}(\%)$, calculado conforme a equação (5.2), em relação aos elementos combustíveis sem monitoramento por termopares. Nesse sentido, as temperaturas de saída simuladas pelo CNFR assumem o papel de referência para avaliação da precisão e eficácia do modelo proposto.

$$\Delta T_{Max} = T_{CNFR}^{Max} - T_{MPE}^{Max}, \quad (5.1)$$

e

$$\varepsilon_{Max}(\%) = \left| \frac{T_{CNFR}^{Max} - T_{MPE}^{Max}}{T_{CNFR}^{Max}} \right| \times 100. \quad (5.2)$$

Nas Figuras 5.1 e 5.2 são mostrados os erros relativos percentuais nas posições do ECs sem termopares e o mapa de temperatura radial de saída, respectivamente. Os pesos foram calculados usando a equação (4.10) para o primeiro instante de queima.

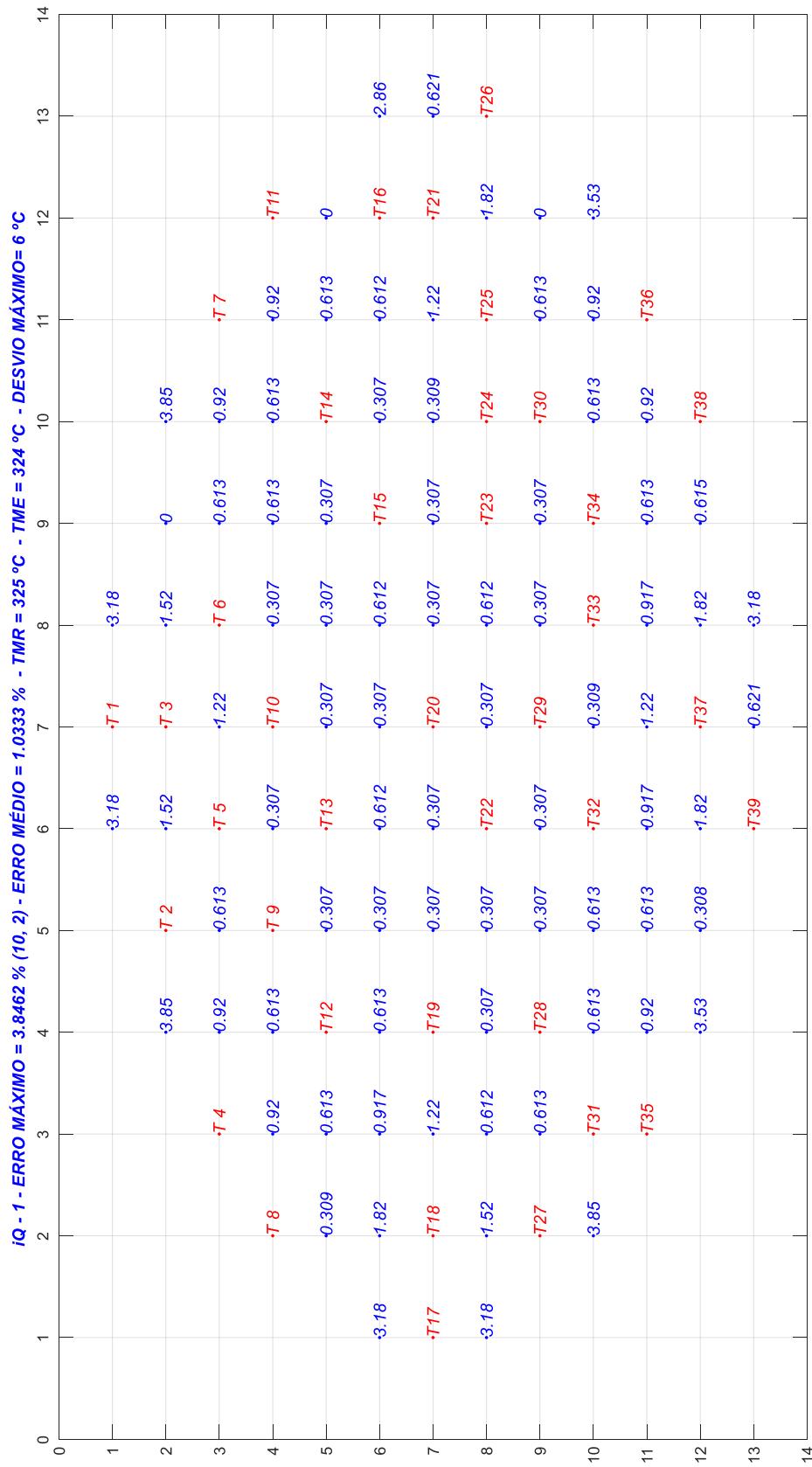


Figura 5.1 - Erro relativo percentual usando a Equação (4.10)

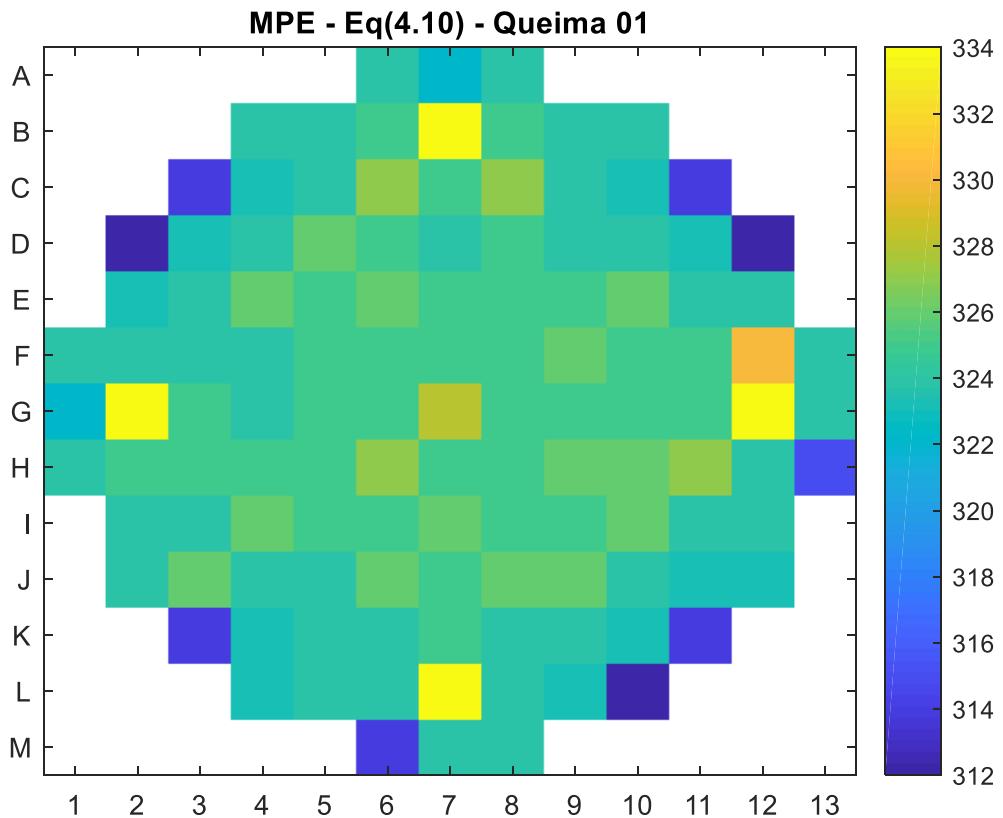


Figura 5.2 - Reconstituição do mapa de temperatura radial de saída calculado pela equação (4.10) usando $\alpha = 1$, a partir das medidas dos termopares para o primeiro instante de queima.

