

UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS
ESCOLA DE ENGENHARIA

**DESENVOLVIMENTO DE UMA METODOLOGIA PARA
SIMULAÇÃO DE REATORES REFRIGERADOS A GÁS
COM PROPÓSITO DE TRANSMUTAÇÃO**

CLARYSSON ALBERTO MELLO DA SILVA

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Ciências e Técnicas Nucleares da Escola de Engenharia da Universidade Federal de Minas Gerais, como requisito parcial para obtenção do título de Doutor em Ciências e Técnicas Nucleares.

Área de concentração: Engenharia Nuclear e da Energia.

Orientadora: Cláudia Pereira Bezerra Lima.

Co-Orientadora: Maria Auxiliadora Fortini Veloso.

BELO HORIZONTE

2009

AGRADECIMENTOS

Deixo aqui registrado os meus sinceros agradecimentos às pessoas e instituições que contribuíram para a realização deste trabalho:

- À Deus, por me ter concedido a oportunidade da realização deste trabalho;
- À minha esposa, pelo apoio, companheirismo, compreensão e carinho que dispensou durante a realização deste trabalho;
- Aos meus pais, que sempre me apoiaram e incentivaram nos estudos;
- À minha orientadora Professora Cláudia Pereira, por todo o seu incentivo, apoio, dedicação e paciência;
- À CNEN, CAPES, FAPEMIG, CNPq e SEE-MG (Secretaria de Estado de Educação do Estado de Minas Gerais) pelo financiamento dos projetos de interesse deste trabalho;
- Aos professores e funcionários do DEN-UFMG;
- Aos meus amigos.

Este trabalho é dedicado
à minha esposa Sirlei;
aos meus filhos Vinícius e Igor; e
aos meus pais Joel e Hélia.

RESUMO

Neste trabalho se propõe uma metodologia de simulação de reatores MHR usando o código nuclear WIMSD-5B (*Winfrith Improved Multi-group Scheme*) que é validada usando o código MCNPX 2.6.0 (*Monte Carlo N-Particle transport eXtend*). O objetivo é verificar a capacidade do WIMSD-5B de simular um reator do tipo GT-MHR (*Gás Turbine Modular Helium Reactor*), considerando todas as suas possibilidades de recargas. Também é avaliada a possibilidade do WIMSD-5B em representar adequadamente a evolução do combustível ao longo das diversas recargas. Inicialmente verifica-se a capacidade do WIMSD-5B em simular as especificidades de recarga deste sistema através da análise dos parâmetros neutrônicos e composição isotópica do combustível durante a queima. Posteriormente, o sistema é simulado usando ambos os códigos WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0 e os resultados do k_{eff} , do fluxo neutrônico e da composição obtidos nos dois códigos são comparados.

Os resultados mostram que o código WIMSD-5B, determinístico, pode ser usado para uma avaliação qualitativa, representando adequadamente o comportamento do núcleo durante as recargas, sendo possível, em um curto intervalo de tempo obter informações a respeito da queima do núcleo que, uma vez otimizado, poderá ser avaliado quantitativamente por um código do tipo MCNPX 2.6.0.

ABSTRACT

This work proposes a methodology of MHR (*Modular Helium Reactor*) simulation using the WIMSD-5B (*Winfrith Improved Multi/group Scheme*) nuclear code which is validated by MCNPX 2.6.0 (Monte Carlo N-Particle transport eXtend) nuclear code. The goal is verify the capability of WIMSD-5B to simulate a reactor type GT-MHR (Gas Turbine Modular Helium Reactor), considering all the fuel recharges possibilities. Also is evaluated the possibility of WIMSD-5B to represent adequately the fuel evolution during the fuel recharge. Initially was verified the WIMSD-5B capability to simulate the recharge specificities of this model by analysis of neutronic parameters and isotopic composition during the burnup. After the model was simulated using both WIMSD-5B and MCNPX 2.6.0 codes and the results of k_{eff} , neutronic flux and isotopic composition were compared.

The results show that the deterministic WIMSD-5B code can be applied to a qualitative evaluation, representing adequately the core behavior during the fuel recharges being possible in a short period of time to inquire about the burned core that, once optimized, can be quantitatively evaluated by a code type MCNPX 2.6.0.

SUMÁRIO

AGRADECIMENTOS	ii
RESUMO	iv
ABSTRACT	v
SUMÁRIO	vi
LISTA DE TABELAS	ix
LISTA DE FIGURAS	xi
LISTA DE ABREVIATURAS, SIGLAS E SÍMBOLOS	xiv
Capítulo I – INTRODUÇÃO	1
Capítulo II – REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	5
II.1. OS CÓDIGOS USADOS	5
II.1.1. WIMSD-5B	5
II.1.1.1. Introdução	5
II.1.1.2. Estrutura Geral do Código	7
II.1.1.3. Organização do Programa	8
II.1.1.4. A Biblioteca de Dados Nucleares	11
II.1.1.5. Tratamento de Ressonâncias	12
II.1.1.6. Cálculos de Espectros (colapso das seções de choque)	13
II.1.1.7. Cálculo Transporte Central	13
II.1.1.8. Correção para Fugas	20
II.1.1.9. Edição das Taxas de Reação	22
II.1.1.10. Cálculo de Queima	23
II.1.1.11. As Equações Envolvidas no Cálculo de Queima	25
II.1.2. MCNPX 2.6.0	27
II.1.2.1. Introdução	27
II.1.2.2. O Método Monte Carlo	29
II.1.2.3. Método de Queima	34
II.1.2.4. Cálculo de aproximação do CINDER90 do inventário temporal de nuclídeos	36
II.1.2.5. A Seção de Choque Média para o Método de Queima	39
II.1.2.6. Geração da Densidade de Colisão	41
II.1.2.7. Parâmetros de Normalização do Fluxo	42
II.1.2.8. Processo Automático de Seleção de Rendimento de Fissão	43

II.1.2.9. Algoritmo Gerador de Isótopos	44
II.1.3. COMPARAÇÃO ENTRE OS CÓDIGOS UTILIZADOS	44
II.2. DESCRIÇÃO GERAL DO GT-MHR	47
II.3. O CONCEITO DE ALTA QUEIMA PARA TRANSMUTAÇÃO	50
II.4. O CONCEITO DB-MHR (<i>Deep Burn Modular Helium Reactor</i>)	52
II.5. ESQUEMAS DE RECARGA	53
II.6. TÉCNICAS DE REPROCESSAMENTO	56
II.6.1. Reprocessamento PUREX	58
II.6.2. Coprocessamento	61
II.6.3. CHELOX	64
II.6.4. AIROX	65
II.6.5. UREX+	67
Capítulo III – METODOLOGIA	69
III.1. PRIMEIRA ETAPA: AVALIAÇÃO DA CAPACIDADE DO CÓDIGO WIMS EM MODELAR UM SISTEMA TIPO GT-MHR	69
III.2. SEGUNDA ETAPA: SIMULAÇÃO DOS MODELOS CÉLULA E CLUSTER USANDO O CÓDIGO WIMSD-5B E MCNPX 2.6.0	73
III.3. TERCEIRA ETAPA: SIMULAÇÃO DO ESQUEMA DE RECARGA APLICANDO OS CÓDIGOS WIMSD-5B E MCNPX 2.6.0	75
III.4. PARÂMETROS NEUTRÔNICOS ESTUDADOS	78
III.4.1. Fator de Multiplicação	78
III.4.2. Coeficiente de Temperatura de Reatividade	80
III.4.3. Endurecimento do Espectro	84
Capítulo IV – RESULTADOS	86
IV.1. PRIMEIRA ETAPA: AVALIAÇÃO DA CAPACIDADE DO CÓDIGO WIMS EM MODELAR UM SISTEMA TIPO GT-MHR	86
IV.1.1. Avaliação dos Parâmetros Neutrônicos	86
IV.1.2. Composição Isotópica	89
IV.2. SEGUNDA ETAPA: SIMULAÇÃO DOS MODELOS CÉLULA E CLUSTER USANDO O CÓDIGO WIMSD-5B E MCNPX 2.6.0	115
IV.3. TERCEIRA ETAPA: SIMULAÇÃO DO ESQUEMA DE RECARGA APLICANDO OS CÓDIGOS WIMSD-5B E MCNPX 2.6.0	119
IV.3.1. Comparação do k_{eff} e do Espectro Neutrônico	119
IV.3.2. Comparação da Composição Isotópica	121

Capítulo V – CONCLUSÕES	126
BIBLIOGRAFIA	129

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Classificação dos grupos de energia da biblioteca padrão WIMS.....	11
Tabela 2 – Equações aplicadas para o cálculo de k_{eff} e do fluxo em cada código.....	46
Tabela 3 – Camadas das barras de combustível usadas na simulação.....	70
Tabela 4 – Composição dos combustíveis de queima (DF) e de transmutação (TF) antes da queima (% de massa)	71
Tabela 5 – Posicionamento do combustível TF e DF durante os ciclos avaliados.....	72
Tabela 6 – Principais parâmetros de simulação do núcleo modelado no MCNPX 2.6.076	
Tabela 7 – Valores de massa (em kg) de Np e Pu para o DF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 1 configurado no WIMSD-5B.....	91
Tabela 8 – Valores de massa (em kg) de Am e Cm para o DF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 1 configurado no WIMSD-5B.....	91
Tabela 9 – Valores de massa (em kg) de Np e Pu para o TF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 1 configurado no WIMSD-5B.....	93
Tabela 10 – Valores de massa (em kg) de Am e Cm para o TF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 1 configurado no WIMSD-5B.....	93
Tabela 11 – Valores de massa (em kg) de Np e Pu no anel interno para o DF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B	96
Tabela 12 – Valores de massa (em kg) de Am e Cm no anel interno para o DF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B	97
Tabela 13 – Valores de massa (em kg) de Np e Pu no anel central para o DF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B	99
Tabela 14 – Valores de massa (em kg) de Am e Cm no anel central para o DF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B	100
Tabela 15 – Valores de massa (em kg) de Np e Pu no anel externo para o DF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B	102

Tabela 16 – Valores de massa (em kg) de Am e Cm no anel externo para o DF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B	103
Tabela 17 – Valores de massa (em kg) de Np e Pu no anel interno para o TF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B	105
Tabela 18 – Valores de massa (em kg) de Am e Cm no anel interno para o TF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B	106
Tabela 19 – Valores de massa (em kg) de Np e Pu no anel central para o TF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B	108
Tabela 20 – Valores de massa (em kg) de Am e Cm no anel central para o TF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B	109
Tabela 21 – Valores de massa (em kg) de Np e Pu no anel externo para o TF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B	111
Tabela 22 – Valores de massa (em kg) de Am e Cm no anel externo para o TF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B	112
Tabela 23 – Diferença da massa isotópica entre EOL (End of Life) e BOL (Begin of Life) EOL para os casos configurados no WIMSD-5B*	114
Tabela 24 – Fator de multiplicação efetivo para os modelos configurados nos códigos WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0	117
Tabela 25 – Massa (em kg) do combustível DF e TF antes da queima (BOL – Begin of Life) e após a queima (EOL – End of Life).....	125
Tabela 26 – Diferença entre os valores de massa obtidos nos códigos WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0.....	125

LISTA DE FIGURAS

Fig. 1 – Diagrama do cálculo de criticalidade do WIMSD-5B para um passo de queima	9
Fig. 2 – Organização da cadeia de séries do código WIMSD-5B para um passo de queima	10
Fig. 3 – Representação do método THESEUS aplicado no cálculo central	17
Fig. 4 – Esquema do cálculo de queima WIMSD-5B	24
Fig. 5 – Processo de cálculo acoplado MCNPX/CINDER90.....	35
Fig. 6 – O problema não linear	37
Fig. 7 – Representação das probabilidades de transmutação para um determinado nuclídeo N_i	37
Fig. 8 – Esquema da técnica CSADA	41
Fig. 9 – Configuração radial e axial do núcleo GT-MHR.....	49
Fig. 10 – Modelo da partícula TRISO, varetas de combustível, matriz hexagonal de grafite e configuração do núcleo GT-MHR.....	50
Fig. 11 – Processo de obtenção do DF e do TF utilizando o método UREX+.....	52
Fig. 12 – Disposição do DF e TF em um elemento combustível do sistema DB-MHR	53
Fig. 13 – Configuração radial e axial dos elementos combustíveis no núcleo do reator com três anéis de elementos combustíveis	54
Fig. 14 – Configuração radial e axial dos elementos combustíveis no núcleo do reator com quatro anéis de elementos combustíveis.....	56
Fig. 15 – Fluxograma básico de um ciclo fechado de combustível.....	57
Fig. 16 – Fluxograma do ciclo de combustível com reprocessamento PUREX.....	59
Fig. 17 – Fluxograma do Coprocessamento	62
Fig. 18 – Fluxograma do processo de extração conjunta de U e Pu.....	63
Fig. 19 – Fluxograma do processo CHELOX	65
Fig. 20 – Fluxograma do reprocessamento AIROX	66
Fig. 21 – Passos de separação UREX+	68
Fig. 22 – Representação da configuração usada no código WIMSD-5B	70
Fig. 23 – Modelo célula configurado nos códigos WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0.....	74
Fig. 24 – Modelo cluster-1 configurado nos códigos WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0	74

Fig. 25 – Modelo cluster-2 configurado nos códigos WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0	74
Fig. 26 – Vista axial e radial do núcleo simulado no código MCNPX 2.6.0	77
Fig. 27 – Relação entre Coeficiente de temperatura e temperatura para reatores tipo MHR	83
Fig. 28 – Fator de multiplicação efetivo versus tempo para os casos configurados no código WIMSD-5B	87
Fig. 29 – Taxa Fluxo Rápido/Fluxo Total versus tempo para os casos configurados no código WIMSD-5B	88
Fig. 30 – Coeficiente de temperatura do combustível versus tempo para os casos configurados no código WIMSD-5B.....	88
Fig. 31 – Coeficiente de temperatura do moderador versus tempo para os casos configurados no código WIMSD-5B.....	89
Fig. 32 – Composição isotópica de Pu e Np para o DF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 1 configurado no WIMSD-5B	90
Fig. 33 – Composição isotópica de Am e Cm para o DF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 1 configurado no WIMSD-5B	90
Fig. 34 – Composição isotópica de Pu e Np para o TF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 1 configurado no WIMSD-5B	92
Fig. 35 – Composição isotópica de Am e Cm para o TF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 1 configurado no WIMSD-5B	92
Fig. 36 – Composição isotópica de Pu e Np do anel interno para o DF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B	95
Fig. 37 – Composição isotópica de Am e Cm do anel interno para o DF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B.....	95
Fig. 38 – Composição isotópica de Pu e Np do anel central para o DF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B	98
Fig. 39 – Composição isotópica de Cm e Am do anel central para o DF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B.....	98
Fig. 40 – Composição isotópica de Pu e Np do anel externo para o DF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B.....	101
Fig. 41 – Composição isotópica de Cm e Am do anel externo para o DF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B	101
Fig. 42 – Composição isotópica de Am e Cm do anel interno para o TF no início (BOC)	

e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B.....	104
Fig. 43 – Composição isotópica de Am e Cm do anel interno para o TF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B.....	104
Fig. 44 – Composição isotópica de Pu e Np do anel central para o TF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B	107
Fig. 45 – Composição isotópica de Am e Cm do anel central para o TF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B.....	107
Fig. 46 – Composição isotópica de Pu e Np do anel externo para o TF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B	110
Fig. 47 – Composição isotópica de Am e Cm do anel externo para o TF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B.....	110
Fig. 48 – Massa isotópica em um elemento combustível no BOL e EOL para o Caso 1 configurado no WIMSD-5B	113
Fig. 49 – Massa isotópica em um elemento combustível no BOL e EOL para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B	113
Fig. 50 – Cadeia de decaimento do Plutônio, Netúnio e Amerício	114
Fig. 51 – Fator de multiplicação efetivo obtido nos códigos WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0 para o modelo célula.....	117
Fig. 52 – Fator de multiplicação efetivo obtido nos códigos WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0 para o modelo cluster-1	118
Fig. 53 – Fator de multiplicação efetivo obtido nos códigos WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0 para o modelo cluster-2	118
Fig. 54 – Fator de multiplicação efetivo para os códigos WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0 para os doze ciclos de recarga estudados.....	120
Fig. 55 – Endurecimento do espectro para os códigos WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0 para os doze ciclos de recarga estudados	120
Fig. 56 – Massa (em kg) de Pu e Np obtida nos códigos WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0 para o combustível DF.....	123
Fig. 57 – Massa (em kg) de Am e Cm obtida nos códigos WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0 para o combustível DF.....	123
Fig. 58 – Massa (em kg) de Pu e Np obtida nos códigos WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0 para o combustível TF	124
Fig. 59 – Massa (em kg) de Am e Cm obtida nos códigos WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0 para o combustível TF	124

LISTA DE ABREVIATURAS, SIGLAS E SÍMBOLOS

AEE – Atomic Energy Establishment

AEEW – Atomic Energy Establishment of Winfrith

AERE – Atomic Energy Research Establishment

AFCI – Advanced Fuel Cycle Initiative

AIROX – Atomic International Reduction and Oxidation

AMs – Actinídeos Menores

ANL – Argonne National Laboratory

APT – Accelerator Production of Tritium

BOC – Beginning of Cycle

BOL – Beginning of Life

CAB – Centro Atómico de Bariloche

CAPES – Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior

cdf – cumulative distribution function

CEM – Cascade Exciton Model

CHELOX – CHELating agent + OXidation

CNEA – Comisión Nacional de Energía Atómica

CNEN – Comissão Nacional de Energia Nuclear

CNPq – Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico

COCA – CObroyage CAadarache

CSADA – Cross-Section Averaging for Depletion Acceleration Method

CTC – Coeficiente de Temperatura do Combustível

CTM – Coeficiente de Temperatura do Moderador

DB-MHR – Deep Burn Modular Helium Reactor

DEN-UFMG – Departamento de Engenharia Nuclear da Universidade Federal de Minas

Gerais

DF – Driver Fuel

DM – Diferença entre Massas

EAF – European Activation File

EC – Elemento Combustível

ENDF – Evaluated Nuclear Data File

EOC – End of Cycle
EOL – End of Life
FAPEMIG – Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de Minas Gerais
fod – fluorinated β -diketonate
FP – Fission Product
FPEX – Fission Product EXtration
GA – General Atomic
GFR – Gas-cooled Fast Reactor
GIF – Generation IV International Forum
GT-MHR – Gas Turbine Modular Helium Reactor
HEU – High-Enriched Uranium
HM – Heavy Metal
HTGR – High Temperature Gas-cooled Reactor
IAEA – International Atomic Energy Agency
INCT/RI – Instituto Nacional de Ciência e Tecnologia em Reatores Inovadores
INPRO – International Project on Innovative Nuclear Reactors and Fuel Cycles
JEF – Joint Evaluated Fission library
JEN – Junta de Energía Nuclear
LA – Los Alamos Scientific Laboratory
LAHET – Los Alamos High Energy Transport
LAQGSM – Los Alamos Quark-Gluon String Model
LFR – Lead-cooled Fast Reactor
LLFP – Long Life Fission Product
LWR – Light Water Reactor
MCNP – Monte Carlo N-Particle transport
MCNPX – Monte Carlo N-Particle transport eXtend
MHR – Modular Helium Reactor
MIMAS – Micronized MASTer Blend
MOX – Mixed Oxide
MSR – Molten Salt Reactor
NEA – Nuclear Energy Agency
NJOY – Nuclear Data Processing System
NPEX – Neptunium/Plutonium EXtration
ORIGEN – Oak Ridge Isotope GENERation

PBR – Pebble Bed Reactor

PCTN – Programa de pós-graduação em Ciências e Técnicas Nucleares

pdf – probability distribution function

PUREX – Plutonium Uranium EXtration

PWR – Pressurized Water Reactor

RN – Randon Number

RR – Reaction Rates

RSICC – Radiation Safety Information Computational Center

SCALE – Standardized Computer Analyses for Licensing Evaluation code system

SCWR – SuperCritical Water-cooled Reactor

SEE-MG – Secretaria de Estado de Educação do Estado de Minas Gerais

SFP – Stable Fission Product

SFR – Sodium-cooled Fast Reactor

SLFP – Short Life Fission Product

SOR – SObrerelaxações Sucessivas

TALSPEAK – Trivalent Actinide/Lanthanide Separation by Phosphorus-reagent
Extraction by Aqueous Komplexes

TBP – Tri-n-Butyl Phosphate

TF – Transmutation Fuel

TRISO – TRistructural-ISOtropic

TRUEX – TRansUranium EXtration

TRUs – TRansUrânicos

UFMG – Universidade Federal de Minas Gerais

UREX – Uranium EXtration

VHTR – Very High Temperature gas-cooled Reactor

XS – Cross Section

WIMS – Winfrith Improved Multi/group Scheme

α_{TF} – Coeficiente de Temperatura de Reatividade do Combustível (CTC)

k_{eff} – Fator de Multiplicação Efetivo

k_{∞} – Fator de Multiplicação Infinito

α_{TM} – Coeficiente de Temperatura de Reatividade do Moderador (CTM)

ϕ_R / ϕ_T – Fluxo Rápido/ Fluxo Total

Capítulo I – INTRODUÇÃO

A geração de rejeito radioativo ocorre em todas as etapas do ciclo do combustível nuclear, principalmente durante a queima do combustível no núcleo do reator. Quando o combustível é irradiado no reator, isótopos pesados podem sofrer captura radiativa e/ou fissão nuclear, fazendo com que se tenham diversos radioisótopos diferentes ao final da queima (actínídeos, produtos de fissão e produtos de ativação).

Em um ciclo aberto, após queimado, o destino do combustível é a deposição final em repositórios geológicos. Entretanto, este combustível ainda apresenta uma alta capacidade de geração de energia, dado a grande quantidade de isótopos físséis, férteis e fissionáveis em sua composição. A utilização adequada destes materiais pode, além de gerar energia, contribuir de forma decisiva na diminuição do impacto ambiental associado à deposição final do principal rejeito da indústria nuclear: o combustível queimado. Assim, baseado em um ciclo fechado, onde se leva em consideração o reprocessamento e a reciclagem destes materiais, diversos estudos vêm sendo realizados com o objetivo de propor sistemas que possam utilizar, como parte do combustível, estes materiais, e que possam contribuir para a transmutação destes. Muitos países têm estudado estratégias para gerenciamento dos rejeitos nucleares, com destaque para França, EUA, Japão e Rússia. Países como França, Bélgica, Alemanha, Suíça e Japão já adotaram a política de reciclagem de Pu em PWRs comerciais ⁽¹⁾. Outra opção em estudo por diversos países, incluindo Japão e Estados Unidos, é o uso de sistemas subcríticos acoplados a um acelerador de partículas, cujo propósito é queimar rejeito radioativo e Pu, além de gerar energia ⁽²⁾. Além disso, encontram-se em desenvolvimento diversas propostas usando os mais diversos projetos de reatores, utilizando o conhecimento da tecnologia já existente com objetivo de transmutação ⁽³⁻¹⁵⁾.

Em 2000, através do fórum internacional de quarta geração (*GIF – Generation IV International Forum*), foi criada uma cooperação entre dez países (Brasil, Argentina, África do Sul, Coreia do Sul, França, Japão, EUA, Canadá, Reino Unido e Suíça) com a finalidade de desenvolver uma nova geração de reatores. As metas adotadas pelo GIF serviram de base para identificar e selecionar seis tipos de sistemas nucleares que possuem espectros de nêutrons térmicos e rápidos, ciclo de combustível fechado e

aberto e variedade na dimensão do núcleo do reator. Os sistemas selecionados pelo GIF são: VHTR (*Very High Temperature gas-cooled Reactor*), GFR (*Gas-cooled Fast Reactor*), SCWR (*Super Critical Water-cooled Reactor*), SFR (*Sodium-cooled Fast Reactor*), LFR (*Lead-cooled Fast Reactor*) e MSR (*Molten Salt Reactor*). Estes reatores, conhecidos como de IV geração, têm como objetivos primários: melhorar a segurança nuclear, melhorar a resistência à proliferação, minimizar a produção de combustível queimado, reduzir a utilização de recursos naturais e diminuir o custo da produção e operação das centrais nucleares. Os sistemas de geração IV deverão estar disponíveis para a introdução comercial a partir de 2030 ⁽¹⁶⁻¹⁹⁾. Além do GIF, é importante destacar o INPRO (*International Project on Innovative Nuclear Reactors and Fuel Cycles*) que foi criado pela IAEA (*International Atomic Energy Agency*) em 2001. Este projeto possui como missão integrar as necessidades dos países membros da IAEA, a fim de definir as tecnologias nucleares as quais estão relacionadas aos reatores e ao ciclo do combustível nuclear. O INPRO se propõe, dentro dos próximos 50 anos, lançar projetos inovadores que atualmente estão em fase desenvolvimento. A primeira etapa do projeto finalizou em 2003, com a produção de uma metodologia para selecionar futuras tecnologias de reatores nucleares, levando em consideração os princípios básicos de projeto e segurança, requisitos de usuários, definição dos parâmetros de comparação, etc. A seguinte etapa, iniciada no mesmo ano, consistiu em aplicar a metodologia desenvolvida a projetos inovadores de alguns dos países membros da IAEA. Dentro dos projetos prováveis se encontram os desenvolvidos pela Argentina, Índia, Coréia, Federação Russa e República Checa ⁽²⁰⁻²⁴⁾. Apesar do INPRO e GIF serem dois projetos separados, ambas as iniciativas coincide com o objetivo comum de contar com um reator inovador, altamente seguro, que utilize um ciclo de combustível fechado, que considere o reprocessamento de combustível com uma alta resistência a proliferação de armas nucleares.

Atualmente, o Brasil não participa ativamente destes projetos, mas pesquisas na área continuam sendo estratégicas e importantes para o país. Merece ressaltar o recém criado Instituto Nacional de Ciência e Tecnologia em Reatores Inovadores (INCT/RI) que tem como missão a pesquisa e a formação de recursos humanos para o desenvolvimento de novas tecnologias em reatores nucleares. Dentre os novos sistemas de geração nuclear identificados pelo INCT/RI, está o estudo de Reatores do tipo VHTR.

No Departamento de Engenharia Nuclear, dentro do grupo de pesquisa “Ciclos de Combustíveis Alternativos”, desde 1994 vem-se estudando diversas alternativas em busca de redução do impacto ambiental causado pela deposição final do combustível usado em reatores nucleares através de estudos e propostas de sistemas para transmutação ⁽²⁵⁻⁹⁰⁾. Para estas simulações usa-se uma série de códigos disponíveis: WIMSD-5B, ORIGEN 2.1, CITATION LD 1-2, SCALE 6.0 e MCNPX 2.6.0.

Em 2007, ao iniciar estudos para verificar a possibilidade de simular reatores de IV geração com o objetivo de analisar sua capacidade de transmutação, constatou-se que o código WIMSD-5B possibilitaria uma avaliação qualitativa de reatores do tipo MHR (*Modular Helium Reactor*), pois este código possui capacidade de simular diversas geometrias (planas ou cilíndricas) além de menor tempo de execução ⁽⁹¹⁾. Entretanto, seria necessária uma validação dos resultados obtidos. Assim iniciou-se o desenvolvimento da metodologia que será aqui apresentada.

Neste cenário, o objetivo geral da pesquisa é estudar um sistema de IV geração que tenha por finalidade a transmutação de AMs e a queima de Pu usando um processo de recarga, permutação e reprocessamento do combustível. Dentre os sistemas de IV geração propostos optou-se pela inserção de Pu e AMs no núcleo de reator tipo MHR. Este reator é refrigerado a hélio, moderado a grafite e permite a utilização de dois tipos de combustíveis: um para queima (DF – *Driver Fuel*) e outro para transmutação (TF – *Transmutation Fuel*). O DF fornece os nêutrons para manter a reatividade, enquanto o TF tem por objetivo a captura de nêutrons para transmutação e para fornecer o controle da reatividade ⁽⁹²⁾. A configuração da distribuição destes dois tipos de combustíveis no núcleo do reator influenciará o comportamento dos parâmetros neutrônicos e também na queima do Pu e AMs. Vários estudos têm mostrado que a permutação dos elementos combustíveis após a queima contribui para o aumento na queima do combustível ^(3,14,92-95). Nestes estudos, um esquema de recarga é aplicado após cada ciclo do reator e os elementos combustíveis são permutados ocupando diferentes regiões. Assim, é importante avaliar um esquema de recarga que possibilite uma maior queima do combustível mantendo os parâmetros neutrônicos nos limites aceitáveis. Para avaliar este sistema propõe-se uma metodologia baseada na utilização do código WIMSD-5B, que será validada usando o código MCNPX 2.6.0. O objetivo principal desta metodologia é poder simular rapidamente diversas situações de modificação na

composição do núcleo, avaliar de forma qualitativa o comportamento deste núcleo durante vários períodos de queima e posteriormente, ao obter um núcleo com as características desejáveis de transmutação, avaliar quantitativamente os parâmetros neutrônicos e composição isotópica utilizando o código MCNPX 2.6.0. Assim, na primeira parte do trabalho, será verificada a possibilidade de simular com o código WIMSD-5B, um *cluster* representativo do núcleo MHR, aplicando neste modelo um processo de recarga. Na segunda parte, um modelo de *célula* e dois modelos *cluster* serão configurados no WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0 para comparar o comportamento do fator de multiplicação efetivo obtido em ambos os códigos. Finalmente, na terceira parte, se fará uma simulação do esquema de recarga aplicado no MHR utilizando ambos os códigos. Em todas as etapas do trabalho, os dados do reator usados na simulação, tais como composição, geometria e método de recarga serão baseados em trabalhos anteriores ^(3,14,92-95).

Apesar de existirem muitos trabalhos relacionados com o tema em diversos países ^(3,4,5,10,14,15,91-99), no Brasil este ainda é um assunto pouco explorado e não existe até o momento qualquer resultado relacionado com o tema abordado. Além disso, por ser um tipo de reator de interesse do INCT/RI, o desenvolvimento desta metodologia é um marco para o desenvolvimento de reatores deste tipo no país.

A tese está estruturada da seguinte forma: o Capítulo II apresenta os códigos nucleares utilizados nas simulações. Nele é descrito a geometria e as principais características do GT-MHR (*Gás Turbine Modular Helium Reactor*). Também é apresentado o conceito de alta queima para transmutação e o conceito DB-MHR (*Deep Burn Modular Helium Reactor*). Ainda no Capítulo II são mostrados os esquemas de recargas avaliados para o GT-MHR e, finalmente, são apresentadas as principais técnicas de reprocessamento citadas na literatura. O Capítulo III traz a metodologia adotada para modelagem nos dois códigos usados e também descreve os parâmetros neutrônicos avaliados. No Capítulo IV são apresentados os resultados dos parâmetros neutrônicos obtidos durante os ciclos do reator e a variação na composição isotópica do combustível, onde também é feita uma comparação dos resultados obtidos com os códigos WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0. Por último, as conclusões são sintetizadas no Capítulo V.

Capítulo II – REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

II.1. OS CÓDIGOS USADOS

Trabalhos anteriores aplicaram o código WIMS e Monte Carlo na simulação de reatores refrigerados a gás tipo PBR (*Pebble Bed Reactor*)⁽¹⁰⁰⁻¹⁰²⁾, HTGR (*High-Temperature Gas-cooled Reactor*)^(103,104), GT-MHR (*Gas Turbine Modular Helium Reactor*)⁽¹⁰⁵⁻¹⁰⁷⁾ e VHTR (*Very High Temperature gas-cooled Reactor*)⁽¹⁰⁸⁾. O código WIMS foi usado para simular o combustível do PBR⁽¹⁰⁰⁻¹⁰¹⁾, foi aplicado na análise da reatividade em HTGR⁽¹⁰³⁾ devido à inserção de barras de controle e ainda empregado para avaliar a evolução de Pu durante a queima deste HTGR⁽¹⁰³⁾. Também, o código WIMS foi usado para tratar as regiões de heterogeneidade em reatores GT-MHR⁽¹⁰⁵⁻¹⁰⁷⁾, PBR⁽¹⁰²⁾ e VHTR⁽¹⁰⁸⁾ onde os resultados foram comparados com o código Monte Carlo. Também, outro estudo⁽¹⁰⁴⁾ aplica o WIMS para realizar cálculos neutrônicos do HTGR sendo validado pelo código MCNP. Todos estes trabalhos demonstraram que o código WIMS é capaz de obter resultados precisos, em comparação com soluções de referência de Monte Carlo. Baseado nestas experiências de aplicações destes códigos em reatores refrigerados a gás se propôs a utilização dos códigos WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0 na simulação de um reator tipo MHR.

II.1.1. WIMSD-5B

II.1.1.1. Introdução

No início de 1960, um conjunto de programas nucleares foi desenvolvido na AEE (*Atomic Energy Establishment*), na cidade de Winfrith (Inglaterra), por diferentes autores⁽¹⁰⁹⁻¹²³⁾, sendo posteriormente combinados em um código, WIMS (*Winfrith Improved Multigroup Scheme*)⁽¹²⁴⁻¹²⁸⁾. Este código tem aplicação na obtenção dos parâmetros físicos de reatores de diversos tipos, desenvolvendo cálculo de células em quatro geometrias diferentes: células homogêneas, placas ou barras cilíndricas, arranjos de barras ou placas (geometria *cluster*) e multicélula.

Este código utiliza uma biblioteca de dados nucleares a 69 grupos de energia divididos em quatro blocos, sendo 14 grupos rápidos, 13 ressonantes, 18 epitérmicos e 24 térmicos ^(128,129). Na biblioteca padrão deste código, os dados de seção de choque a 69 grupos foram obtidos da biblioteca versão 1981 acrescidos de 14 núclídeos da JEF-1 ⁽¹²⁹⁾. O sistema NJOY ^(129,130) foi usado para processar os arquivos da biblioteca JEF-1 que estão no formato ENDF/B-V. Os cálculos efetuados com o WIMS permitem a utilização de até 69 grupos, ou seja, na estrutura de grupos selecionada pelo usuário de acordo com a distribuição em energia desejada. Além disso, a estrutura da biblioteca permite ampliação do número de núclídeos e conjuntos de dados de qualquer dos isótopos. Desta forma, há bibliotecas recentes para o WIMS com até 300 núclídeos e com cadeias de queima bem mais detalhadas do que as presentes na biblioteca padrão.

O WIMS possui três versões básicas: LWRWIMS, WIMSD e WIMSE, porém, existem várias versões devido a alterações introduzidas em diversos centros de pesquisa. Estas versões diferem entre si de acordo com as aplicações específicas: a versão LWRWIMS é direcionada a cálculos de reatores de água leve, cálculo de sistemas homogêneos, células cilíndricas e *clusters* de barras em geometria (x y); a versão WIMSD também é aplicável a cálculos homogêneos, células em forma de barras cilíndricas, placas (uma dimensão) e *clusters*, mas não só em reatores de água leve; e a versão WIMSE é a mais geral e conta com a biblioteca mais completa terminada em 1986. Esta versão pode ser aplicada em geometria plana em duas dimensões, sistema com combustível granular em anéis e opção para geometria tridimensional (x y z).

A versão WIMSD e suas derivadas, bem como a biblioteca padrão, são disponíveis e fornecidas pela *NEA (Nuclear Energy Agency) Data Bank*, ao passo que as demais têm caráter comercial. O código WIMSD padrão em todas as suas versões foi desenvolvido para uma biblioteca com número máximo de 69 grupos. Embora o número de grupos de energia utilizados em cálculos WIMSD seja lido a partir dessa biblioteca, existe um conjunto de matrizes auxiliares no código com dimensões estabelecidas que admita o uso da biblioteca de 69 grupos. Uma situação semelhante ocorreu com o número total de isótopos, o número de núclídeos de ressonância, o número de isótopos fissionáveis e o número de produtos de fissão, que também são lidos a partir da biblioteca. Todos eles, apesar de terem os valores na biblioteca padrão, são usados em particular, nas sub-rotinas de forma indireta.

Neste trabalho foi usada a versão WIMSD-5B disponibilizada em novembro de 1998 em Fortran 77 e um sistema operacional Unix. A biblioteca usada foi a ENDF/B-VI.5, pois ela possui os dados dos núclídeos ^{242}Cm , ^{243}Cm e ^{244}Cm importantes para avaliação deste trabalho. As informações principais que podem ser obtidas através do cálculo com o WIMSD-5B são ^(131,132):

- fator de multiplicação infinito;
- fator de multiplicação efetivo (quando se informa dados de fugas);
- valores dos “*bucklings*” que torna o sistema crítico;
- constantes de poucos grupos para cálculos de núcleo em função da queima e de outras correções possíveis de serem introduzidas nos cálculos;
- taxas de reações dos isótopos presentes no cálculo;
- taxas de reações para malha;
- as constantes médias da célula; e
- as concentrações finais dos núclídeos iniciais e dos produtos de fissão nos casos de queima.

A seguir, será apresentada a estrutura geral de cálculo do WIMSD-5B e em seguida será descrito, em linhas gerais, cada passo desta estrutura. Além disso, na solução da equação de transporte central, a qual determina o fluxo de nêutrons da configuração, será explicitado o método de cálculo aplicado nas simulações do presente trabalho.

II.1.1.2. Estrutura Geral do Código

O WIMSD-5B está estruturado em três blocos: Cálculo Multigrupo, Cálculo Central e Edição conforme pode ser visto no fluxograma da Fig. 1 ^(128,131,132).

Inicialmente, o cálculo do espectro é feito em uma geometria simplificada utilizando os 69 grupos da biblioteca, independentemente do número de grupos que será considerado no cálculo central, usando o método de teoria de colisão SPECTROX ⁽¹¹²⁾. O espectro resultante deste cálculo será utilizado para o colapso das seções de choque para o número de grupos do cálculo central e, então, soluciona-se a equação de transporte na geometria especificada, que poderá ser efetuada segundo os métodos DSN ^(133,134) ou da

probabilidade de colisão ^(109,135-137). As correções devido às fugas podem ser feitas pela teoria da difusão ^(138,139) ou pelo método B1 ⁽¹⁴⁰⁾, que será descrito posteriormente.

No segundo bloco, a equação de transporte é resolvida para um número de grupos e geometria especificada, podendo-se optar pelo modelo espacial mais apropriado entre os quatro disponíveis: DSN ^(133,134), PERSEUS ^(109,135), PRIZE ⁽¹³⁶⁾ e PIJ ⁽¹³⁷⁾. Este bloco é chamado de Cálculo Principal de Transporte ou Cálculo Central.

O método PERSEUS é aplicável em geometria plana e cilíndrica em uma dimensão e resolve a equação integral de transporte com probabilidade de colisão ^(109,135); o método DSN também é aplicável a estas geometrias, porém resolve a equação diferencial de transporte com aproximação SN ^(133,134); o método PIJ ⁽¹³⁷⁾ também utiliza a aproximação SN na solução da equação integral de transporte, no entanto é aplicável a sistemas de *clusters* a duas dimensões e o método PRIZE ⁽¹³⁶⁾ resolve a equação integral de transporte com probabilidade de colisão em geometria bidimensional, podendo ser (x y) ou (r z).

O terceiro e último bloco do programa, denominado Edição, consiste em correções dos resultados obtidos no cálculo central e algumas opções finais de edição, principalmente com relação aos efeitos de fuga de nêutrons em sistemas finitos, cálculos de quantidades secundárias, tais como taxas de reações, seções de choque efetiva a poucos grupos para o cálculo do reator e, ainda, é responsável pelo cálculo de queima ^(128,131,132).

Após o término do cálculo de uma célula com uma composição e configuração específicas, é possível o retorno ao princípio do programa para outro cálculo completo com algumas substituições na entrada de dados ou voltar ao início da Edição, efetuando novas correções dos resultados ^(128,131,132).