Nas Figuras 5.3 e 5.4 são mostrados os erros relativos nas posições do ECs sem termopares e o mapa de temperatura radial de saída, respectivamente, empregando-se a equação (4.13) no cálculo dos pesos para o mesmo instante de queima anterior.

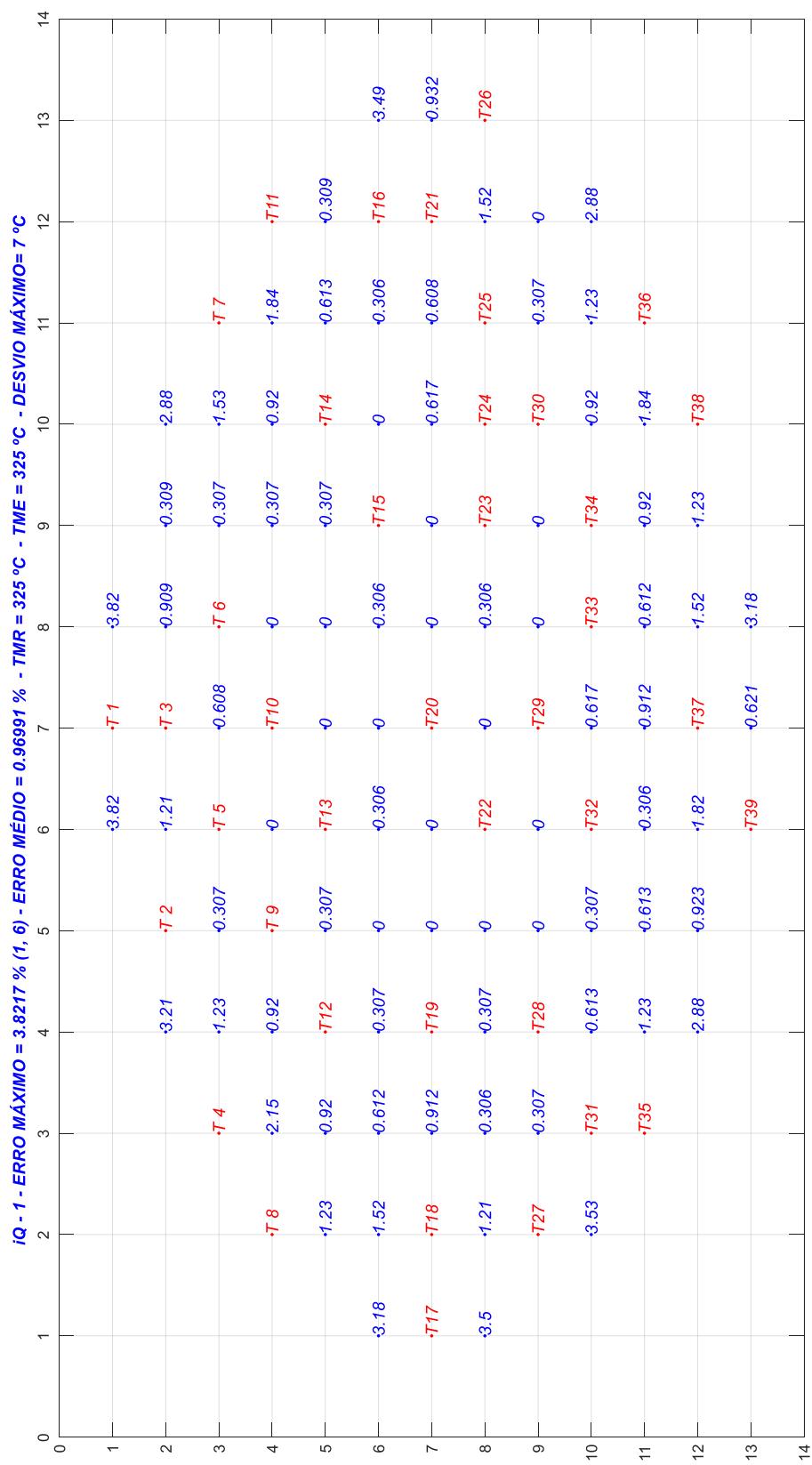


Figura 5.3 - Erro relativo percentual usando a equação (4.13)

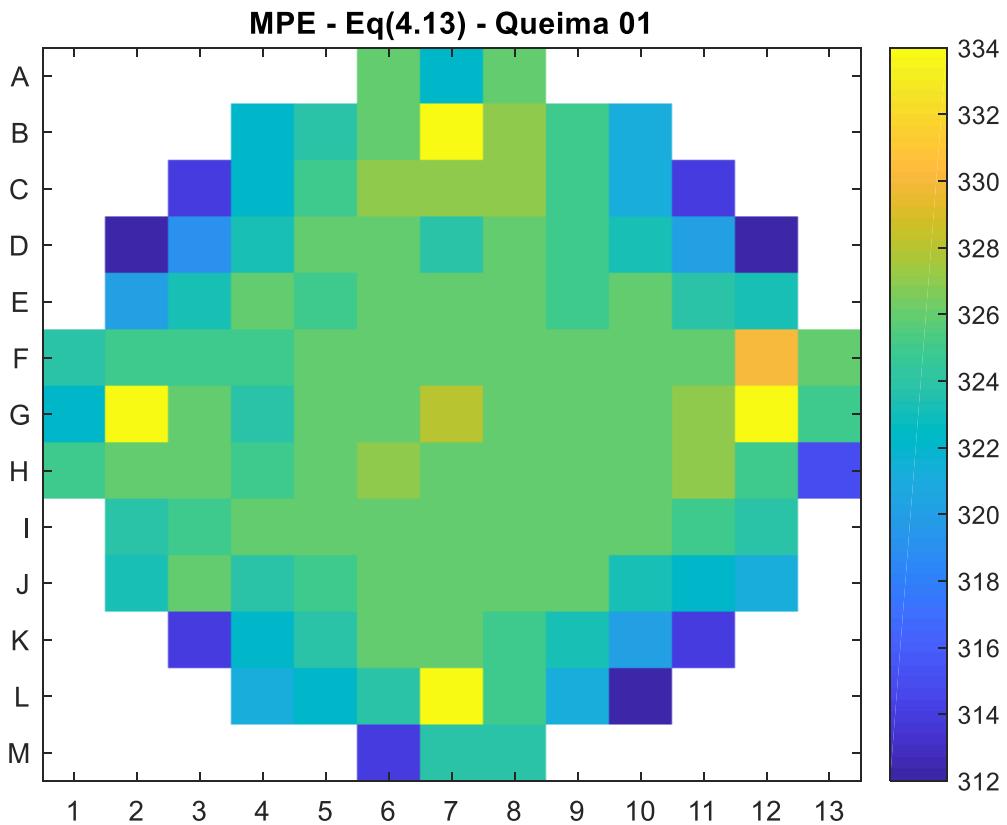


Figura 5.4 - Reconstrução do mapa de temperatura radial de saída calculado pela equação (4.13) usando $\beta = 1$, a partir das medidas dos termopares para o primeiro instante de queima.

Com o intuito de verificar a eficácia do método proposto para reconstrução do mapa de temperatura radial de saída, os resultados foram cuidadosamente comparados com o método de mínimos quadrados utilizando a função Fit-RBF-Spline do MATLAB (Graham, Ivan., 2005). Essa função emprega um polinômio cruzado de terceira ordem, representado por:

$$S(x, y) = p_0 + p_{10}x + p_{01}y + p_{20}x^2 + p_{11}xy + p_{02}y^2 + p_{21}x^2y + p_{12}xy^2 + p_{03}y^3.$$

Os resultados obtidos utilizando a função Fit-RBF-Spline para estimar as temperaturas nas posições dos elementos combustíveis (ECs) sem termopares mostraram um desvio máximo de 12 °C e um erro relativo máximo de 3,8% em comparação aos valores de referência, conforme mostrado na Figura 5.5, demonstrando para o primeiro instante de queima o método proposto tem resultados melhores que a função Fit-RBF-Spline do MATLAB.

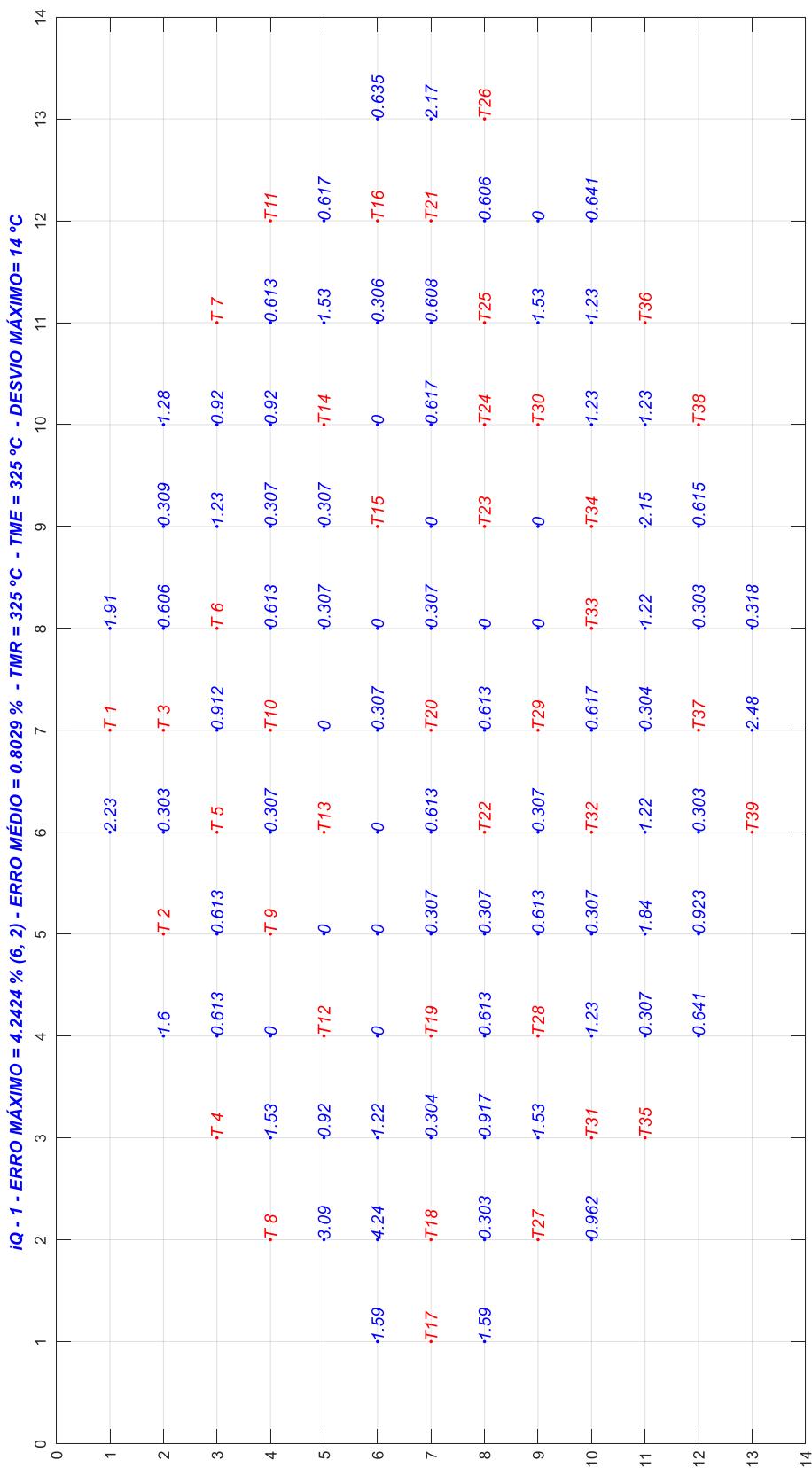


Figura 5.5 - Erro relativo percentual usando a função Fit-RBF-Spline do MATLAB

No estudo apresentado, foi realizado um aprofundamento da análise dos mapas de temperaturas reconstruídos, utilizando tanto os pesos obtidos por meio da equação (4.10), conforme evidenciado na Figura 5.2, quanto pela equação (4.13), conforme representado na Figura 5.4.

É notável observar que os resultados obtidos a partir desses cálculos se assemelham de forma significativa para o primeiro instante de queima. Uma vez que os pesos da MPE calculados a partir da equação (4.10), levou a um erro relativo máximo de 3,8% e um desvio máximo de 7 °C, e os pesos calculados usando a equação (4.13) resultou também em um erro relativo máximo 3,8% e um desvio máximo de 7 °C, indicando uma pequena variação nos resultados obtidos.

Nas Figuras 5.6 a 5.7 são mostrados os erros relativos percentuais nas posições do ECs sem termopares e o mapa de temperatura radial de saída, respectivamente, empregando-se a equação (4.10), considerando o último instante queima.

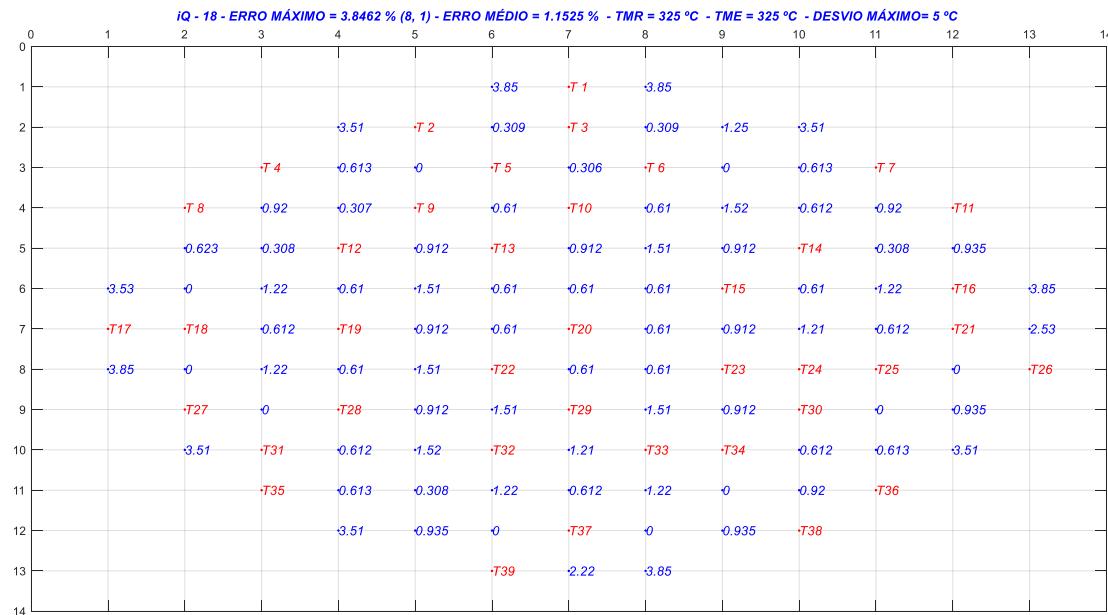


Figura 5.6 - Erro relativo percentual usando a Equação (4.10)