II.1.1.3. Organização do Programa

O código WIMSD está organizado em uma série de 15 cadeias numeradas sequencialmente, sendo que não há a cadeia número 10 na versão WIMSD-5B. Sua execução é controlada pelo programa principal, que vai chamando cada uma das cadeias de acordo com a evolução do cálculo e com as opções estabelecidas nos dados de entrada ^(131,132).

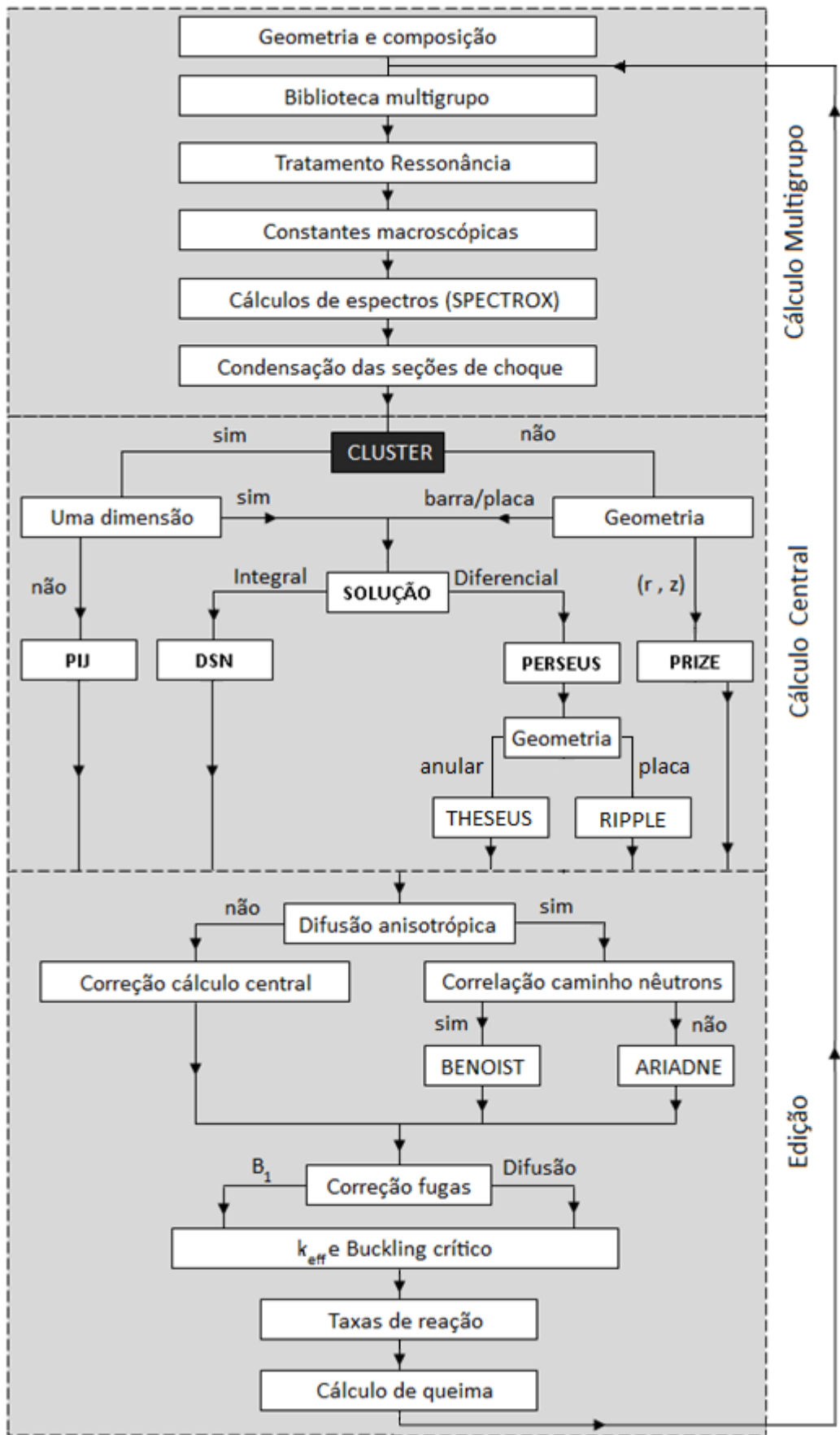


Fig. 1 – Diagrama do cálculo de criticalidade do WIMSD-5B para um passo de queima

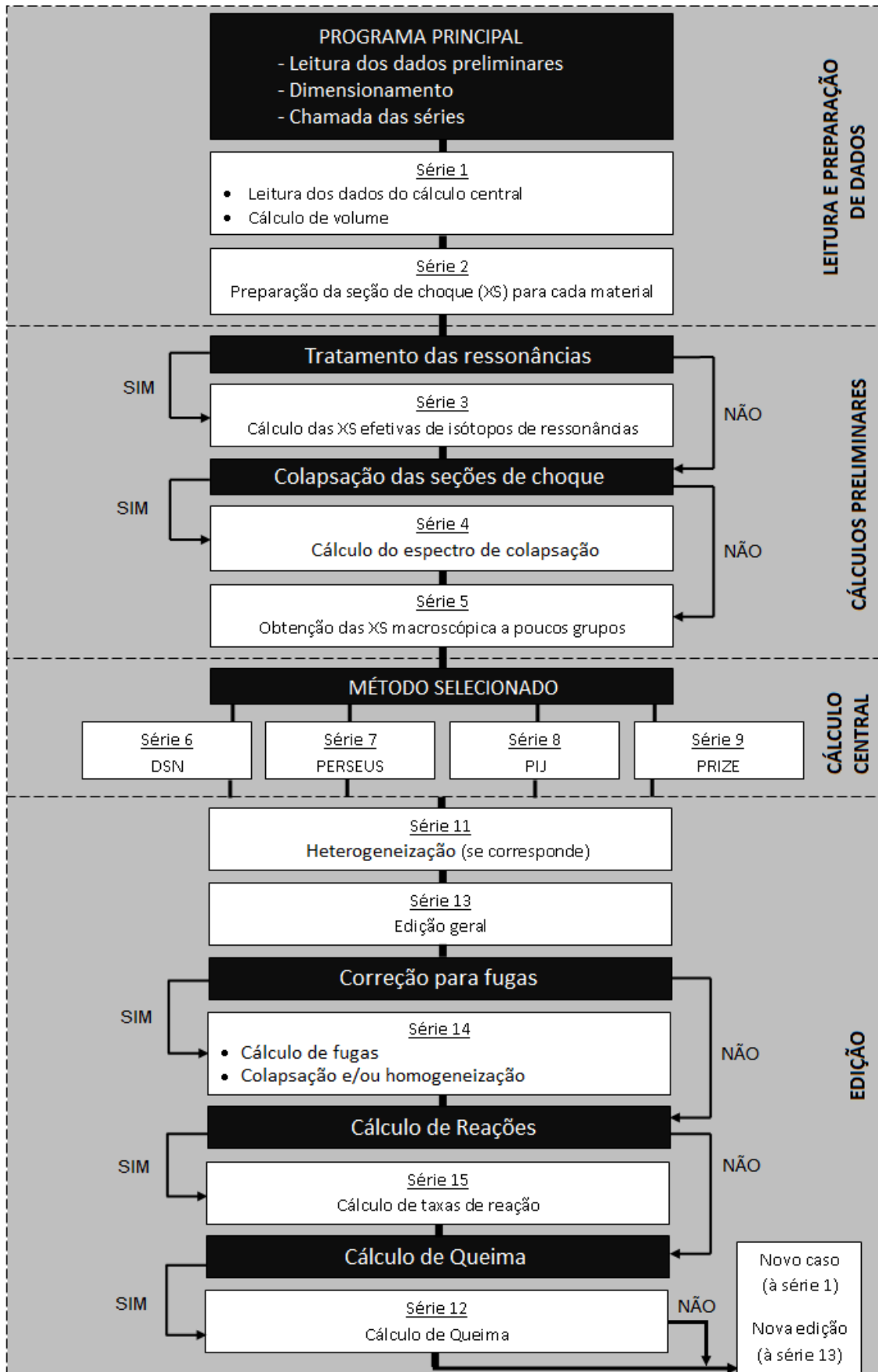


Fig. 2 – Organização da cadeia de séries do código WIMSD-5B para um passo de queima

Cada cadeia, composta por uma série de sub-rotinas, tem uma finalidade específica e sua execução pode ou não fazer parte de um dado problema. O esquema geral da execução e a relação de cada uma com a seqüência do cálculo podem ser vistos na Fig. 2^(131,132).

II.1.1.4. A Biblioteca de Dados Nucleares

A biblioteca padrão do código WIMS contém os dados básicos em forma de seções de choque a multigrupo para os isótopos e materiais mais usados em núcleos de reatores nucleares. Foi estruturada com 69 grupos de energia entre 10 MeV e 0,0 eV conforme classificação mostrada na Tabela 1^(129,141,142). No intervalo de nêutrons rápidos, a letargia é praticamente constante e aproximadamente igual a 0,5. No intervalo dos grupos ressonantes, a letargia varia entre 0,45 e 0,90. Esta faixa compreende as ressonâncias mais importantes do urânio e plutônio. Os 42 grupos entre 4,0 e 0,0 eV possuem uma concentração maior em torno das ressonâncias do ²³⁹Pu e ²⁴⁰Pu.

Tabela 1 – Classificação dos grupos de energia da biblioteca padrão WIMS

GRUPOS	FAIXA DE ENERGIA	CLASSIFICAÇÃO
01 ao 14	10,000 MeV a 9,118 Kev	Rápidos
15 ao 27	9,188 KeV a 4,000 ev	Ressonantes
28 ao 69	4,000 eV a 0,000 eV	Térmicos

Os dados para 69 grupos energéticos estão agrupados em cinco categorias diferentes^(141,142): dados gerais, dados para cálculo de queima, dados de seção de choque, tabelas de ressonância e matrizes de dispersão P1.

Os dados gerais se referem à biblioteca de um modo geral. Este conjunto de dados possui informações sobre: o número de isótopos; de grupo energético total, com espectro de fissão, rápido, ressonantes e térmicos; de isótopos físseis, de produtos de fissão e isótopos pesados; identificadores dos isótopos; limites de energia dos grupos e espectro de fissão. A biblioteca padrão possui dados de 101 nuclídeos dentre os quais 36

são identificados como produtos de fissão específicos e os demais produtos de fissão são agrupados em um pseudo-produto de fissão.

Os dados de queima são necessários para cálculos das variações isotópicas nas densidades dos produtos de fissão, absorvedores, venenos queimáveis e isótopos pesados em função da irradiação. Estes dados contêm informações sobre o “nascimento” por absorção, fissão, constantes de decaimento, etc.

Os dados de seção de choque incluem principalmente as seções de choque total (corrigidas por transporte), de absorção e de fissão, para cada grupo de energia, e as matrizes de dispersão de um grupo a outro. Também se incluem matrizes de dispersão térmica dependente da temperatura para diferentes leis de dispersão (modelos) para os principais moderadores.

As tabelas de ressonância incluem integrais de ressonância avaliadas para sistemas homogêneos a diversas temperaturas que serão usadas juntamente com teoremas de equivalência para fazer o tratamento das ressonâncias descrito no próximo sub tópico.

Os dados de dispersão P1 são matrizes de seção de choque para os principais moderadores. Há matrizes de dispersão para Hidrogênio, Deutério, Oxigênio e Grafite, cujos dados foram obtidos através de modelos teóricos distintos ou métodos experimentais. Para os demais isótopos da biblioteca, as matrizes de espalhamento são calculadas segundo a Lei do Gás livre. Estas matrizes foram elaboradas em uma faixa de temperatura representativa das condições térmicas dos reatores e, para relacionar o elemento da matriz de uma determinada temperatura com os dados disponíveis na biblioteca, utiliza-se interpolação linear.

II.1.1.5. Tratamento de Ressonâncias

As seções de choque macroscópicas necessárias para o cálculo são obtidas a partir das densidades numéricas dadas pelo usuário e das seções de choque microscópicas da biblioteca ⁽¹⁴²⁾. Para os isótopos ressonantes é necessário um tratamento especial, já que estas seções de choque serão dependentes do problema em particular ^(128,142).

No código WIMS, o tratamento de ressonâncias se baseia em teoremas de equivalências e no método de probabilidade de colisão ⁽¹⁰⁹⁻¹¹³⁾. O princípio de equivalência consiste

em substituir um problema heterogêneo por outro homogêneo equivalente, em respeito ao espectro energético. As integrais de ressonância de um meio homogêneo são relacionadas com as correspondentes para um meio heterogêneo em particular. Para isso, vários parâmetros devem ser determinados. Entre estes, os mais importantes para o usuário são os fatores de *Dancoff* ^(143,144) e de *Bell* ⁽¹⁴⁴⁾, que podem ser calculados internamente ou fornecidos pelo usuário nos dados de entrada.

II.1.1.6. Cálculos de Espectros (colapso das seções de choque)

Qualquer que seja a opção escolhida pelo usuário para o cálculo central, a análise de multigrupo (cálculo preliminar nos grupos da biblioteca) é realizada com um modelo de célula simplificado, utilizando o método SPECTROX ⁽¹¹²⁾. A célula será composta de três ou quatro regiões (combustível, revestimento, refrigerante e se corresponde, moderador). Um procedimento baseado na teoria de colisões fornece os espectros nos grupos da biblioteca, que serão usados para colapso das seções de choque no número de grupos selecionado para a solução da equação de transporte em geometria detalhada. A definição destas três ou quatro regiões para as quais se resolve a equação integral de transporte é óbvia no caso do cálculo de células simples (planas ou cilíndricas). No caso do cálculo de *clusters* de barra, se modela uma célula representativa. Cada região é formada como uma média das composições dos materiais especificados nos dados de entrada.

II.1.1.7. Cálculo Transporte Central

As seções de choque a poucos grupos entram na segunda parte do cálculo do WIMS, e fornecem os coeficientes necessários para resolver a equação de transporte do cálculo detalhado na geometria. A geometria é composta por quatro zonas (combustível, revestimento, refrigerante e moderador), e estas, são divididas em regiões para efeito de cálculo sendo que o fluxo e a fonte são considerados constantes em cada região. O balanço de nêutrons na região *i* e grupo energético *g* é dado pela expressão ⁽¹⁴¹⁾

$$\Sigma_i^g \cdot V_i \cdot \phi_i^g = \sum_{j=1}^{n+1} P_{ji}^g \cdot V_j \left[\Sigma_{Sj}^{gg} \cdot \phi_j^g + S_j^g \right], \quad (1)$$

onde:

V_i = volume da região i ;

Σ_i^g = seção de choque macroscópica total;

Σ_{Sj}^{gg} = seção de choque macroscópica de espalhamento (S) intragrupo;

P_{ji}^g = probabilidade de um nêutron do grupo g escapar da região j para a região i ;

ϕ_i^g = fluxo médio de nêutrons na região i ; e

S_i^g = fonte média na região i .

O termo fonte é obtido por ⁽¹⁴¹⁾

$$S_j^g = \sum_{n \neq g} \Sigma_{Sj}^{ng} \cdot \phi_j^n + \chi_g \frac{(\nu \Sigma_f)_j^n}{k} \cdot \phi_j^n, \quad (2)$$

onde:

n = n -ésimo grupo energético (sendo $n \neq g$);

Σ_{Sj}^{ng} = seção de choque macroscópica de espalhamento (S) intergrupo;

χ_g = fração de nêutrons emitida por fissão no grupo g ;

$(\nu \Sigma_f)_j^n$ = número de nêutrons emitidos no grupo n e na região j por nêutron absorvido no combustível, induzindo fissão; e

k = fator de multiplicação do sistema.

Esse sistema de equações (1) e (2) é submetido a algumas operações algébricas até atingir o formato da equação (3) e é, então, resolvido por iterações sucessivas com a rotina PIP ⁽¹¹¹⁾

$$\begin{aligned}
V_j \cdot \Sigma_j \cdot \phi_j^g = \sum_j V_j \left[\Sigma_{S_g}^{gg} \cdot \phi_j^g + S_j^g \right] d \left[P_{ji}^g + c \left\{ \left[\sum_i P_{si}^g \right] \cdot P_{ji}^g - P_{si}^g \sum_i P_{ji}^g + P_{si}^g \right\} \right] + \\
+ \frac{d \cdot S_B}{4V_m \Sigma_m} P_{si}^g \cdot V_m \cdot \left[\Sigma_{S_m}^{gg} \cdot \phi_m^g + S_m^g \right], \quad (3)
\end{aligned}$$

onde $d = \left[1 / \left[1 + c \sum_i P_{si}^g \right] \right]$, c é o raio interno do moderador, $S_B = 2\pi a$ (onde a é o raio da barra combustível ou do contorno do *cluster*) e os índices s e m das probabilidades de colisão se referem ao contorno S_B e ao moderador, respectivamente.

De posse dos valores de espectro para cada região considerada, o programa faz o colapso das seções de choque hiperfinas para seções de choque efetivas a poucos grupos, seguindo a opção feita pelo usuário ⁽¹⁴²⁾.

O código realiza, então, a solução em multigrupo da equação de transporte na estrutura de poucos grupos especificada, utilizando-se das constantes colapsadas. Nessa etapa de cálculo, o código dispõe de diferentes métodos, integrais e diferenciais, de acordo com a geometria do problema e a opção do usuário ⁽¹⁴²⁾.

O modelo mais simples tratado pelo WIMS, além do caso homogêneo, consiste em uma célula básica integrada por uma placa ou barra de combustível e de seu correspondente revestimento e refrigerante. Neste caso, os modelos geométricos do cálculo de multigrupo e do cálculo central coincidem e existem duas alternativas no cálculo central: solução da equação de Boltzmann com o método SN (DSN) ^(133,134) ou solução da equação integral com o método de probabilidade de colisão denominado PERSEUS ^(109,135). No método PERSEUS, no caso de geometria plana, usa-se uma técnica numérica para integrar expressões exatas de probabilidades de colisão (RIPPLE) ⁽¹³⁵⁾; no caso de geometria cilíndrica, aplica-se um método em que se introduzem aproximações (THESEUS) ⁽¹⁰⁹⁾.

O modelo que possui maior complexidade (PRIZE) ⁽¹³⁶⁾ consiste na solução de um problema bidimensional na geometria (r z) ou (x y). Esta opção deve ser usada para considerar a heterogeneidade axial de uma barra de combustível. Utiliza-se o método de probabilidade de colisão para resolver a equação de transporte integral. Neste caso é necessário fornecer um conjunto de dados de entrada adicional.

A geometria *cluster* ou conjunto de barras pode ser tratado de três formas:

- i. com o método utilizado para células básicas (PERSEUS) ⁽¹⁰⁹⁾. Neste método, considera-se que as barras formam anéis concêntricos. As barras podem diferenciar em composição e/ou dimensão. Na execução, a geometria real é transformada em um sistema anular. Isto se denomina “processo de homogeneização”. Na seguinte etapa (edição) é realizado opcionalmente um processo de “heterogeneização”, onde cada anel que possui barras é dividido em regiões de combustível, revestimento e refrigerante para a preparação da saída dos resultados;
- ii. com o método SN (DSN) ^(133,134). Neste caso, realiza-se o mesmo procedimento aplicado ao método PERSEUS. A diferença entre (i) e (ii) está no método de solução da equação de transporte. Com a técnica DSN, a equação diferencial de transporte é resolvida pelo método de ordenadas discretas; ou
- iii. com a geometria *cluster* explícita (PIJ) ^(121,137). Neste método, o cálculo é realizado no plano (x y), o qual se superpõe uma malha (r θ) e se incluem anéis consecutivos com configurações de barras arbitrárias. Cada barra pode estar dividida em (r θ) também.

Em todas as opções de cálculo de transporte, o espalhamento é tratado como sendo isotrópico. A anisotropia é considerada pela correção das seções de choque totais por transporte.

Nesta tese aplicou-se o método PERSEUS nas simulações que utilizam o código WIMSD-5B, pois esta técnica apresenta uma entrada de dados mais simplificada para o estudo em questão. Entre as opções existentes para o método PERSEUS (ver Fig. 1), a técnica THESEUS foi utilizada, pois a geometria do modelo apresenta um arranjo regular células cilíndricas. A seguir, detalha-se o cálculo de transporte realizado através do método THESEUS ⁽¹⁰⁹⁾.

Nesse método, a geometria cilíndrica é tratada como uma sucessão de anéis concêntricos que representam as regiões de cálculo, sendo que a região mais interna é a primeira (região 1). O modelo descrito pode ser representado conforme mostra a Fig. 3 ⁽¹⁰⁹⁾.

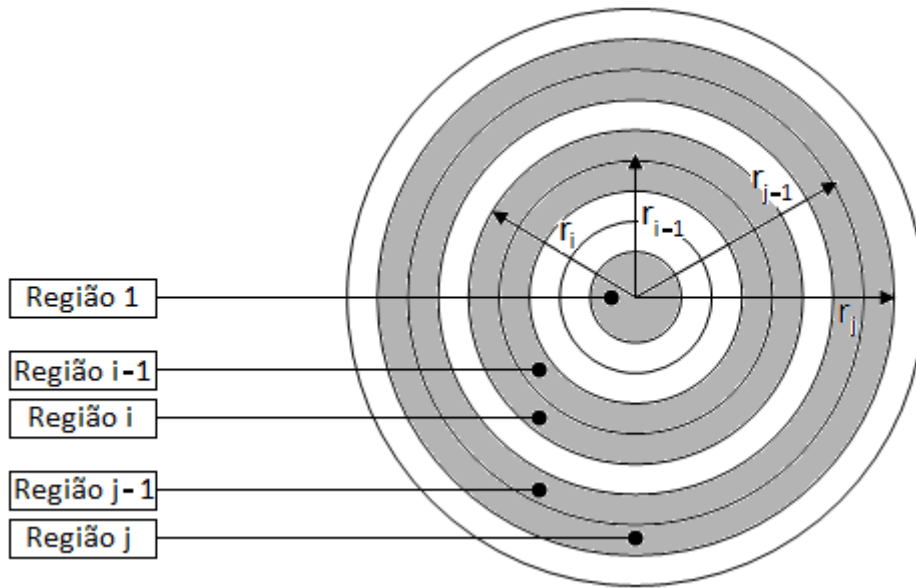


Fig. 3 – Representação do método THESEUS aplicado no cálculo central

A equação de transporte a ser resolvida por THESEUS⁽¹⁰⁹⁾ é dada por

$$\phi_i^g = \sum_{j=1}^J \chi_j^g \cdot P_{ij}^g$$

e

$$\chi_i^g = \sum_{g'=1}^G \phi_i^{g'} \cdot q_i^{g'g} + S_i^g \quad , \quad (3)$$

onde:

J = número de regiões espaciais;

G = é o número de grupos energéticos; e

$q_i^{g'g}$ = número médio de nêutrons com energia g' que são espalhados para energia g .

Pode-se escrever essas expressões em notação matricial como^(111,137)

$$\begin{bmatrix} \phi \\ \chi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & P \\ Q & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \phi \\ \chi \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ S \end{bmatrix} \quad , \quad (4)$$

onde ϕ , χ e S são vetores coluna de dimensão $J \times G$ dados por

$$\begin{aligned}
\phi &= \{\phi_{11}, \dots, \phi_{J1}, \phi_{12}, \dots, \phi_{JG}\}, \\
\chi &= \{\chi_{11}, \dots, \chi_{J1}, \chi_{12}, \dots, \chi_{JG}\} \\
S &= \{S_{11}, \dots, S_{J1}, S_{12}, \dots, S_{JG}\}.
\end{aligned} \tag{5}$$

A matriz P contém submatrizes que carregam as probabilidades de colisão dos nêutrons do grupo g (P_{ij}^g)^(111,137), ou seja,

$$P = \text{diagonal de blocos } \{P_1, P_2, \dots, P_G\}, \tag{6}$$

onde $P_g = \{P_g\}_{ij} = \{P_{11}^g, \dots, P_{J1}^g, S_{12}, \dots, S_{JG}\}$

A matriz Q é dada por $Q = \text{bloco } [D_{g'g}]$, onde $D_{g'g} = \text{diagonal } \{q_1^{g'g}, \dots, q_J^{g'g}\}$.

A equação (4) pode ser expressa da forma^(111,137)

$$\begin{bmatrix} I & -P \\ -Q & I \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \phi \\ \chi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ S \end{bmatrix}, \tag{7}$$

sendo I a matriz unitária de ordem JG . Esse sistema é resolvido numericamente, de forma iterativa, através do Método de Sobre-Relaxação Sucessiva (SOR)⁽¹⁴⁵⁾.

As probabilidades de colisão da matriz P em geometria cilíndrica são calculadas considerando-se duas regiões arbitrárias i e j , com a região i sendo mais interna do que j ($1 < i < j$). Os nêutrons nascidos na região i , e que escapam sem colidir, podem seguir dois caminhos: migrar para regiões mais externas ou para as mais internas. Parte dos nêutrons nascidos em i seguirá para regiões mais externas e poderão colidir em j . Dos nêutrons que seguem para regiões mais internas, uma fração deles vai colidir em j , após escapar de todas as regiões internas. A soma dessas duas contribuições fornece o valor da probabilidade P_{ij} dos nêutrons nascidos em i colidirem em j ⁽¹⁰⁹⁾

$$\begin{aligned}
P_{ij} &= (1 - P_{i,i-1}^x - P_{i,i}^x) \cdot (1 - H_{i,i+1}) \dots (1 - H_{i,j+1}) (H_{i,j}) + \\
&+ \left[P_{i,i-1}^x - \sum_k^{i-1} P_{i,k}^x \right] \cdot (1 - G_{i-1,k}) \dots (1 - G_{i-1,i}) \dots (1 - G_{i-1,j-1}) \cdot (G_{i-1,j}),
\end{aligned} \tag{8}$$

onde:

$P_{i,i-1}^x$ = probabilidade dos nêutrons nascidos na região i migrarem para a região mais interna $i-1$;

$P_{i,j}'$ = probabilidade dos nêutrons nascidos na região i colidirem em j , sem cruzarem regiões mais internas a j ;

$H_{i,j}$ = probabilidade de colisão em j para nêutrons que escapam da região i sem cruzarem regiões mais internas, com distribuição angular correspondente a uma fonte uniforme na região i , dirigidos para fora; e

$G_{i,j}$ = probabilidade de colisão em j para nêutrons que entram pela região mais interna $j-1$ (em r_{j-1}) com distribuição angular correspondente a uma fonte uniforme em r_i ($r_i \leq r_{j-1}$).

Utilizando a relação de reciprocidade podem-se obter as probabilidades P_{ji} ⁽¹⁰⁹⁾

$$P_{ji} = \frac{\sum_i V_i}{\sum_j V_j} P_{ij} \quad . \quad (9)$$

As probabilidades de colisão P_{ii} são obtidas pelas expressões de Bonalumi ⁽¹⁴⁶⁾ com modificações de Schaefer ^(109,147)

$$P_{ii} = P_{ii}' + \left\{ P_{i,i-1}^x - \sum_k^{i-1} P_{ik} \right\} G_{i-1,i} \quad , \quad (10)$$

onde:

$$P_{ii}' = P_{i,i-1}^x \cdot G_{i-1,i} \quad \text{e} \quad P_{i,i-1}^x = \frac{\pi r_{i-1}^2 G_{i-1,i}}{2r_i \sum_i r_{i-1}} \quad \text{sendo } r_i \text{ o raio externo da região } i.$$

Finalmente, o cálculo das probabilidades de escape da primeira região é feito pela equação ⁽¹⁰⁹⁾

$$P_{1j} = \left(1 - \sum_{k=1}^{j-1} P_{1k} \right) \cdot G_{1j} = (1 - P_{11}) \cdot (1 - G_{12}) \cdot \dots \cdot (1 - G_{1,j-1}) \cdot G_{1j} \quad , \quad (11)$$

onde P_{11} = probabilidade de colisão em cilindro sólido (tabelado por Case, Hoffmann e Placzek)⁽¹⁴⁸⁾.

Independente das opções já mencionadas existe a possibilidade de corrigir o cálculo de célula, considerando a presença de outras células vizinhas diferentes⁽¹⁴¹⁾. O método de correção pode ser usado apenas com algumas das opções baseadas na probabilidade de colisão. O cálculo completo pode ser realizado para um conjunto de células acopladas de uma forma arbitrária. Esta é a opção de multicélula. Os cálculos de multigrupo são realizados para cada célula. Isto significa que as seções de choque a poucos grupos são calculadas sobre vários espectros. O acoplamento entre as multicélulas é feito através do conhecimento da probabilidade de um nêutron que sai de uma célula interagir com a célula vizinha. Estas probabilidades são informadas nos dados de entradas (inputs) do problema.

II.1.1.8. Correção para Fugas

Existem diferentes métodos para modificar os resultados obtidos para redes infinitas no cálculo do transporte principal, a fim de incluir os efeitos de fuga de um reator finito. Alguns destes métodos são descritos a seguir⁽¹⁴¹⁾:

- i. adicionar um absorvedor ou XS de absorção constante para se obter $k = 1$ (em quantidade negativa se $k_{\infty} < 1$) e
- ii. determinar o $k = 1$ ajustando as fugas. Os métodos mais conhecidos para este processo são com a teoria de difusão e com o método B1.

Pela Opção (i), adicionando um absorvedor ao combustível, o cálculo de espectro e o cálculo central serão efetuados considerando os efeitos de fugas através da soma do termo DB^2 às XS de absorção (coeficiente de difusão D calculado com a XS de transporte ou informado como dado de entrada; B pode ser constante ou estar em função da energia do grupo). Esta opção elimina a possibilidade da utilização das correções por fugas posteriores ao cálculo central e as constantes médias da célula são editadas diretamente para serem utilizadas nos cálculos do núcleo.

Pela Opção (ii), que permite efetuar as correções baseando-se na teoria da difusão ou no método B1, os cálculos correspondentes são realizados com a mesma estrutura de grupos do cálculo central, porém, com a célula homogeneizada com os fluxos do cálculo central. As correções são feitas baseando-se na teoria da difusão ^(138,139) ou no método B1 ⁽¹⁴⁰⁾. No código WIMS, as equações usadas na teoria de difusão (13) e no método B1 (14) podem ser escritas como ⁽¹⁴⁰⁾

$$(\Sigma^g - \Sigma_{S0}^{gg} + D_r^g B_r^2 + D_z^g B_z^2) \phi^g = \sum_{h \neq g} \Sigma_{S0}^{hg} \phi^h + S_f^g \quad (13)$$

e

$$\left[\Sigma^g - \Sigma_{S0}^{gg} + \frac{B^2}{3\alpha_g \Sigma^g - \Sigma_{S1}^{gg}} \right] \phi^g = \sum_{h \neq g} \Sigma_{S0}^{hg} \phi^h + S_f^g - \frac{|B|}{3\alpha_g \Sigma^g - \Sigma_{S1}^{gg}} \sum_{h \neq g} \Sigma_{S1}^{hg} J^h, \quad (14)$$

onde para o grupo g :

ϕ^h = fluxo escalar;

Σ^g = seção de choque total;

S_f^g = fonte de fissão;

Σ_{S0}^{hg} e Σ_{S1}^{hg} = elementos das matrizes de espalhamento P_0 e P_1 respectivamente;

$$J^g = \frac{\sum_{h \neq g} \Sigma_{S1}^{hg} J^h + \frac{B^2}{|B|} \phi^g}{3\alpha_g \Sigma^g - \Sigma_{S1}^{gg}} = \text{corrente};$$

B_r^2 = buckling radial;

B_z^2 = buckling axial; e

$B^2 = B_r^2 + B_z^2$ = buckling.

Quando B^2 é positivo

$$\alpha_g = \left(\frac{B}{\Sigma^g} \right)^2 = \frac{tg^{-1} \frac{B}{\Sigma^g}}{3 \left(\frac{B}{\Sigma^g} - tg^{-1} \frac{B}{\Sigma^g} \right)}, \quad (15)$$

e quando B^2 é negativo,

$$\alpha_g = \frac{|B|^2 \ln\left(\frac{\Sigma^g + |B|}{\Sigma^g - |B|}\right)}{(\Sigma^g)^2 \left[\ln\left(\frac{\Sigma^g + |B|}{\Sigma^g - |B|}\right) - \frac{2|B|}{\Sigma^g} \right]}. \quad (16)$$

Em todos os casos de correções por fugas, são utilizados os *bucklings* informados na entrada de dados sendo permitido, entretanto, que se efetue busca dos *bucklings* que torne o sistema crítico. A busca de *bucklings* críticos pode ser efetuada mantendo-se um dos *bucklings* informados ou conservando a razão entre eles. Os resultados são úteis para os cálculos seguintes uma vez que os *bucklings* pesquisados tornam o sistema crítico.

Outro aspecto das correções que deve ser considerado com relação às constantes calculadas para cálculos posteriores do reator, está relacionado com o cálculo do coeficiente de difusão. Os coeficientes de difusão, no WIMS, podem ser calculados com correções por anisotropia em geometria cilíndrica. Os métodos implementados são denominados *Ariadne* e *Benoist*, sendo que o primeiro se baseia na teoria original de *Benoist* para difusão assimétrica em geometria cilíndrica ⁽¹³⁸⁾ e o segundo se refere a uma revisão da teoria de *Benoist* ^(138,139), porém restrito a um problema com três regiões: combustível, gás e moderador. Para *clusters*, faz-se uma média para reduzir às regiões mencionadas, pesando as XS com o fluxo e o volume correspondente a cada região.

II.1.1.9. Edição das Taxas de Reação

Podem-se obter as taxas de reação (absorção e fissão) com os resultados do cálculo central e das correções por fugas. Os fluxos obtidos no cálculo central são expandidos aos grupos de biblioteca, assumindo que a subdivisão do fluxo dentro de um grupo de transporte principal, corresponde aos fluxos calculados na solução de multigrupo para uma região em particular. As taxas de reações (*Reaction Rates – RR*) são descritas inicialmente por intervalo espacial e depois por material ⁽¹²⁷⁾. As reações R são descritas por material. As taxas de reações RR_g e as reações R_g em um grupo g são definidas como ⁽¹⁴⁴⁾

$$RR_g = \frac{\sum_{i \in I} V_i \sigma_{ig} \phi_{ig}}{\sum_{i \in I} V_i} \quad (17)$$

$$e \quad R_g = \sum_{i \in I} N_i V_i \sigma_{ig} \phi_{ig} \quad (18)$$

onde:

N_i = densidade do material i na região I ;

V_i = volume do material i na região I ;

σ_{ig} = seção de choque microscópica do material i ; e

ϕ_{ig} = fluxo neutrônico no material i e região I .

Além da taxa de reação para núclídeos existentes nos materiais da célula estudada, podem-se calcular também taxas de reação para qualquer outro núclídeo especificado nos dados de entrada ⁽¹⁴¹⁾.

II.1.1.10. Cálculo de Queima

O resultado do cálculo central a poucos grupos, corrigido para fugas, é transferido para o cálculo de queima. A queima pode ser calculada para várias regiões diferentes no combustível (por exemplo, diferentes anéis de combustível dentro de um elemento combustível tipo *cluster*).

No cálculo de queima deve-se incluir um controle da multiplicação neutrônica. No WIMSD-5B, permitem-se calcular diferentes autovalores e estes são obtidos com um cálculo de criticalidade pontual, usando uma representação espacialmente homogeneizada, nos grupos do cálculo do transporte principal. Duas opções estão disponíveis: cálculo de um valor de k_{eff} para valores de *buckling* fixo fornecidos nos dados de entrada ou uma interação entre *bucklings* dependentes da energia da forma $B_r^2 = B_r^2 + B_r'^2$; $B_z^2 = B_z^2 + B_z'^2$, com B_r^2 e B_z^2 dados (controle de fuga).

Após definido o espectro do fluxo, é necessário determinar o nível de potência. Isto pode ser especificado de várias formas, que permitem uma representação real das alterações no combustível. Por exemplo, pode-se especificar o nível de potência para

um período inicial. Neste caso, o fluxo em uma região espacial e em um grupo permanecerá constante para o resto da queima.

Nos cálculos de queima, consideram-se três níveis de intervalos de tempo ⁽¹³⁷⁾, conforme mostra a Fig. 4. Esta figura apresenta o esquema de cálculo de queima usado no WIMSD-5B, junto com as principais etapas ⁽¹⁴¹⁾:

- intervalos curtos, escolhidos automaticamente para integrar as equações de alterações isotópicas (alterações de queima);
- intervalos de tempo ΔT_1 , entre os quais realiza-se um cálculo de modo fundamental a poucos grupos, usando a estrutura fina espacial obtida no último cálculo do transporte principal. Este cálculo fornece o ajuste grosseiro do espectro utilizado no item (a) anterior; e
- intervalos de tempo ΔT_2 , entre os quais se realiza um cálculo completo dos grupos de biblioteca seguido de um novo cálculo de transporte principal a poucos grupos.

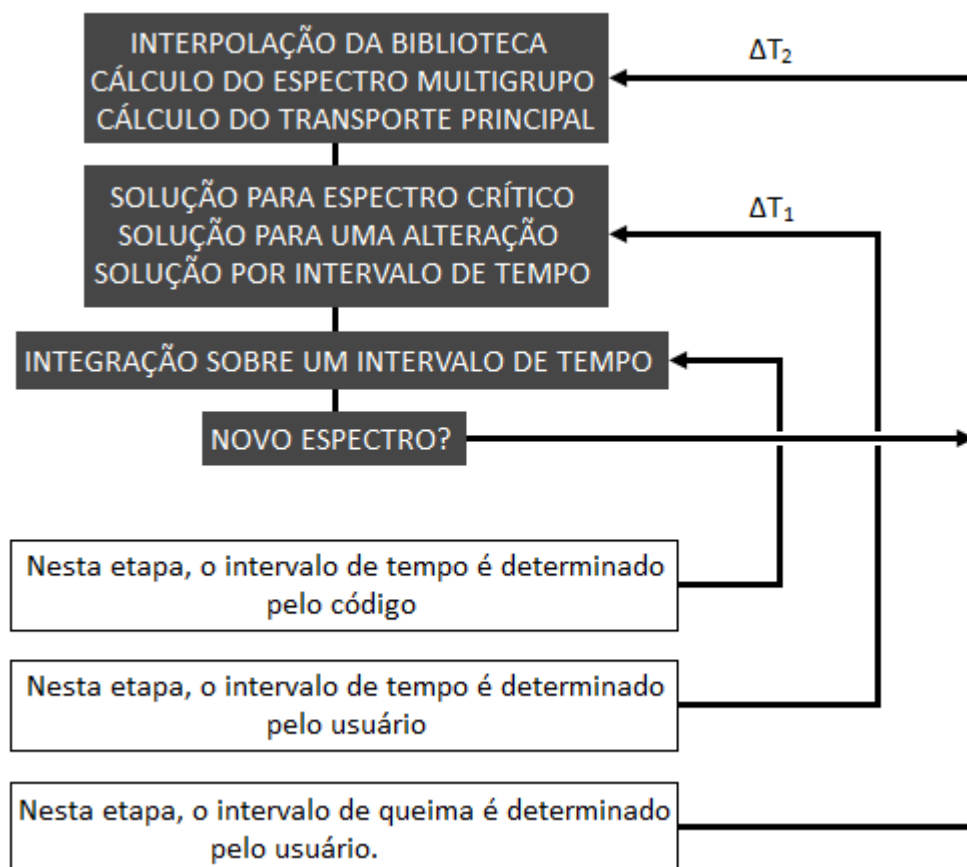


Fig. 4 – Esquema do cálculo de queima WIMSD-5B

As equações de queima são integradas através do método de trapézios ⁽¹⁴⁹⁻¹⁵²⁾. O intervalo de tempo para a integração é determinado automaticamente para obter um percentual de produção de todos os nuclídeos sobre o intervalo de tempo, menor que um valor especificado (geralmente da ordem de 5 %), com um valor mínimo de 1×10^{-6} dias (0,09 s), para contornar o problema do tempo a partir da concentração zero ⁽¹⁴⁹⁻¹⁵²⁾.