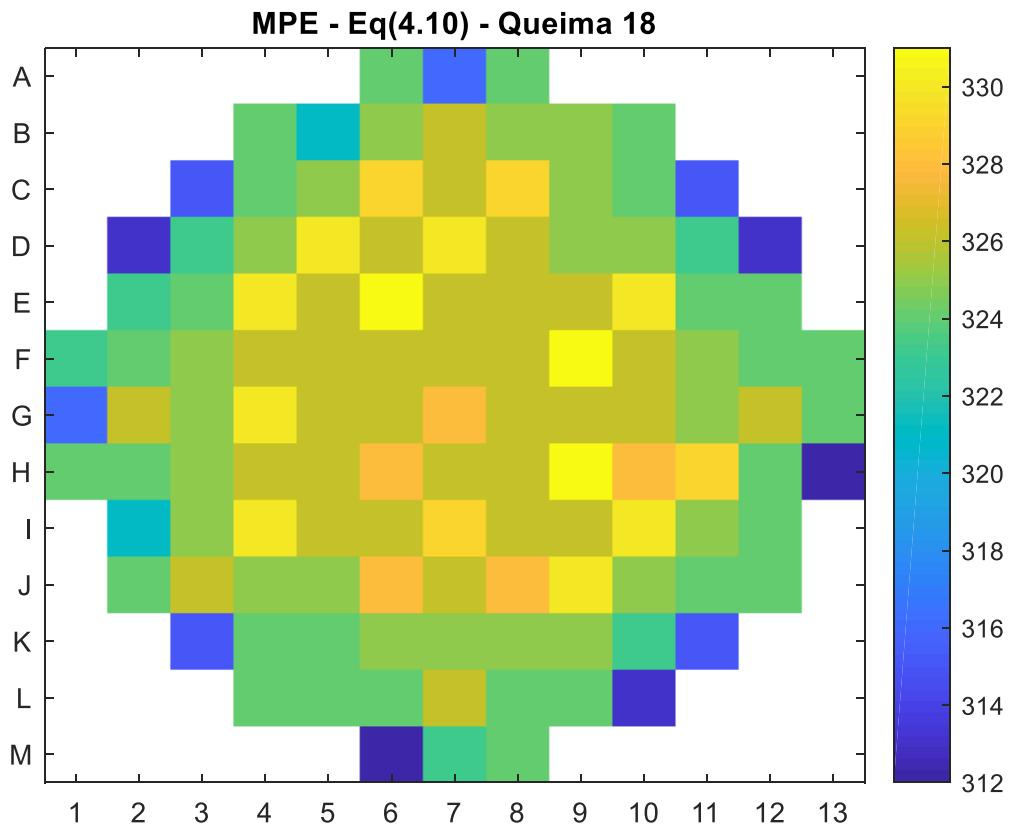


Figura 5.7 - Reconstituição do mapa de temperatura radial de saída calculado pela equação (4.10) usando $\alpha = 1$, a partir dos termopares no último instante de queima.

Nas Figuras 5.8 e 5.9 são mostrados os erros relativos nas posições do ECs sem termopares e o mapa de temperatura radial de saída, respectivamente, empregando-se a equação (4.13) no cálculo dos pesos para o mesmo instante de queima anterior.

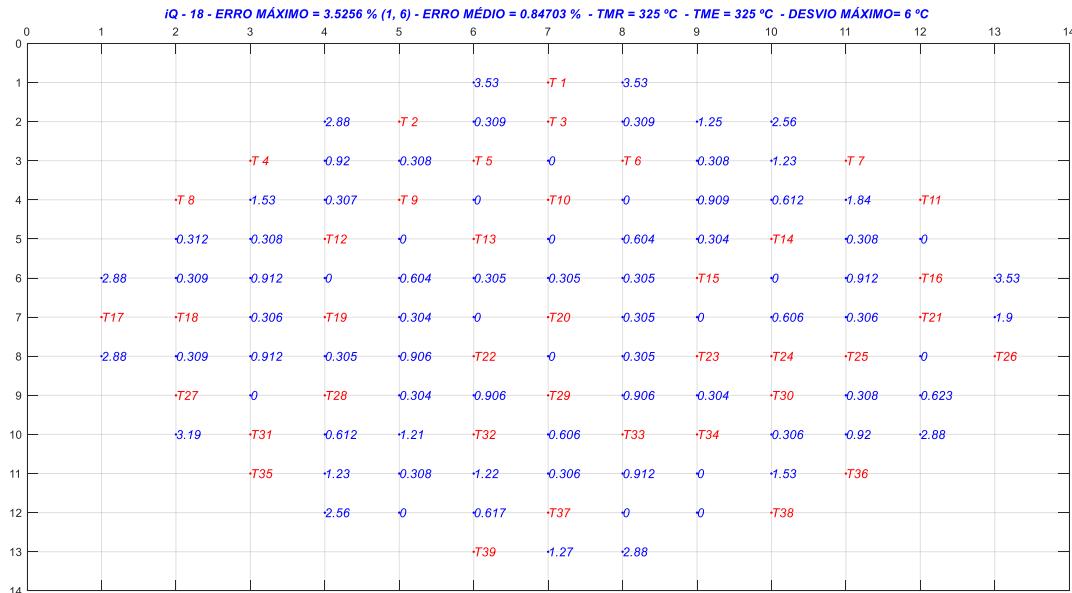


Figura 5.8 - Erro relativo percentual usando a equação (4.13)

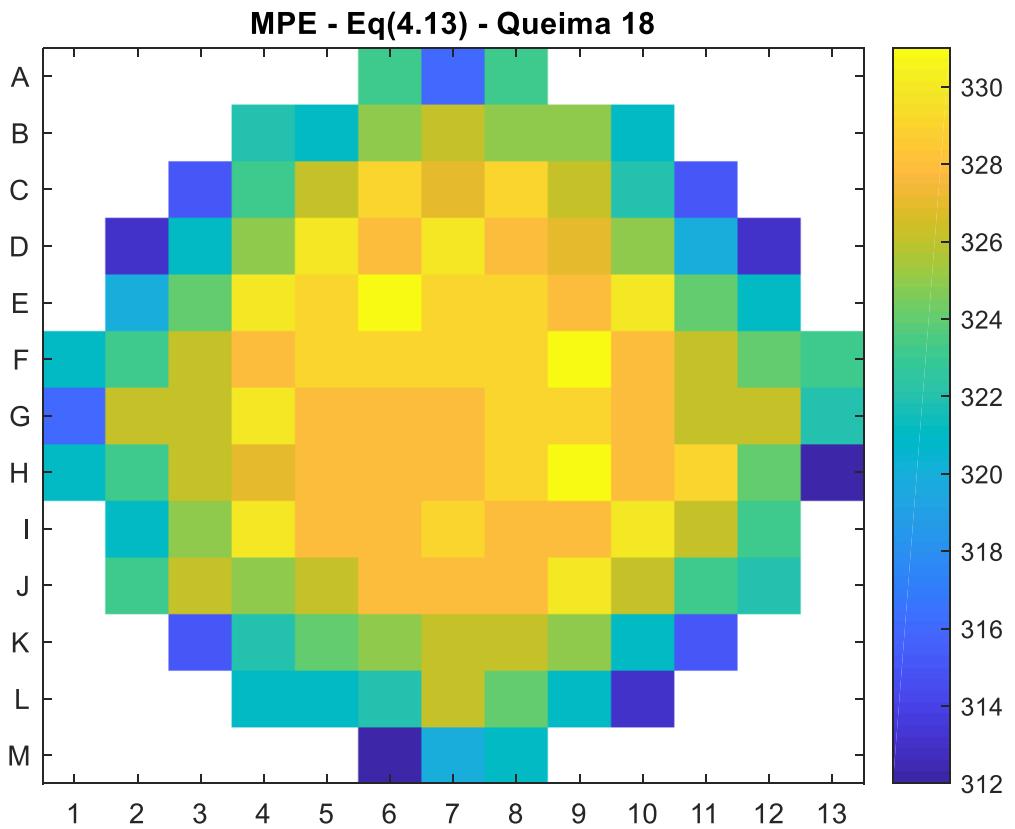


Figura 5.9 - Reconstituição do mapa de temperatura radial de saída calculado pela equação (4.13) usando $\beta = 1$, a partir das medidas dos termopares no último instante de queima.

Observando as Figuras 5.6 e 5.9 é possível verificar que os mapas de temperaturas reconstruído para o último instante de queima, já não são tão semelhantes quanto eram no primeiro instante queima, Figuras 5.2 e 5.4. O erro relativo máximo obtido usando os pesos calculado pela equação (4.10) foi de 3,8% e um desvio máximo da temperatura de referência de 5 °C , em contra partida o erro relativo máximo obtido usando os pesos calculado pela equação (4.13) foi 3,5%, e um desvio máximo da temperatura de referência de 6 °C.

Para este mesmo caso a função Fit-RBF-Spline gerou um desvio máximo de 6 °C e um erro relativo máximo de 1,5%, conforme a Figura 5.10.

Na Figura 5.11 é mostrado o histograma do desvio máximo para todos os instantes de queima, considerando o método proposto da MPE usando-se as equações (4.11) e (4.13) no cálculo dos pesos. Além disso, é mostrado o resultado se usando a função Fit-RBF-Spline do MATLAB.

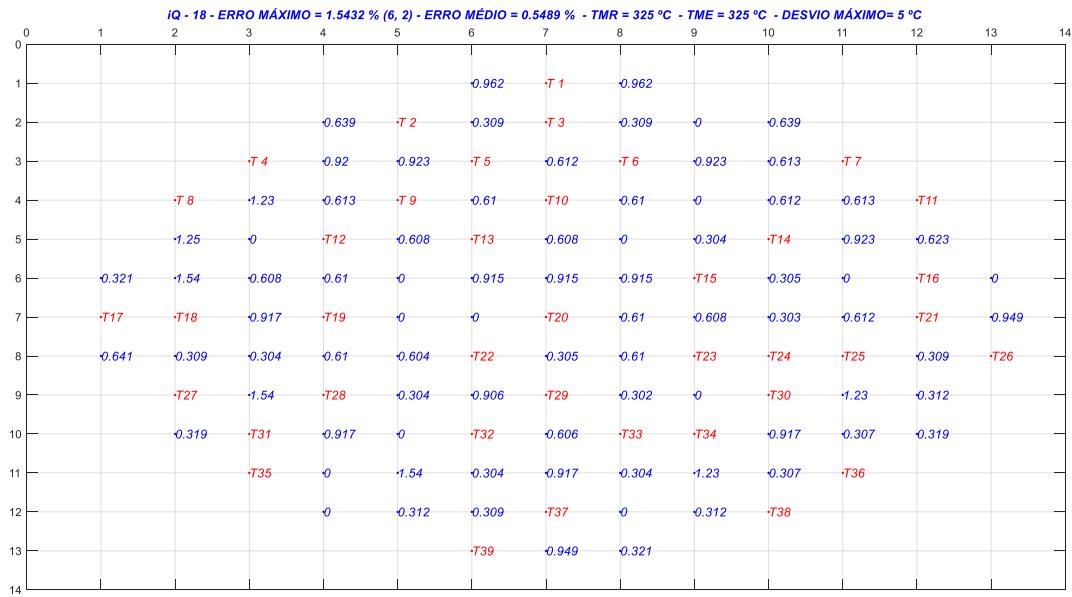


Figura 5.10 - Erro relativo percentual usando a função Fit-RBF-Spline do MATLAB

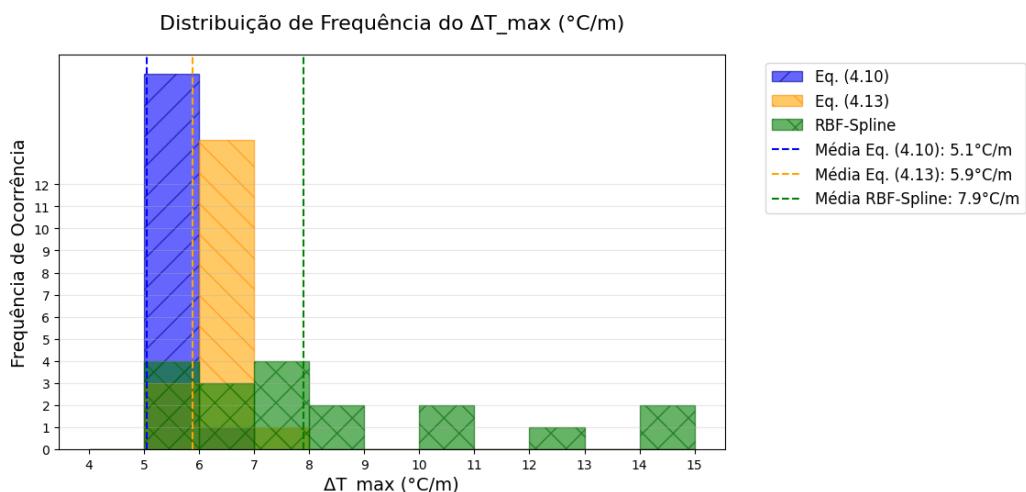
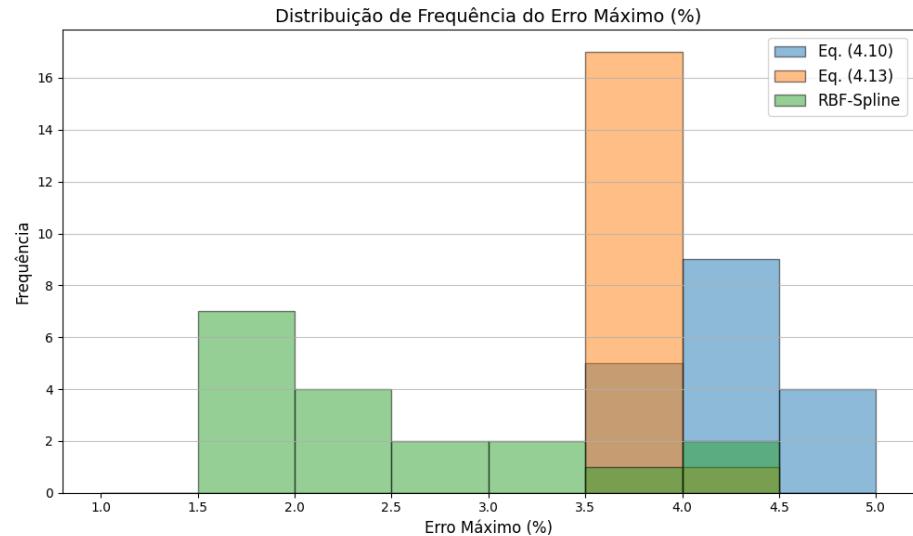


Figura 5.1 - Histograma do Desvio Máximo (°C) considerando os 18 instantes de queima, usando as Equações (4.10) e (4.13) e o Fit-RBF-Spline do MATLAB.