Para acelerar este processo, os nuclídeos com constantes de decaimento maiores que um valor especificado são tratados como em pseudo-equilíbrio, conforme indica a seguinte equação ⁽¹⁴⁹⁻¹⁵²⁾

$$N_i(t + \delta t) = N_i(t) + \sum_K \frac{q_{ik}(t)N_k(t)}{\lambda_i + A_i}, \quad (19)$$

onde:

q_{ik} = é a “probabilidade de transferência” do nuclídeo k ao nuclídeo i ;

λ_i = é a constante de decaimento do nuclídeo i , representando o número de átomos que se desintegra por segundo; e

A_i = é a taxa de absorção do nuclídeo i , representando o número de átomos que sofrem reações de absorção por segundo.

II.1.1.11. As Equações Envolvidas no Cálculo de Queima

Existem três grandezas básicas de partida ⁽¹⁴⁹⁻¹⁵²⁾:

P = nível de potência requerida [MW/T];

E_i = valores de queima [MWd/T]; e

T = tempo para passar da queima E_i para a queima E_{i+1} [dias].

Estas grandezas estão relacionadas segundo a seguinte equação ⁽¹⁴⁹⁻¹⁵²⁾:

$$T = \frac{E_{i+1} - E_i}{P}. \quad (20)$$

T é usado para avaliar as mudanças nas densidades isotópicas, logo que o combustível permanece em um tempo T exposto a um fluxo constante, igual ao fluxo da célula no

início do intervalo de queima, multiplicado pelo fator PS que o leva a potência requerida. Este fator é dado por ⁽¹⁴⁹⁻¹⁵²⁾

$$PS = \frac{PM_U}{\sum_{i \in Comb} V_i \sum_{n=1}^{NFIS} N_{j,i} \varepsilon_j \sum_{g=1}^G \sigma_{gfi} \phi_{gi}}, \quad \text{sendo } M_U = \sum_{i \in Comb} V_i \sum_{n=1}^{NFIS} N_{0ji} M_j, \quad (21)$$

onde:

M_U = massa inicial de metal pesado [g];

V_i = volume da região pertencente ao combustível [cm^3];

$NFIS$ = número total de fissões;

$N_{j,i}$ = densidade atômica do isótopo j na região i [10^{24}cm^{-3}];

ε_j = energia liberada por fissão do isótopo j [W seg];

σ_{fgj} = seção de choque microscópica de fissão no grupo g do isótopo j [barns];

ϕ_{gi} = fluxo médio no grupo g na região i , [$\text{cm}^{-2} \text{seg}^{-1}$];

N_{0ji} = densidade atômica do isótopo j na região i na queima 0; e

M_j = massa de um átomo do isótopo j [g].

Então, a densidade do isótopo j pode ser escrita (omitindo-se o sub-índice de micro região) da seguinte forma ⁽¹⁴⁹⁻¹⁵²⁾:

$$\begin{cases} \frac{dN_j}{dt} = Y_j(t) + \dot{\sigma}_{j-1} N_{j-1}(t) + \bar{\lambda}_k N_k(t) - (\sigma_j + \bar{\lambda}_j) N_j(t) \\ Y_j(t) = \sum_{n=1}^{NFIS} \gamma_{l \rightarrow j} \sigma_{f,l} N_l(t) \end{cases} \quad (22)$$

onde:

$\gamma_{l \rightarrow j}$ = rendimento do isótopo j por fissão do isótopo l ;

$\dot{\sigma}_{j-1}$ = seção de choque de captura de j , ponderada com o fluxo;

σ_{fj}, σ_j = seções de choque de fissão e absorção de j , ponderadas com o fluxo;

$\bar{\lambda}_j = \frac{\lambda_j}{\phi}$ = constante de decaimento de j (λ_j) dividida pelo fluxo; e

$\phi = \sum_g \phi_g$ = fluxo integrado no espectro.

O problema é reduzido à solução do sistema de equações lineares acopladas resultante da ampliação do Sistema (22) para cada um dos isótopos queimáveis e produtos de fissão das séries consideradas em cada uma das regiões do combustível.

Para resolver o Sistema (22), normalmente inicia-se linearizando as séries, com o qual obtém-se para (22) a seguinte forma ⁽¹⁴⁹⁻¹⁵²⁾

$$\begin{cases} \frac{dN_j}{dt} = Y_j + g_{j-1}N_{j-1} + b_jN_j(t) \\ P_j = \frac{1}{T} \int_0^T Y_j(t)dt = \frac{1}{T} \sum_{l=1}^{NFIS} \gamma_{l \rightarrow j} \sigma_{f,l} N_l \phi \int_0^T N_l(t)dt \end{cases} , \quad (23)$$

onde

$$g_{j-1} \text{ pode ser } \begin{cases} \dot{\sigma}_{j-1} \phi \\ \lambda_k \end{cases} \text{ e } b_j = \sigma_j \phi + \lambda_j \text{ e}$$

P_j = taxa de produção do isótopo j a partir das fissões, que se toma como seu valor médio durante o tempo T .

O Sistema (23) pode ser resolvido com distintas aproximações. A solução mais exata é obtida aplicando as transformadas de Laplace. O código WIMS usa o método do trapézio ⁽¹⁴¹⁾.

O resultado final consiste nas densidades finais de $N_j(T)$ e também podem ser obtidas as densidades médias definidas por ⁽¹⁴⁹⁻¹⁵²⁾

$$\bar{N}_j = \frac{1}{T} \int_0^T N_j(t)dt \quad . \quad (24)$$

II.1.2. MCNPX 2.6.0

II.1.2.1. Introdução

O código MCNPX (*Monte Carlo N-Particle eXtended*) foi desenvolvido como uma extensão do código de transporte Monte Carlo projetado para registrar vários tipos de partículas para uma grande faixa de energia ⁽¹⁵³⁾. Ele é a próxima geração da série de

códigos de transporte de Monte Carlo, que começou no *Los Alamos National Laboratory*. A utilização do método Monte Carlo para fins de pesquisa iniciou com o desenvolvimento da bomba atômica na Segunda Guerra Mundial. Durante o projeto Manhattan, os cientistas Von Neumann e Ulam aperfeiçoaram a técnica e aplicaram-na em problemas de cálculo de difusão de nêutrons em um material ⁽¹⁵⁴⁾. Em 1948, Fermi, Metropolis e Ulam calcularam os autovalores da equação de Schroedinger utilizando Monte Carlo ⁽¹⁵⁴⁾. O uso de computadores proporciona uma ferramenta básica para realizar cálculos e estimativas mais complexas. O código MCNP (*Monte Carlo N-Particle*) desenvolvido no laboratório de *Los Alamos* é um programa de computador complexo baseado neste método. Atualmente, o software MCNP é utilizado no desenvolvimento de reatores nucleares, cromodinâmica quântica, radioterapia, comportamento da radiação na atmosfera terrestre, fluxos de tráfego, evolução estelar, cálculos e previsões econômicas, busca de petróleo, etc ⁽¹⁵⁴⁾. O principal programador do MCNP foi Dr. Thomas N. K. Godfrey durante os anos 1975-1989. Entretanto, até a presente data, o código vem incorporando o trabalho de pelo menos 400 pessoas ao ano ⁽¹⁵⁴⁾.

O MCNPX surgiu em 1994 através do acoplamento dos códigos MCNP4B, LAHET 2.8 e CINDER90 em suporte ao projeto APT (*Accelerator Production of Tritium*) ⁽¹⁵³⁾. O LAHET 2.8 é usado no cálculo de transporte de núcleons e píons no intervalo médio de energia dentro de uma geometria complexa, onde os resultados estimados incluem fluxos de partículas, produção de partículas, deposição de energia, ativação e danos materiais. O CINDER90, o qual foi escrito por William B. Wilson é um código de transmutação neutrônico modificado a partir de versões anteriores do CINDER e REAC2 ⁽¹⁵³⁾. Ele utiliza o algoritmo CINDER o qual recebe os valores das constantes de destruição e taxas de produção associadas a reações calculadas por MCNP4B e LAHET e descreve os inventários de nuclídeos. O trabalho de acoplamento dos códigos MCNP4B, LAHET 2.8 e CINDER90 previa uma extensão do MCNP para todas as partículas e energias, melhorias dos modelos físicos de simulação, ampliação das bibliotecas de nêutron, próton e fóton para 150 MeV, além de uma formulação de novas reduções de variância e técnicas de análise de dados. O programa de acoplamento também incluiu medidas de seções de choque, experiências de referência, desenvolvimento de código determinístico, e melhorias nas bibliotecas e ferramentas de transmutação através do CINDER90. Desde o lançamento inicial do MCNPX, versão

2.1, em 23 de outubro de 1997, uma extensa equipe foi formada para testar as versões do código antes do lançamento oficial. O MCNPX foi disponibilizado ao público em 1999 como a versão 2.1.5 com extensões adicionais desenvolvidas em LAHET 3.0 ⁽¹⁵³⁾.

A partir do lançamento do MCNPX 2.1.5, os desenvolvimentos de acoplamento entre MCNPX e CINDER90 prosseguiram. O acoplamento inicial do MCNPX 2.1.5 foi desenvolvido por Joe W. Durkee e Gregg W. McKinney. A maioria das correções e melhorias após 2005 foram desenvolvidos por Michael L. Fensin e integradas por John S. Hendricks ⁽¹⁵³⁾.

O MCNPX 2.6.0 é a última versão, liberada pelo RSICC (*Radiation Safety Information Computational Center*) em 30 de abril de 2008, a qual foi programada em Fortran90 (F90). Este código é compatível com a versão MCNP5 e a evolução do combustível baseia-se no CINDER90. Nele estão incluídas novas capacidades para as áreas de transmutação, queima e produção de partículas atrasadas. O MCNPX 2.6.0 foi liberado com bibliotecas de nêutrons, fótons, elétrons, prótons e de interações foto-nuclear. Também, novas fontes de registro de partículas e redução de variâncias foram desenvolvidas. Além disso, os avanços físicos incluem: nova versão do CEM (*Cascade-Exciton Model*), adição do LAQGSM (*Los Alamos Quark-Gluon String Model*) e atualização significativa para a física de múons ⁽¹⁵³⁾. Atualmente o cálculo na evolução do combustível limita-se a problemas de criticalidade ⁽¹⁵³⁾.

O tópico seguinte descreve o método usado no transporte de partículas no código Monte Carlo. As próximas seções expõem o método acoplado de queima usado no código MCNPX 2.6.0 e também as equações envolvidas neste processo.

II.1.2.2. O Método Monte Carlo

O método Monte Carlo começa com o entendimento que o comportamento de uma partícula não é determinístico. O conhecimento de todas as informações a respeito de uma partícula (energia, posição, direção e movimento) e as propriedades do meio na qual ela interage, não possibilita determinar seu futuro. Uma vez que a colisão ocorra, o resultado é um fenômeno estocástico. Por exemplo, quando há uma interação com nêutrons, existe a probabilidade que ele seja espalhado ou capturado. Então, se existir meios para acompanhar uma partícula com parâmetros iniciais idênticos, a “história”

para cada partícula será diferente. Entretanto, ao calcular a média dos resultados que se tem interesse (ex: fluxo, dose de radiação, etc.), baseado nos resultados das histórias de muitas partículas, este cálculo mostra que as médias concordam quantitativamente com os valores correspondentes medidos ⁽¹⁵⁵⁾.

O método Monte Carlo pode ser considerado como um experimento que é executado utilizando um computador, envolvendo o transporte de partículas em um meio. Em um experimento real, há fontes de partículas, um meio real, e detectores reais que registram as partículas. Baseado no número de partículas registrado pelo detector pode-se saber algo a respeito das partículas estudadas. Através de experimentos sabe-se que o número de partículas detectadas pelos contadores tem uma incerteza estatística e pode ser estimada, baseada neste número.

Usando o método Monte Carlo, o modelo do meio a ser estudado é configurado em um computador e partículas são lançadas neste meio ou são geradas nele. As partículas são individualmente acompanhadas, e os vários eventos dos quais elas participam são registrados. Todos os eventos associados com uma partícula constituem a história desta partícula. Após o registro da história de muitas partículas, um valor médio pode ser calculado e conclusões podem ser feitas a respeito do comportamento destas partículas no meio. Conforme o número de histórias aumenta, a média de amostras se aproxima do valor esperado da grandeza de interesse.

Um requisito fundamental para o cálculo de Monte Carlo é o conhecimento da distribuição das probabilidades associadas a possíveis eventos dos quais a partícula pode participar, bem como todas as variáveis envolvidas com cada evento. A decisão de um determinado evento ocorrer ou não, e de uma variável assumir um valor, é feita baseada nas distribuições de probabilidade. Considerando uma variável x e definindo $f(x)dx$ como a probabilidade de que x esteja entre x e $x+dx$, a função $f(x)$ é definida como a função distribuição de probabilidade (*pdf – probability distribution function*) da variável x , normalizada para um. Uma função de probabilidade acumulativa (*cdf – cumulative distribution function*), $F(x)$ é definida como ⁽¹⁵⁵⁾

$$F(x) = \int_{x_1}^{x_2} f(x)dx \quad , \quad (25)$$

onde $F(x)$ é a probabilidade que o valor da variável x seja menor ou igual a x . Baseado nesta definição, $F(x)$ está delimitada entre 0 e 1.

Para selecionar valores corretos de x para o cálculo de Monte Carlo, a distribuição destes valores deve seguir a função $f(x)$. Isto é feito selecionando um valor (RN) e ajustando ⁽¹⁵⁵⁾

$$RN = F(x) \quad (26)$$

e invertendo-o para obter ⁽¹⁵⁵⁾

$$x = F^{-1}(RN). \quad (27)$$

Pode ser mostrado que se os valores de x forem selecionados conforme as Equações (26) e (27), baseado nos valores de RN uniformemente distribuídos entre 0 e 1, sua distribuição é a de $f(x)$. Computadores são capazes de gerar uma série de números aleatórios entre 0 e 1, distribuídos uniformemente nesta faixa. Em outras palavras, com igual probabilidade de encontrar um número entre 0 e 1.

Existem casos onde a *pdf* é uma função discreta. Então, se o número de casos é N , tem-se ⁽¹⁵⁵⁾

$$\sum_{i=1}^N f(x_i) = 1 \quad (28)$$

e a *cdf* é dada por ⁽¹⁵⁵⁾

$$F(x_i) = \sum_{j \leq i} f(x_j). \quad (29)$$

Para ilustrar o uso de números aleatórios para a seleção de uma variável, considere um nêutron de energia E penetrando em um meio, e que seja necessário obter as seguintes informações:

1. a localização da primeira colisão;
2. o tipo da primeira colisão; e
3. a direção da trajetória após a colisão.

Para encontrar a que distância s o nêutron terá a primeira interação, é necessário determinar a probabilidade de tal evento ocorrer entre s e $s+ds$. Esta função é dada por (assumindo um meio uniforme) ⁽¹⁵⁵⁾

$$f(s)ds = \exp(-\Sigma_t s)\Sigma_t ds. \quad (30)$$

A função *cdf* é dada por ⁽¹⁵⁵⁾

$$F(s) = \int_0^s f(s)ds = 1 - \exp(-\Sigma_t s). \quad (31)$$

Selecionando-se um número aleatório RN , ajustando-o igual a $F(s)$, e resolvendo para s , obtém-se ⁽¹⁵⁵⁾

$$s = -(1/\Sigma_t)\ln(1 - RN) \quad (32)$$

Esta equação determina a distância da primeira interação.

Considerando que a seção de choque de espalhamento seja Σ_s e a seção de choque de absorção seja Σ_a , a probabilidade de uma reação de espalhamento é Σ_s/Σ_t e a probabilidade de uma reação de absorção é Σ_a/Σ_t . Um novo número aleatório é selecionado e comparado com estas probabilidades:

- se $RN \leq \Sigma_a/\Sigma_t$, o evento é absorção e
- se $RN > \Sigma_a/\Sigma_t$, o evento é espalhamento.

A determinação da direção da trajetória exige a decisão sobre o ângulo azimuthal ϕ e ângulo polar θ . Desde que qualquer ângulo azimuthal é igualmente provável, a sua *pdf* é ⁽¹⁵⁵⁾

$$f(\phi)d\phi = (1/2\pi)d\phi \mid 0 \leq \phi \leq 2\pi \quad (33)$$

e a *cdf* é ⁽¹⁵⁵⁾

$$F(\phi) = \int_0^\phi \left(\frac{1}{2\pi} \right) d\phi = \frac{\phi}{2\pi}. \quad (34)$$

Selecionando um novo número aleatório e definindo-o igual a $F(\phi)$ obtém-se o valor de ϕ ⁽¹⁵⁵⁾

$$\phi = 2\pi RN \mid 0 \leq \phi \leq 2\pi. \quad (35)$$

Para a determinação do ângulo polar θ obtém-se o valor de pdf usando a definição da seção de choque diferencial de espalhamento ⁽¹⁵⁵⁾:

$$f(\phi)d\phi = \frac{\sigma_s(\theta)\text{sen}\theta d\theta}{\sigma_s}. \quad (36)$$

Onde σ_s é a seção de choque total de espalhamento. A cdf é ⁽¹⁵⁵⁾:

$$F(\phi) = \frac{\int_0^\theta \sigma_s(\theta)\text{sen}\theta d\theta}{\sigma_s}. \quad (37)$$

Um novo número aleatório é selecionado e é definido igual a $F(\theta)$. Então, o valor de θ é obtido através da inversão da Equação (36) conforme foi mostrado na Equação (26). Um caso muito comum é o de espalhamento isotrópico. Então, a seção de choque diferencial de espalhamento é independente do ângulo polar e, da Equação (36), vem que ⁽¹⁵⁵⁾

$$\phi = \arccos(1 - 2RN) \mid 0 \leq \phi \leq 2\pi. \quad (38)$$

As seguintes características são comuns nos cálculos de Monte Carlo:

1. descrição do processo físico;
2. formulação do modelo de probabilidade;
3. definição da base estimando uma variável aleatória;
4. construção de distribuição de amostragem, usando números aleatórios; e
5. processamento de amostras e análise estatística de dados.

O aspecto mais útil do método Monte Carlo é sua capacidade de representar e estudar fenômenos em geometria complicada, envolvendo formas que seriam praticamente impossíveis representar por uma equação diferencial. Uma segunda característica é sua capacidade de obter resultados em qualquer detalhe desejado, tudo que o usuário tem a fazer é gravar todos os eventos pertinentes. Entretanto, os cálculos são realizados em estado estacionário e, desta forma, a densidade isotópica dos núclídeos presentes nos materiais não variam em função do tempo. Portanto, para considerar a depleção dos

nuclídeos é necessário acoplar outro código que realize os cálculos de queima. Esta é a metodologia que envolve os códigos MCNPX e CINDER90 que será descrita a seguir.

II.1.2.3. Método de Queima

O cálculo de queima realizado na versão do código MCNPX 2.6.0 é um processo integrado envolvendo o cálculo do fluxo em estado-estacionário no módulo MCNPX e a evolução do nuclídeo no módulo CINDER90. O MCNPX partindo dos resultados obtidos da biblioteca contínua obtém os autovalores, autovetores, energia integrada das taxas de reação, número médio de nêutrons produzidos por fissão (ν) e energia liberada por fissão (valor Q) a 63 grupos de energia. O CINDER90 então recebe os valores gerados no MCNPX e realiza o cálculo da evolução do combustível para gerar os novos valores de densidades para a próxima etapa. O MCNPX recebe os novos valores de densidade e gera outro conjunto de fluxos e taxas de reação. O processo se repete até o último intervalo de tempo especificado pelo usuário ⁽¹⁵³⁾. A Fig. 5 mostra este processo de cálculo acoplado entre MCNPX e CINDER90.

A taxa de reação (RR_{AX}) para um determinado tipo de interação X e nuclídeo A é definida como ⁽¹⁵³⁾

$$RR_{AX} = N_A \int \phi(E) \sigma_{AX}(E) dE, \quad (39)$$

onde:

N_A = densidade atômica do nuclídeo A ;

$\phi(E)$ = fluxo neutrônico; e

$\sigma_{AX}(E)$ = seção de choque da reação X para o nuclídeo A .

O MCNPX calcula os parâmetros para os materiais listados nos dados de entrada, produzidos pelo algoritmo gerador de isótopos, ou selecionados pelos dados específicos dos produtos de fissão. Quando a informação não é especificada no MCNPX, CINDER90 calcula as reações de 3400 isótopos usando as seções de choque intrínsecas e dados de decaimento inerentes no código CINDER90. O MCNPX é capaz de rastrear as energias integradas das taxas de reações para isótopos que possuem seções de choque de transporte. Para isótopos que não possuem seções de choque de transporte, o MCNPX calcula um fluxo para os 63 grupos de energia o qual é enviado para o

CINDER90 que combina com 63 grupos de seção de choque (inerentes do CINDER90) para gerar taxas de reação dos 63 grupos. Então, estas taxas de reação são integradas para determinar o total de reações.

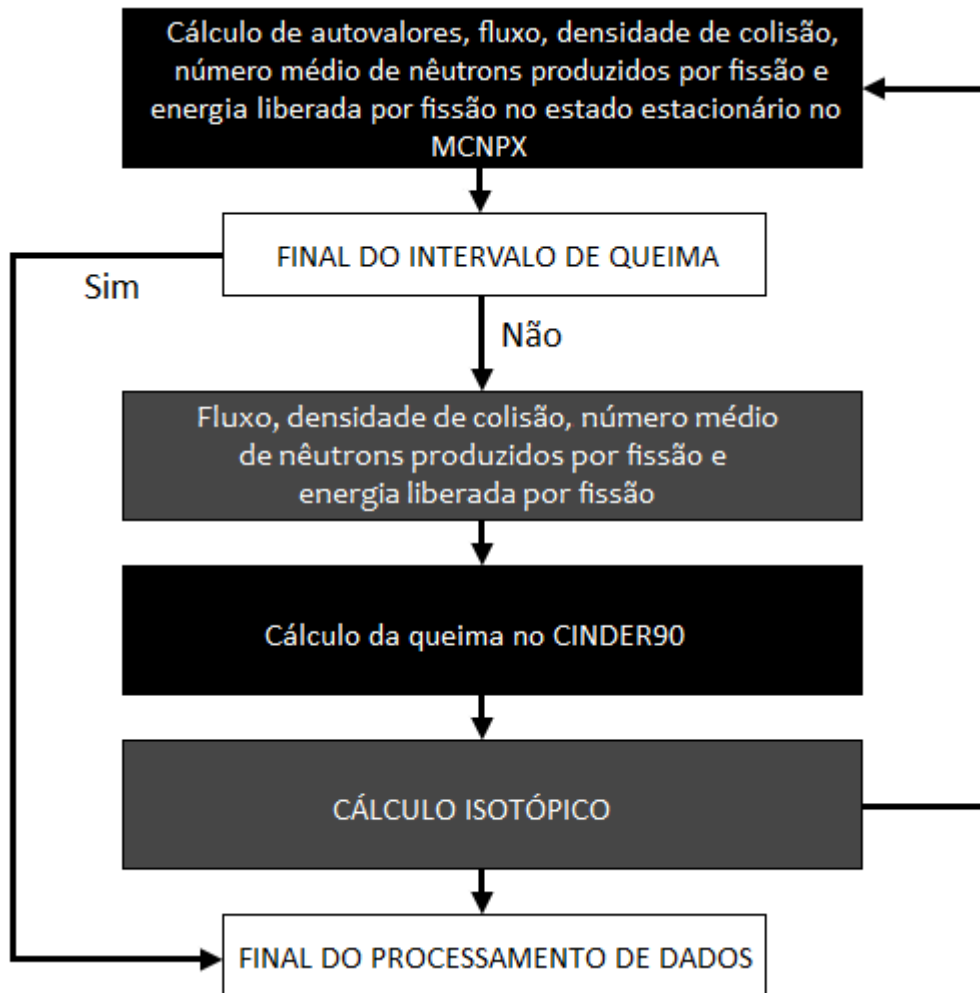


Fig. 5 – Processo de cálculo acoplado MCNPX/CINDER90

Para que o MCNPX 2.6.0 realize a queima do combustível o usuário deve indicar o arquivo CINDER.dat; ele possui dados de decaimento, rendimento de fissão e seções de choque a 63 grupos não calculadas pelo MCNPX.

Nos tópicos seguintes serão apresentadas as equações envolvidas no processo do cálculo de queima, a determinação da seção de choque média para o processo de queima, geração da densidade de colisão, a normalização do fluxo, o processo automático para a seleção dos valores de rendimento de fissão e o algoritmo gerador de isótopos.

II.1.2.4. Cálculo de aproximação do CINDER90 do inventário temporal de núclídeos

O CINDER90 usa dados de decaimento e de probabilidades de reação juntamente com informações sobre produtos de fissão para calcular o inventário temporal de núclídeos e depleção. A biblioteca de dados do CINDER90 inclui dados de decaimento de isótopos e de probabilidade de interação para 3400 isótopos incluindo 30 rendimentos de fissão, e dados de rendimento para 1325 produtos de fissão. A equação da evolução para um isótopo específico é expressa por ⁽¹⁵³⁾

$$\frac{dN_m}{dt} = -N_m(t)\beta_m + \bar{Y}_m + \sum_{k \neq m} N_k(t)\gamma_{k \rightarrow m}, \quad (40)$$

onde:

β_m = a probabilidade total de transmutação do isótopo m ;

$\gamma_{k \rightarrow m}$ = a probabilidade do isótopo k transmutar, por decaimento ou por absorção, no isótopo m ;

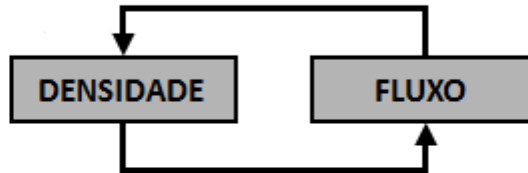
Y_m = a taxa de produção; e

$N_m(t)$ = a densidade atômica dependente do tempo do isótopo m .

Esta é uma equação não-linear, pois a probabilidade de transmutação depende do fluxo integrado no tempo, o qual é também dependente do valor de densidade em função do tempo. A equação de depleção usa o fluxo dependente do tempo, taxa de interação e densidade atômica de núclídeos para determinar o inventário de núclídeos dependente do tempo. Entretanto, o fluxo dependente do tempo também está em função da densidade atômica dependente do tempo. A Fig. 6 apresenta o problema da não linearidade da equação. Para linearizar este processo, as probabilidades de transmutação são definidas constantes para um valor de intervalo de tempo. O conjunto de equações diferenciais utilizado para resolver o acúmulo/depleção temporal de um sistema de isótopos é acoplado, desde que cada equação contenha informações da densidade isotópica dependente do tempo. Ao invés de tentar resolver a grande matriz de equações utilizando o método da matriz exponencial, o conjunto de equações acopladas em CINDER90 é reduzido a um conjunto de equações diferenciais lineares usando o método *Markov* ⁽¹⁵⁶⁾.

EQUAÇÃO DE EVOLUÇÃO ISOTÓPICA

$$\frac{dN_A}{dt} = -\lambda_A N_A - \left[\sum_g \sigma_{a_g}^A \phi_g \right] N_A + \lambda_B N_B + \left[\sum_g \sigma_{a_g}^C \phi_g \right] N_C$$



$-\lambda_A N_A$ = perda devido ao decaimento do nuclídeo A
 $-\left[\sum_g \sigma_{a_g}^A \phi_g \right] N_A$ = perda devido à captura neutrônica do nuclídeo B em A
 $\lambda_B N_B$ = ganho devido ao decaimento do nuclídeo B em A
 $\left[\sum_g \sigma_{a_g}^C \phi_g \right] N_C$ = ganho devido a transmutação do nuclídeo C em A através da captura neutrônica

Fig. 6 – O problema não linear

A Fig. 7 mostra um esquema representativo do método Markov método. Cada nuclídeo N_i possui probabilidades de transmutação $p_{ai}, p_{bi}, p_{ci}, \dots, p_{mi}$ nos respectivos nuclídeos $N_a, N_b, N_c, \dots, N_m$ onde

$$p_{ai} + p_{bi} + p_{ci} + \dots + p_{mi} = 1. \tag{41}$$

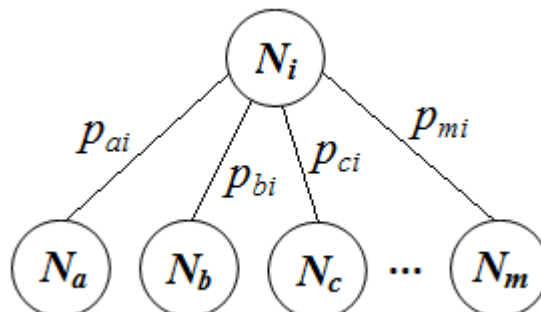


Fig. 7 – Representação das probabilidades de transmutação para um determinado nuclídeo N_i

No cálculo da evolução do combustível para o intervalo de tempo Δt , o fluxo é considerado constante. Assim, as probabilidades de transmutação estão em função da seção de choque de absorção (σ_a) ou em função da taxa de decaimento (λ) e são representadas através da matriz P denominada matriz de transição ⁽¹⁵⁶⁾

$$P = \begin{bmatrix} p_{11} & p_{12} & \dots & p_{1j} & \dots & p_{1m} \\ p_{21} & p_{22} & \dots & p_{2j} & \dots & p_{2m} \\ \vdots & \vdots & & \vdots & & \vdots \\ p_{i1} & p_{i2} & \dots & p_{ij} & \dots & p_{im} \\ \vdots & \vdots & & \vdots & & \vdots \\ p_{n1} & p_{n2} & \dots & p_{nj} & \dots & p_{nm} \end{bmatrix} . \quad (42)$$

Onde cada elemento p_{ij} da matriz representa a probabilidade de transmutação do nuclídeo j para o nuclídeo i . Se a densidade N_i de cada nuclídeo for representada por uma matriz coluna, a variação desta densidade no intervalo de tempo dt é escrita como

$$\begin{bmatrix} dN_1 / dt \\ dN_2 / dt \\ \vdots \\ dN_i / dt \\ \vdots \\ dN_m / dt \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} p_{11} & p_{12} & \dots & p_{1j} & \dots & p_{1m} \\ p_{21} & p_{22} & \dots & p_{2j} & \dots & p_{2m} \\ \vdots & \vdots & & \vdots & & \vdots \\ p_{i1} & p_{i2} & \dots & p_{ij} & \dots & p_{im} \\ \vdots & \vdots & & \vdots & & \vdots \\ p_{n1} & p_{n2} & \dots & p_{nj} & \dots & p_{nm} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} N_1 \\ N_2 \\ \vdots \\ N_i \\ \vdots \\ N_m \end{bmatrix} , \quad (43)$$

a qual pode ser representada através de um sistema de equações lineares

$$\begin{cases} \frac{dN_1}{dt} = p_{11} \cdot N_1 + p_{12} \cdot N_2 + \dots + p_{1m} \cdot N_m \\ \frac{dN_2}{dt} = p_{21} \cdot N_1 + p_{22} \cdot N_2 + \dots + p_{2m} \cdot N_m \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ \frac{dN_m}{dt} = p_{m1} \cdot N_1 + p_{m2} \cdot N_2 + \dots + p_{mm} \cdot N_m \end{cases} . \quad (44)$$

Portanto, conjuntos de equações lineares são então criadas para cada caminho de transmutação de isótopos, a partir das informações de concentrações isotópicas iniciais, as quais podem ser escritas como ⁽¹⁵³⁾

$$\frac{dN_i}{dt} = \bar{Y}_i + N_{i-1}(t)\gamma_{i-1} - N_i(t)\beta_i , \quad (45)$$

onde γ_{i-1} é a probabilidade de transmutação de formar o elemento nuclídeo N_i . A solução de cada conjunto de equação linear determina uma densidade parcial do nuclídeo, N_i , e é computado na seguinte equação ⁽¹⁵³⁾

$$N_n(t) = \prod_{k=1}^{n-1} \gamma_k \left\{ \bar{Y}_m \left[\frac{1}{\prod_{l=1}^n \beta_l} - \sum_{j=1}^n \frac{e^{-\beta_n}}{\prod_{i=l \neq j}^n (\beta_i - \beta_j)} \right] + N_1^0 \sum_{j=1}^n \frac{e^{-\beta_n}}{\prod_{i=l \neq j}^n (\beta_i - \beta_j)} \right\} . \quad (46)$$

Cada densidade parcial calculada do nuclídeo N_i , computada do conjunto linear de equações, é então somada para obter o inventário total do nuclídeo N_m . A equação diferencial que rege a computação $N(t)$ é, portanto, acoplada a um dos elementos anteriores na seqüência que conduz ao i -ésimo elemento.

O teste de significância em CINDER90 envolve cálculo de *passby*. O *passby* de um nuclídeo é a transmutação deste nuclídeo integrada em um intervalo de tempo especificado ⁽¹⁵³⁾

$$P_n(t) = \int_0^t N_n(t) \beta_n dt . \quad (47)$$

O *passby*, portanto, pode ser pensado como eventuais descendentes de nuclídeos gerada a partir de um isótopo específico.

II.1.2.5. A Seção de Choque Média para o Método de Queima

A equação de evolução do combustível usa fluxo, densidade atômica dos nuclídeos e seção de choque para determinar o inventário de nuclídeos dependente do tempo. A equação simplificada para um grupo de energia, sem decaimento, é dada por ⁽¹⁵³⁾

$$\frac{dN(r,t)}{dt} = -\Phi(r,t) \cdot \sigma(r) \cdot N(r,t) . \quad (48)$$

A solução correspondente para a densidade de nuclídeos é ⁽¹⁵³⁾

$$N(r,t) = N_0(r)e^{-\sigma(r)\int_{t_1}^{t_2}\Phi(r,t)dt}. \quad (49)$$

Portanto, a alteração na concentração de núclídeos é dependente do fluxo integrado sobre o tempo. Entretanto, o fluxo dependente do tempo (integrado para obter o fluxo integrado) também é dependente da densidade de núclídeos, o que torna a equação não linear. Para tornar esta equação linear, uma suposição deve ser feita para o fluxo. Atualmente, o MCNPX considera que o fluxo é constante em um determinado intervalo de tempo, então ⁽¹⁵³⁾:

$$N(r,t) = N_0(r)e^{-\sigma(r)\Phi(r)_{t,average}}. \quad (50)$$

Esta aproximação é válida apenas se a média do fluxo usado no cálculo é o “verdadeiro fluxo médio” sobre o intervalo de queima, e também se a mudança espectral é linear.

O MCNPX 2.6.0 faz uma aproximação do comportamento do fluxo médio usando a técnica CSADA (*Cross-Section Averaging for Depletion Acceleration Method*). A Fig. 8 mostra o esquema usado nesta técnica para a linearização da equação de depleção a qual envolve os seguintes passos ⁽¹⁵³⁾:

1. um cálculo de queima é completado no CINDER90 para a metade do intervalo de tempo [t(i)→t(i+1/2)] (*Predictor Step*);
2. o fluxo e densidade de colisão são recalculados em estado estacionário no MCNPX para a metade do intervalo de tempo; e
3. os valores do fluxo e da densidade de colisão são usados para queima em um intervalo de tempo completo [t(i)→t(i+1)] (*Corrector Step*).

Os fluxos e densidades de colisão recalculadas na metade do intervalo de tempo são considerados como a média dos fluxos e densidade de colisão encontrada durante o tempo total. Esta aproximação é verdadeira apenas se a forma do fluxo variar linearmente entre dois intervalos de tempo; geralmente esta técnica é uma aproximação aceitável. A implementação desta técnica permite que o usuário execute a irradiação de um sistema usando poucos intervalos de queima.

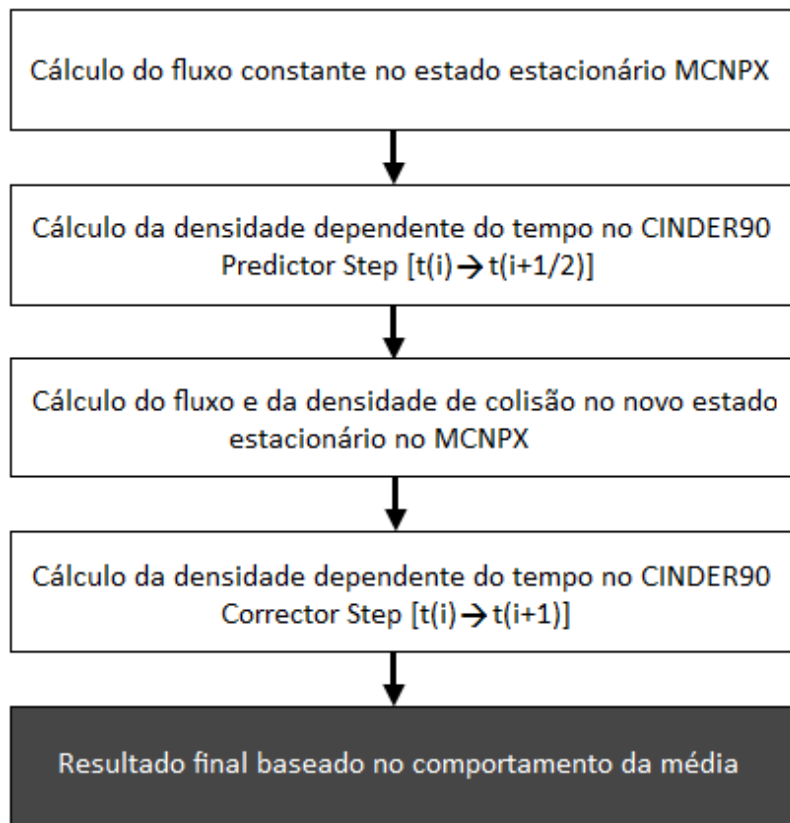


Fig. 8 – Esquema da técnica CSADA

II.1.2.6. Geração da Densidade de Colisão

O MCNPX calcula a energia integrada sobre as taxas de reação para todos os isótopos contendo seções de choque de transporte, para as seguintes reações: (n,gama), (n,fóton), (n,2n), (n,3n), (n,alfa) e (n,próton). CINDER90 usa os 63 grupos de fluxo calculado pelo MCNPX para determinar o restante das taxas de interação que se acumulam no processo de transmutação, bem como determinar informação das taxas de reação para isótopos que não possuem os dados de seção de choque ⁽¹⁵³⁾.

Por exemplo, atualmente MCNPX não possui informações de tratamento contínuo das seções de choque para o cálculo da taxa de reação (n, beta). Entretanto, CINDER90 possui os dados de seção de choque a 63 grupos desta reação. Então, CINDER90 usa o fluxo colapsado a 63 grupos de energia no MCNPX e multiplica-o para os 63 grupos de seção de choque determinando assim a quantidade de reações (n,beta) no sistema ⁽¹⁵³⁾. Além disso, muitos núclídeos podem ser criados durante o processo de transmutação os

quais não possuem informação de transporte no MCNPX para rastreamento de partículas. Para estes isótopos, o fluxo a 63 grupos de energia colapsado no MCNPX é combinado com o 63 grupos de seção de choque do CINDER90 para determinar informação de taxas de reação. As seções de choque a 63 grupos gerados no CINDER90 foram colapsadas sobre um espectro genérico o qual pode ser diferente do fluxo calculado no MCNPX. Desta forma, o espectro genérico utilizado para cálculo dos 63 grupos de seção de choque, pode ou não ser representativo do sistema a ser analisado e então pode conduzir para uma grande discrepância no inventário isotópico dos filhos dos produtos desta reação.

A energia total integrada sobre a taxa de colisão calculada no MCNPX para a evolução de núclídeos no CINDER90 são impressos no final de cada ciclo. Taxas de reação são impressas somente para os isótopos utilizados no cálculo dos transportes. O erro relativo calculado destas taxas de reação corresponde apenas ao atual ciclo e não há propagação de erros das taxas de reação sobre o cálculo de depleção total ⁽¹⁵³⁾.

II.1.2.7. Parâmetros de Normalização do Fluxo

O código MCNPX gera as densidades de colisão para o cálculo da evolução de núclídeos no CINDER90. As densidades de colisão geradas são normalizadas por fonte de nêutron. CINDER90 necessita de um fluxo total para irradiar o sistema. O seguinte *Fator Ponderação* transforma o fluxo normalizado do MCNPX em fluxo total para o cálculo de queima no CINDER90 ⁽¹⁵³⁾

$$\phi_{total} = \phi_{MCNPX} \cdot Fator\ Ponderação \Rightarrow Fator\ Ponderação = \frac{Potência \cdot v}{Q_{valor} \cdot k_{eff}}. \quad (51)$$

O MCNPX calcula os valores de v e Q . A potência usada para o cálculo do *Fator Ponderação* é fornecida pelo usuário nos dados de entrada. O valor de Q usado nos cálculos é uma estimativa da energia liberada por cada evento de fissão. Atualmente o MCNPX usa o valor da energia liberada através da fissão por nêutrons instantâneos e multiplica-o (Q -prompt) por um fator de normalização 1,111 o qual foi calculado dividindo-se 200 MeV pela energia liberada por fissão do ²³⁵U. Este fator foi calculado para considerar a energia liberada: (i) por fissão por nêutrons atrasados e (ii) pela reação

de captura-radiativa. Entretanto, esta energia liberada depende da composição inicial do combustível e da geometria do sistema. Se o combustível possuir em sua composição inicial outro isótopo físsil diferente do ^{235}U , a energia liberada por fissão será diferente daquela liberada pelo ^{235}U . Além disso, devido a diferente distribuição espacial do fluxo, o combustível possui, para um mesmo instante, uma variação isotópica na direção radial e axial a qual influenciará nas taxas de reação e na energia liberada por estas reações. Portanto, se o fator de normalização 1,111 for considerado constante em todos os casos, ele poderá não estimar o valor real de Q. Subestimando o valor Q conduz a uma superestimação do fluxo e então, uma superestimação da densidade de colisão. Como a equação para a depleção de núclídeos é altamente dependente da densidade de colisão, o aumento desta grandeza conduziria a uma superestimação do material queimado. Porém, existe a possibilidade do usuário fazer correções para estimar o valor de Q. Na atual capacidade de queima, três métodos podem ser usados para corrigir esta super-estimativa: (i) alterar o valor de Q, (ii) modificar a energia térmica liberada e (iii) alterar a fração de potência em cada intervalo de tempo.

II.1.2.8. Processo Automático de Seleção de Rendimento de Fissão

O código CINDER90 oferece o rendimento de fissão térmico, rápido e de alta energia para cada isótopo físsil contido no arquivo CINDER.dat⁽¹⁵³⁾. O rendimento de fissão é dependente da energia do nêutron na região de interação. Como CINDER90 é um código determinístico que usa constantes de um grupo de energia e não considera o comportamento de vários grupos de energia, o conhecimento do espectro de nêutrons deve ser importado do cálculo em estado estacionário.

MCNPX determina qual rendimento de fissão deve ser usado para um problema específico através do cálculo da taxa integral de fissão para limites de energia definidos (térmico, rápido e alta energia). Para isso, ele determina qual faixa de energia possui a maior taxa de fissão, e então seleciona o rendimento de fissão apropriado em cada intervalo de tempo⁽¹⁵³⁾.

Este cálculo é completamente separado para cada material que é queimado. Portanto, se um cálculo necessita de um rendimento térmico para um determinado material a ser queimado e um rendimento rápido para outro material a ser queimado, o MCNPX será

capaz de determinar o rendimento de fissão para cada material solicitado. Este processo é automático e então o usuário não necessita selecionar um apropriado rendimento de fissão que melhor representa seu sistema, pois o MCNPX determinará automaticamente o correto rendimento de fissão.

II.1.2.9. Algoritmo Gerador de Isótopos

Se o código MCNPX 2.6.0 fosse considerar cada elemento da cadeia de decaimento a partir de cada isótopo pai, o transporte de partículas seria um processo que exigiria grande memória computacional. Embora o CINDER90 possua dados de decaimento e de seção de choque para 3400 isótopos, muitos destes isótopos não possuem informações úteis para o transporte no MCNPX. Para economizar tempo computacional e reduzir a entrada de informações desnecessárias, caso um isótopo é especificado nos dados de entrada do MCNPX, apenas os produtos de decaimento imediatos são considerados no MCNPX para o transporte de partículas. O CINDER90 considera toda a família de decaimento para os 3400 isótopos, portanto, a concentração total listada no MCNPX é a verdadeira concentração do processo de queima. Entretanto, o modelo de transporte de partículas em estado estacionário inclui apenas os isótopos listados nos dados de entrada, selecionado de um produto de fissão, e/ou produzido pelo algoritmo gerador de isótopos ⁽¹⁵³⁾.

II.1.3. COMPARAÇÃO ENTRE OS CÓDIGOS UTILIZADOS

O processo de cálculo aplicado no WIMSD-5B é muito diferente do método de Monte Carlo usado no MCNPX. Conforme já descrito anteriormente, o WIMSD-5B é um código determinístico o qual calcula a distribuição do fluxo neutrônico e valores de k_{∞} ou k_{eff} através da solução da equação de transporte de nêutrons. Entretanto o MCNPX utiliza o método estocástico de Monte Carlo o qual transporta as partículas em um determinado meio registrando as probabilidades de interação. Nele obtêm-se respostas através da simulação de partículas individuais registrando alguns aspectos (contagens) de seu comportamento médio. O comportamento médio das partículas no sistema físico é então deduzido (usando o teorema do limite central) a partir do comportamento médio

das partículas simuladas. Se Monte Carlo e algum método determinístico for usado para resolver um mesmo problema, eles aplicarão caminhos diferentes para solução deste problema. Métodos determinísticos normalmente fornecem informações precisas (por exemplo, o fluxo) em todo o espaço de fase do problema. Monte Carlo fornece informações sobre contagens específicas solicitadas pelo usuário ⁽¹⁵⁴⁾. No método de cálculo PERSEUS aplicado pelo código WIMSD-5B, as regiões são divididas em anéis e as partículas se movem de um anel para o outro conforme as probabilidades de colisão. Os nêutrons nascidos em uma determinada região e que escapam sem colidir nesta região (ou anel) podem seguir dois caminhos: migrar para anéis mais externos ou para os mais internos. Em contrapartida, Monte Carlo transporta partículas entre eventos (por exemplo, colisões) que são separados no espaço e no tempo. Desta forma, as grandezas espaço e tempo não são parâmetros essenciais para o método de transporte de Monte Carlo. A equação integral não possui termos envolvendo tempo ou espaço derivado. Como o método Monte Carlo não usa anéis (ou volumes) para a divisão de fase, não há uma média de aproximações necessárias no espaço, energia e tempo.

A Tabela 2 mostra as equações usadas no cálculo do fluxo e do fator de multiplicação dos códigos MCNPX 2.6.0 e WIMSD-5B. Como pode ser visto, o WIMSD-5B calcula o fluxo em cada região (ϕ_i^g) através da equação de transporte aplicando a probabilidade de colisão P_{ji}^g . Porém, o código MCNPX 2.6.0 determina o fluxo ($\phi_{g,z}^n$) através do registro de informações e da história de cada partícula. No cálculo do fator de multiplicação, o WIMSD-5B calcula o k_∞ através do número médio de nêutrons produzidos por fissão, do fluxo, da seção de choque macroscópica de fissão e de absorção para cada grupo de energia g . Então, o código faz a correção para fugas através do *Buckling* geométrico e calcula o k_{eff} . Entretanto, o MCNPX 2.6.0 determina o autovalor k_{eff} juntamente com os correspondentes desvios padrão, através de três métodos. Estes métodos são uma estimativa de colisão (k_{eff}^C), absorção (k_{eff}^A) e duração de trajetória (k_{eff}^{TL}). Estas estimativas são combinadas usando correlações estatísticas para fornecer uma estimativa do valor “ótimo” de k_{eff} final.

Tabela 2 – Equações aplicadas para o cálculo de k_{eff} e do fluxo em cada código

MCNPX 2.6.0	
Fluxo	Fator de Multiplicação
$\phi_{g,z}^n = \frac{\sum_{k=1}^K W_{k,z} l_{k,z,n}}{V_z \sum_{k=1}^K W_{k,0}}$ <p> $\phi_{g,z}^n$ = fluxo de nêutrons na região z para direção n e grupo de energia g; $W_{k,z}$ = peso da partícula k ao atravessar a região z; $l_{k,z,n}$ = distância percorrida pela partícula k na região z no grupo de energia g na direção n; V_z = volume da região z; $W_{k,0}$ = peso inicial da partícula k; e K = número total de histórias na geração. </p>	$k_{eff}^C = \frac{1}{N} \sum_i W_i \left[\frac{\sum_k f_k \bar{v}_k \sigma_{f_k}}{\sum_k f_k \sigma_{T_k}} \right]$ $k_{eff}^A = \frac{1}{N} \sum_i W_i \bar{v}_k \frac{\sigma_{f_k}}{\sigma_{c_k} + \sigma_{f_k}}$ $k_{eff}^{TL} = \frac{1}{N} \sum_i W_i \rho d \sum_k f_k \bar{v}_k \sigma_{f_k}$ <p> i = soma de todas as colisões em um ciclo onde a fissão é possível; N = tamanho nominal da fonte no ciclo; W_i = peso das partículas que interagem; Σ_k = seção de choque macroscópica; f_k = fração atômica do nuclide k; \bar{v}_k = número médio de nêutrons instantâneos ou total produzidos por fissão; σ_{f_k} = seção de choque microscópica de fissão; σ_{T_k} = seção de choque microscópica total; σ_{c_k} = seção de choque microscópica de captura; ρ = densidade atômica da célula; e d = comprimento total da trajetória do evento anterior. </p>
WIMSD-5B	
Fluxo	Fator de Multiplicação
$\sum_i^g \cdot V_i \cdot \phi_i^g = \sum_{j=1}^{n+1} P_{ji}^g \cdot V_j \left[\sum_j^{gg} \cdot \phi_j^g + S_j^g \right]$ <p> \sum_i^g = seção de choque macroscópica total; V_i = volume da região i; P_{ji}^g = probabilidade de um nêutron do grupo g escapar da região j para a região i; e $\sum_j^{gg} \cdot \phi_j^g$ = seção de choque de espalhamento intragrupo. </p>	$k_{eff} = \frac{k_{\infty}}{1 + L^2 B^2} \quad e \quad k_{\infty} = \frac{\sum_{g=1}^G v \Sigma_{fg} \phi_g}{\sum_{g=1}^G \Sigma_{ag} \phi_g}$ <p> L = comprimento de difusão; B = buckling geométrico; G = número total de grupos de energia; v = número médio de nêutrons produzido por fissão; ϕ_g = fluxo grupo g; Σ_{fg} = seção de choque macroscópica de fissão do grupo g; e Σ_{ag} = seção de choque macroscópica de absorção do grupo g. </p>

Além destas diferenças a forma como é tratada a evolução do combustível, também é diferente entre os dois códigos (ver Figs. 1 e 5). O código WIMSD-5B utiliza a mesma base de dados no cálculo da queima e do fluxo (ENDF/B- IV.5). Entretanto, como o cálculo da queima no MCNPX 2.6.0 é um processo integrado envolvendo MCNPX/CINDER90, ele utiliza duas bases de dados neste processo (ENDFB-IV e CINDER.dat). O MCNPX 2.6.0 usa a ENDFB-IV para determinar o fluxo no MCNPX e utiliza as informações da CINDER.dat para o cálculo da evolução do combustível no CINDER90. Assim, no processo de realimentação CINDER90/MCNPX ajustes são realizados no cálculo de transporte do MCNPX. Embora o CINDER90 possui dados de decaimento de 3400 isótopos, o MCNPX considera apenas os produtos de decaimento imediatos.

Portanto, baseado nas características citadas acima, haverá diferenças entre os valores dos parâmetros obtidos nos dois códigos.

II.2. DESCRIÇÃO GERAL DO GT-MHR

Baseado nas experiências obtidas com o MHR (*Modular Helium Reactor*) a GA (*General Atomic*) desenvolveu na década de 90 o GT-MHR (*Gas Turbine Modular Helium Reactor*). A principal diferença entre o projeto destes reatores é o fato do GT-MHR possuir a turbina de geração elétrica acoplada ao núcleo do reator eliminando a necessidade do circuito secundário e de trocadores de calor. O GT-MHR é um reator moderado a grafite e refrigerado a hélio e pertence à quarta geração de reatores avançados. Ele possui as seguintes características ⁽⁹⁶⁾:

- uso de combustível em forma de partículas esféricas revestidas com camadas de carbono que servem como barreira para os produtos de fissão liberados durante a irradiação. Estas partículas denominadas TRISO (*Tristructural-isotropic*) são resistentes à irradiação e permitem alto nível de queima dos elementos transurânicos (*TRUs*);
- possibilidade de uso de Pu puro, o que resulta em alta queima e necessidade de veneno queimável;

- alta temperatura de operação do núcleo podendo gerar coeficientes de temperatura positivos;
- utilização de um núcleo ativo em forma de anel, resultando em uma distribuição assimétrica da potência radial;
- barras de controle fora do núcleo ativo na região do refletor; e
- grande razão comprimento axial por diâmetro que resulta em uma distribuição de potência axial não uniforme.

O núcleo ativo do reator, no qual se baseia este trabalho, é composto de blocos hexagonais de grafite organizados em 108 colunas, cada uma com 10 blocos empilhados de 0,36 m de altura. Cada bloco de combustível possui 216 canais de combustível, 108 canais para refrigeração e 14 canais para veneno queimável. Estes canais são configurados em uma malha triangular com 1,88 mm de passo reticulado. Os canais para absorvedores externos ao núcleo ativo possuem 1,3 cm de diâmetro e são configurados em 12 colunas no primeiro anel do núcleo ativo. Os canais de reserva que serão preenchidos em caso de parada do reator, devido a algum acidente, estão localizados em 18 colunas no segundo e terceiro anel do núcleo ativo. Este núcleo possui refletores internos, externos, superior e inferior. Estes refletores são formados por 102 colunas externas e 61 colunas internas. Cada coluna é constituída por 13 blocos de grafite empilhados. Os refletores superior e inferior são montados respectivamente acima e abaixo do núcleo ativo. A Fig. 9 ⁽⁹⁹⁻⁹⁸⁾ mostra a configuração radial e axial do núcleo do GT-MHR.

A região central da partícula TRISO, denominada “*kernel*”, consiste de combustível óxido que é revestido por quatro camadas de carbono cujas funções são:

- 1^a camada (carbono poroso): proporciona o volume para expansão dos gases liberados na fissão;
- 2^a camada (pirocarbono): define a base para a terceira camada;
- 3^a camada (sílica de carbono): retém os produtos fissão (metais e gases) proporcionando resistência mecânica; e
- 4^a camada (pirocarbono): define uma superfície de ligação para compactação e atua também como barreira para os produtos de fissão.

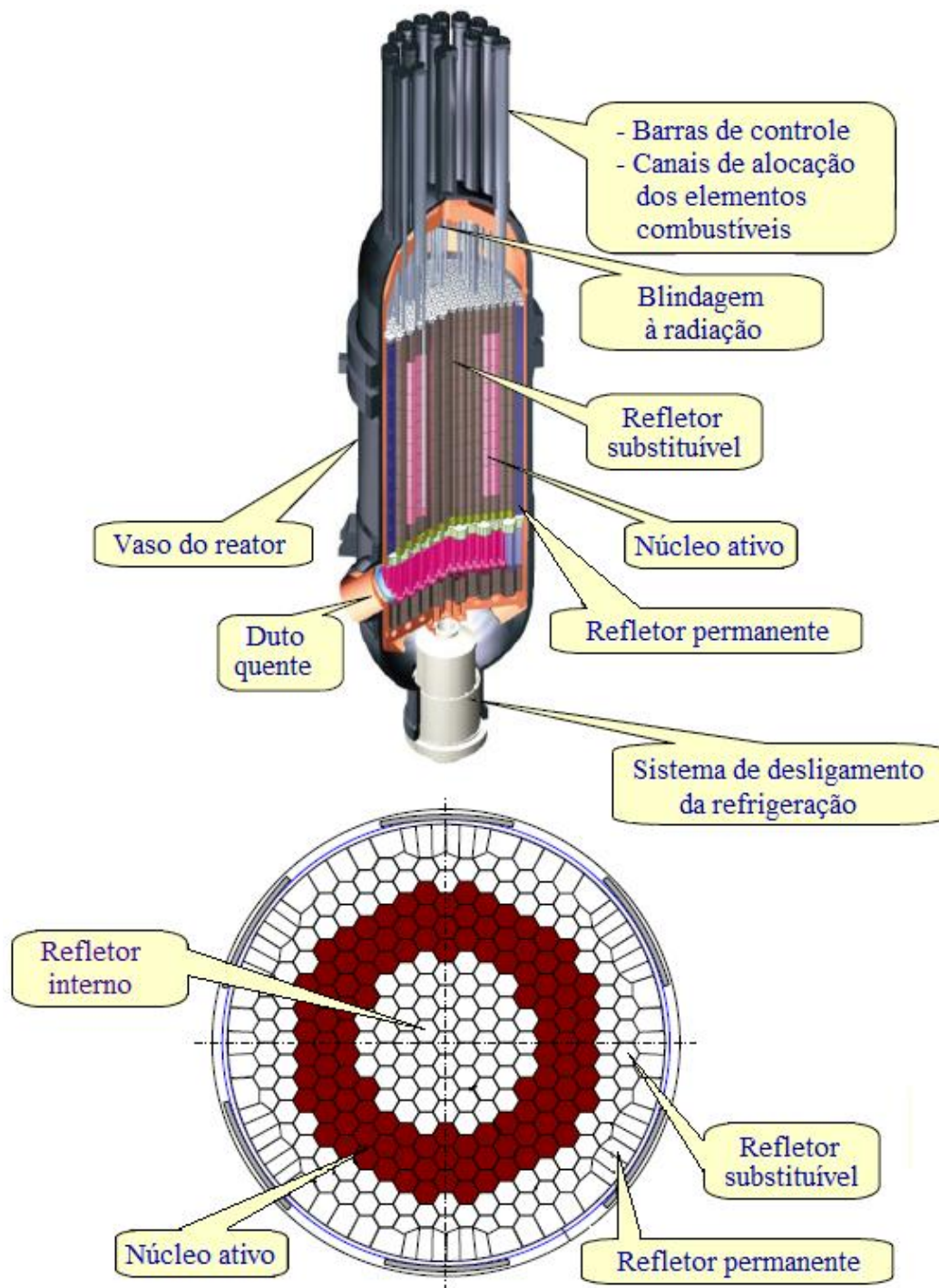


Fig. 9 – Configuração radial e axial do núcleo GT-MHR

As esferas TRISOs são compactadas com grafite formando cilindros com 0,6223 cm de raio e 5,08 cm de altura. Estes cilindros preenchem os canais de combustível que possuem 0,635 cm de raio. Desta forma, há uma folga de 0,0127 cm entre a superfície da vareta de combustível e do canal possibilitando a passagem do refrigerante. O gás Hélio entra no fundo do reator a 490 °C, na pressão de 7 MPa e sai no topo com uma

temperatura de 850 °C. A Fig. 10 ⁽⁹⁸⁾ mostra o modelo da esfera TRISO, o cilindro de partículas compactadas, o elemento combustível hexagonal e o núcleo de um GT-MHR.

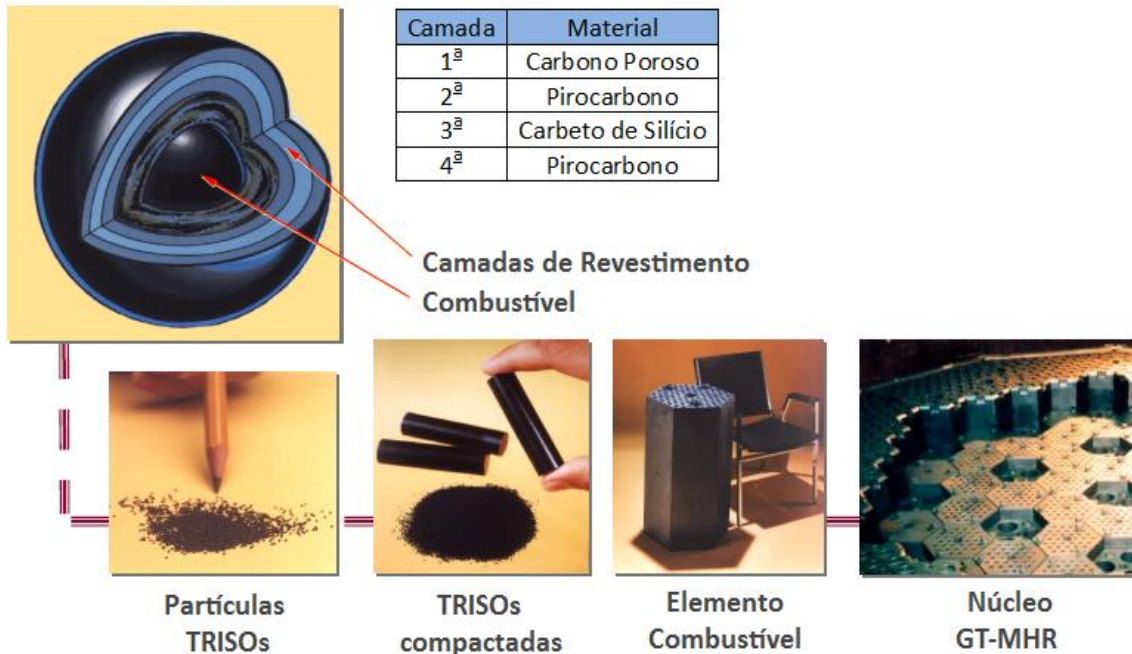


Fig. 10 – Modelo da partícula TRISO, varetas de combustível, matriz hexagonal de grafite e configuração do núcleo GT-MHR

II.3. O CONCEITO DE ALTA QUEIMA PARA TRANSMUTAÇÃO

A principal diferença no conceito de alta queima para transmutação é o uso de nêutrons térmicos. Sob o ponto de vista de transmutação, a seção de choque dos actinídeos mostra que nêutrons térmicos podem proporcionar melhor alternativa na transmutação de actinídeos transurânicos. A grande seção de choque de absorção para nêutrons térmicos prevê altas taxas de transmutação específica e, juntamente com os danos de radiação relativamente baixos, permitem que altos valores de queima sejam alcançados. Como muitos dos actinídeos transurânicos não são físséis na faixa térmica, a economia de nêutrons deve ser considerada. Também existe a possibilidade de produção de actinídeos altamente radioativos tornando difícil o reprocessamento. Entretanto, este

problema pode ser contornado se um ciclo de alta queima for empregado para minimizar ou eliminar a necessidade de etapas no reprocessamento ⁽¹⁴⁾.

A transmutação do combustível irradiado abrange a extração do urânio e produtos de fissão, separação dos elementos transurânicos (Pu e actínídeos menores), e a queima destes elementos através da fissão nuclear.

No conceito de alta queima para transmutação, os isótopos físséis presentes no combustível irradiado são reprocessados e reinseridos no combustível que proporcionará os nêutrons necessários para transmutar os elementos não físséis em isótopos físséis. Assim, utilizam-se dois tipos de combustíveis ^(14,93,94,99):

- combustível de queima, denominado DF (*Driver Fuel*), que contém os elementos físséis e
- combustível de transmutação, denominado TF (*Transmutation Fuel*), que contém os isótopos a serem transmutados. Este tipo de combustível funciona como veneno queimável e proporciona o controle de reatividade do reator.

Baseado nas experiências adquiridas com o MHR, os dois tipos de combustíveis são fabricados com a mesma tecnologia das partículas TRISOs, mas as dimensões são diferentes de modo a favorecer a fissão no DF, e a absorção seguida por fissão no TF. As características neutrônicas das partículas TRISO são fortemente influenciadas pela dimensão do *kernel*, especialmente para valores próximos ao livre caminho médio de nêutrons na faixa de ressonância. Um grande valor do diâmetro *kernel* não favorece a absorção na faixa de ressonância, enquanto que um pequeno diâmetro *kernel*, aumenta a possibilidade desta absorção. Portanto, para transmutação em alta queima, *kernel* com grande diâmetro pode ser usado em combustíveis transurânicos físséis para melhorar a auto-blindagem e minimizar o fator alfa (taxa captura/fissão). Por outro lado, pequeno *kernel* pode ser usado em combustíveis de transurânicos não físséis para aumentar a absorção de ressonância, melhorar a resposta de reatividade e a eficácia no controle de veneno queimável. O ciclo de transmutação em alta queima, proporciona um caminho natural de separação dos isótopos transurânicos físséis e não físséis de modo que o combustível pode ser otimizado melhorando o desempenho de transmutação.

II.4. O CONCEITO DB-MHR (*Deep Burn Modular Helium Reactor*)

Combinando as propriedades da alta queima para transmutação com a geometria do GT-MHR, o conceito DB-MHR foi desenvolvido. Vários trabalhos mostram que mais de 70 % de TRUs podem ser queimados em reatores de alta queima usando a tecnologia de MHR, operando em sistemas críticos ^(3,14,92-95). Estes sistemas são similares à tecnologia desenvolvida para MHR, mas usam dois tipos diferentes de combustíveis (DF e TF) e operam baseados em um ciclo projetado para otimizar a queima dos TRUs. Inicialmente apenas o DF é irradiado no reator. Após este período, o DF é reprocessado pelo método UREX+ para extrair os produtos de fissão. Em seguida, o DF reprocessado é combinado com TRUs não fissionáveis separados do combustível irradiado em LWR. Desta forma se obtém o TF. O combustível de transmutação é então inserido no reator para queimar juntamente com DF ⁽⁹²⁾. A Fig. 11 ^(14,92) mostra o processo para obter o DF e o TF e a Fig. 12 ⁽⁹⁸⁾ apresenta a configuração de um elemento combustível de um DB-MHR preenchido com DF e TF.

O rejeito final do sistema DB-MHR consiste de TF queimado na forma de partículas revestidas de cerâmica envolta em blocos de grafite. Estas partículas cerâmicas possuem uma forma muito resistente e durável que se mantém impermeável à umidade, bem além da vida dos recipientes metálicos de contenção que atualmente são considerados para a deposição do combustível irradiado ^(3,14,92-95,99).

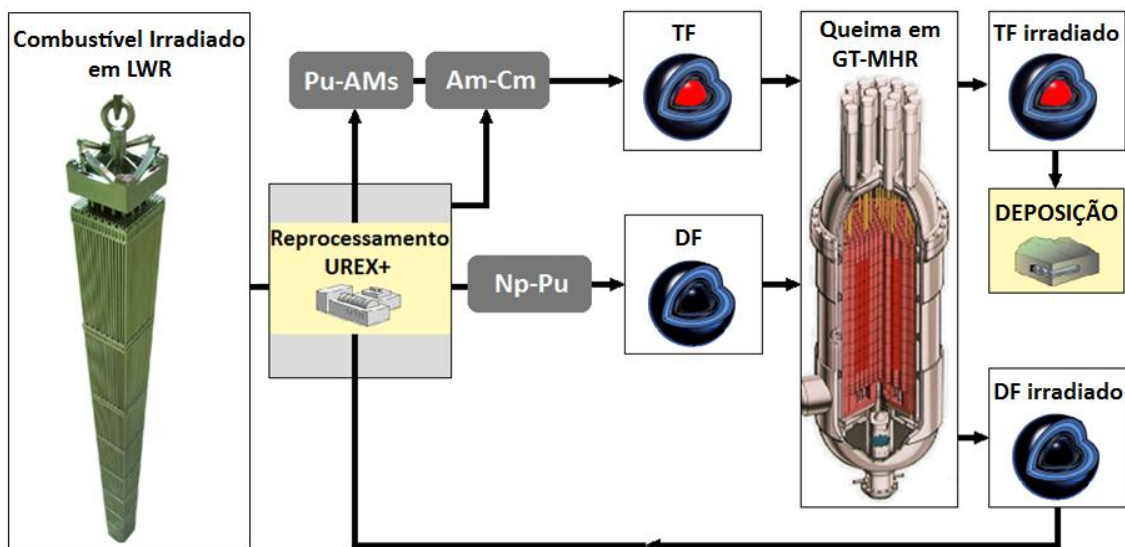


Fig. 11 – Processo de obtenção do DF e do TF utilizando o método UREX+

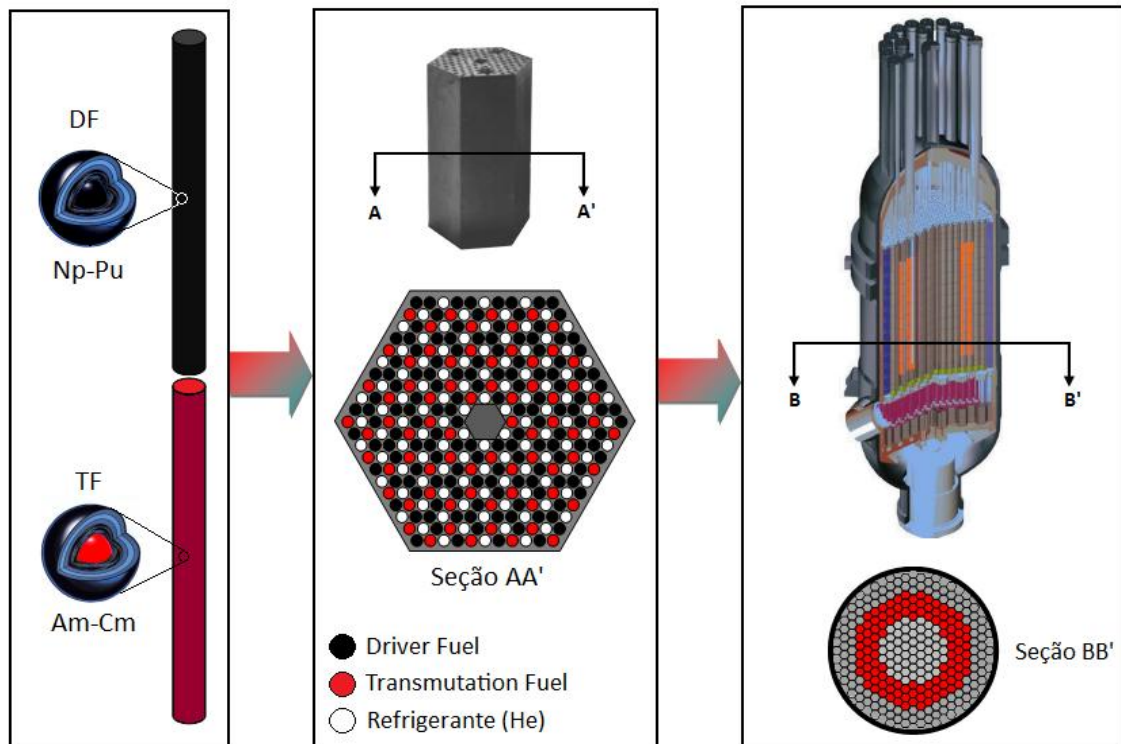


Fig. 12 – Disposição do DF e TF em um elemento combustível do sistema DB-MHR

II.5. ESQUEMAS DE RECARGA

Como em todos os reatores, existem diversas possibilidades para a recarga do GT-MHR onde o núcleo pode assumir diferentes configurações, produzindo comportamentos diferentes dos parâmetros neutrônicos e composição isotópica. No caso do GT-MHR o objetivo é avaliar um esquema de recarga no qual se obtenha uma maior queima e/ou transmutação de Pu e AMs. Nesta finalidade, o núcleo do reator é dividido em regiões (ou anéis) de volumes iguais ⁽⁹²⁾. Os blocos hexagonais de combustível estão configurados radialmente em três anéis e axialmente são divididos em 10 regiões. O esquema de recarga desloca os blocos na direção radial e axial. Inicialmente o combustível é colocado no anel interno. Após cada período de operação, os blocos são deslocados para o anel central e combustível novo é recarregado no anel interno. Após mais um período de irradiação, os elementos combustíveis são deslocados do anel central para o anel externo. O combustível do anel externo é então descarregado para armazenamento ou reprocessamento. Na direção axial, antes da queima, os elementos combustíveis possuem a configuração [1 2 3 4 5 6 7 8 9 10]. Nesta configuração os

elementos [1] e [10] localizam-se respectivamente no topo e no fundo do reator. Geralmente, os elementos combustíveis localizados no centro do núcleo, como [5] e [6], sofrem maior queima. Com a finalidade de melhor distribuição axial de potência e melhor aproveitamento do combustível queimado, após cada ciclo, os elementos combustíveis também são deslocados na direção axial. Assim, os elementos combustíveis situados no centro do núcleo são movidos para o topo e para o fundo do reator; e os elementos combustíveis localizados no topo e no fundo são movidos para o centro. Assim, após cada ciclo, estes elementos são configurados como: [5 4 3 2 1 10 9 8 7 6]. Geralmente cada ciclo constitui de 330 dias de operação (full power) e 35 dias para recarga (zero power). A Fig. 13 mostra um modelo de disposição axial e radial no núcleo do reator.

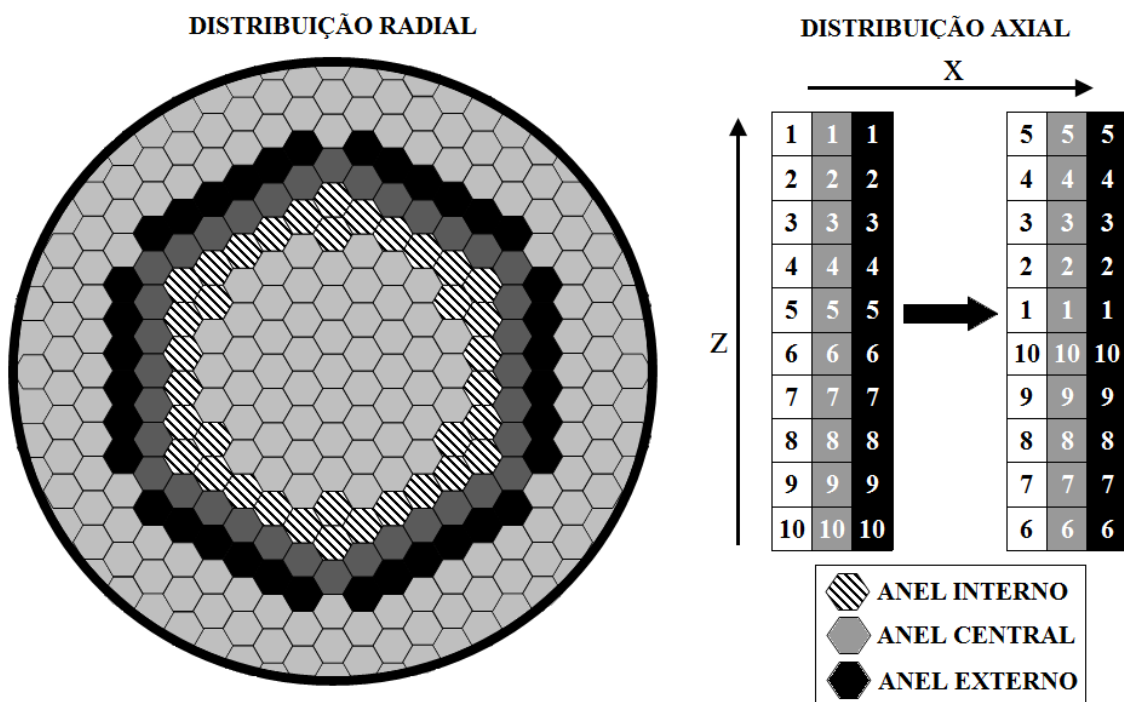


Fig. 13 – Configuração radial e axial dos elementos combustíveis no núcleo do reator com três anéis de elementos combustíveis

No início de operação, combustível de queima (DF) é inserido nos 36 blocos de combustível do anel interno do núcleo. No primeiro ano de funcionamento o reator opera apenas pelo anel interno. Após o primeiro ano, DF é deslocado para o anel central e novo DF é carregado no anel interno. Durante o segundo ano de operação, o reator

opera com dois anéis abastecidos com DF. Após o segundo ano, DF do anel central é movido para o anel externo e o combustível do anel interno toma seu lugar. Finalmente, durante o terceiro ano, DF preenche os três anéis. No fim do terceiro ano, o DF irradiado do anel externo é reprocessado (extração de Pu e AMs) e mesclado com Am e Cm provenientes do reprocessamento UREX+ para a construção do combustível de transmutação (TF). No início do quarto ano, DF e TF preenchem o anel interno em uma proporção de duas barras de DF para uma barra de TF. Assim, durante o quarto ano de operação, DF preenche os três anéis do reator e TF ocupa apenas o anel interno. Este esquema de permutação e recarga continua de forma que no sexto ano DF e TF preenchem os três anéis do núcleo. Assim, DF é irradiado por três anos e é reprocessado para produzir TF.

Outro método de recarga, semelhante ao primeiro, consiste em inserir combustível novo no anel central e, após um ciclo, deslocá-lo para o anel externo ⁽¹⁴⁾. Elementos combustíveis não irradiados são novamente inseridos no anel central. No ciclo seguinte, os blocos do anel externo são deslocados para o anel interno. Finalmente, após mais um ciclo, os elementos do anel externo são descarregados para queima ou transmutação. Cada bloco é preenchido com DF e TF que permanece no núcleo durante três ciclos.

Há outros modelos onde o núcleo ativo do reator consiste de quatro regiões: (1) anel interno, (2) anel central interno, (3) anel central externo e (4) anel externo ⁽⁹³⁾. A Fig. 14 mostra a configuração axial e radial para este modelo. Neste caso, existem diversas possibilidades de permuta no final de cada queima. Alguns estudos utilizam a seguinte seqüência de permuta radial ⁽⁹³⁾:

- desloca os elementos combustíveis do anel central externo para o anel externo;
- desloca os elementos combustíveis do anel externo para o anel central interno;
- desloca os elementos combustíveis do anel central interno para o anel interno;
- preenche o anel central externo com combustível novo; e
- descarrega o combustível do anel interno.