Na Tabela 5.1 são compilados os resultados para todos os instantes de queima considerando o método proposto, Matriz de Ponderação Espacial, com os pesos calculados pelas Equações (4.10) e (4.13), bem como considerando a função Fit-RBF-Spline do MATLAB.

Portanto, neste caso se pode verificar que de um modo geral, os resultados obtidos na reconstrução do mapa de temperatura radial de saída pelo método das Matrizes de Ponderação Espacial (MPE) são muito semelhantes, tanto usando os pesos calculados pela equação (4.10), quanto os pesos calculados pela equação (4.11). Todavia, vale observar que a MPE usando os pesos calculado pela equação (4.13) conduz a erros relativos menores do que aqueles usando a equação (4.10). Note que o erro relativo médio é 4,2% usando equação (4.10) e 3,8% usando a equação (4.13).

Por outro lado, é importante observar que os resultados para a temperatura calculada, usando a equação (4.10) conduz a um desvio máximo médio, ligeiramente menor do que aqueles calculado pela equação (4.13). Tal que, o desvio máximo médio usando a equação (4.13) foi de 5,8 °C e o desvio máximo médio usando-se a equação (4.10) foi de 5,1 °C.

Tabela 5.1 – Desvio e Erro Relativo Máximo para todos os instantes de queima

	Eq. (4.10)	Eq. (4.13)	Fit-RBF Spline	Eq. (4.10)	Eq. (4.13)	Fit-RBF-Spline
IQ	$\varepsilon_{Max}(\%)$	$\varepsilon_{Max}(\%)$	$\varepsilon_{Max}(\%)$	$\Delta T_{Max}(^{\circ}C)$	$\Delta T_{Max}(^{\circ}C)$	$\Delta T_{Max}(^{\circ}C)$
1	3,8	3,8	4,2	6	7	14
2	3,9	3,8	4,3	5	6	14
3	4,2	3,8	3,7	5	6	12
4	4,2	3,8	3,1	5	6	10
5	4,2	3,8	3,1	5	6	10
6	4,2	3,8	2,5	5	6	8
7	4,5	4,2	2,5	5	6	8
8	4,5	3,8	2,2	5	6	7
9	4,5	3,8	2,2	5	5	7
10	4,5	3,8	2,2	5	5	7
11	4,2	3,5	2,2	5	5	7
12	4,2	3,5	1,9	5	6	6
13	4,2	3,8	1,9	5	6	6
14	4,2	3,8	1,9	5	6	6
15	4,2	3,8	1,5	5	6	5
16	3,8	3,5	1,5	5	6	5
17	3,8	3,5	1,5	5	6	5
18	3,8	3,5	1,5	5	6	5
Média	4,2	3,8	2,4	5,1	5,8	7,9

Outra observação relevante é que a função Fit-RBF-Spline apresentou melhores resultados no cálculo dos Erros Relativos Máximos Percentuais, $\varepsilon_{Max}(\%)$, quando comparados com a Matrizes de Ponderação Espacial (MPE) usando as equações (4.10) e (4.13). Entretanto, os desvios máximos de temperatura, ΔT_{Max} , nos primeiros instantes de queima foram maiores quando comparados com a referência. Note que a função Fit-RBF-Spline conduziu a um desvio máximo médio de $7,9\text{ }^{\circ}\text{C}$, sendo cerca de $2,1\text{ }^{\circ}\text{C}$ maior do que desvio máximo médio obtido pela equação (4.13) e $2,8\text{ }^{\circ}\text{C}$ obtido pela equação (4.10).

Apesar da MPE apresentar de modo geral um $\varepsilon_{Max}(\%)$ ligeiramente maior que aquele obtido usando o pacote do MATLAB, o método proposto permanece sendo uma alternativa robusta, uma vez que se trata de um método de simples implementação e acurado. Ademais, a MPE usando os pesos calculados pela equação (4.10) permanece sendo a melhor opção nos primeiros instantes de queima, isto é, nos três primeiros instantes de queima do reator, quando não há equilíbrio do Xenônio. Após esses instantes, podemos usar os pesos calculados pela equação (4.13), visto que fornece melhores resultados no cálculo dos $\varepsilon_{Max}(\%)$.

Existe a possibilidade de se buscar os parâmetros α e β que sejam capazes de melhorar os resultados usando MPE, tanto com a equação (4.10) quanto com a equação (4.13), respectivamente. No entanto, este é um processo bastante complexo, no qual se deve empregar algoritmos específicos de otimização para buscar minimizar o erro relativo máximo percentual, $\varepsilon_{Max}(\%)$, ou desvio máximo, ΔT_{Max} . Todavia, não é o objetivo desta dissertação a utilização de ferramentas de otimização. Contudo, podemos fazer um pequeno ensaio variando ambos os parâmetros e verificar o comportamento do erro relativo máximo ao longo da queima considerando que parâmetros α e β assumam valores inteiros no intervalo [1,10].

A Figura 5.12 mostra o comportamento do erro relativo máximo com respeito aos instantes de queima, considerando $1 \leq \alpha \leq 10$ no cálculo dos pesos da MPE, usando a equação (4.10).