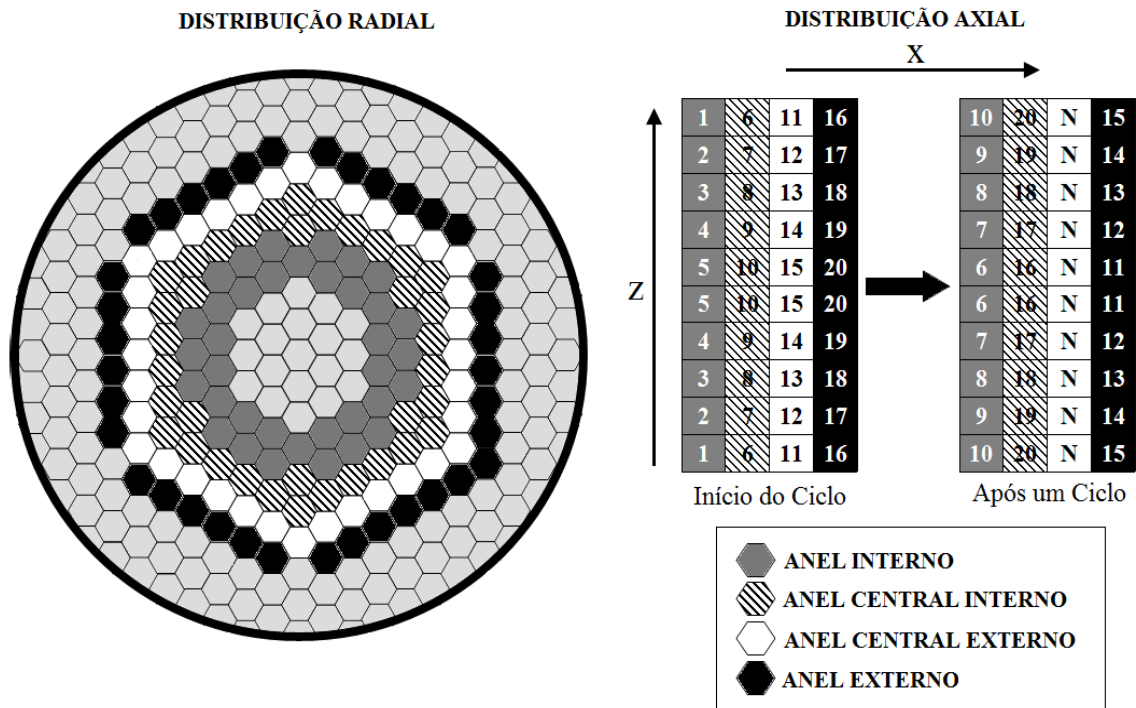


Fig. 14 – Configuração radial e axial dos elementos combustíveis no núcleo do reator com quatro anéis de elementos combustíveis

As permutas na direção axial movem os elementos combustíveis da região central para as regiões externas e vice-versa. Após cada período a configuração é rearranjada como:

- anel interno: região axial [10 9 8 7 6 6 7 8 9 10];
- anel central interno: região axial [20 19 18 17 16 16 17 18 19 20];
- anel central externo: região axial com combustível novo; e
- anel externo: região axial [15 14 13 12 11 12 13 14 15].

II.6. TÉCNICAS DE REPROCESSAMENTO

Em linhas gerais, um ciclo de combustível fechado é constituído por seis etapas básicas, como pode ser visto na Fig. 15 ⁽¹⁵⁷⁾. Ao contrário dos ciclos tradicionais, o que caracteriza os ciclos fechados é a presença de reprocessamento e posterior reutilização do material recuperado. Apesar de um ciclo ser determinado pelo conjunto de todas as operações que o constituem, dois aspectos são mais relevantes na caracterização de um

ciclo de combustível fechado: o tipo de reprocessamento utilizado e a composição do combustível que é introduzido no reator.

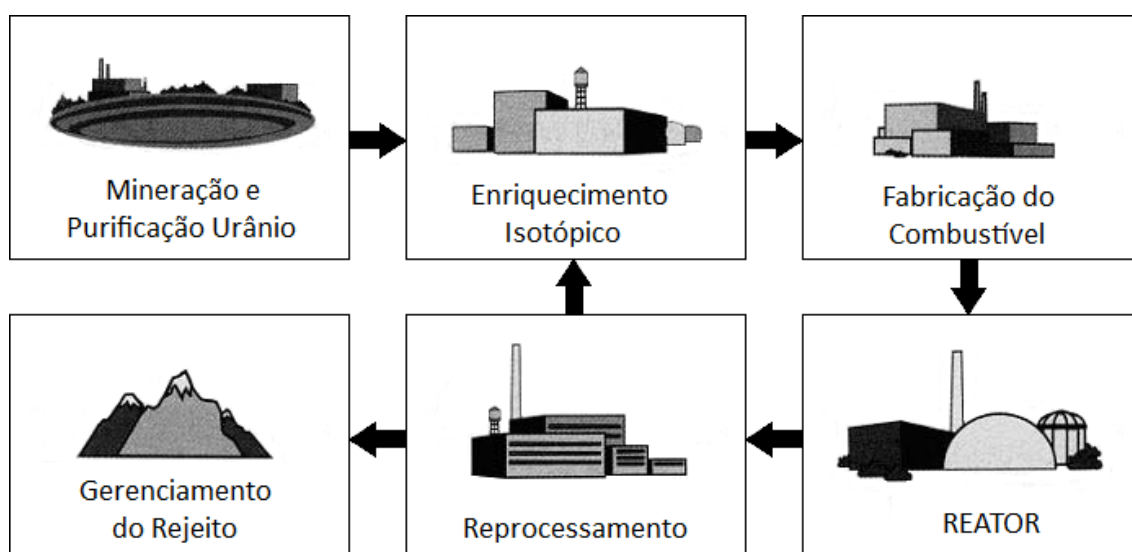


Fig. 15 – Fluxograma básico de um ciclo fechado de combustível

A técnica de reprocessamento pode ser classificada de acordo com o tipo de material envolvido (via úmida, não-aquoso ou a seco) e pelo grau de descontaminação de produtos de fissão e actínídeos que se obtém. Quanto à composição do combustível, tem-se uma grande gama de opções que podem ser consideradas, desde que sejam garantidas as condições necessárias de reatividade e de segurança. Podem-se ter, inclusive, combustíveis com diferentes composições gerados a partir de um mesmo tipo de reprocessamento, como é o caso dos combustíveis tipo MOX.

Um ciclo alternativo de combustível é um ciclo fechado que busca a solução dos problemas de proliferação e a redução dos impactos ambientais através de métodos de reprocessamento com baixo nível de descontaminação ou que não efetuem a separação dos óxidos de urânio e de plutônio.

Neste item serão descritos os métodos de reprocessamento mais citados na literatura envolvendo diferentes formas de recuperação e reutilização de materiais físseis presentes em combustíveis irradiados. Serão abordadas as seguintes técnicas de reprocessamento: PUREX, Coprocessamento, CHELOX, AIROX e UREX+.

Apesar de não ser classificado como alternativo devido a sua forte característica proliferante, o PUREX é o único ciclo fechado implantado comercialmente.

II.6.1. Reprocessamento PUREX

O combustível MOX (*Mixed-Oxide*) é caracterizado, como o próprio nome indica, pela mistura entre óxidos de urânio e plutônio. A rigor, qualquer tipo de combustível que envolva a combinação de urânio e plutônio para fornecer material físsil necessário pode ser classificado como MOX, mas esse termo será utilizado aqui para indicar o tipo de combustível que está sendo utilizado atualmente em reatores LWR comerciais. Esse tipo de ciclo (Fig. 16) se baseia no reprocessamento através do método PUREX do combustível irradiado e na fabricação do novo combustível misto.

O método PUREX ⁽¹⁵⁸⁾ realiza a extração e purificação dos óxidos de urânio e plutônio através da técnica de extração por solvente. O processo aproveita a boa extratibilidade de nitratos de urânio e plutônio hexavalente (Pu (VI)) e a pouca extratibilidade dos produtos de fissão e do nitrato de plutônio trivalente (Pu (III)). Inicialmente, faz-se uma primeira descontaminação, extraíndo-se o urânio e plutônio (IV) e (VI) para a fase orgânica, composta de solução de tri-n-butil fosfato (TBP) a 30% em querosene. A fase aquosa restante contém cerca de 99,9% dos produtos de fissão.

A etapa de partição, ou seja, a separação do urânio e plutônio é feita pela redução do plutônio (IV) e (VI) a (III) através de reação com sulfato de ferro. Como o plutônio (III) tem pouca afinidade com o extrator orgânico, este passa para a fase aquosa, sendo, assim, separado do urânio. A seguir, os dois produtos são tratados separadamente para atingir o grau de pureza desejado. O fluxo com plutônio é submetido à oxidação com nitrato de sódio, tornando-se novamente hexavalente. Esse produto apresenta, no final do ciclo, fator de descontaminação (razão entre as atividades inicial e final do combustível) de 10^7 - 10^8 e recuperação de plutônio de 99,9%. Já o fluxo com urânio termina o processo com fator de descontaminação de 10^7 e recuperação de urânio de 99,9%.

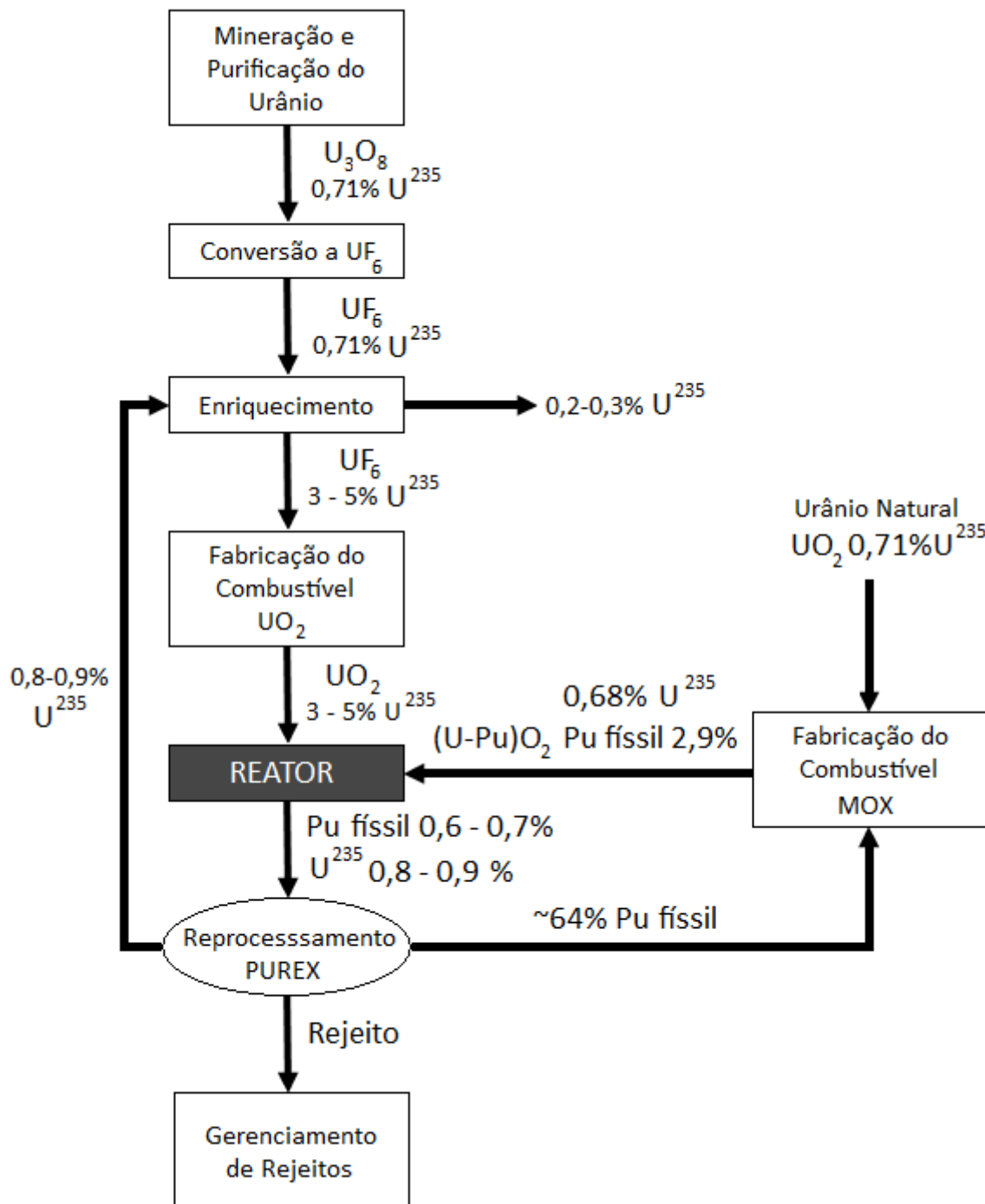


Fig. 16 – Fluxograma do ciclo de combustível com reprocessamento PUREX

O óxido de plutônio puro é, então, enviado para a planta de fabricação de MOX onde é misturado com UO_2 com baixo grau de enriquecimento para reduzir o alto nível de isótopos físséis presentes no PuO_2 ($> 60\%$) ao teor de enriquecimento desejado. Essa mistura é feita geralmente à proporção em torno de 1:20, podendo variar com a

composição isotópica do Pu processado, a fim de garantir uma reatividade equivalente ao combustível de UO₂.

O óxido de urânio utilizado para isso pode ser urânio natural, urânio reprocessado ou urânio proveniente do fluxo empobrecido das plantas de enriquecimento (0,2-0,3% de ²³⁵U). Naturalmente, o uso deste último ao invés do urânio natural proporciona maior economia global de urânio (na medida em que utiliza um material considerado como rejeito no lugar do urânio natural) e permite maximizar o aproveitamento de plutônio como material físsil, pois o urânio empobrecido contém o menor teor de ²³⁵U.

A composição isotópica do óxido de plutônio recebido nas plantas de fabricação de MOX varia largamente com sua origem (tipo de reator) e queima de descarga alcançada. Como exemplo, o Pu produzido em um PWR de 900 MWe através de irradiação de UO₂ inicialmente com 3,1 % de enriquecimento, com queima de 33.000 MWd/T, contém a seguinte composição: 1,8 % ²³⁸Pu, 59 % ²³⁹Pu, 23 % ²⁴⁰Pu, 12,2 % ²⁴¹Pu, e 4 % ²⁴²Pu (159).

Para a fabricação de MOX é essencial a atenção com os níveis de ²⁴¹Am no plutônio proveniente das plantas de reprocessamento. Sua presença é devida ao decaimento do ²⁴¹Pu e está relacionada com o tempo de estocagem posterior ao reprocessamento e anterior à fabricação do combustível. Os fabricantes de MOX acusam um progressivo aumento no teor de ²⁴¹Am no plutônio reprocessado, o que denota um envelhecimento dos estoques de plutônio (160).

A razão do cuidado com o teor de ²⁴¹Am é a alta atividade desse nuclídeo. Normalmente, as plantas de fabricação de MOX são projetadas para um limite máximo de atividade de acordo com a blindagem das instalações. Esse limite determina o nível de ²⁴¹Am e, conseqüentemente, o tempo de estocagem do plutônio a ser processado. Percebe-se a tendência de se estender esse limite através do aumento na blindagem, na automatização dos processos e das operações efetuadas por controle remoto. Isso pode ser observado na nova planta francesa MELOX que operará com um conteúdo máximo de 30.000 ppm de ²⁴¹Am (contra cerca de 15.000 ppm na planta CFCa) (160).

Os processos de fabricação utilizados atualmente são MIMAS (ou OCOM) e COCA (*Cobroyage Cadarache*). Esses processos se diferenciam pela forma de misturar os óxidos, que é a etapa fundamental para a garantia do desempenho do combustível no

núcleo. O processo MIMAS (*Micronized Master Blend*)^(160,161), adotado nas plantas DEMOX e MELOX, consiste na micronização do PuO_2 com parte do UO_2 para formar uma mistura inicial com teor de Pu entre 20 e 30 % (chamada *master blend*) e depois diluir essa mistura mecanicamente com UO_2 até atingir o teor desejado. Isso confere uma maior homogeneidade e alta solubilidade do Pu no combustível. A planta de Hanau adota este mesmo processo com o nome de OCOM⁽¹⁶¹⁾.

Já o processo COCA⁽¹⁶⁰⁾, utilizado na planta francesa CFCa, se diferencia do MIMAS pela mistura e moagem dos óxidos em uma única etapa. As etapas finais, que incluem a fabricação e sinterização das pastilhas e a montagem das varetas e dos elementos combustíveis, são iguais às utilizadas na fabricação do combustível de UO_2 .

Em geral, o combustível MOX se diferencia do UO_2 enriquecido somente no que se refere às pastilhas, já que a estrutura e a montagem das varetas são idênticas para ambos. Também não são necessárias modificações no projeto do reator alimentado com UO_2 para adaptá-lo ao MOX, apenas ajustes para compensar pequenos distúrbios causados pela mudança do espectro neutrônico para energias mais altas (chamada “endurecimento do espectro”) acarretada pela presença de maior quantidade de plutônio.

Um desses ajustes está relacionado com a disposição das varetas no elemento combustível de MOX. Normalmente, são utilizadas varetas com três diferentes concentrações de Pu, sendo que o maior teor é colocado na área central para garantir a reatividade e as demais varetas são dispostas de modo a reduzir a concentração de Pu do centro para a periferia. Isso é feito para evitar a formação de picos de potência na interface com elementos de urânio vizinhos.

II.6.2. Coprocessamento

Esse tipo de ciclo envolve também um combustível misto de urânio e plutônio como no item anterior. A diferença está no tipo de reprocessamento utilizado aqui para tratar o combustível irradiado: o Coprocessamento. Esse método é uma adaptação do processo PUREX feita com o objetivo de remover a forte característica de proliferação que o mesmo carrega. Isso é feito através da extração conjunta do urânio e plutônio dos

demais constituintes do combustível queimado, sem haver a separação desses dois nuclídeos. As demais etapas do ciclo são semelhantes ao ciclo com MOX, com exceção da forma de fabricação do combustível misto e a sua composição final.

Em 1978, Pobereskin et al. publicaram um estudo onde propuseram um processo com a meta de extrair 99,9 % do urânio e actinídeos (plutônio, netúnio, cúrio, amerício, etc.) com um grau de purificação de 99,5 % dos produtos de fissão ⁽¹⁶²⁾. O processo se dá em duas etapas (Fig. 17).

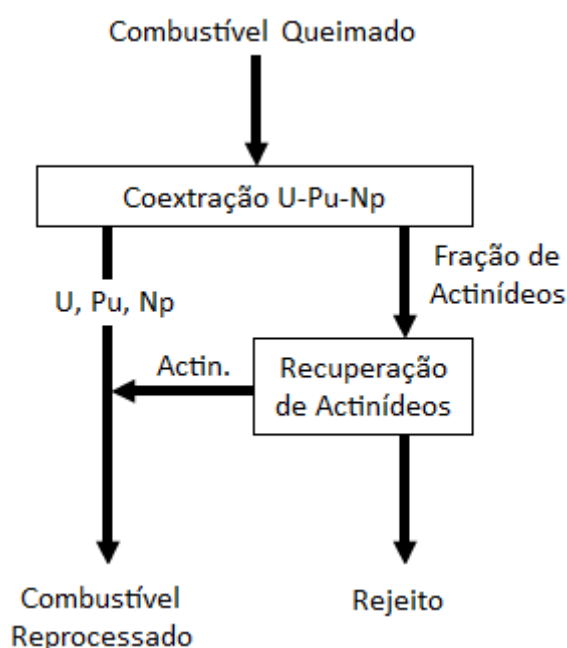


Fig. 17 – Fluxograma do Coprocessamento

Inicialmente, são separados o urânio, plutônio e netúnio presentes no combustível queimado. O material rejeitado na primeira fase é, então, submetido à nova extração para se recuperar os actinídeos que não foram separados. Esses actinídeos são agregados ao urânio, plutônio e netúnio extraídos, constituindo o combustível reprocessado. A reposição de nuclídeos físséis pode ser feita com UO₂ 20 % ou com outro tipo de fonte que for mais viável, inclusive com o HEU (*High-Enriched Uranium*) proveniente das armas nucleares.

Outro tipo de Coprocessamento foi estudado para atender a concepção do ciclo TANDEM ⁽¹⁶³⁻¹⁶⁵⁾. Nesse último foram realizados testes em escala de laboratório de

extração conjunta de U e Pu com etapa de partição feita por método eletroquímico ⁽¹⁶⁵⁾. O fluxograma do processo de recuperação de U e Pu ⁽¹⁶⁵⁾ utilizado pode ser visto na Fig. 18.

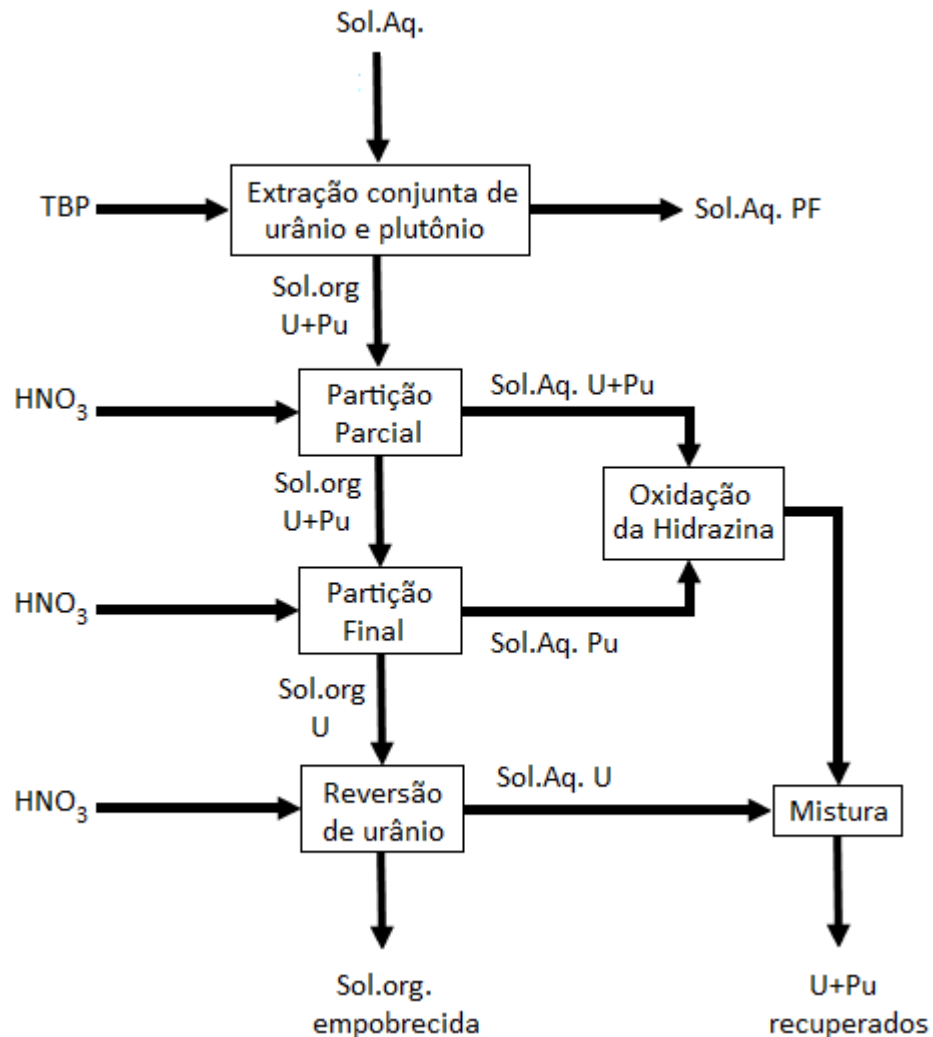


Fig. 18 – Fluxograma do processo de extração conjunta de U e Pu

A primeira etapa consiste na extração conjunta do U e Pu através do solvente utilizado normalmente no processo PUREX (TBP). A fração orgânica carregada passa por duas etapas de partição onde são retirados o Pu e parte do U para a fase aquosa através de solução eletrolítica de HNO_3 e N_2H_4 (hidrazina). As soluções resultantes passam por uma oxidação para a eliminação da hidrazina e conversão do Pu para a forma tetravalente. A fase orgânica contendo o restante do U é submetida à extração do urânio com solução diluída de ácido nítrico.

II.6.3. CHELOX

Em 1982 foi proposto o ciclo de combustível APEX ⁽¹⁶⁶⁾ para LWR com o objetivo principal de eliminar toda a formação de rejeitos de longo tempo de estocagem (LLW) através de separação e reciclagem dos elementos transurânicos (TRUs) e produtos de fissão de longa vida (LLFP). Assim, o rejeito produzido durante o reprocessamento seria composto somente por produtos de fissão estáveis (SFP) e aqueles com meias-vidas inferiores a 1-2 anos (SLFP), eliminando, deste modo, a necessidade de estocagem geológica.

Na definição desse ciclo são incluídas também a adoção do reprocessamento CHELOX e a utilização do acelerador de partículas Spallator (*Linear Accelerator Spallation-Neutron Target Reactor*) para a produção do material físsil ao invés de se realizar o enriquecimento do combustível.

Os TRUs (Pu, Am, Cm, etc.) e os LLFP (Cs, Sr, Kr, I, etc.) separados são introduzidos de forma diluída na fabricação do combustível. Espera-se que os TRUs sejam fissionados, os LLFP sejam transmutados e que ambos atinjam concentrações de equilíbrio após certo período de tempo no reator. Com isso, os TRUs físseis contribuirão para aumentar a potência do reator sem que haja prejuízo para o balanço de nêutrons.

O reprocessamento CHELOX (Fig. 19), escolhido para esse ciclo, se baseia no uso de um agente quelante para extrair seletivamente os transurânicos e produtos de fissão do combustível irradiado. O composto orgânico proposto é o 6,6,7,7,8,8,8-heptafluor-2,2-dimetil-3,5-octanodione (denominado *fod*). Esse composto não tem afinidade química com o UO₂, mas promove a solubilização dos demais constituintes do combustível.

Após essa etapa, o agente quelante carregado pode ser submetido à destilação fracionada para separar os SFP, SLFP e LLFP dos elementos transurânicos, já que a diferença de volatilidade entre os lantanídeos e o plutônio quelados é da ordem de 10⁴. O reagente *fod* pode ser regenerado através de extração com outro solvente ou por redução com hidrogênio. Deste modo, U, TRUs e LLFP são recuperados e enviados para a refabricação do combustível.

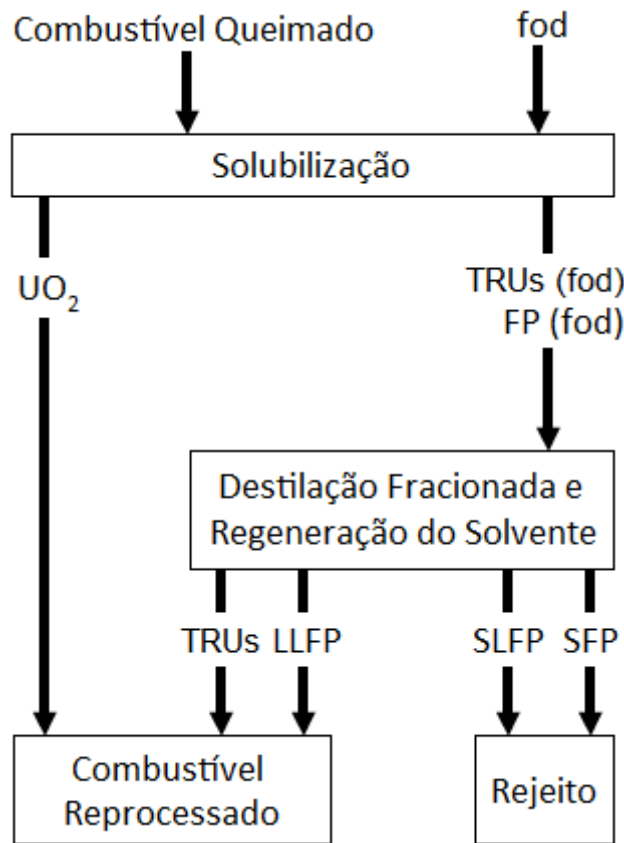


Fig. 19 – Fluxograma do processo CHELOX

II.6.4. AIROX

O método de reprocessamento a seco AIROX^(167,168) (*Atomic International Reduction and Oxidation*) foi idealizado na década de 60 e baseia-se em reações termoquímicas para remover produtos de fissão voláteis e semi-voláteis do combustível irradiado (Fig. 20). De todos os tipos de reprocessamento de baixo nível de descontaminação propostos na literatura, o AIROX é aparentemente o melhor estudado, tendo sido realizado inclusive estudos neutrônicos do combustível produzido a partir do material reprocessado.

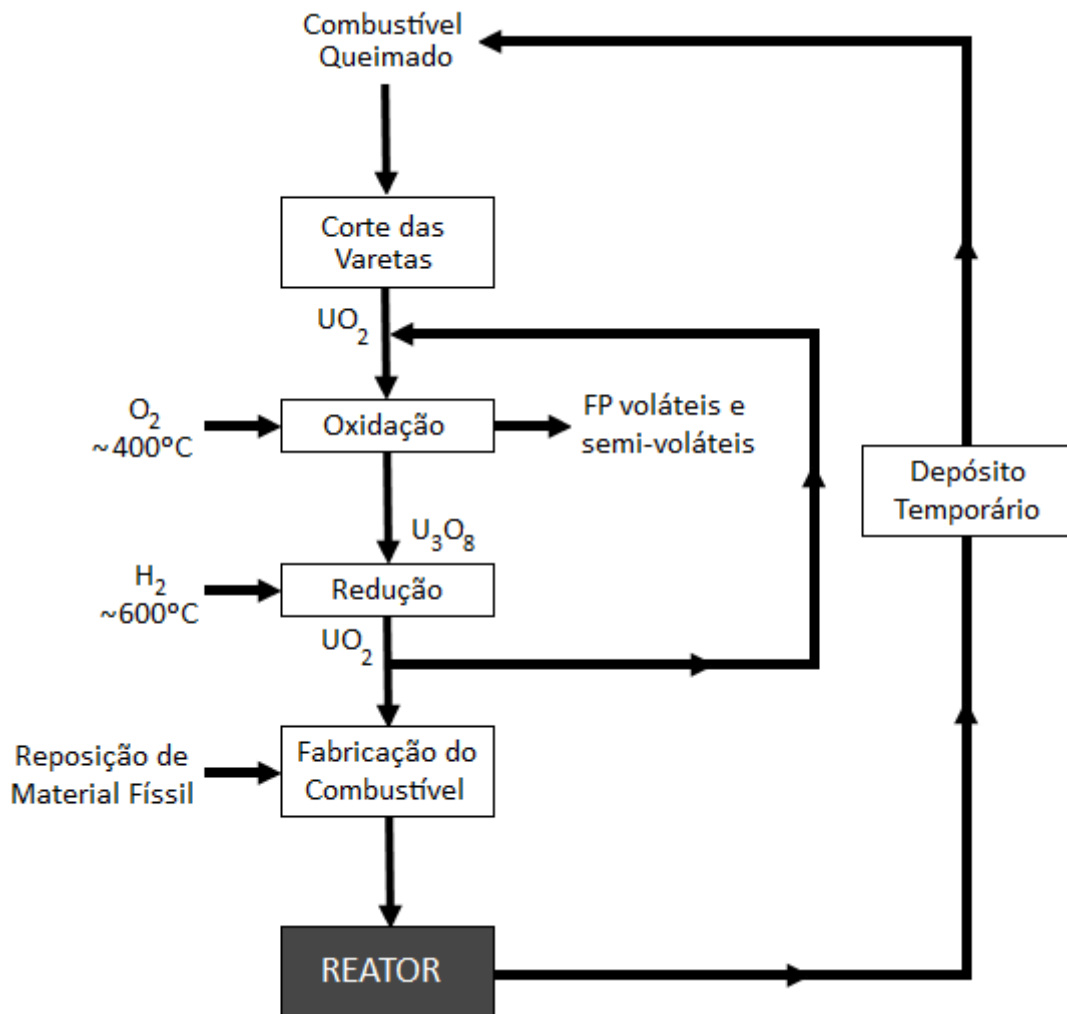


Fig. 20 – Fluxograma do reprocessamento AIROX

O processo AIROX consiste em cortar as varetas combustíveis em pedaços de cerca de 1,25 cm de espessura e submetê-las à atmosfera rica em oxigênio a $\sim 400^\circ C$, quando ocorre a oxidação do UO_2 em U_3O_8 . Essa etapa leva a um aumento do volume do material em, aproximadamente, 30 %, ocasionando a ruptura do revestimento e o estilhaçamento do combustível. Isso é importante não somente por cominuir o material como por permitir o acesso do oxigênio ao interior da pastilha e promover a saída dos gases. A seguir, faz-se a redução do U_3O_8 novamente a UO_2 em atmosfera de hidrogênio a $\sim 600^\circ C$.

Repetindo-se diversas vezes esse processo, obtém-se uma remoção, em média, de 100 % de trítio, criptônio, xenônio, iodo e carbono, 90 % de cézio e rutênio e 75 % de telúrio e cádmio. O combustível, após o reprocessamento, é misturado com urânio ou plutônio

enriquecidos para se repor o teor de material físsil, podendo ser enviado para a fabricação das pastilhas.

II.6.5. UREX+

A Iniciativa do Ciclo de Combustível Avançado dos EUA (AFCI - *Advanced Fuel Cycle Initiative*) está desenvolvendo tecnologias seguras e econômicas que visam reduzir o volume e o calor de decaimento do material irradiado com objetivo de diminuir a necessidade de repositórios geológicos. Um elemento importante desta iniciativa é a separação de radionuclídeos seguidos por métodos avançados de deposição e/ou de transmutação de nuclídeos de longa vida. Atualmente, a AFCI através do laboratório ARGONE e outros laboratórios americanos, estudam técnicas avançadas de reprocessamento que extraem e separam radionuclídeos do combustível irradiado. Um destes sistemas é o processo UREX+ (*URanium EXtration*) que envolve cinco etapas de extração por solventes (Fig. 21). De uma forma geral, estes processos consistem ^(169,170):

- 1^a Etapa (*UREX- URanium EXtracion*): Nesta etapa o Tc e U são recuperados juntos do combustível queimado e em um subsequente passo estes isótopos são separados. O urânio é enriquecido com ^{235}U ou ^{239}Pu e reciclado para um PWR. O Tc recuperado é mesclado com material de revestimento Zircaloy e depositado como rejeito;
- 2^a Etapa (*FPEX- Fission Product EXtration*): Nesta fase o Cs e Sr são removidos do fluxo aquoso do processo anterior;
- 3^a Etapa (*NPEX – Neptunium/Plutonium EXtracion*): Nesta etapa, o Pu e Np são recuperados do rejeito da fase antecedente, e reciclados para um novo combustível;
- 4^a Etapa (*TRUEX – TransUranium EXtracion*): Neste passo, os produtos de fissão são removidos e separados do fluxo aquoso do rejeito NPEX. Os produtos de fissão são então enviados para a deposição geológica; e
- 5^a Etapa (*TALSPEAK – Trivalent Actinide/Lanthanide Separation by Phosphorus-reagent Extraction by Aqueous Komplexes*): Na última etapa, o Am e Cm são separados de terras raras.

Em um estudo apresentado por Vandegrift et.al. ⁽¹⁷⁰⁾, a fração de U recuperado foi maior que 99,95 % e de Tc foi de 95 %. O produto Cs/Sr apresentou uma taxa de 96 % de Cs e 99 % de Sr. O produto Pu/Np contém 99,5 % de Pu e 71 % de Np. Entretanto, a maioria do Np não extraído na etapa NPEX foi recuperada na última etapa TALSPEAK atingindo 98 % de recuperação total de Np. Para os isótopos Am e Cm foram obtidos os respectivos valores de 98 % e de 79 %.

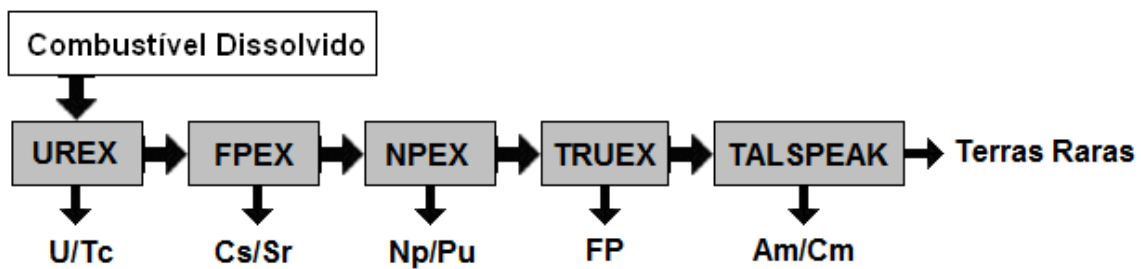


Fig. 21 – Passos de separação UREX+

Apesar de alguns dos percentuais de separação serem pequenos em comparação com outros processos de reprocessamento, o UREX+ apresenta a possibilidade de extração de alguns nuclídeos os quais por outras técnicas não seria possível. Dos processos de reprocessamento descritos anteriormente, apenas a técnica de Coprocessamento apresenta a possibilidade de separação de actínídeos (Fig. 18). Nesta técnica os actínídeos Cm, Am, Ru, Zr, Nd e Ce são juntamente extraídos. Entretanto, para a execução do presente trabalho será necessário que os elementos Cm/Am e Pu/Np sejam extraídos separadamente dos demais actínídeos para a fabricação dos dois tipos de combustíveis (DF e TF) usados no sistema de transmutação MHR. O DF é constituído de Np e Pu provenientes de combustível irradiado em LWR. No reprocessamento do DF queimado, Am/ Cm e Np/Pu são extraídos e adicionados ao Am/Cm provenientes do reprocessamento do combustível queimado em LWR. Esta mescla de isótopos constitui o TF. Assim, para a obtenção destes combustíveis, o método UREX+ possui as melhores características para a extração do Np/Pu e Cm/Am ^(169,170), isótopos importantes para o sistema a ser estudado. Portanto, neste trabalho será considerado o método UREX+ para obtenção dos combustíveis DF e TF.

Capítulo III – METODOLOGIA

Basicamente o trabalho será desenvolvido em três etapas:

- modelamento simplificado do reator utilizando o código WIMSD-5B com o objetivo de avaliar sua capacidade em simular as especificidades do combustível e as recargas do sistema. Nesta fase serão analisados parâmetros neutrônicos e a evolução do combustível ao longo da queima;
- simulação de modelos *célula* e *cluster* usando o código WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0 com a finalidade de comparar os resultados obtidos no WIMSD-5B. Nesta fase as mesmas geometrias serão simuladas em ambos os códigos e o fator de multiplicação efetivo será analisado; e
- simulação do sistema GT-MHR aplicando o WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0 com objetivo avaliar o esquema de recarga e permutação radial do combustível. Nesta fase, serão comparados também parâmetros neutrônicos e a evolução do combustível durante a queima.

A seguir será descrita a modelagem configurada em cada etapa do trabalho e os parâmetros neutrônicos avaliados.

III.1. PRIMEIRA ETAPA: AVALIAÇÃO DA CAPACIDADE DO CÓDIGO WIMS EM MODELAR UM SISTEMA TIPO GT-MHR

A configuração no WIMSD-5B foi baseada na geometria do núcleo do GT-MHR descrito anteriormente no Tópico 2 do Capítulo II. Entretanto, devido às limitações de geometria do código, o modelo configurado foi simplificado conservando as características básicas do núcleo e do combustível. Mantendo-se a mesma razão V_M/V_F do núcleo ativo do reator (108 elementos combustíveis), é possível representá-lo em um único bloco de combustível, mantendo os diferentes tipos de combustíveis e o esquema de recarga. Este bloco representativo foi modelado por um cilindro de grafite contendo 18 barras de combustível distribuídas em três regiões (ou anéis): anel interno, anel central e anel externo. Desta forma, cada anel possui 6 barras de combustível (4 DF e 2

TF) configuradas conforme mostra a Fig. 22. As barras de combustível são constituídas por quatro camadas de carbono para revestimento, uma camada de moderador (grafite) e uma camada de refrigerante (Hélio). As camadas de revestimento foram modeladas considerando a ordem, a composição e a densidade do material que constitui as camadas de revestimento das esferas TRISO. A Tabela 3 apresenta a composição e densidade de cada camada usada na simulação.

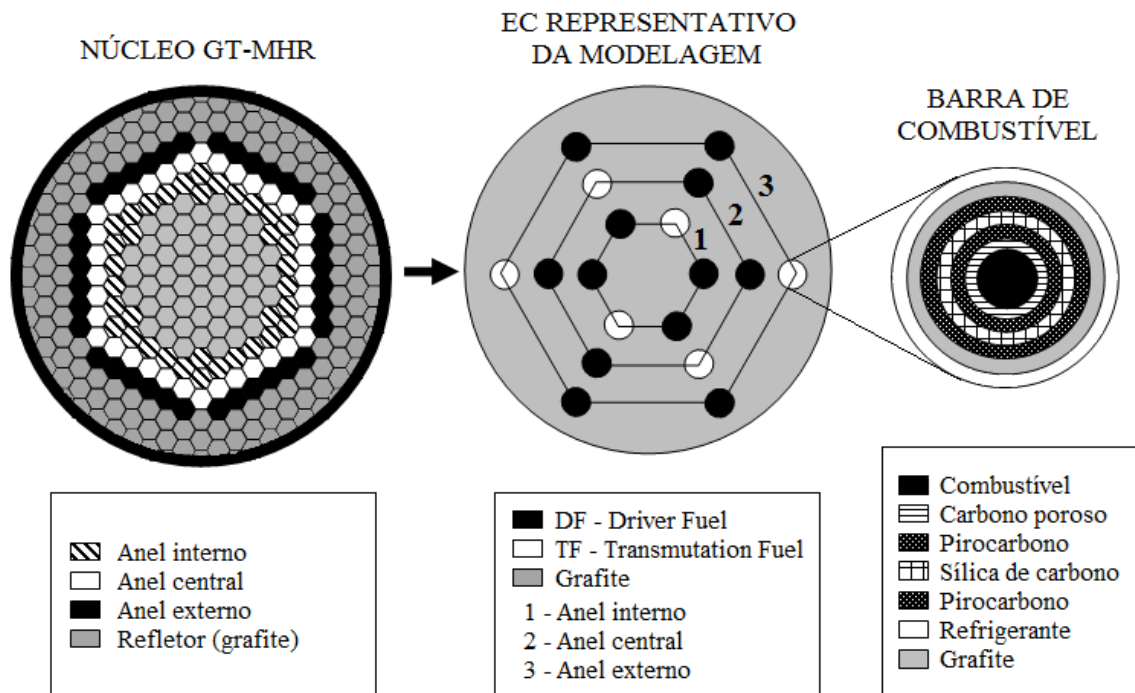


Fig. 22 – Representação da configuração usada no código WIMSD-5B

Tabela 3 – Camadas das barras de combustível usadas na simulação

Camada	Material	Densidade (g/cm ³)
1	Carbono Poroso	1,0
2	Pirocarbono	1,85
3	Carbeto de Silício	3,2
4	Pirocarbono	1,85
5	Grafite	1,74
6	Hélio	0,028253

Para este trabalho utilizou-se uma composição baseada em um estudo de Talamo ⁽⁹²⁾ cujo combustível é proveniente de combustível queimado em um LWR característico, reprocessado através da extração de urânio e de produtos de fissão utilizando o método UREX+, onde se obtém produtos Pu-Np e Am-Cm ^(169,170). A Tabela 4 mostra a composição inicial (em % de massa) dos combustíveis de queima (DF) e de transmutação (TF) usados na simulação.

Tabela 4 – Composição dos combustíveis de queima (DF) e de transmutação (TF) antes da queima (% de massa)

	Isótopo									
	²³⁷ Np	²³⁸ Pu	²³⁹ Pu	²⁴⁰ Pu	²⁴¹ Pu	²⁴² Pu	²⁴¹ Am	²⁴³ Am	²⁴⁴ Cm	¹⁶ O
DF	4,58	1,35	51,10	20,65	7,54	4,58	–	–	–	10,20
TF	2,72	3,76	14,49	31,88	10,93	7,90	11,59	3,72	1,26	11,75

Para avaliar a influência da permutação radial do combustível nos parâmetros neutrônicos e na composição, dois casos foram estudados usando a mesma configuração mostrada na Fig. 22:

- *Caso 1*: Não se aplica a permutação das barras de combustível durante a queima e
- *Caso 2*: Após um período de queima, as varetas de combustível são permutadas.

O *Caso 1* possui quatro ciclos de 990 dias com densidade específica de potência de 332 MW/THM. No início de cada ciclo todos os anéis são preenchidos com combustível novo. O combustível permanece no reator durante 990 dias de queima e após o 990º dia, todas as barras de combustíveis são extraídas e o núcleo do reator é novamente recarregado com novos DF e TF.

O *Caso 2* possui doze ciclos de 330 dias com densidade específica de potência também de 332 MW/THM onde no fim de cada ciclo foi aplicado o esquema de permutação nas barras de combustível. Nesta configuração, cada conjunto de barras de combustível permanece no reator durante 990 dias sendo 330 dias em cada anel. Cada lote de seis barras de combustível permanece no reator por três ciclos onde no 1º ciclo o conjunto é inserido no anel interno, no 2º ciclo preenche o anel central e no 3º ciclo o anel externo. A Tabela 5 mostra o esquema de recarga aplicado para os seis primeiros ciclos. Na

partida do reator, no primeiro ciclo, somente o anel interno é carregado com 4 barras de DF_1 . No segundo ciclo, DF_1 é deslocado para o anel central e DF_2 novo é inserido no anel interno. No terceiro ciclo, DF_1 do anel central é movido para o anel externo e DF_2 do anel interno é deslocado para o anel central. Após o terceiro ciclo, DF_1 do anel externo é reprocessado, através do método UREX+ para constituir o TF_1 . No início do quarto ciclo, o anel interno é recarregado com 4 barras de DF_4 e 2 barras de TF_1 . No quinto ciclo, DF_4 e TF_1 são movidos para o anel central e combustível novo (DF_5 e TF_2) é inserido no anel interno. Este processo de recarga continua até que os três anéis possuam combustível de queima (DF) e de transmutação (TF) (6º ciclo). Assim, após o sexto ciclo, todos os anéis possuem TF e DF e o mesmo esquema de recarga continua até o último ciclo avaliado (12º ciclo).

Tabela 5 – Posicionamento do combustível TF e DF durante os ciclos avaliados

Ciclo	Anel		
	Interno	Central	Externo
1º	DF_1	Vazio	Vazio
2º	DF_2	DF_1	Vazio
3º	DF_3	DF_2	DF_1
4º	DF_4 e TF_1	DF_3	DF_2
5º	DF_5 e TF_2	DF_4 e TF_1	DF_3
6º	DF_6 e TF_3	DF_5 e TF_2	DF_4 e TF_1
7º	DF_7 e TF_4	DF_6 e TF_3	DF_5 e TF_2
8º	DF_8 e TF_5	DF_7 e TF_4	DF_6 e TF_3
9º	DF_9 e TF_6	DF_8 e TF_5	DF_7 e TF_4
10º	DF_{10} e TF_7	DF_9 e TF_6	DF_8 e TF_5
11º	DF_{11} e TF_8	DF_{10} e TF_7	DF_9 e TF_6
12º	DF_{12} e TF_9	DF_{11} e TF_8	DF_{10} e TF_7

III.2. SEGUNDA ETAPA: SIMULAÇÃO DOS MODELOS CÉLULA E CLUSTER USANDO O CÓDIGO WIMSD-5B E MCNPX 2.6.0

Quando um sistema é simulado em dois códigos, os resultados dos parâmetros avaliados devem estar em concordância para que este sistema seja considerado confiável. Os parâmetros avaliados devem possuir o mesmo comportamento e a diferença entre tais parâmetros devem ser pequenas. Assim, nesta fase do trabalho, três modelos foram simulados no código WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0 com objetivo de comparar o fator de multiplicação efetivo obtido em ambos os códigos. Estes modelos foram denominados *célula*, *cluster-1* e *cluster-2* os quais foram baseados nas dimensões do GT-MHR, descrita no Capítulo II onde a mesma razão V_M/V_F do núcleo ativo do reator foi considerada. O volume de combustível e de moderador foi o mesmo para os três modelos. A composição do combustível, o material de revestimento, moderador e refrigerante foram os mesmos utilizada na primeira etapa do trabalho (ver Tabela 3 e 4).

O modelo *célula* consiste de um bloco hexagonal de grafite contendo combustível DF revestido por quatro camadas de carbono, uma camada de moderador (grafite) e uma camada de refrigerante (hélio). Os modelos *cluster* utilizaram a mesma geometria configurada na primeira fase do trabalho a qual consiste de um cilindro de grafite contendo 18 barras de combustível distribuídas em três anéis. Entretanto, o *cluster-1* aplicou apenas o combustível DF enquanto que o modelo *cluster-2* usou os combustíveis DF e TF nas simulações. As Figs. 23 a 25 mostram respectivamente as os modelos *célula*, *cluster-1* e *cluster-2* empregados nas comparações entre os códigos WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0.

Os três modelos avaliados foram simulados para uma queima contínua de 990 dias com densidade específica de potencia de 332 MW/THM. Nesta fase a recarga e a permutação radial do combustível não foram analisadas. Este estudo foi realizado na terceira etapa do trabalho a qual é descrita a seguir.

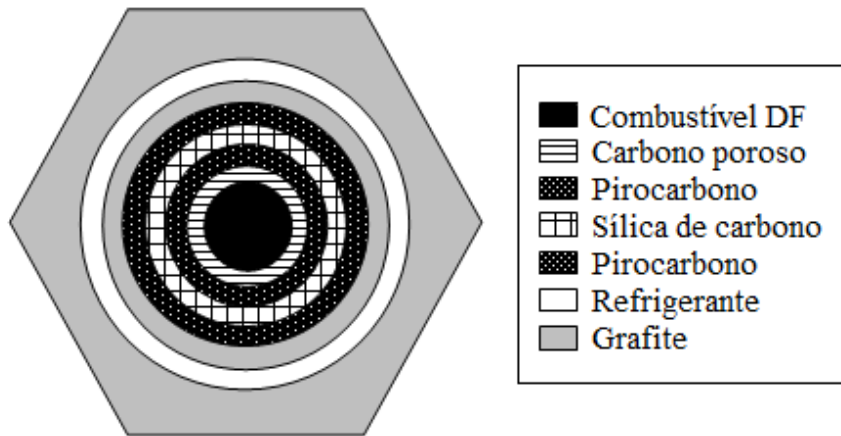


Fig. 23 – Modelo célula configurado nos códigos WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0

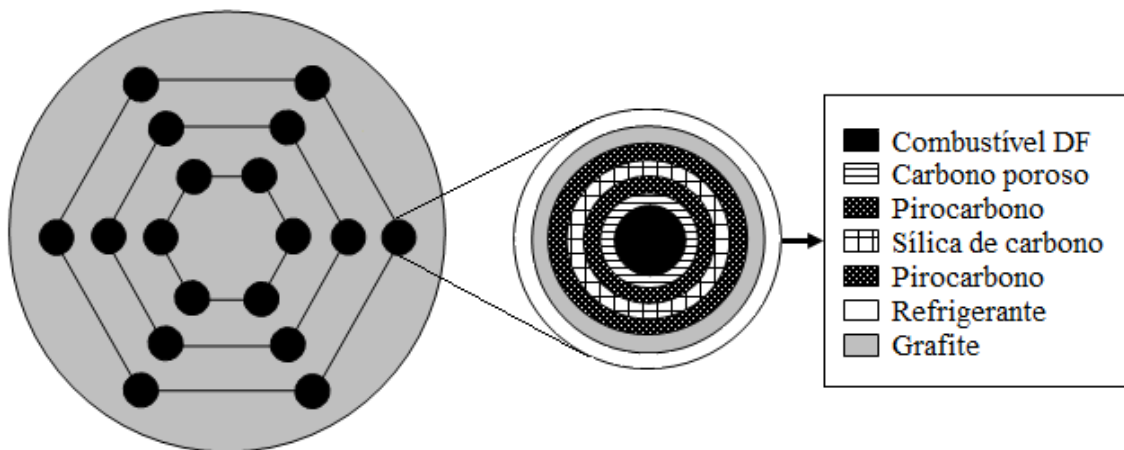


Fig. 24 – Modelo cluster-1 configurado nos códigos WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0

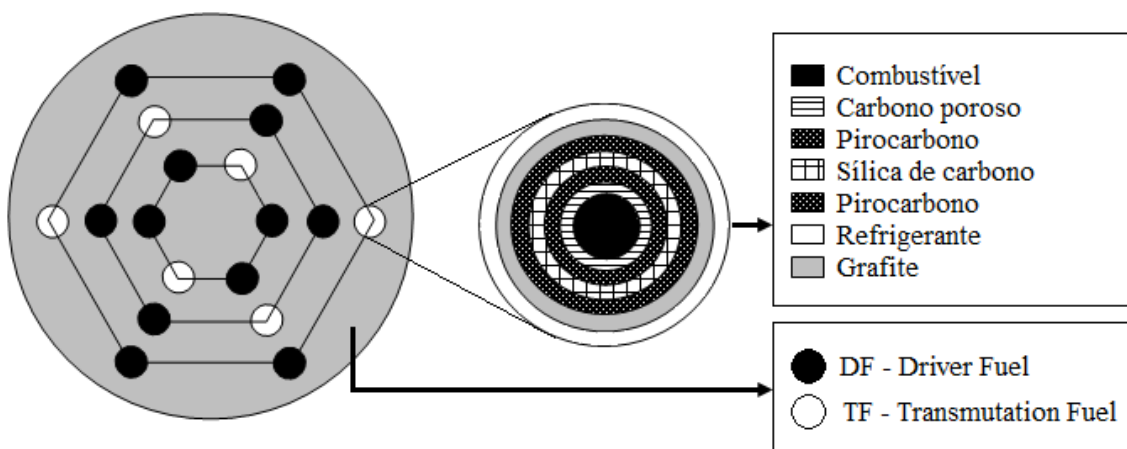


Fig. 25 – Modelo cluster-2 configurado nos códigos WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0

III.3. TERCEIRA ETAPA: SIMULAÇÃO DO ESQUEMA DE RECARGA APLICANDO OS CÓDIGOS WIMSD-5B E MCNPX 2.6.0

Com a finalidade de comparar o esquema de recarga aplicado na configuração WIMSD-5B na primeira etapa do trabalho, a mesma permutação radial de combustível aplicada no *Caso 2*, foi usado no código MCNPX 2.6.0 (ver Tabela 5). No primeiro ciclo o elemento combustível se localiza no anel interno; no segundo ciclo no anel central e no terceiro ciclo no anel externo. Assim, cada elemento combustível permanece no núcleo durante três ciclos de 330 dias. Após o DF ser descarregado do reator, o mesmo tipo de reprocessamento UREX+ foi usado para se obter o TF. Também, a densidade específica de potência é a mesma usada no modelo WIMSD-5B (332 MW/THM). Desta forma, a metodologia aplicada na recarga, permutação e reprocessamento do combustível foi a mesma para os dois códigos estudados.

A simulação no código MCNPX 2.6.0 foi feita considerando o mesmo núcleo GT-MHR no qual foi baseada a configuração do código WIMSD-5B. Porém, o sistema modelado no MCNPX 2.6.0 não simula um elemento combustível representativo conforme o WIMSD-5B. O modelo no MCNPX 2.6.0 representa o núcleo completo do reator conforme pode ser observado na Fig. 26 a qual mostra a seção radial e axial do núcleo simulado. A Tabela 6 apresenta os principais parâmetros considerados na modelagem os quais foram baseados em dados de um GT-MHR padrão ^(3,14,92-99). Neste caso, o núcleo foi modelado por um cilindro de 4 m de raio e 10 m de altura e foi preenchido por blocos hexagonais com 20,78 cm de lado os quais contêm grafite ou combustível. Na direção axial o núcleo possui 7,93 m de elementos combustível empilhados e 1,035 m de refletor superior e inferior. Na direção radial o núcleo foi dividido em três regiões: refletor central, núcleo ativo e refletor externo. O núcleo ativo possui 108 elementos combustíveis dispostos em três anéis concêntricos de mesmo volume. Desta forma, cada anel possui 36 blocos de elementos combustíveis. Entretanto, devido ao esquema de recarga, cada um destes anéis possui combustível com diferentes de tempos de irradiação e, portanto, diferentes composições isotópicas. Assim, o modelo do MCNPX 2.6.0 também foi configurado para permitir a entrada de dados das diferentes composições isotópica em cada anel.

Para representar os canais de combustível e de refrigeração, dentro de cada elemento combustível foi modelada uma malha hexagonal a qual possui 144 cilindros de DF, 72 cilindros de TF e 108 cilindros de refrigerante (Hélio). Desta forma, cada célula hexagonal desta malha possui grafite e um cilindro que contém combustível ou refrigerante. Porém, neste modelo, a geometria das TRISOS foi alterada onde o volume total das esferas foi calculado e modelado como um cilindro, ou seja; modificou-se a geometria das TRISOs de forma que o volume total das partículas permaneceu constante.

Tabela 6 – Principais parâmetros de simulação do núcleo modelado no MCNPX 2.6.0

Descrição	Valor
Raio do núcleo (cm)	400
Altura do núcleo (cm)	1000
Lado de um elemento combustível (cm)	20,78
Altura total dos elementos combustíveis empilhados	793
Número total de elementos combustíveis	108
Número de elementos combustíveis em cada anel do núcleo ativo	36
Número de canais de refrigerante em um elemento combustível	108
Número de DF em um elemento combustível	144
Número de TF em um elemento combustível	72
Raio do cilindro de combustível DF e TF (cm)	0,0522
Altura do cilindro de combustível DF e TF (cm)	793
Passo do reticulado do combustível (<i>Pitch Distance</i>) (cm)	1,88
Raio de uma vareta de combustível (cm)	0,622
Altura de uma vareta de combustível (cm)	793
Raio do canal de combustível (cm)	0,635
Raio do canal de refrigerante (cm)	0,797

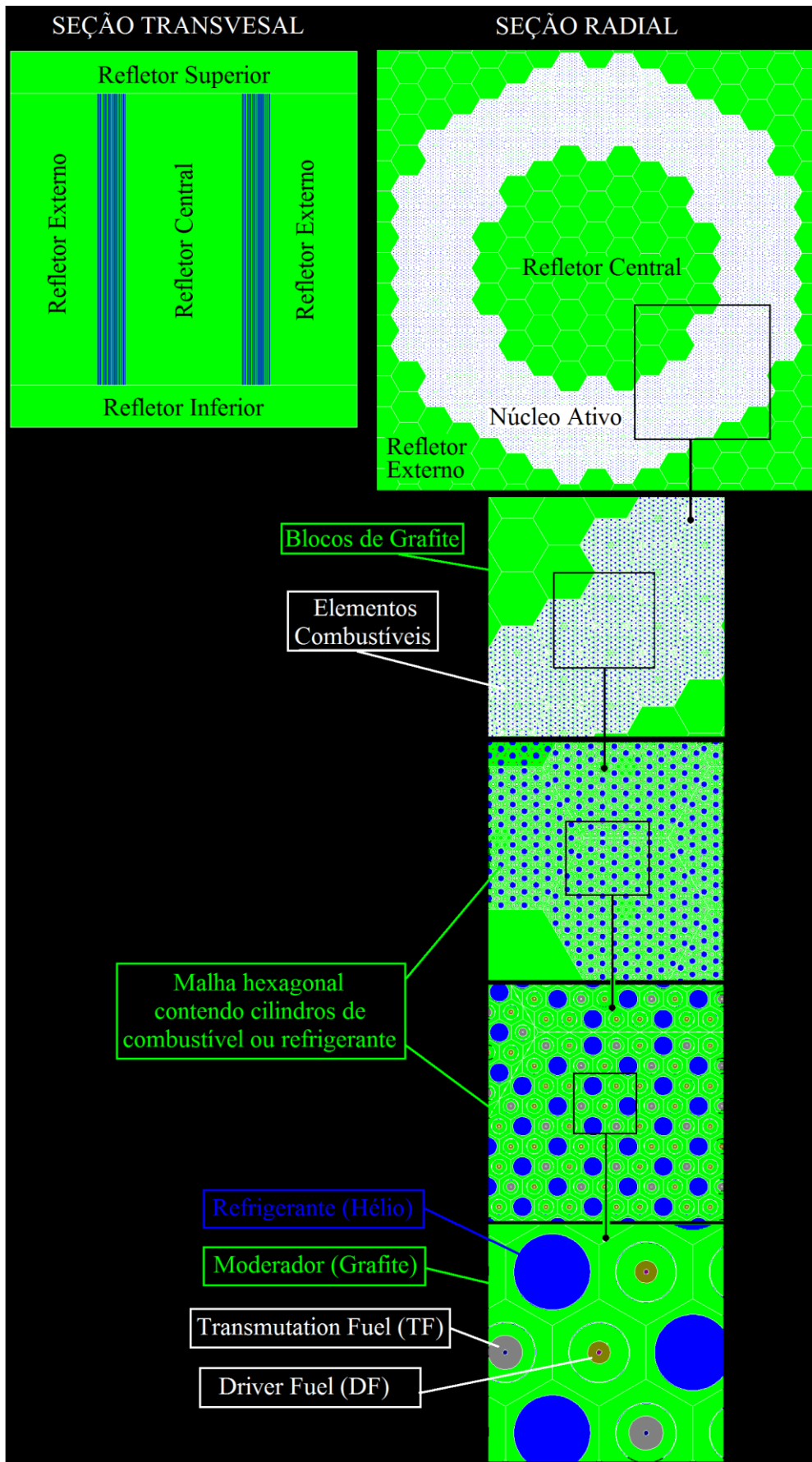


Fig. 26 – Vista axial e radial do núcleo simulado no código MCNPX 2.6.0

III.4. PARÂMETROS NEUTRÔNICOS ESTUDADOS

Com objetivo de avaliar o comportamento dos parâmetros neutrônicos do reator durante a queima estendida e após o reprocessamento são realizadas neste trabalho análises dos seguintes parâmetros:

- fator de multiplicação efetivo (k_{eff}) – Para análise da criticalidade do ciclo;
- coeficiente de temperatura de reatividade do combustível (α_{TF}) – Para análise da alteração na reatividade devido a uma variação na temperatura do combustível;
- coeficiente de temperatura de reatividade do moderador (α_{TM}) – Para análise da alteração na reatividade devido a uma variação na temperatura do moderador; e
- endurecimento do espectro (ϕ_R/ϕ_T) – Para análise do comportamento energético do fluxo de nêutrons.

III.4.1. Fator de Multiplicação

Para avaliar a criticalidade, podem-se analisar cada um dos quatro fatores que compõem o fator de multiplicação infinito (k_∞) dado pela fórmula dos quatro fatores ⁽¹⁴³⁾

$$k_\infty = \eta \cdot f \cdot p \cdot \varepsilon . \quad (52)$$

O primeiro destes fatores é o parâmetro η , que fornece o valor do número médio de nêutrons produzidos por nêutrons absorvidos no combustível. O segundo parâmetro é o fator de utilização térmica, f , que mede a fração de nêutrons térmicos que é absorvida no combustível. O terceiro fator é a probabilidade de escape à ressonância, p , que descreve a fração de nêutrons que será moderada, mas não será absorvida na faixa de ressonância. O quarto termo é o fator de fissão rápida ε , que descreve a contribuição das fissões rápidas em relação ao número de fissões total ⁽¹⁴³⁾.

Além desses quatro fatores, as fugas de nêutrons que dependem da geometria do reator, também devem ser consideradas. Desta forma, as probabilidades de que nêutrons rápidos e térmicos (P_{FNL} e P_{TNL}) não fujam dos limites do reator, são inseridas na equação (48). Assim, obtém-se o fator de multiplicação efetivo (k_{eff}) dado pela fórmula dos seis fatores ⁽¹⁴³⁾

$$k_{eff} = \eta \cdot f \cdot p \cdot \varepsilon \cdot P_{FNL} \cdot P_{TNL} = k_{\infty} \cdot P_{FNL} \cdot P_{TNL} . \quad (53)$$

Para que o reator permaneça crítico, esses seis fatores devem se compensar de forma a se obter um k_{eff} unitário.

Uma forma de medir a proximidade relativa do valor de k do estado de criticalidade é avaliar o parâmetro de reatividade. Este parâmetro mede o desvio do fator de multiplicação (k) do núcleo de seu valor crítico $k = 1$ ⁽¹⁴³⁾. Quanto mais afastado estiver o reator deste valor crítico, maior será o valor da reatividade (ρ) a qual é definida como

$$\rho = \frac{(k - 1)}{k} . \quad (54)$$

Quando ocorre alguma alteração no núcleo do reator, como na composição, geometria, temperatura, etc., é importante conhecer a variação ocorrida na reatividade ($\Delta\rho$) decorrente de uma variação no fator de multiplicação (Δk). Supondo que o fator de multiplicação varie de um estado k_1 para outro k_2 , a reatividade também alterará de um estado ρ_1 para outro ρ_2 . Desta forma, a variação na reatividade será

$$\Delta\rho = \rho_2 - \rho_1 = \frac{(k_2 - 1)}{k_2} - \frac{(k_1 - 1)}{k_1} = \frac{(k_2 - k_1)}{k_2 \cdot k_1} . \quad (55)$$

Um fator de 10^5 é inserido nesta equação com a finalidade de tornar mais aparente a variação ocorrida na reatividade. Assim tem-se

$$\Delta\rho = \left[\frac{(k_2 - k_1)}{k_2 \cdot k_1} \right] \cdot 10^5 , \quad (56)$$

onde a variação é dada em pcm (per cent mile).

Nota-se nesta equação que se $\Delta\rho$ for positivo, $k_2 > k_1$ isto é, houve um aumento no fator de multiplicação ao passar de um estado inicial (1) para o outro final (2). Porém, se $\Delta\rho$ for negativo, $k_2 < k_1$ isto é, houve um decréscimo no fator de multiplicação ao passar de um estado inicial (1) para o outro final (2).

Se o valor de k for muito pequeno, haverá uma redução da população de nêutrons no reator e, portanto uma redução da reatividade. Assim, neste trabalho avalia-se o comportamento de k_{eff} no decorrer do ciclo com a finalidade de analisar o

comportamento da reatividade durante a queima. Além disso, avalia-se também a alteração na reatividade quando ocorre uma variação na temperatura do núcleo do reator. Estes parâmetros foram obtidos sem a inserção de absorvedores ou veneno queimável nos sistemas avaliados.

III.4.2. Coeficiente de Temperatura de Reatividade

O coeficiente de temperatura de reatividade indica a mudança na reatividade em resposta a uma variação de temperatura do núcleo do reator. O coeficiente de temperatura de reatividade total (α_T) é definido como a derivada da reatividade do núcleo ($\partial\rho$) em relação à derivada da temperatura (∂T)⁽¹⁴³⁾

$$\alpha_T = \frac{\partial\rho}{\partial T}. \quad (57)$$

Sendo

$$\rho = \frac{(k-1)}{k} \quad (58)$$

tem-se:

$$\alpha_T = \frac{1}{k^2} \frac{\partial k}{\partial T} \cong \frac{1}{k} \frac{dk}{dT}. \quad (59)$$

A variação na temperatura do núcleo do reator gera uma alteração na densidade dos componentes deste núcleo devido à expansão, além de alterar a movimentação térmica dos núcleos do material do reator, mudando a seção de choque microscópica. Isto afetará o fator de multiplicação de nêutrons alterando conseqüentemente o nível de potência do reator. Desta forma, os dois efeitos dominantes da variação da temperatura na maioria dos reatores são^(99,143):

- mudanças nas absorções de ressonância (Efeito Doppler) devido a alterações na temperatura do combustível; e
- mudanças no espectro de energia dos nêutrons devido a mudanças na densidade e na seção de choque de espalhamento do moderador.

Na maioria das vezes analisa-se independentemente estes fenômenos físicos, variando-se separadamente as temperaturas do combustível (T_F) e do moderador (T_M) e posteriormente a influência dessas variações nos coeficientes. Em um reator do tipo MHR, onde o combustível e o moderador são sólidos, um acréscimo em T_F provoca um alargamento das ressonâncias pelo efeito Doppler conduzindo a um aumento das absorções de ressonância. Por outro lado, uma variação em T_M afeta apenas o espectro de energia e não a taxa de absorção nas regiões de ressonância. Portanto, pode-se avaliar cada coeficiente separadamente ⁽¹⁴³⁾:

$$\alpha_T = \frac{1}{k} \frac{\partial k}{\partial T_F} + \frac{1}{k} \frac{\partial k}{\partial T_M} = \alpha_{TF} + \alpha_{TM}, \quad (60)$$

onde, α_{TF} representa o coeficiente de temperatura do combustível (ou coeficiente “Doppler”) e α_{TM} representa o coeficiente de temperatura do moderador. Desta forma tem-se que

$$\alpha_{TF} = \frac{\partial \rho}{\partial T_F} = \frac{1}{k} \frac{\partial k}{\partial T_F} \quad (61)$$

e

$$\alpha_{TM} = \frac{\partial \rho}{\partial T_M} = \frac{1}{k} \frac{\partial k}{\partial T_M}. \quad (62)$$

Para análise do coeficiente de temperatura do combustível (α_{TF}), pode-se estimar o efeito do alargamento das regiões de ressonância do efeito Doppler sobre a reatividade escrevendo a probabilidade de escape à ressonância (p) em termos da integral efetiva de ressonância (I) como ⁽¹⁴³⁾

$$p = \exp \left[- \left(\frac{N_F}{\xi \Sigma_{SM}} \right) I \right]. \quad (63)$$

onde N_F é a densidade atômica do combustível, Σ_{SM} é a seção de choque de espalhamento do moderador e ξ é o ganho médio de letargia por colisão.

Assim, pode-se calcular o coeficiente de temperatura do combustível (α_{TF}) em termos da integral de ressonância como ⁽¹⁴³⁾:

$$\alpha_{TF} = \frac{1}{k} \frac{dk}{dT_F} = \frac{1}{p} \frac{dp}{dT_F} = \ln p \frac{1}{I} \frac{dI}{dT_F} \quad (64)$$

Uma relação muito usada para descrever a dependência da integral de ressonância com a temperatura é ⁽¹⁴³⁾:

$$I(T) = I(300K)[1 + \beta(\sqrt{T} - \sqrt{300K})]. \quad (65)$$

Sendo

$$\alpha_{TF} = \ln p \frac{1}{I} \frac{dI}{dT_F}, \quad (66)$$

tem-se

$$\alpha_{TF} = -\ln \left[\frac{1}{p(300K)} \right] \frac{\beta}{2\sqrt{T_F}}, \quad (67)$$

onde β é uma constante que depende somente da composição e geometria do núcleo do reator ⁽¹⁴³⁾. Sendo que a composição do combustível sofre alterações ao longo da queima, o α_{TF} deve ser monitorado ao longo do ciclo. No decorrer da queima, este coeficiente tende a ser mais negativo devido ao acúmulo de ²⁴⁰Pu ⁽¹⁴³⁾. Como o combustível do DB-MHR possui uma alta concentração de isótopos de Pu, os valores de α_{TF} foram analisados durante a queima.

Para o caso do coeficiente de temperatura do moderador (α_{TM}), em reatores tipo MHR, um aumento de temperatura gera um endurecimento do espectro térmico o qual altera apenas as constantes do grupo térmico. O valor e sinal de α_{TM} depende do número de interações a qual depende da temperatura (Fig. 27) ⁽¹⁴³⁾.

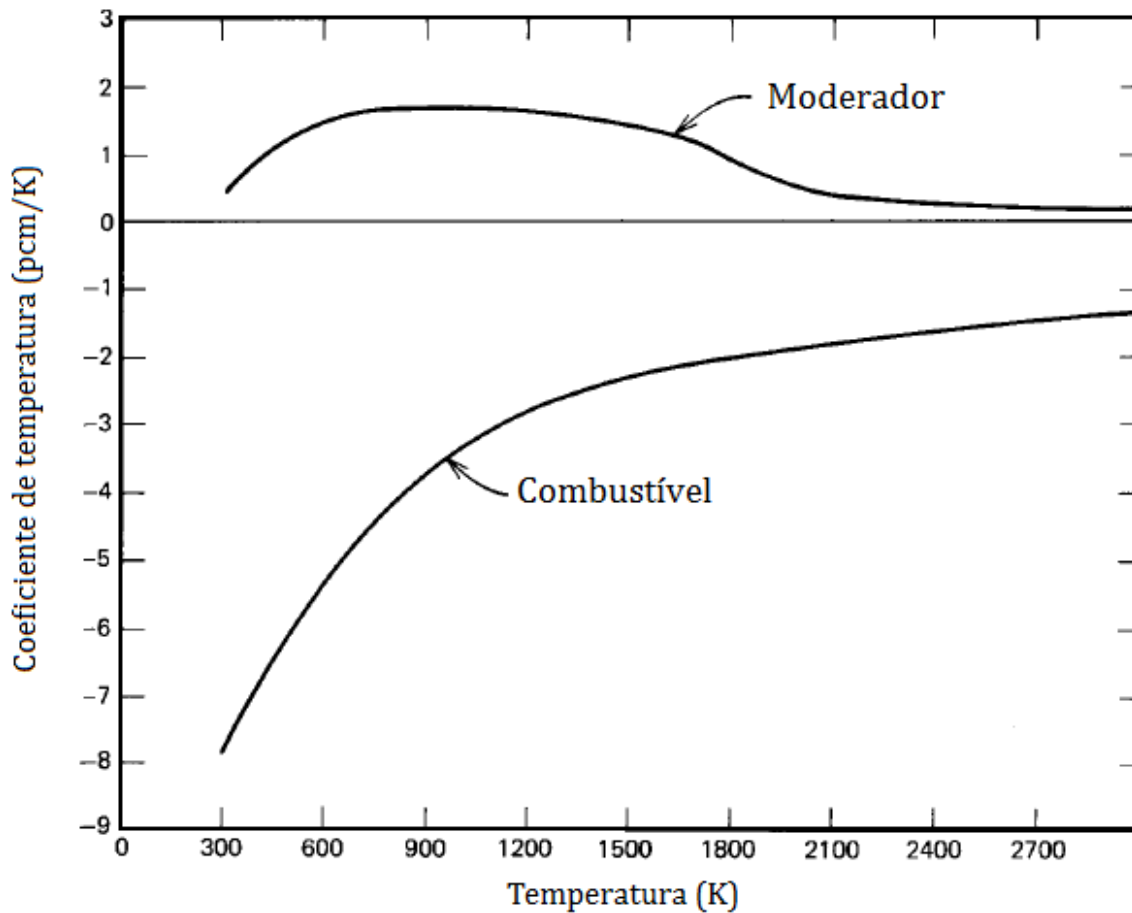


Fig. 27 – Relação entre Coeficiente de temperatura e temperatura para reatores tipo MHR

De uma forma geral, se o reator possui o coeficiente de temperatura de reatividade (α_T) positivo, um aumento na temperatura produz um aumento na reatividade (ρ), gerando um aumento na potência, causando, posteriormente, um aumento na temperatura e assim sucessivamente. O reator seria instável em relação à variação de temperatura ou variação de potência. A situação mais desejável é aquela na qual α_T possui um valor negativo. Neste caso um aumento na temperatura causaria um decréscimo na reatividade (ρ) proporcionando um decréscimo na potência e, conseqüentemente, na temperatura do reator. Isto tenderia estabilizar o nível de potência do reator⁽¹⁴³⁾.

Neste trabalho avaliam-se os valores obtidos para α_{TF} ou α_{TM} durante todos os ciclos estudados. Estes parâmetros foram avaliados considerando-se a variação da reatividade $\Delta\rho$ mediante um aumento ΔT de 100 K na temperatura do combustível ou do moderador. Como o MHR possui temperaturas de operação maior que um PWR as

variações na temperatura para análise dos coeficientes α_{TF} ou α_{TM} também deverão ser maiores. O coeficiente de temperatura do combustível (α_{TF}) e o coeficiente de temperatura do moderador (α_{TM}) foram obtidos usando as equações

$$\alpha_{TF} = \frac{\Delta\rho}{\Delta T_F} \quad (68)$$

e

$$\alpha_{TM} = \frac{\Delta\rho}{\Delta T_M}. \quad (69)$$

Os coeficientes de temperatura foram avaliados durante a queima sem a inserção de absorvedores para todos os ciclos estudados onde α_{TF} e α_{TM} são expressos em pcm/K.

III.4.3. Endurecimento do Espectro

Trabalhos anteriores mencionam que a presença dos isótopos do Pu e de AMs gera um endurecimento do espectro, pois eles possuem uma maior seção de choque de absorção em relação ao Urânio na faixa térmica de energia ^(15,172-174). A seção de choque dos isótopos do Pu possui uma significativa estrutura de ressonância em energias térmicas e próximas a energias térmicas ⁽¹⁷⁴⁾. Se houver um aumento no percentual de AMs e/ou isótopos do Pu durante a queima, conseqüentemente haverá um maior endurecimento do espectro energético de nêutrons ⁽¹⁵⁾.

O endurecimento do espectro também alterará a reatividade e os parâmetros de segurança do reator. A resposta do combustível para alguma inserção ou remoção de reatividade está relacionada com a presença de nuclídeos absorvedores e, por conseqüência, ao endurecimento do espectro ⁽¹⁷³⁾. Desta forma, a reatividade, os coeficientes de temperatura e a inserção de Boro no moderador serão afetados.

Com objetivo de analisar qual será a contribuição do comportamento energético do fluxo de nêutrons, devido à inserção de Pu e AMs, sobre a reatividade e sobre os coeficientes de segurança, neste trabalho foi utilizado o parâmetro Endurecimento do Espectro que é definido como

$$\text{Endurecimento do Espectro} = \frac{\text{Fluxo Rápido}}{\text{Fluxo Total}} = \frac{\phi_R}{\phi_T}. \quad (70)$$

Observando a equação anterior nota-se que este parâmetro mostra se haverá um aumento ou redução do fluxo de nêutrons rápidos em relação ao fluxo total de nêutrons. Se durante a queima ocorre um aumento na razão ϕ_R / ϕ_T , há um aumento no fluxo de nêutrons rápidos em relação ao número total isto é, está havendo um endurecimento do espectro. Caso ocorra uma redução de ϕ_R / ϕ_T , há uma redução do fluxo de nêutrons rápidos em relação ao número total, ou seja, ocorre um amolecimento do espectro. A razão ϕ_R / ϕ_T foi obtida durante a queima para todos os ciclos estudados sem a inserção de absorvedores e venenos queimáveis.

Capítulo IV – RESULTADOS

Neste capítulo descreve-se o comportamento dos parâmetros neutrônicos e evolução da composição isotópica para os modelos simulados nos códigos WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0. Os resultados são apresentados conforme as etapas de desenvolvimento do trabalho. Inicialmente, na primeira fase, analisa-se o comportamento do fator de multiplicação efetivo, endurecimento do espectro, coeficientes de temperatura e composição isotópica para os *Casos 1 e 2* simulados no WIMSD-5B. Em seguida, na segunda fase, avalia-se o fator de multiplicação efetivo para as configurações *célula* e *cluster* configuradas no WIMSD-5B e no MCNPX 2.6.0. Por último, na terceira fase, compara-se o fator de multiplicação efetivo, o endurecimento do espectro e a composição isotópica durante as recargas entre os dois códigos utilizados.