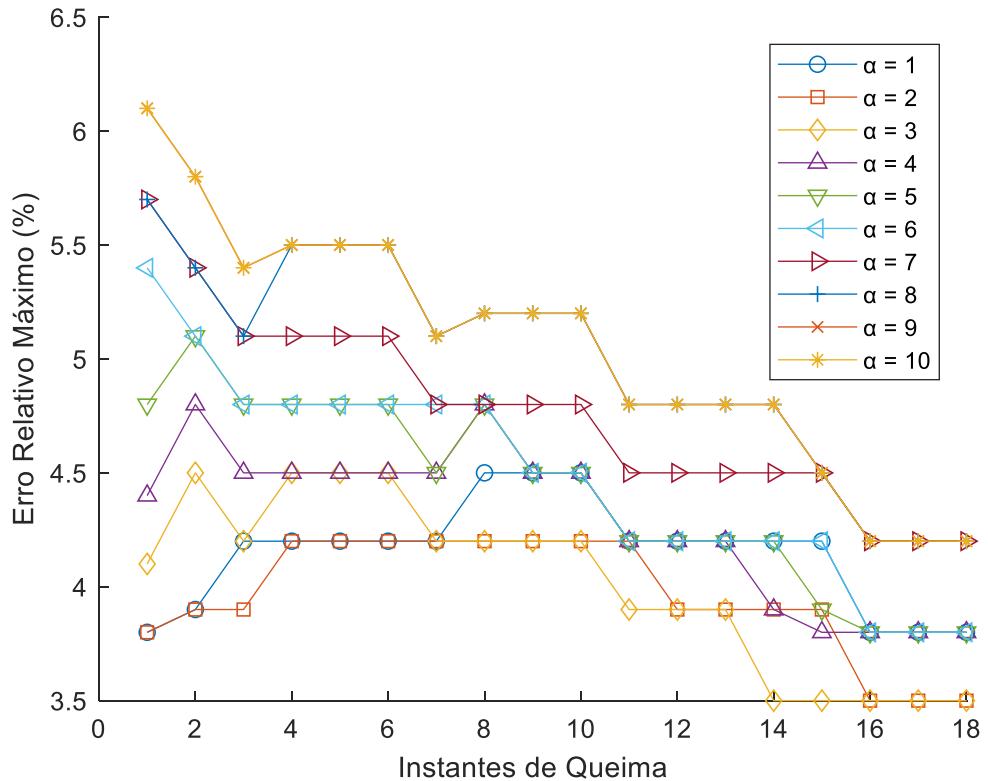


Figura 5.2 - Erro Relativo Máximo (%) vs Instantes de Queima usando a equação (4.10) no cálculo dos pesos para $1 \leq \alpha \leq 10$

É possível observar na Figura 5.12 que é um processo complexo selecionar o melhor parâmetro α , uma vez que o erro relativo máximo muda significativamente com o parâmetro α e muda também conforme a queima do reator. No entanto, se admitir que um limite aceitável do erro relativo máximo seja 4,5%, fica fácil observar que apenas os resultados obtidos com o parâmetro α no intervalor [1,3] são aceitáveis, para os quais tem uma média do erro relativo máximo em todos os instantes de queima de 4,2% para $\alpha = 1$, 3,9% para $\alpha = 2$ e 4,0% para $\alpha = 3$.

A Figura 5.13 mostra o comportamento do erro relativo máximo com respeito aos instantes de queima, considerando $1 \leq \beta \leq 10$ no cálculo dos pesos da MPE, usando a equação (4.13).

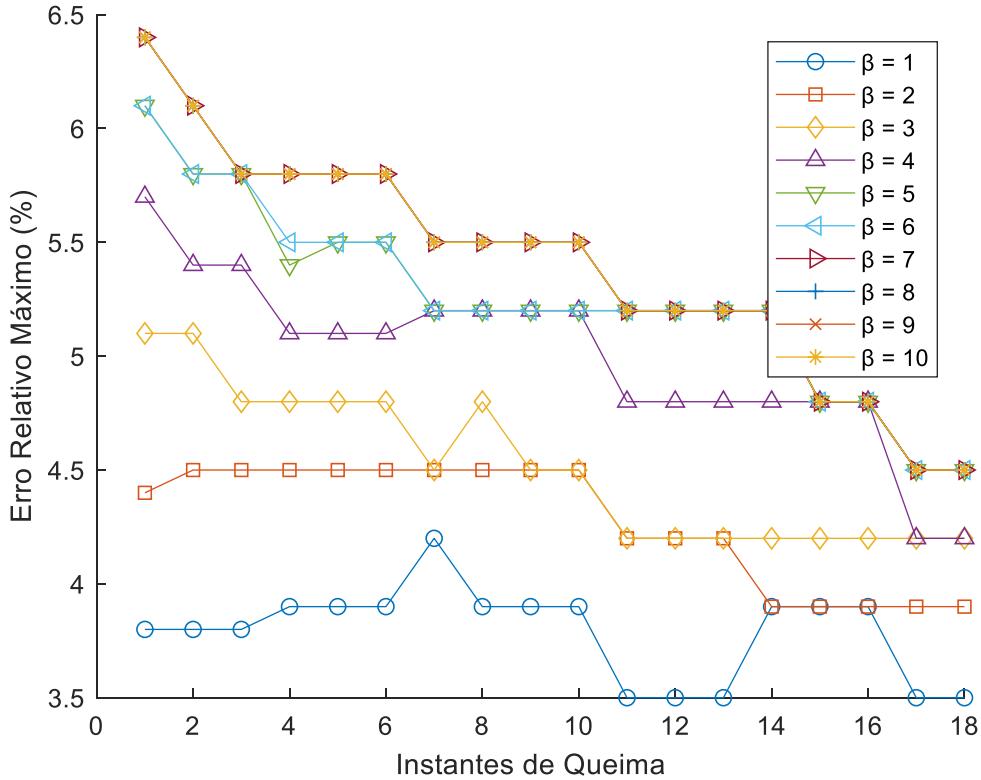


Figura 5.3 - Erro Relativo Máximo (%) vs instantes de queima usando a equação (4.13) no cálculo dos pesos para $1 \leq \beta \leq 10$.

Note a partir da Figura 5.13, que o processo de selecionar o parâmetro β “ótimo” é igualmente complexo quanto o do parâmetro α . No entanto, se for mantido o limite de aceitabilidade de 4,5% para o erro relativo máximo fica evidente que somente os parâmetros $\beta = 1$ e $\beta = 2$ produzem resultados aceitáveis, no qual a média do erro relativo máximo em todos os instantes de queima foi de 3,8% para $\beta = 1$ e 4,1% para $\beta = 2$.

Por fim, vale observar que não estamos usando nenhum método de otimização para buscar valores ótimos de α e β , mas apenas testando alguns valores para estes parâmetros, a fim de mostrar o quanto eles afetam os resultados. Os gráficos das Figuras 5.11 e 5.12 deixam evidente, que o aumento dos valores dos parâmetros α e β tem um impacto mais significativo nos primeiros instantes de queima, e que para o limite no qual os erros relativos são menores que 4,5% os parâmetros conduzem a resultados muito próximos.

Capítulo 6

Conclusões e Perspectivas Futuras

A pesquisa realizada nesta dissertação teve como objetivo, o desenvolvimento de uma metodologia de monitoramento em tempo real da temperatura de saída nas posições radiais do núcleo do reator. Para atingir tal objetivo, foi desenvolvido um método para determinar o mapa da distribuição da temperatura no núcleo do reator utilizando respostas simuladas de detectores internos.

Os resultados dos detectores internos, referentes ao Sistema de Detecção de Nêutrons Interno (SDNI), foram obtidos por meio de simulações de um reator com configurações semelhantes às do reator Angra-1. Essas simulações abrangem 18 instantes de queima, a fim de simular 346 dias de operação do reator em plena potência, de onde realizou-se uma análise abrangente da simulação das temperaturas de saída medidas pelos termopares da usina nuclear de Angra-1, focando no ciclo 08, onde todos os Elementos Combustíveis (ECs) são novos, utilizando um modelo desenvolvido especificamente para este estudo. O modelo permitiu a reconstrução dos mapas de temperatura de saída radial do núcleo, com pesos calculados pelas equações (4.10) e (4.13).

A comparação dos resultados simulados com os valores de referência fornecidos pelo CNFR revelou que o modelo MPE, utilizando os pesos dados pela equação (4.10), apresentou um erro relativo máximo médio ao longo da queima de 4,2% e um desvio máximo médio de 5,1 °C. Em contrapartida, utilizando os pesos calculados pela equação (4.13), resultou em um erro relativo máximo médio ao longo da queima de 3,8% e um desvio máximo médio de 5,8 °C. A eficiência do método foi verificada também em comparação com a função Fit-RBF-Spline do MATLAB, que apresentou um desvio máximo médio ao longo da queima de 7,9 °C e um erro relativo médio de 2,4%.