IV.1. PRIMEIRA ETAPA: AVALIAÇÃO DA CAPACIDADE DO CÓDIGO WIMS EM MODELAR UM SISTEMA TIPO GT-MHR

IV.1.1. Avaliação dos Parâmetros Neutrônicos

As Figs. 28 a 31 mostram o comportamento dos parâmetros neutrônicos durante a queima. Cada pico apresenta o início de um novo ciclo. O *Caso 1* possui 4 ciclos de 990 dias e o *Caso 2* possui 12 ciclos de 330 dias. Para ambos os casos, no início de cada ciclo ocorre uma grande variação dos parâmetros neutrônicos. Este comportamento é devido à inserção de combustível no início de cada ciclo que altera a composição isotópica do núcleo. O *Caso 1* não apresenta diferença no comportamento dos parâmetros neutrônicos entre os ciclos. Entretanto, o *Caso 2* mostra uma notável diferença entre o 1^o e 6^o ciclo. Neste caso, há uma gradual redução na variação dos parâmetros neutrônicos conforme o aumento do número de ciclos. O esquema de recarga aplicado em cada caso provoca esta diferença no comportamento dos parâmetros neutrônicos. No *Caso 2*, após o 6^o ciclo, todos os anéis possuem DF e TF. Então, nos próximos ciclos há menor variação da composição e conseqüentemente,

menor variação dos parâmetros neutrônicos. Desta forma, o esquema de permutação, aplicado no *Caso 2*, produz menor variação nos parâmetros neutrônicos.

A Fig. 28 mostra o comportamento do fator de multiplicação durante os ciclos. Para o *Caso 1*, a variação no valor de k_{eff} é de 0,35 e para o *Caso 2* é de 0,1. Assim, os valores de k_{eff} possuem menor variação quando se utiliza a permuta do combustível. Este comportamento contribui para economia de nêutrons possibilitando uma extensão da queima.

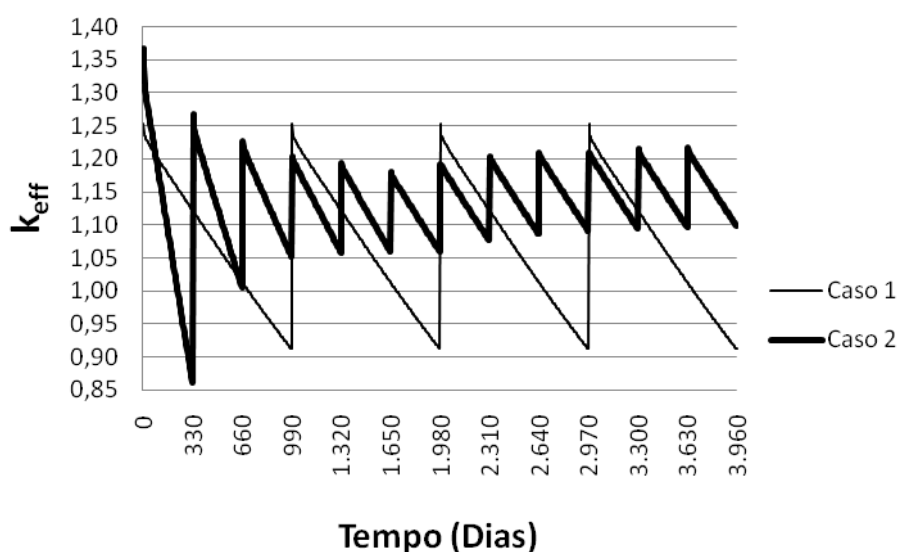


Fig. 28 – Fator de multiplicação efetivo versus tempo para os casos configurados no código WIMSD-5B

A Fig. 29 apresenta o comportamento do endurecimento do espectro durante a queima. Como o núcleo ativo do reator possui uma grande quantidade de grafite, há um amolecimento do espectro durante a queima para todos os casos estudados. No *Caso 2*, ocorre um maior amolecimento do espectro no 1º e 2º ciclo, pois o núcleo do reator possui menor quantidade de combustível nestes ciclos. Então, a razão V_M/V_F é maior para os dois primeiros ciclos provocando amolecimento do espectro.

As Figs. 30 e 31 apresentam, respectivamente, o comportamento do coeficiente de temperatura do combustível e do moderador durante o ciclo. Para analisar cada um destes parâmetros, a respectiva temperatura do combustível e do moderador foi aumentada 100 K. Para os casos estudados, os valores dos coeficientes de temperatura

permanecem negativos durante a queima. Entretanto o *Caso 2* apresenta menor variação destes valores durante o ciclo.

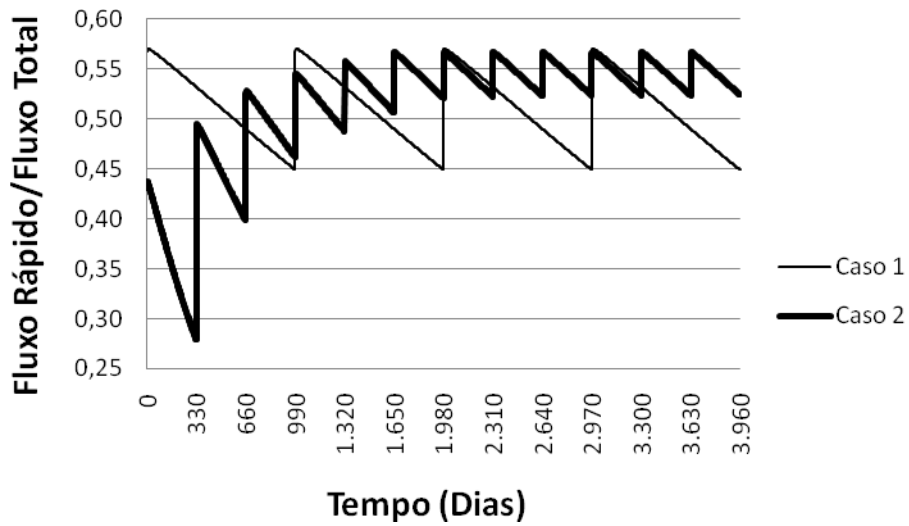


Fig. 29 – Taxa Fluxo Rápido/Fluxo Total versus tempo para os casos configurados no código WIMSD-5B

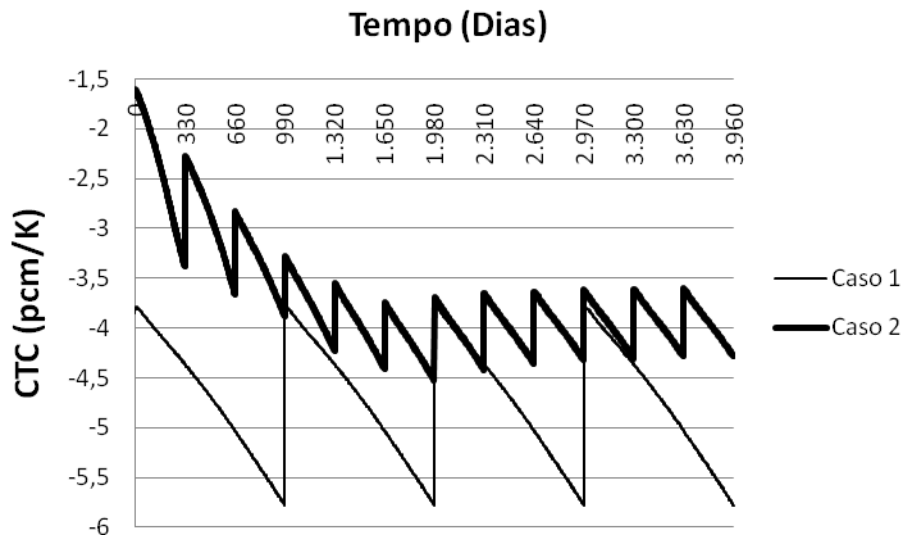


Fig. 30 – Coeficiente de temperatura do combustível versus tempo para os casos configurados no código WIMSD-5B

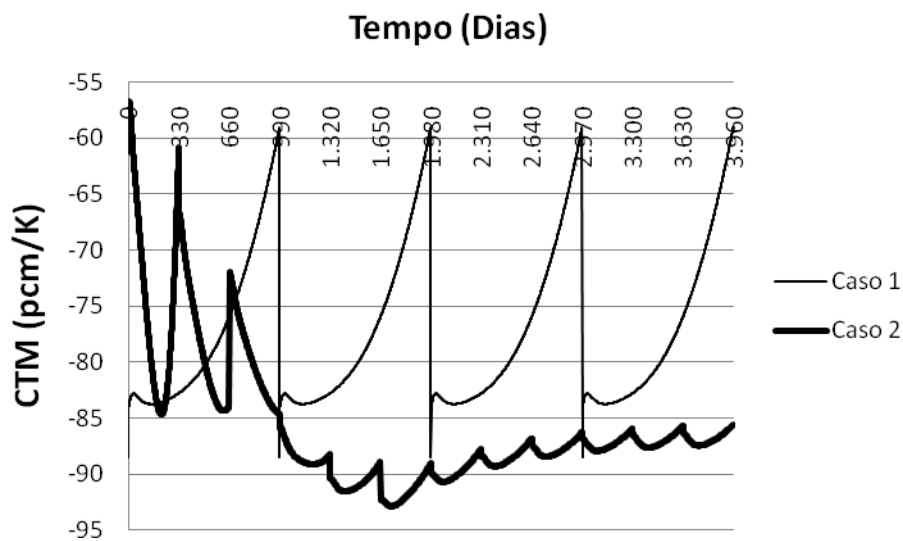


Fig. 31 – Coeficiente de temperatura do moderador versus tempo para os casos configurados no código WIMSD-5B

IV.1.2. Composição Isotópica

As Figs. 32 a 35 mostra a massa dos isótopos Pu, Np, Am e Cm no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o *Caso 1*. As Tabelas 7 a 10 também apresentam o valores de massa (em kg) e a variação de tais valores (Var) em cada ciclo. Devido ao esquema de recarga desta configuração, os três anéis possuem a mesma composição no início de cada ciclo. Como a densidade específica de potência possui o mesmo valor em todos os anéis e em todos os ciclos, a composição final em cada anel será similar nos quatro ciclos. Assim, as Figs. 32 a 35 e as Tabelas 7 a 10 apresentam a variação isotópica para um dos anéis do núcleo ativo do reator. Estas figuras mostram uma redução da massa total de Pu e Np, mas apresentam um aumento na massa de Am e Cm para os combustíveis DF e TF. Pode-se observar nas Tabelas 7 e 8 que há uma redução de ^{239}Pu e ^{237}Np mas um aumento de ^{243}Am , ^{242}Cm , ^{244}Cm e ^{238}Pu . Este aumento pode estar provocando a redução dos coeficientes de temperatura (ver Figs. 30 e 31) devido ao alto valor da seção de choque de absorção destes isótopos na faixa térmica.

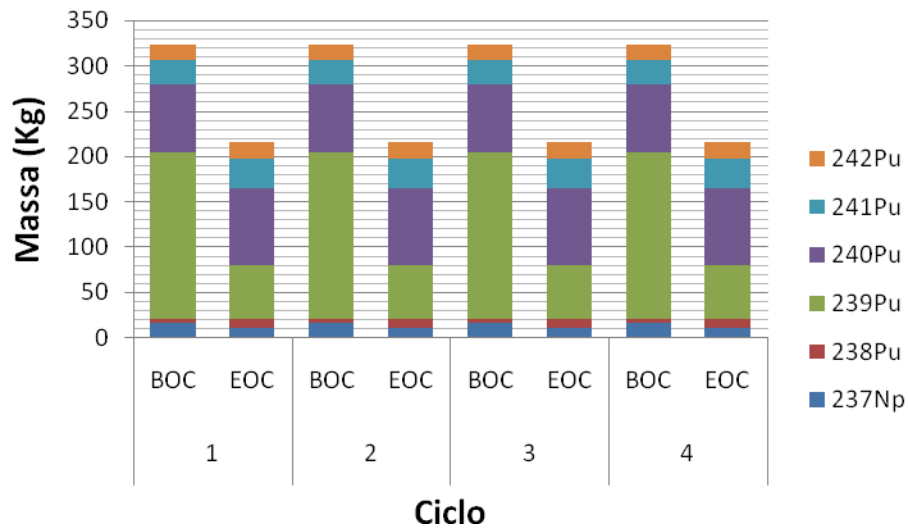


Fig. 32 – Composição isotópica de Pu e Np para o DF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 1 configurado no WIMSD-5B

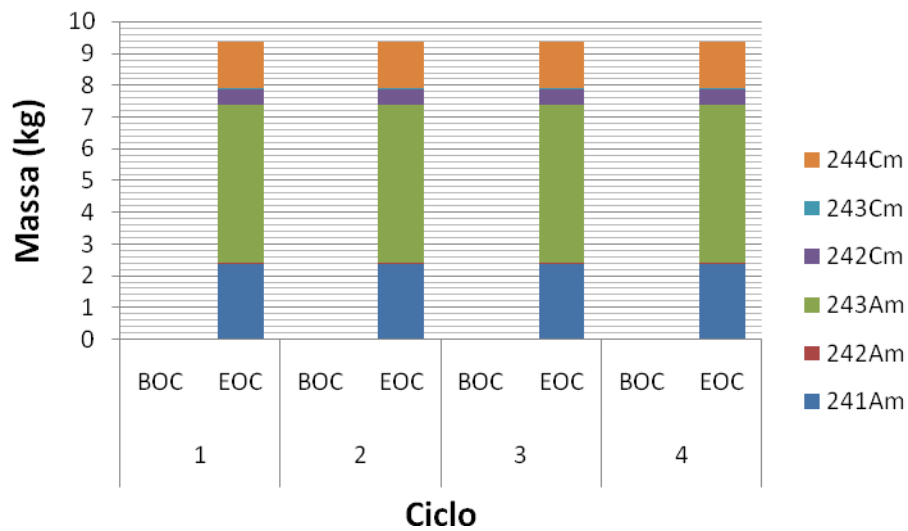


Fig. 33 – Composição isotópica de Am e Cm para o DF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 1 configurado no WIMSD-5B

Tabela 7 – Valores de massa (em kg) de Np e Pu para o DF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 1 configurado no WIMSD-5B

Ciclo		Isótopo					
		²³⁷ Np	²³⁸ Pu	²³⁹ Pu	²⁴⁰ Pu	²⁴¹ Pu	²⁴² Pu
1º	BOC	16,4900	4,8490	184,0000	74,3600	27,1600	16,4900
	EOC	10,8834	10,1420	59,4366	85,3436	31,3871	18,8683
	Var	-5,6066	5,2930	-124,5634	10,9836	4,2271	2,3783
2º	BOC	16,4900	4,8490	184,0000	74,3600	27,1600	16,4900
	EOC	10,8834	10,1420	59,4366	85,3436	31,3871	18,8683
	Var	-5,6066	5,2930	-124,5634	10,9836	4,2271	2,3783
3º	BOC	16,4900	4,8490	184,0000	74,3600	27,1600	16,4900
	EOC	10,8834	10,1420	59,4366	85,3436	31,3871	18,8683
	Var	-5,6066	5,2930	-124,5634	10,9836	4,2271	2,3783
4º	BOC	16,4900	4,8490	184,0000	74,3600	27,1600	16,4900
	EOC	10,8834	10,1420	59,4366	85,3436	31,3871	18,8683
	Var	-5,6066	5,2930	-124,5634	10,9836	4,2271	2,3783

Tabela 8 – Valores de massa (em kg) de Am e Cm para o DF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 1 configurado no WIMSD-5B

Ciclo		Isótopo					
		²⁴¹ Am	²⁴² Am	²⁴³ Am	²⁴² Cm	²⁴³ Cm	²⁴⁴ Cm
1º	BOC	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
	EOC	2,3598	0,0490	4,9560	0,5187	0,0080	1,4527
	Var	2,3598	0,0490	4,9560	0,5187	0,0080	1,4527
2º	BOC	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
	EOC	2,3598	0,0490	4,9560	0,5187	0,0080	1,4527
	Var	2,3598	0,0490	4,9560	0,5187	0,0080	1,4527
3º	BOC	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
	EOC	2,3598	0,0490	4,9560	0,5187	0,0080	1,4527
	Var	2,3598	0,0490	4,9560	0,5187	0,0080	1,4527
4º	BOC	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
	EOC	2,3598	0,0490	4,9560	0,5187	0,0080	1,4527
	Var	2,3598	0,0490	4,9560	0,5187	0,0080	1,4527

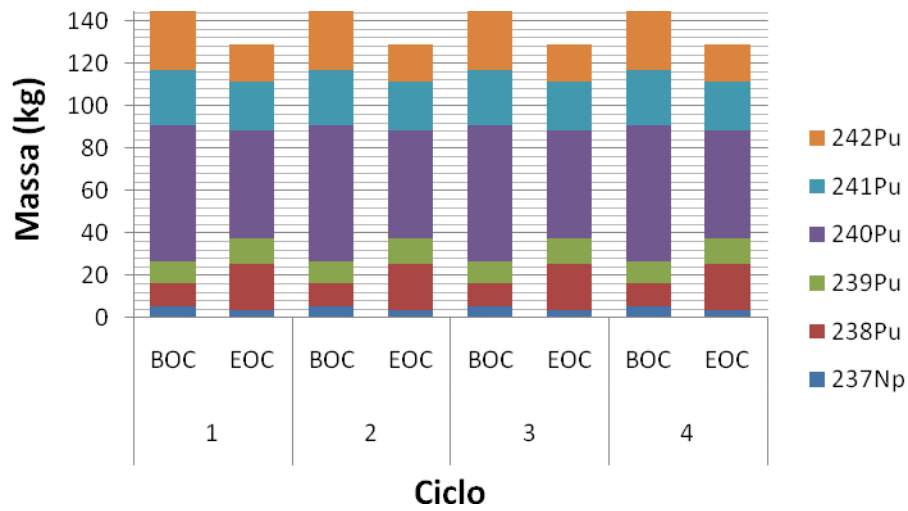


Fig. 34 – Composição isotópica de Pu e Np para o TF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 1 configurado no WIMSD-5B

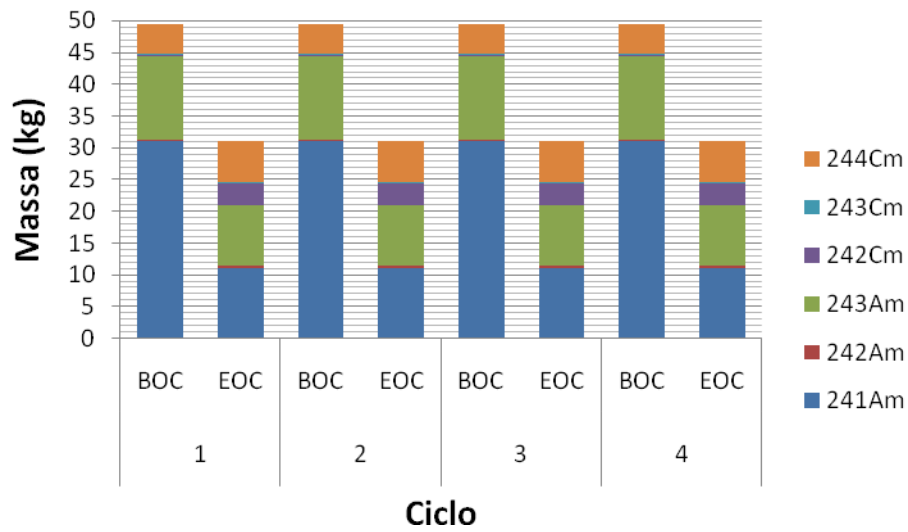


Fig. 35 – Composição isotópica de Am e Cm para o TF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 1 configurado no WIMSD-5B

Tabela 9 – Valores de massa (em kg) de Np e Pu para o TF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 1 configurado no WIMSD-5B

Ciclo		Isótopo					
		²³⁷ Np	²³⁸ Pu	²³⁹ Pu	²⁴⁰ Pu	²⁴¹ Pu	²⁴² Pu
1º	BOC	5,4720	11,1269	9,9575	64,3050	26,6082	27,6071
	EOC	3,8954	21,7055	12,0308	51,2590	22,7986	17,7954
	Var	-1,5765	10,5786	2,0733	-13,0460	-3,8096	-9,8117
2º	BOC	5,4720	11,1269	9,9575	64,3050	26,6082	27,6071
	EOC	3,8954	21,7055	12,0308	51,2590	22,7986	17,7954
	Var	-1,5765	10,5786	2,0733	-13,0460	-3,8096	-9,8117
3º	BOC	5,4720	11,1269	9,9575	64,3050	26,6082	27,6071
	EOC	3,8954	21,7055	12,0308	51,2590	22,7986	17,7954
	Var	-1,5765	10,5786	2,0733	-13,0460	-3,8096	-9,8117
4º	BOC	5,4720	11,1269	9,9575	64,3050	26,6082	27,6071
	EOC	3,8954	21,7055	12,0308	51,2590	22,7986	17,7954
	Var	-1,5765	10,5786	2,0733	-13,0460	-3,8096	-9,8117

Tabela 10 – Valores de massa (em kg) de Am e Cm para o TF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 1 configurado no WIMSD-5B

Ciclo		Isótopo					
		²⁴¹ Am	²⁴² Am	²⁴³ Am	²⁴² Cm	²⁴³ Cm	²⁴⁴ Cm
1º	BOC	31,1999	0,1414	13,0293	0,4531	0,0096	4,5380
	EOC	11,1769	0,2761	9,5317	3,5702	0,1046	6,3774
	Var	-20,0229	0,1347	-3,4976	3,1171	0,0950	1,8394
2º	BOC	31,1999	0,1414	13,0293	0,4531	0,0096	4,5380
	EOC	11,1769	0,2761	9,5317	3,5702	0,1046	6,3774
	Var	-20,0229	0,1347	-3,4976	3,1171	0,0950	1,8394
3º	BOC	31,1999	0,1414	13,0293	0,4531	0,0096	4,5380
	EOC	11,1769	0,2761	9,5317	3,5702	0,1046	6,3774
	Var	-20,0229	0,1347	-3,4976	3,1171	0,0950	1,8394
4º	BOC	31,1999	0,1414	13,0293	0,4531	0,0096	4,5380
	EOC	11,1769	0,2761	9,5317	3,5702	0,1046	6,3774
	Var	-20,0229	0,1347	-3,4976	3,1171	0,0950	1,8394

As Figs. 36 a 47 mostram a variação da composição isotópica para o Caso 2. Estas figuras apresentam a massa do Np, Pu, Cm e Am no início (BOC) e no final (EOC) de cada ciclo e para cada anel. Além disso, as Tabelas 11 a 22 também apresentam os valores de massa (em kg) e a variação de tais valores para cada ciclo avaliado. Nota-se pelas Figs. 36 a 47 que a composição do DF e TF tende alcançar um estado de equilíbrio.

Analisando a evolução do DF, há uma redução na massa total de Np e Pu, mas um aumento de Am e Cm no fim de cada ciclo. Porém, a massa total de Np e Pu no final do 12^o ciclo é maior que do 1^o ciclo e para o Am e Cm a massa total diminui. As Figs. 36 a 41 e as Tabelas 10 a 15 mostram este comportamento. É importante destacar que no 1^o ciclo, a potência é gerada apenas pela queima do DF contido no anel interno. No 2^o ciclo, a potência é gerada pela queima do DF presente no anel interno e central e no 3^o ciclo é gerada pelo combustível contido nos três anéis. Portanto, no 2^o e 3^o ciclos haverá uma gradual redução na queima do DF em cada anel gerando uma gradual redução na variação da massa conforme o aumento do número de ciclos. Pode-se notar através das Figs. 36 a 41 que esta variação tende a estabilizar após o 6^o ciclo, pois após este ciclo os três anéis estarão preenchidos com DF e TF.

Analisando o TF, há uma redução da massa total de Pu, Np, Am e Cm no fim de cada ciclo. As Figs. 42 a 47 e as Tabelas 17 a 22 mostram este comportamento. No final do 12^o ciclo, a massa total de Am e Cm é menor que o 4^o ciclo. Porém, a massa total de Pu e Np no fim do 12^o ciclo é maior do que o 4^o ciclo.

Comparando as Figs. 36 a 47, o deslocamento do DF do anel interno para o externo produz uma redução na massa de Pu e Np e uma redução na massa de Am e Cm. Este comportamento é devido à queima de Pu e Np ao acúmulo de Am e Cm durante os ciclos. O aumento destes isótopos gera um endurecimento do espectro conforme o aumento do número de ciclos, tendendo a um equilíbrio após o 6^o ciclo. Para o combustível TF, o esquema de permutação provoca uma redução na massa de Pu, Np, Am e Cm.

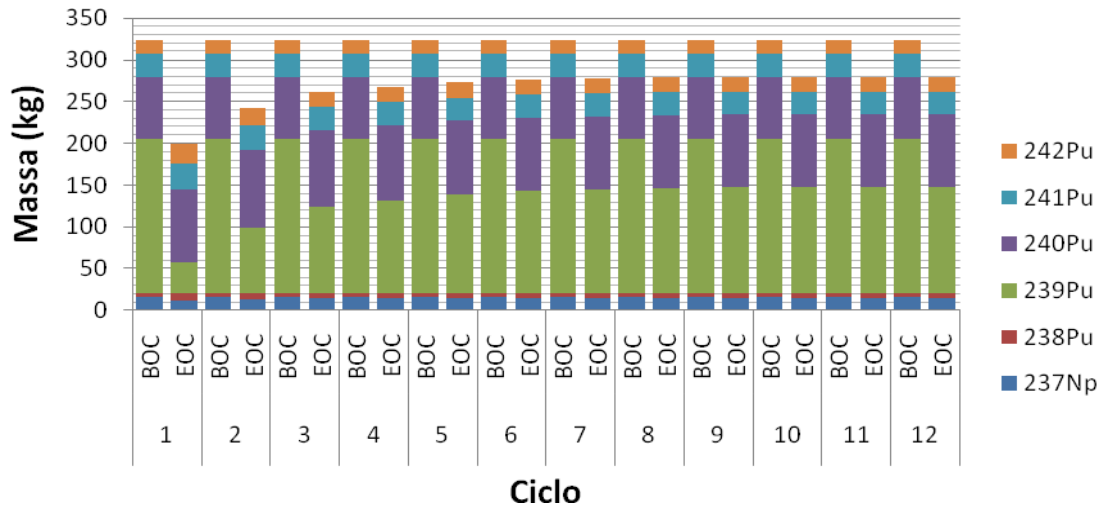


Fig. 36 – Composição isotópica de Pu e Np do anel interno para o DF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B

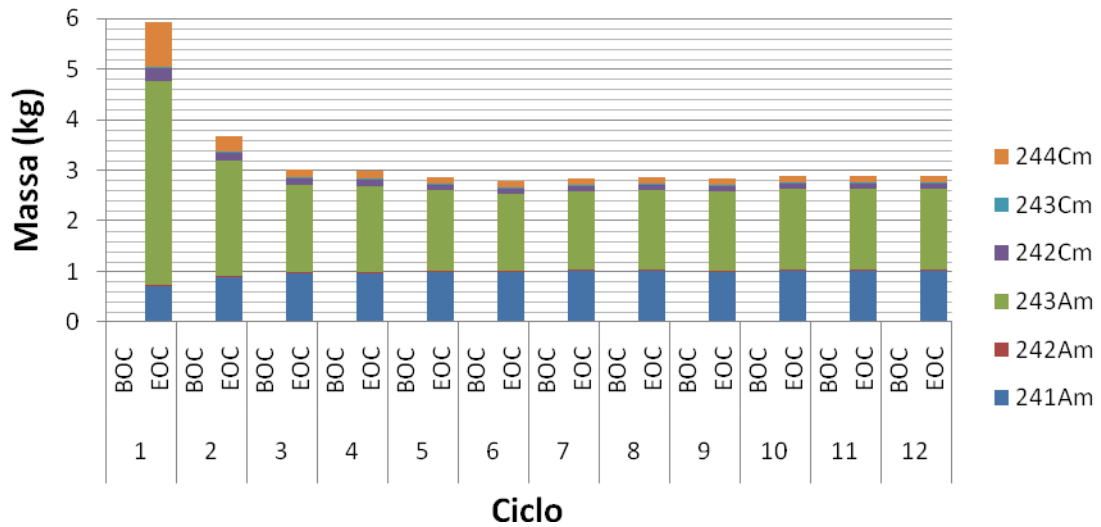


Fig. 37 – Composição isotópica de Am e Cm do anel interno para o DF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B

Tabela 11 – Valores de massa (em kg) de Np e Pu no anel interno para o DF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B

Ciclo		Isótopo					
		²³⁷ Np	²³⁸ Pu	²³⁹ Pu	²⁴⁰ Pu	²⁴¹ Pu	²⁴² Pu
1º	BOC	16,4900	4,8490	184,0000	74,3600	27,1600	16,4900
	EOC	11,3825	8,8199	37,2619	86,7268	31,2785	23,6830
	Var	-5,1075	3,9709	-146,7381	12,3668	4,1185	7,1930
2º	BOC	16,4900	4,8490	184,0000	74,3600	27,1600	16,4900
	EOC	13,3384	7,6394	78,2370	93,2107	29,0600	20,0099
	Var	-3,1516	2,7904	-105,7630	18,8507	1,9000	3,5199
3º	BOC	16,4900	4,8490	184,0000	74,3600	27,1600	16,4900
	EOC	14,0853	7,0671	103,1755	90,8297	28,2075	18,6724
	Var	-2,4047	2,2181	-80,8245	16,4697	1,0475	2,1824
4º	BOC	16,4900	4,8490	184,0000	74,3600	27,1600	16,4900
	EOC	14,2117	6,9577	110,7335	89,5031	27,9402	18,2587
	Var	-2,2783	2,1087	-73,2665	15,1431	0,7802	1,7687
5º	BOC	16,4900	4,8490	184,0000	74,3600	27,1600	16,4900
	EOC	14,3632	6,8272	117,2983	88,3944	27,7430	17,9792
	Var	-2,1268	1,9782	-66,7017	14,0344	0,5830	1,4892
6º	BOC	16,4900	4,8490	184,0000	74,3600	27,1600	16,4900
	EOC	14,4763	6,7293	122,0570	87,5513	27,6137	17,7957
	Var	-2,0137	1,8803	-61,9430	13,1913	0,4537	1,3057
7º	BOC	16,4900	4,8490	184,0000	74,3600	27,1600	16,4900
	EOC	14,5086	6,6991	124,2308	86,9990	27,6146	17,6332
	Var	-1,9814	1,8501	-59,7692	12,6390	0,4546	1,1432
8º	BOC	16,4900	4,8490	184,0000	74,3600	27,1600	16,4900
	EOC	14,5266	6,6820	125,4247	86,6605	27,6400	17,5485
	Var	-1,9634	1,8330	-58,5753	12,3005	0,4800	1,0585
9º	BOC	16,4900	4,8490	184,0000	74,3600	27,1600	16,4900
	EOC	14,5677	6,6438	126,9042	86,3340	27,6417	17,4848
	Var	-1,9223	1,7948	-57,0958	11,9740	0,4817	0,9948
10º	BOC	16,4900	4,8490	184,0000	74,3600	27,1600	16,4900
	EOC	14,5451	6,6646	126,5493	86,3285	27,6768	17,4706
	Var	-1,9449	1,8156	-57,4507	11,9685	0,5168	0,9806
11º	BOC	16,4900	4,8490	184,0000	74,3600	27,1600	16,4900
	EOC	14,5494	6,6605	126,8047	86,2513	27,6870	17,4530
	Var	-1,9406	1,8115	-57,1953	11,8913	0,5270	0,9630
12º	BOC	16,4900	4,8490	184,0000	74,3600	27,1600	16,4900
	EOC	14,5520	6,6581	126,9496	86,2065	27,6937	17,4431
	Var	-1,9380	1,8091	-57,0504	11,8465	0,5337	0,9531

Tabela 12 – Valores de massa (em kg) de Am e Cm no anel interno para o DF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B

Ciclo		Isótopo					
		²⁴¹ Am	²⁴² Am	²⁴³ Am	²⁴² Cm	²⁴³ Cm	²⁴⁴ Cm
1º	BOC	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
	EOC	0,7215	0,0139	4,0353	0,2679	0,0025	0,8723
	Var	0,7215	0,0139	4,0353	0,2679	0,0025	0,8723
2º	BOC	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
	EOC	0,8865	0,0150	2,2927	0,1742	0,0012	0,2946
	Var	0,8865	0,0150	2,2927	0,1742	0,0012	0,2946
3º	BOC	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
	EOC	0,9610	0,0145	1,7387	0,1367	0,0008	0,1730
	Var	0,9610	0,0145	1,7387	0,1367	0,0008	0,1730
4º	BOC	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
	EOC	0,9815	0,0141	1,6951	0,1346	0,0008	0,1607
	Var	0,9815	0,0141	1,6951	0,1346	0,0008	0,1607
5º	BOC	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
	EOC	0,9926	0,0136	1,5899	0,1281	0,0007	0,1401
	Var	0,9926	0,0136	1,5899	0,1281	0,0007	0,1401
6º	BOC	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
	EOC	1,0107	0,0133	1,5033	0,1236	0,0007	0,1248
	Var	1,0107	0,0133	1,5033	0,1236	0,0007	0,1248
7º	BOC	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
	EOC	1,0158	0,0132	1,5513	0,1218	0,0007	0,1302
	Var	1,0158	0,0132	1,5513	0,1218	0,0007	0,1302
8º	BOC	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
	EOC	1,0190	0,0132	1,5763	0,1208	0,0007	0,1328
	Var	1,0190	0,0132	1,5763	0,1208	0,0007	0,1328
9º	BOC	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
	EOC	1,0078	0,0128	1,5649	0,1174	0,0006	0,1298
	Var	1,0078	0,0128	1,5649	0,1174	0,0006	0,1298
10º	BOC	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
	EOC	1,0223	0,0131	1,5985	0,1198	0,0007	0,1347
	Var	1,0223	0,0131	1,5985	0,1198	0,0007	0,1347
11º	BOC	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
	EOC	1,0231	0,0131	1,6036	0,1196	0,0007	0,1351
	Var	1,0231	0,0131	1,6036	0,1196	0,0007	0,1351
12º	BOC	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
	EOC	1,0235	0,0131	1,6065	0,1195	0,0007	0,1353
	Var	1,0235	0,0131	1,6065	0,1195	0,0007	0,1353

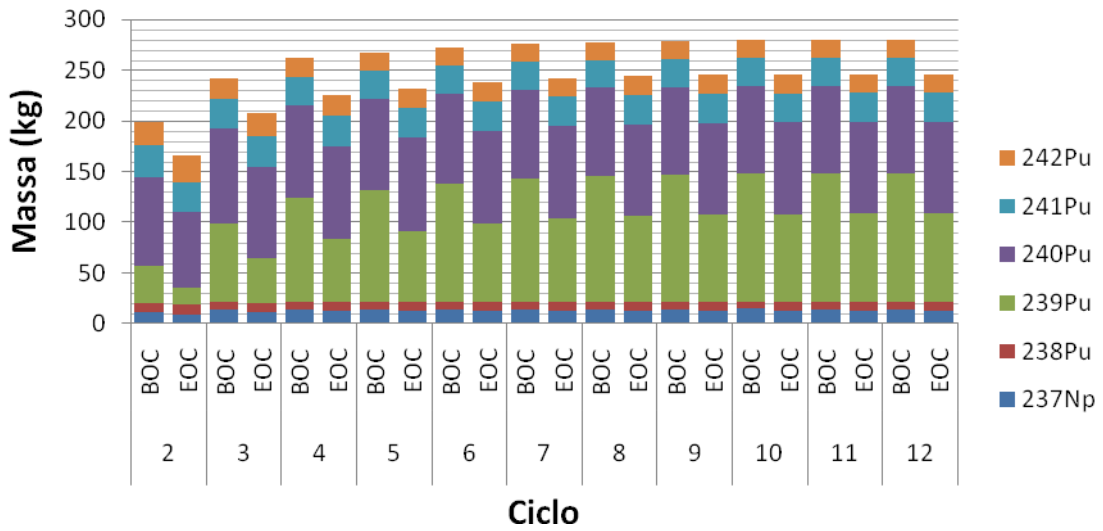


Fig. 38 – Composição isotópica de Pu e Np do anel central para o DF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B

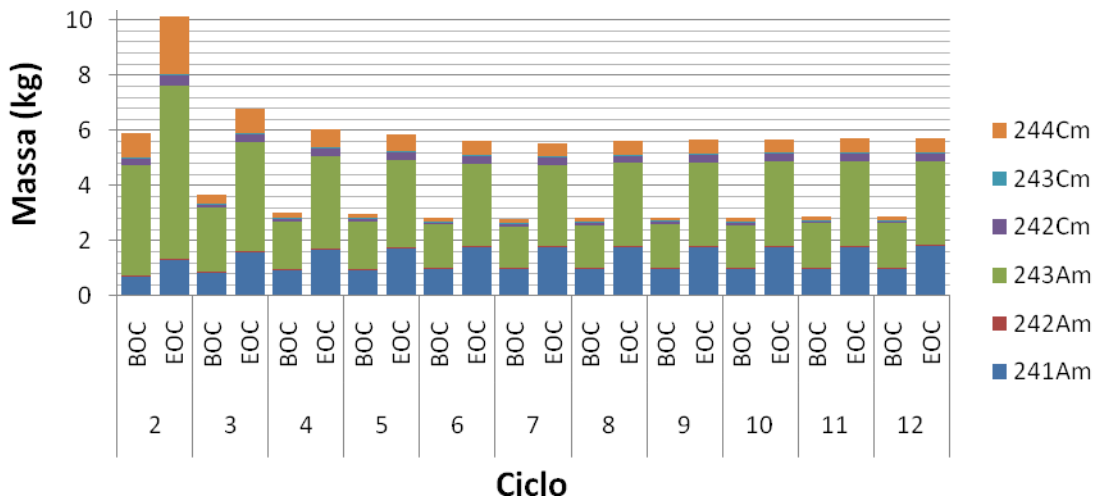


Fig. 39 – Composição isotópica de Cm e Am do anel central para o DF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B

Tabela 13 – Valores de massa (em kg) de Np e Pu no anel central para o DF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B

Ciclo		Isótopo					
		²³⁷ Np	²³⁸ Pu	²³⁹ Pu	²⁴⁰ Pu	²⁴¹ Pu	²⁴² Pu
2º	BOC	11,3825	8,8199	37,2619	86,7268	31,2785	23,6830
	EOC	9,0964	10,2582	16,5015	74,1484	29,0896	26,6206
	Var	-2,2861	1,4383	-20,7604	-12,5784	-2,1889	2,9376
3º	BOC	13,3384	7,6394	78,2370	93,2107	29,0600	20,0099
	EOC	11,3346	9,2876	44,3083	90,0325	30,1700	22,0282
	Var	-2,0038	1,6482	-33,9287	-3,1782	1,1100	2,0183
4º	BOC	14,0853	7,0671	103,1755	90,8297	28,2075	18,6724
	EOC	12,0837	8,8314	62,1386	91,8936	29,5822	20,3516
	Var	-2,0016	1,7642	-41,0369	1,0640	1,3747	1,6792
5º	BOC	14,2117	6,9577	110,7335	89,5031	27,9402	18,2587
	EOC	12,3211	8,6715	70,3951	91,8018	29,2071	19,6796
	Var	-1,8906	1,7138	-40,3384	2,2987	1,2668	1,4209
6º	BOC	14,3632	6,8272	117,2983	88,3944	27,7430	17,9792
	EOC	12,5580	8,4994	77,5710	91,5881	28,9081	19,2247
	Var	-1,8053	1,6722	-39,7273	3,1937	1,1651	1,2455
7º	BOC	14,4763	6,7293	122,0570	87,5513	27,6137	17,7957
	EOC	12,7015	8,3906	82,3979	91,1872	28,7789	18,8688
	Var	-1,7748	1,6614	-39,6591	3,6360	1,1652	1,0731
8º	BOC	14,5086	6,6991	124,2308	86,9990	27,6146	17,6332
	EOC	12,7478	8,3538	84,6712	90,7826	28,7731	18,6319
	Var	-1,7607	1,6547	-39,5596	3,7835	1,1585	0,9987
9º	BOC	14,5266	6,6820	125,4247	86,6605	27,6400	17,5485
	EOC	12,7800	8,3271	86,0644	90,5076	28,7873	18,5033
	Var	-1,7465	1,6451	-39,3603	3,8471	1,1472	0,9548
10º	BOC	14,5677	6,6438	126,9042	86,3340	27,6417	17,4848
	EOC	12,7917	8,3186	86,7286	90,3383	28,8088	18,4331
	Var	-1,7760	1,6748	-40,1756	4,0043	1,1671	0,9483
11º	BOC	14,5451	6,6646	126,5493	86,3285	27,6768	17,4706
	EOC	12,8024	8,3099	87,2006	90,2302	28,8214	18,3887
	Var	-1,7427	1,6453	-39,3487	3,9017	1,1446	0,9181
12º	BOC	14,5494	6,6605	126,8047	86,2513	27,6870	17,4530
	EOC	12,8087	8,3048	87,4767	90,1645	28,8303	18,3629
	Var	-1,7408	1,6443	-39,3280	3,9132	1,1432	0,9099