Ademais, os resultados obtidos ao longo dos 18 instantes de queima foram sistematicamente analisados. A MPE com a equação (4.13) demonstrou um desempenho ligeiramente superior em comparação com a equação (4.10) nos primeiros instantes de queima, apresentando menores relativos máximos, porém com desvios máximos ligeiramente maiores dos aqueles obtidos pela equação (4.10).

Vimos que apesar da MPE apresentar erros relativos máximos (%) ligeiramente maiores que aqueles obtidos usando o pacote do MATLAB, o desvio máximo da temperatura usando o MPE apresentou melhores resultados do que aqueles obtidos pelo pacote do MATLAB. Desta forma, o método proposto permanece sendo uma alternativa robusta, uma vez que se trata de um método de implementação simples. Além do mais, a MPE usando os pesos calculados pela equação (4.10) e (4.13) são uma melhor opção no início da queima, principalmente nos três primeiros instantes de queima do reator, Tabela 5.1, quando ainda não há equilíbrio do Xenônio, uma vez que obteve um desvio máximo e um erro relativo máximo são melhores do que aqueles obtidos com o pacote do MATLAB.

Os resultados a mostrados pelos histogramas, Figura 5.10, corroboram que a MPE com a Equação (4.10) tende a fornecer resultados mais consistentes, com menores desvios, ao longo de todos os instantes de queima.

Além disso, o estudo da variação dos parâmetros α e β , considerando apenas números inteiros no intervalo de 1 a 10, indicam que os erros relativos aumentam à medida que os parâmetros α e β crescem. Portanto, fica evidente, que o aumento dos valores dos parâmetros α e β têm um impacto mais significativo nos primeiros instantes de queima, e que para o limite no qual os erros relativos são menores que 4,5% os parâmetros conduzem a resultados muito próximos.

Apesar de se verificar de forma empírica o impacto dos parâmetros α e β nos resultados da MPE, quanto a influência do aumento dos erros relativos máximo com respeito aos aumentos dos parâmetros α e β não são conclusivos. Isso corre porque sempre haverá a possibilidade de existir algum valor de $\alpha \geq 3$ e $\beta \geq 2$ que podem conduzir a resultados melhores do que aqueles alcançados nesta dissertação. Isso indica que se faz necessário a utilização algoritmos específicos de otimização, os quais serão considerados em uma possível continuidade deste trabalho.

Finalmente, as comparações detalhadas dos resultados, juntamente com a análise dos desvios e erros relativos, corroboram a confiabilidade e a precisão das abordagens utilizadas no estudo para a reconstrução e análise dos mapas de temperatura radial de saída do núcleo do reator de Angra-1. Em suma, o método proposto para a reconstrução dos mapas de temperatura de saída radial mostrou-se robusto, preciso e de fácil

implementação. Embora o Fit-RBF-Spline do MATLAB apresente um desempenho comparável, a simplicidade e eficácia do modelo proposto tornam-no uma alternativa viável para o monitoramento para reconstrução do mapa de temperatura, bem como uma alternativa para se estimar a temperatura quando houver uma falha dos termopares. Estudos futuros poderão focar na otimização dos parâmetros α e β para aprimorar ainda mais a precisão do modelo, consolidando sua aplicabilidade em diferentes cenários operacionais, assim como testar a possibilidades de reconstruir o mapa de temperatura quando houver falha de um ou mais termopares.

Referências

- [1] do Brasil, Atlas de Energia Elétrica. "Agência nacional de energia elétrica." Brasília: Aneel (2008).
- [2] IEA - International Energy Agency, CO2 emissions avoided by nuclear by country or region, 1971-2022; 2023
- [3] IAEA - International Atomic Energy Agency; Nuclear Power Reactors in the World IAEA-RDS-2/42 ISBN 978-92-0-125122-0 ISSN 1011-2642, Áustria, Junho de 2022
- [4] Makai, M.; Végh J., Reactor Core Monitoring, Springer Nature Customer Service Center LLC, Budapest, 2017
- [5] Westinghouse Elec. Corp. v. Tully, 466 U.S. 388 (1984)
- [6] Westinghouse Technology Systems Manual, Section 9.2, Incore Instrumentation System, <https://www.nrc.gov/docs/ML1122/ML11223A264.pdf>, 2012.
- [7] Tyszler, Marcelo. Econometria espacial: discutindo medidas para a matriz de ponderação espacial. Diss. 2006.
- [8] Pantopoulou, S; Monitoring of Temperature Measurements for Different Flow Regimes in Water and Galinstan with Long Short-Term Memory Networks and Transfer Learning of Sensors, Computation, 10(7), 108; 2022.
- [9] Somerville, J.J., Demas, N.G., 1976. The Nuclear Design of The Angra Nuclear Power Plant, Cycle 1.
- [10] Souza, Thiago Juncal. Método para identificação em tempo real da queda involuntária de barras de controle em reatores pwr. Diss. Universidade Federal do Rio de Janeiro, 2013.
- [11] Westinghouse Technology Systems Manual, Section 9.2, Incore Instrumentation

- System, <https://www.nrc.gov/docs/ML1122/ML11223A264.pdf>, 2012.
- [12] Martinez, A. S.; Silva, F. C.; Alvim, A. C. M.; Especificação Técnica do Sistema de Geração de Dados do Reator do Código Nacional de Física de Reatores, 2011
- [13] Especificação Funcional do Sistema de Geração de Dados do Reator (GEDAR) do Código Nacional de Física de Reatores CNFR, Programa de Engenharia Nuclear – COPPE/UFRJ, 2006.
- [14] Aragonés, José M., and Carol Ahnert. "A linear discontinuous finite difference formulation for synthetic coarse-mesh few-group diffusion calculations." Nuclear Science and Engineering 94.4 (1986)
- [15] Finnemann, H. and Wagner, M. R., The Nodal Expansion Method: A New Computational Technique for the Solution of Multidimensional Neutron Diffusion Problems, Intl. Spec. Mtg. Methods of Neutron Transport Theory in Reactor Calculations, Bologna, Italy, November 1977.
- [16] Smith, K. S., Spatial Homogenization Methods for Light Water Reactor Analysis, PhD Thesis, Nuclear Engineering Department, Massachusetts Institute of Technology, June 1980.
- [17] Smith, K. S. Assembly Homogenization Techniques for Light Water reactors, Prog. Nucl. Energy, Vol. 17, 303-335, 1986.
- [18] Koebke, K., A New Approach to Homogenization and Group Condensation, Iaea-Tecdoc-231, International Atomic Energy Agency, 1978.
- [19] Koebke K., Advances in Homogenization and Dehomogenization. Proc. Conf. Advances in Mathematical Methods for The Solution of Nuclear Engineering Problems, P. 59, Vol. II, Munich, 27-29 April, American Nuclear Society, 1981.

- [20] Silva, A. C.; Simulação da Multiplicação Subcrítica de Nêutrons Através da Solução da Equação Híbrida da Difusão com Fontes Externas de Nêutrons. Tese. Universidade Federal do Rio de Janeiro, 2011.
- [21] Almeida, E; Econometria Espacial Aplicada, Alínea Editora, Campinas, 2012
- [22] Tyszler, M.; Econometria Espacial: Discutindo Medidas para Matriz de Ponderação Espacial, FGV, São Paulo, 2017