Tabela 14 – Valores de massa (em kg) de Am e Cm no anel central para o DF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B

Ciclo		Isótopo					
		²⁴¹ Am	²⁴² Am	²⁴³ Am	²⁴² Cm	²⁴³ Cm	²⁴⁴ Cm
2º	BOC	0,7215	0,0139	4,0353	0,2679	0,0025	0,8723
	EOC	1,3400	0,0252	6,2979	0,4027	0,0064	2,1050
	Var	0,6184	0,0112	2,2626	0,1348	0,0039	1,2328
3º	BOC	0,8865	0,0150	2,2927	0,1742	0,0012	0,2946
	EOC	1,6009	0,0289	3,9583	0,3366	0,0042	0,8791
	Var	0,7144	0,0140	1,6656	0,1624	0,0030	0,5845
4º	BOC	0,9610	0,0145	1,7387	0,1367	0,0008	0,1730
	EOC	1,6833	0,0299	3,3561	0,3355	0,0039	0,6345
	Var	0,7223	0,0154	1,6174	0,1988	0,0031	0,4614
5º	BOC	0,9815	0,0141	1,6951	0,1346	0,0008	0,1607
	EOC	1,7304	0,0302	3,1941	0,3270	0,0038	0,5742
	Var	0,7488	0,0161	1,4990	0,1923	0,0030	0,4135
6º	BOC	0,9926	0,0136	1,5899	0,1281	0,0007	0,1401
	EOC	1,7694	0,0304	3,0000	0,3156	0,0036	0,5062
	Var	0,7768	0,0168	1,4101	0,1875	0,0029	0,3661
7º	BOC	1,0107	0,0133	1,5033	0,1236	0,0007	0,1248
	EOC	1,7856	0,0305	2,9502	0,3117	0,0035	0,4823
	Var	0,7748	0,0172	1,4469	0,1881	0,0028	0,3574
8º	BOC	1,0158	0,0132	1,5513	0,1218	0,0007	0,1302
	EOC	1,7954	0,0306	3,0031	0,3099	0,0034	0,4964
	Var	0,7796	0,0174	1,4518	0,1881	0,0028	0,3662
9º	BOC	1,0190	0,0132	1,5763	0,1208	0,0007	0,1328
	EOC	1,8002	0,0306	3,0269	0,3083	0,0034	0,5016
	Var	0,7812	0,0175	1,4506	0,1875	0,0027	0,3689
10º	BOC	1,0078	0,0128	1,5649	0,1174	0,0006	0,1298
	EOC	1,8067	0,0307	3,0480	0,3083	0,0034	0,5067
	Var	0,7988	0,0179	1,4831	0,1909	0,0027	0,3769
11º	BOC	1,0223	0,0131	1,5985	0,1198	0,0007	0,1347
	EOC	1,8095	0,0308	3,0581	0,3079	0,0034	0,5087
	Var	0,7872	0,0176	1,4596	0,1881	0,0027	0,3740
12º	BOC	1,0231	0,0131	1,6036	0,1196	0,0007	0,1351
	EOC	1,8112	0,0308	3,0640	0,3077	0,0034	0,5098
	Var	0,7881	0,0177	1,4605	0,1881	0,0027	0,3747

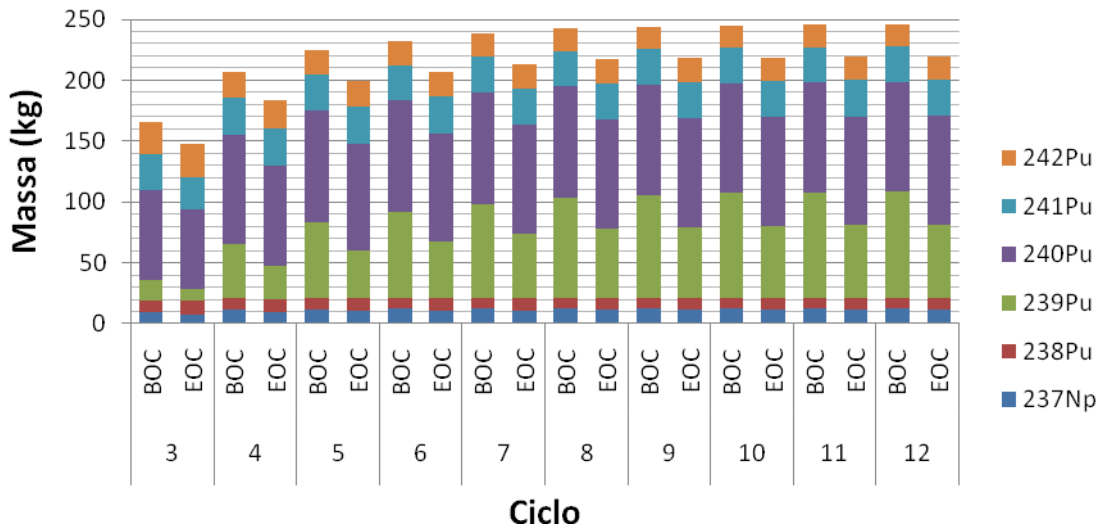


Fig. 40 – Composição isotópica de Pu e Np do anel externo para o DF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B

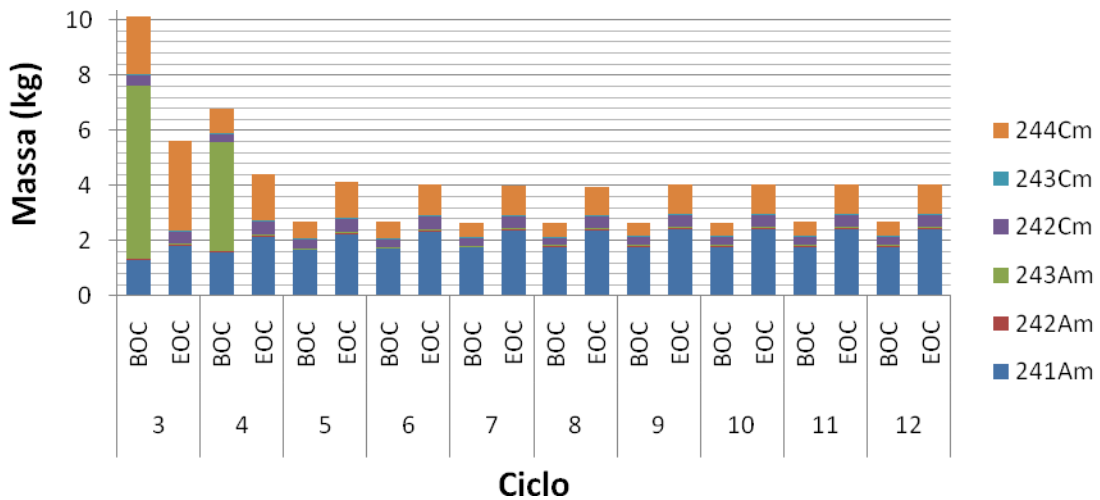


Fig. 41 – Composição isotópica de Cm e Am do anel externo para o DF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B

Tabela 15 – Valores de massa (em kg) de Np e Pu no anel externo para o DF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B

Ciclo		Isótopo					
		²³⁷ Np	²³⁸ Pu	²³⁹ Pu	²⁴⁰ Pu	²⁴¹ Pu	²⁴² Pu
3º	BOC	9,0964	10,2582	16,5015	74,1484	29,0896	26,6206
	EOC	7,7070	11,1828	10,0075	64,6282	26,7419	27,7458
	Var	-1,3894	0,9246	-6,4940	-9,5202	-2,3477	1,1252
4º	BOC	11,3346	9,2876	44,3083	90,0325	30,1700	22,0282
	EOC	9,6966	10,6549	27,0824	82,8135	29,9137	23,4849
	Var	-1,6380	1,3673	-17,2258	-7,2190	-0,2563	1,4567
5º	BOC	12,0837	8,8314	62,1386	91,8936	29,5822	20,3516
	EOC	10,4538	10,3194	39,7616	87,4463	29,9951	21,6825
	Var	-1,6298	1,4880	-22,3770	-4,4473	0,4129	1,3310
6º	BOC	12,3211	8,6715	70,3951	91,8018	29,2071	19,6796
	EOC	10,7622	10,1525	46,8993	88,7955	29,7929	20,8575
	Var	-1,5589	1,4809	-23,4958	-3,0063	0,5859	1,1778
7º	BOC	12,5580	8,4994	77,5710	91,5881	28,9081	19,2247
	EOC	10,9992	10,0084	52,5394	89,4400	29,6790	20,2484
	Var	-1,5588	1,5090	-25,0316	-2,1481	0,7710	1,0237
8º	BOC	12,7015	8,3906	82,3979	91,1872	28,7789	18,8688
	EOC	11,1847	9,8759	56,9466	89,6826	29,6175	19,7983
	Var	-1,5168	1,4853	-25,4513	-1,5046	0,8385	0,9295
9º	BOC	12,7478	8,3538	84,6712	90,7826	28,7731	18,6319
	EOC	11,1933	9,8844	58,1739	89,4421	29,6468	19,5580
	Var	-1,5545	1,5306	-26,4973	-1,3405	0,8737	0,9261
10º	BOC	12,7800	8,3271	86,0644	90,5076	28,7873	18,5033
	EOC	11,2236	9,8645	59,2529	89,3150	29,6645	19,4134
	Var	-1,5565	1,5374	-26,8116	-1,1925	0,8773	0,9101
11º	BOC	12,7917	8,3186	86,7286	90,3383	28,8088	18,4331
	EOC	11,2425	9,8520	59,9009	89,2281	29,6798	19,3290
	Var	-1,5491	1,5335	-26,8277	-1,1101	0,8710	0,8959
12º	BOC	12,8024	8,3099	87,2006	90,2302	28,8214	18,3887
	EOC	11,2543	9,8442	60,2936	89,1725	29,6902	19,2789
	Var	-1,5481	1,5343	-26,9070	-1,0577	0,8688	0,8902

Tabela 16 – Valores de massa (em kg) de Am e Cm no anel externo para o DF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B

Ciclo		Isótopo					
		²⁴¹ Am	²⁴² Am	²⁴³ Am	²⁴² Cm	²⁴³ Cm	²⁴⁴ Cm
3º	BOC	1,3400	0,0252	6,2979	0,4027	0,0064	2,1050
	EOC	1,8259	0,0328	0,0351	0,4608	0,0097	3,2985
	Var	0,4859	0,0077	-6,2628	0,0582	0,0033	1,1935
4º	BOC	1,6009	0,0289	3,9583	0,3366	0,0042	0,8791
	EOC	2,1518	0,0383	0,0409	0,4969	0,0086	1,6824
	Var	0,5509	0,0094	-3,9174	0,1603	0,0044	0,8033
5º	BOC	1,6833	0,0279	0,0299	0,3355	0,0039	0,6345
	EOC	2,2637	0,0402	0,0428	0,4955	0,0085	1,2867
	Var	0,5804	0,0124	0,0129	0,1600	0,0046	0,6522
6º	BOC	1,7304	0,0282	0,0302	0,3270	0,0038	0,5742
	EOC	2,3395	0,0415	0,0440	0,4836	0,0082	1,1514
	Var	0,6092	0,0132	0,0138	0,1566	0,0044	0,5772
7º	BOC	1,7694	0,0285	0,0304	0,3156	0,0036	0,5062
	EOC	2,3773	0,0423	0,0447	0,4804	0,0079	1,0670
	Var	0,6079	0,0138	0,0144	0,1648	0,0043	0,5608
8º	BOC	1,7856	0,0287	0,0305	0,3117	0,0035	0,4823
	EOC	2,3821	0,0423	0,0448	0,4739	0,0077	1,0199
	Var	0,5966	0,0136	0,0142	0,1622	0,0041	0,5377
9º	BOC	1,7954	0,0288	0,0306	0,3099	0,0034	0,4964
	EOC	2,4079	0,0429	0,0454	0,4778	0,0077	1,0594
	Var	0,6125	0,0141	0,0148	0,1679	0,0043	0,5630
10º	BOC	1,8002	0,0288	0,0306	0,3083	0,0034	0,5016
	EOC	2,4169	0,0431	0,0455	0,4774	0,0077	1,0695
	Var	0,6167	0,0143	0,0149	0,1691	0,0043	0,5679
11º	BOC	1,8067	0,0289	0,0307	0,3083	0,0034	0,5067
	EOC	2,4228	0,0432	0,0457	0,4773	0,0076	1,0749
	Var	0,6161	0,0143	0,0149	0,1690	0,0042	0,5682
12º	BOC	1,8095	0,0289	0,0308	0,3079	0,0034	0,5087
	EOC	2,4264	0,0433	0,0457	0,4773	0,0076	1,0780
	Var	0,6169	0,0143	0,0150	0,1693	0,0042	0,5693

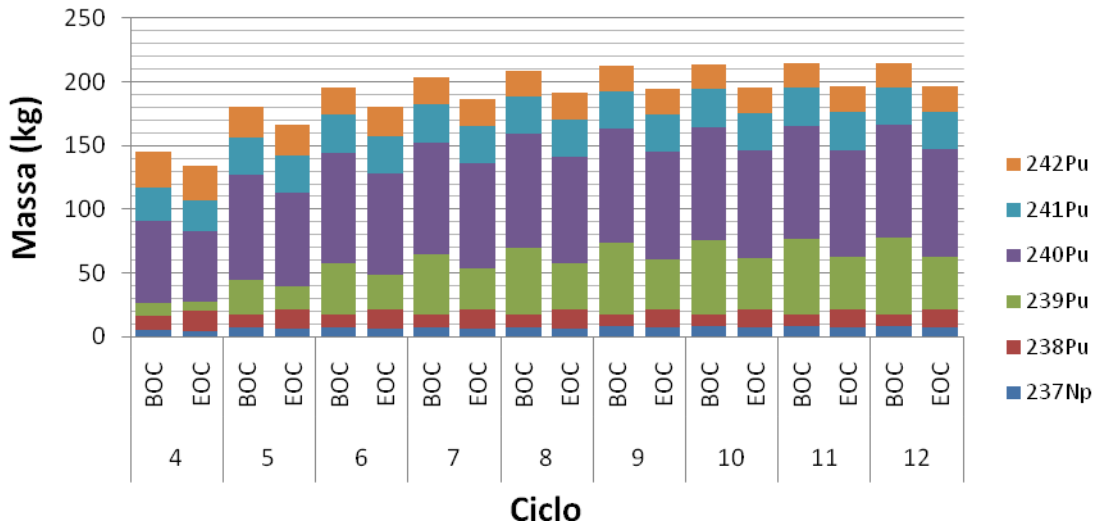


Fig. 42 – Composição isotópica de Am e Cm do anel interno para o TF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B

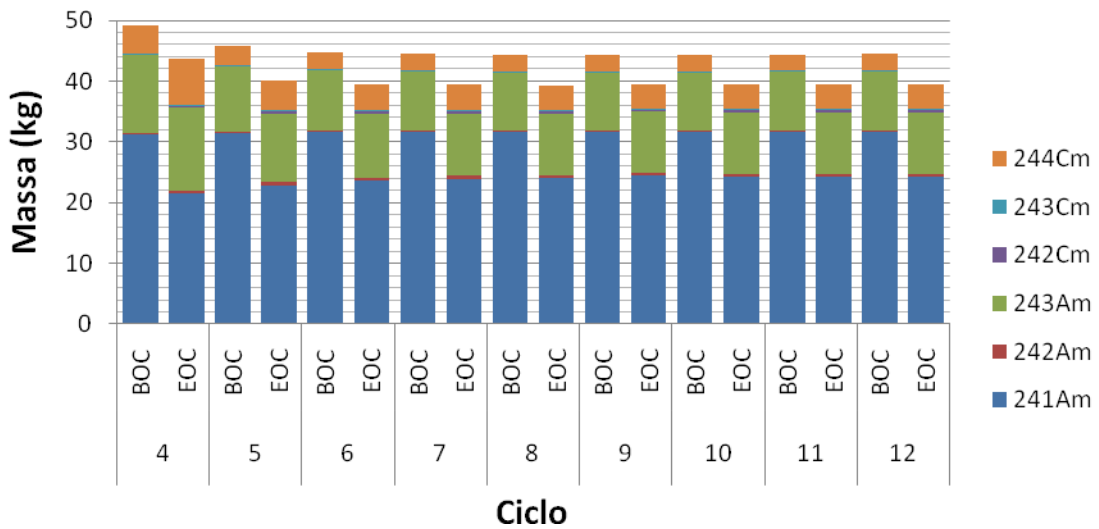


Fig. 43 – Composição isotópica de Am e Cm do anel interno para o TF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B

Tabela 17 – Valores de massa (em kg) de Np e Pu no anel interno para o TF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B

Ciclo		Isótopo					
		²³⁷ Np	²³⁸ Pu	²³⁹ Pu	²⁴⁰ Pu	²⁴¹ Pu	²⁴² Pu
4 ^o	BOC	5,4720	11,1269	9,9575	64,3050	26,6082	27,6071
	EOC	4,6517	15,6485	6,7892	55,6045	23,8619	27,6413
	Var	-0,8203	4,5216	-3,1683	-8,7005	-2,7463	0,0343
5 ^o	BOC	6,8846	10,6016	26,9470	82,3994	29,7641	23,3675
	EOC	5,9398	15,4585	17,6715	74,2035	28,4335	24,1728
	Var	-0,9448	4,8568	-9,2756	-8,1959	-1,3307	0,8054
6 ^o	BOC	7,4222	10,2678	39,5628	87,0091	29,8451	21,5741
	EOC	6,4627	15,0939	26,5740	80,3221	29,1912	22,4194
	Var	-0,9595	4,8261	-12,9888	-6,6870	-0,6539	0,8453
7 ^o	BOC	7,6412	10,1017	46,6648	88,3515	29,6439	20,7532
	EOC	6,6711	14,9293	31,7429	82,4177	29,3388	21,4944
	Var	-0,9700	4,8276	-14,9219	-5,9338	-0,3052	0,7412
8 ^o	BOC	7,8094	9,9584	52,2767	88,9928	29,5306	20,1472
	EOC	6,8287	14,8000	35,8056	83,6322	29,4428	20,8549
	Var	-0,9807	4,8416	-16,4711	-5,3606	-0,0879	0,7078
9 ^o	BOC	7,9109	9,8682	56,0312	89,1382	29,4914	19,7264
	EOC	6,9657	14,4304	39,1850	84,4360	29,5094	20,3936
	Var	-0,9453	4,5622	-16,8462	-4,7022	0,0180	0,6673
10 ^o	BOC	7,9472	9,8350	57,8830	88,9949	29,4986	19,4602
	EOC	6,9607	14,6795	39,9212	84,2581	29,5407	20,1550
	Var	-0,9865	4,8445	-17,9618	-4,7368	0,0421	0,6948
11 ^o	BOC	7,9687	9,8152	58,9566	88,8685	29,5162	19,3163
	EOC	6,9822	14,6580	40,7301	84,2616	29,5661	20,0081
	Var	-0,9865	4,8428	-18,2265	-4,6069	0,0499	0,6918
12 ^o	BOC	7,9822	9,8028	59,6014	88,7820	29,5314	19,2323
	EOC	6,9956	14,6451	41,2149	84,2530	29,5835	19,9230
	Var	-0,9866	4,8424	-18,3864	-4,5290	0,0522	0,6907

Tabela 18 – Valores de massa (em kg) de Am e Cm no anel interno para o TF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B

Ciclo		Isótopo					
		²⁴¹ Am	²⁴² Am	²⁴³ Am	²⁴² Cm	²⁴³ Cm	²⁴⁴ Cm
4º	BOC	31,1999	0,1414	13,0293	0,1414	0,0096	4,5380
	EOC	21,5779	0,4443	13,5287	0,4700	0,0610	7,5997
	Var	-9,6219	0,3029	0,4994	0,3286	0,0514	3,0617
5º	BOC	31,5193	0,1471	10,7323	0,1471	0,0092	3,2041
	EOC	22,8869	0,4653	11,3053	0,4910	0,0602	4,7959
	Var	-8,6324	0,3182	0,5730	0,3439	0,0509	1,5919
6º	BOC	31,6290	0,1490	10,0129	0,1490	0,0094	2,8714
	EOC	23,6693	0,4755	10,5080	0,5007	0,0574	4,2559
	Var	-7,9597	0,3265	0,4951	0,3517	0,0481	1,3845
7º	BOC	31,7033	0,1501	9,7392	0,1501	0,0092	2,7596
	EOC	23,9434	0,4803	10,2512	0,5052	0,0560	4,1267
	Var	-7,7599	0,3301	0,5120	0,3551	0,0468	1,3671
8º	BOC	31,7403	0,1509	9,5900	0,1509	0,0090	2,6884
	EOC	24,0926	0,4828	10,0993	0,5076	0,0552	4,0420
	Var	-7,6477	0,3319	0,5093	0,3567	0,0463	1,3536
9º	BOC	31,7579	0,1513	9,5452	0,1513	0,0088	2,6648
	EOC	24,4762	0,4831	10,0149	0,5081	0,0521	3,9512
	Var	-7,2817	0,3319	0,4697	0,3569	0,0433	1,2864
10º	BOC	31,7702	0,1515	9,5841	0,1515	0,0087	2,6827
	EOC	24,2326	0,4851	10,0606	0,5098	0,0543	4,0335
	Var	-7,5377	0,3336	0,4765	0,3583	0,0456	1,3508
11º	BOC	31,7791	0,1517	9,6065	0,1517	0,0086	2,6915
	EOC	24,2663	0,4856	10,0732	0,5103	0,0541	4,0437
	Var	-7,5128	0,3340	0,4667	0,3586	0,0455	1,3523
12º	BOC	31,7848	0,1518	9,6197	0,1518	0,0086	2,6961
	EOC	24,2862	0,4859	10,0807	0,5106	0,0540	4,0491
	Var	-7,4986	0,3342	0,4611	0,3588	0,0454	1,3530

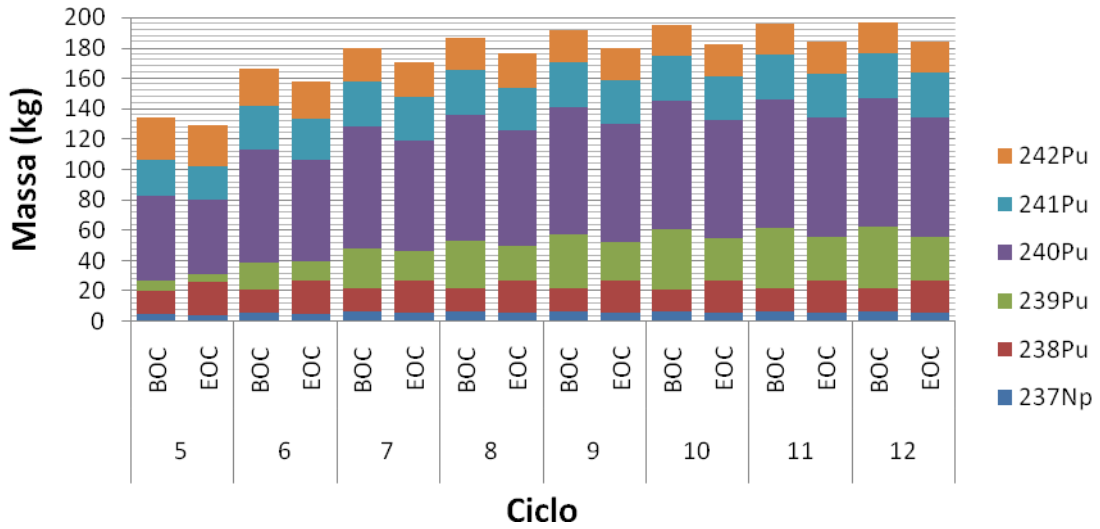


Fig. 44 – Composição isotópica de Pu e Np do anel central para o TF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B

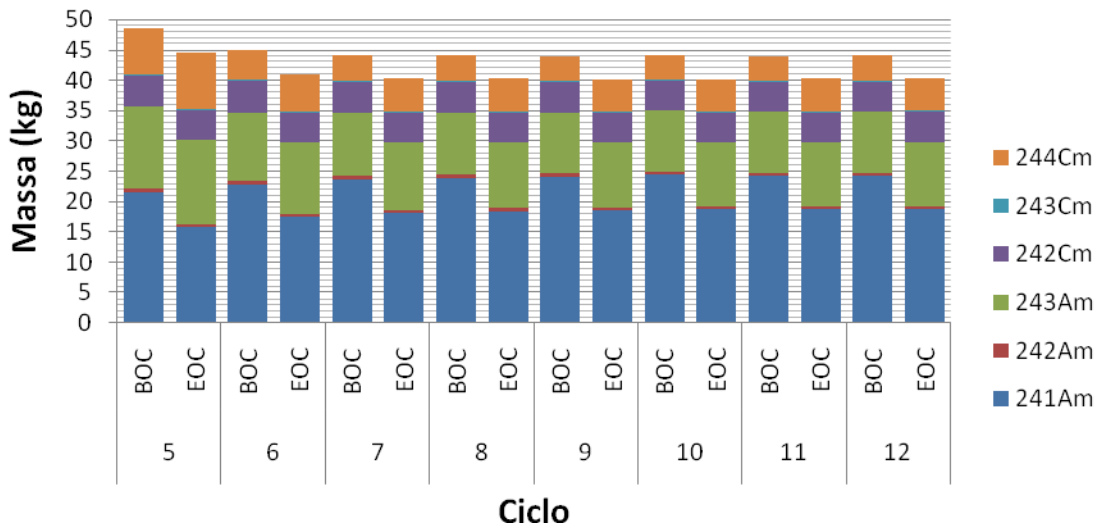


Fig. 45 – Composição isotópica de Am e Cm do anel central para o TF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B

Tabela 19 – Valores de massa (em kg) de Np e Pu no anel central para o TF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B

Ciclo		Isótopo					
		²³⁷ Np	²³⁸ Pu	²³⁹ Pu	²⁴⁰ Pu	²⁴¹ Pu	²⁴² Pu
5º	BOC	4,6517	15,6485	6,7892	55,6045	23,8619	27,6413
	EOC	4,0204	21,7223	5,5142	48,9417	21,4970	27,4248
	Var	-0,6313	6,0738	-1,2750	-6,6628	-2,3649	-0,2165
6º	BOC	5,9398	15,4585	17,6715	74,2035	28,4335	24,1728
	EOC	5,1875	21,7511	12,7778	66,9163	26,7737	24,6284
	Var	-0,7523	6,2926	-4,8936	-7,2872	-1,6598	0,4555
7º	BOC	6,4627	15,0939	26,5740	80,3221	29,1912	22,4194
	EOC	5,6467	21,5518	18,8054	73,3017	28,0749	22,9585
	Var	-0,8161	6,4579	-7,7686	-7,0204	-1,1163	0,5391
8º	BOC	6,6711	14,9293	31,7429	82,4177	29,3388	21,4944
	EOC	5,8379	21,4201	22,4344	75,7655	28,5109	22,0538
	Var	-0,8333	6,4909	-9,3086	-6,6522	-0,8279	0,5594
9º	BOC	6,8287	14,8000	35,8056	83,6322	29,4428	20,8549
	EOC	5,9819	21,3178	25,2912	77,3038	28,7911	21,4413
	Var	-0,8469	6,5178	-10,5144	-6,3284	-0,6517	0,5864
10º	BOC	6,9657	14,4304	39,1850	84,4360	29,5094	20,3936
	EOC	6,0698	21,2484	27,2225	78,0994	28,9466	21,0312
	Var	-0,8958	6,8180	-11,9625	-6,3365	-0,5628	0,6376
11º	BOC	6,9607	14,6795	39,9212	84,2581	29,5407	20,1550
	EOC	6,1041	21,2156	28,2156	78,3254	29,0086	20,7723
	Var	-0,8566	6,5361	-11,7056	-5,9328	-0,5321	0,6173
12º	BOC	6,9822	14,6580	40,7301	84,2616	29,5661	20,0081
	EOC	6,1244	21,1970	28,7964	78,4193	29,0447	20,6316
	Var	-0,8578	6,5390	-11,9337	-5,8423	-0,5214	0,6234

Tabela 20 – Valores de massa (em kg) de Am e Cm no anel central para o TF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B

Ciclo		Isótopo					
		²⁴¹ Am	²⁴² Am	²⁴³ Am	²⁴² Cm	²⁴³ Cm	²⁴⁴ Cm
5º	BOC	21,5779	0,4700	13,5287	5,3598	0,0610	7,5997
	EOC	15,7915	0,3752	14,0062	4,8755	0,1126	9,2538
	Var	-5,7865	-0,0948	0,4775	-0,4843	0,0515	1,6542
6º	BOC	22,8869	0,4910	11,3053	5,3275	0,0602	4,7959
	EOC	17,4558	0,4156	11,8237	4,9732	0,1113	6,1944
	Var	-5,4311	-0,0755	0,5184	-0,3543	0,0511	1,3985
7º	BOC	23,6693	0,5007	10,5080	5,1638	0,0574	4,2559
	EOC	18,1448	0,4336	11,0691	5,0026	0,1088	5,6189
	Var	-5,5245	-0,0670	0,5611	-0,1612	0,0514	1,3630
8º	BOC	23,9434	0,5052	10,2512	5,1111	0,0560	4,1267
	EOC	18,4465	0,4420	10,8033	5,0077	0,1072	5,4637
	Var	-5,4968	-0,0632	0,5521	-0,1034	0,0512	1,3371
9º	BOC	24,0926	0,5076	10,0993	5,0836	0,0552	4,0420
	EOC	18,6179	0,4467	10,6382	5,0087	0,1062	5,3621
	Var	-5,4747	-0,0609	0,5389	-0,0748	0,0510	1,3201
10º	BOC	24,4762	0,5081	10,0149	5,0059	0,0521	3,9512
	EOC	18,7199	0,4496	10,5633	5,0074	0,1056	5,3248
	Var	-5,7563	-0,0586	0,5484	0,0015	0,0535	1,3736
11º	BOC	24,2326	0,5098	10,0606	5,0526	0,0543	4,0335
	EOC	18,7821	0,4513	10,5634	5,0067	0,1052	5,3447
	Var	-5,4504	-0,0585	0,5029	-0,0460	0,0508	1,3113
12º	BOC	24,2663	0,5103	10,0732	5,0456	0,0541	4,0437
	EOC	18,8199	0,4524	10,5654	5,0068	0,1049	5,3547
	Var	-5,4464	-0,0580	0,4923	-0,0388	0,0508	1,3110

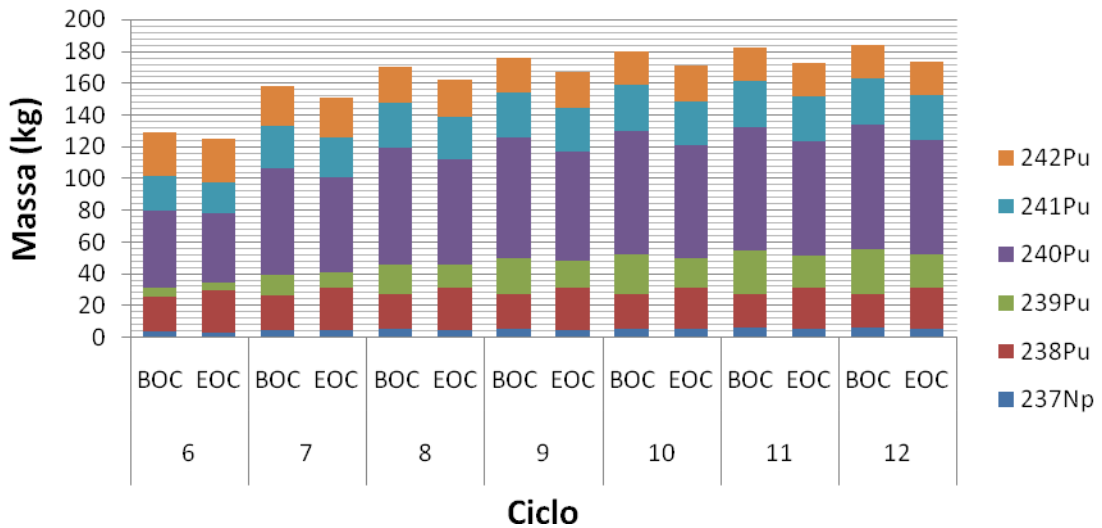


Fig. 46 – Composição isotópica de Pu e Np do anel externo para o TF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B

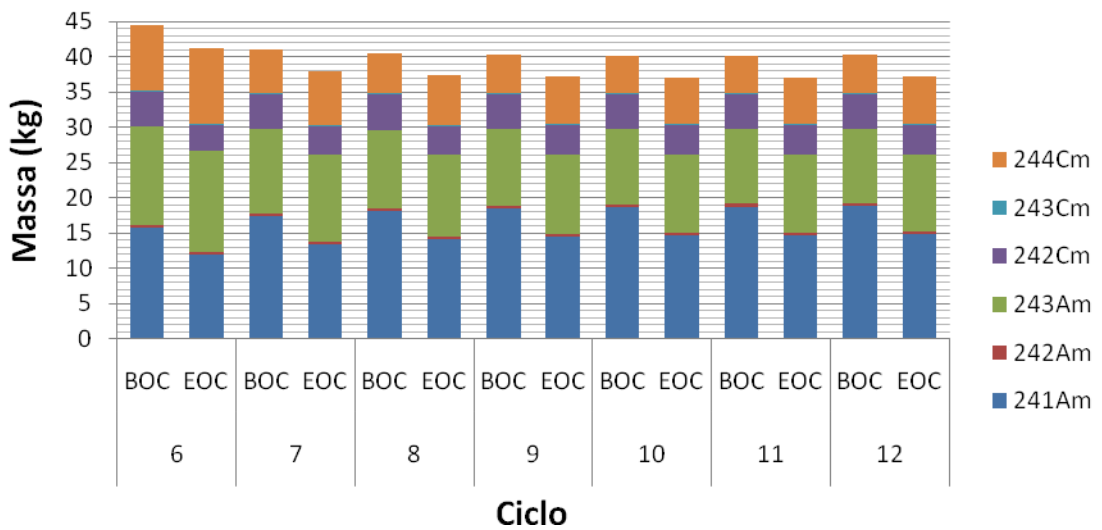


Fig. 47 – Composição isotópica de Am e Cm do anel externo para o TF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B

Tabela 21 – Valores de massa (em kg) de Np e Pu no anel externo para o TF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B

Ciclo		Isótopo					
		²³⁷ Np	²³⁸ Pu	²³⁹ Pu	²⁴⁰ Pu	²⁴¹ Pu	²⁴² Pu
6º	BOC	4,0204	21,7223	5,5142	48,9417	21,4970	27,4248
	EOC	3,5091	26,0778	5,1029	43,6513	19,4247	26,9713
	Var	-0,5113	4,3555	-0,4114	-5,2904	-2,0723	-0,4536
7º	BOC	5,1875	21,7511	12,7778	66,9163	26,7737	24,6284
	EOC	4,5250	26,6231	9,9491	60,0698	24,9400	24,7416
	Var	-0,6625	4,8720	-2,8288	-6,8465	-1,8336	0,1132
8º	BOC	5,6467	21,5518	18,8054	73,3017	28,0749	22,9585
	EOC	4,9436	26,5616	14,1024	66,4849	26,6371	23,2635
	Var	-0,7030	5,0098	-4,7030	-6,8168	-1,4378	0,3049
9º	BOC	5,8379	21,4201	22,4344	75,7655	28,5109	22,0538
	EOC	5,1161	26,5137	16,6158	69,0730	27,2687	22,4394
	Var	-0,7218	5,0935	-5,8186	-6,6926	-1,2422	0,3856
10º	BOC	5,9819	21,3178	25,2912	77,3038	28,7911	21,4413
	EOC	5,2458	26,4650	18,6004	70,7532	27,6753	21,8838
	Var	-0,7361	5,1472	-6,6908	-6,5506	-1,1158	0,4425
11º	BOC	6,0698	21,2484	27,2225	78,0994	28,9466	21,0312
	EOC	5,3252	26,4273	19,9453	71,6733	27,9004	21,5110
	Var	-0,7447	5,1789	-7,2772	-6,4262	-1,0462	0,4797
12º	BOC	6,1041	21,2156	28,2156	78,3254	29,0086	20,7723
	EOC	5,3566	26,4105	20,6412	71,9865	27,9867	21,2728
	Var	-0,7475	5,1949	-7,5744	-6,3389	-1,0219	0,5005

Tabela 22 – Valores de massa (em kg) de Am e Cm no anel externo para o TF no início (BOC) e final (EOC) de cada ciclo para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B

Ciclo		Isótopo					
		²⁴¹ Am	²⁴² Am	²⁴³ Am	²⁴² Cm	²⁴³ Cm	²⁴⁴ Cm
6º	BOC	15,7915	0,3752	14,0062	4,8755	0,1126	9,2538
	EOC	12,0586	0,2917	14,3390	3,7266	0,1331	10,6891
	Var	-3,7328	-0,0836	0,3329	-1,1489	0,0205	1,4353
7º	BOC	17,4558	0,4156	11,8237	4,9732	0,1113	6,1944
	EOC	13,5113	0,3278	12,3467	3,9818	0,1347	7,6150
	Var	-3,9445	-0,0878	0,5230	-0,9914	0,0234	1,4207
8º	BOC	18,1448	0,4336	11,0691	5,0026	0,1088	5,6189
	EOC	14,1931	0,3456	11,5987	4,0963	0,1336	6,9537
	Var	-3,9516	-0,0881	0,5296	-0,9063	0,0248	1,3348
9º	BOC	18,4465	0,4420	10,8033	5,0077	0,1072	5,4637
	EOC	14,4750	0,3533	11,3178	4,1335	0,1327	6,7693
	Var	-3,9715	-0,0887	0,5146	-0,8742	0,0255	1,3056
10º	BOC	18,6179	0,4467	10,6382	5,0087	0,1062	5,3621
	EOC	14,6404	0,3579	11,1391	4,1533	0,1321	6,6493
	Var	-3,9776	-0,0889	0,5009	-0,8555	0,0259	1,2872
11º	BOC	18,7199	0,4496	10,5633	5,0074	0,1056	5,3248
	EOC	14,7388	0,3606	11,0486	4,1645	0,1317	6,6019
	Var	-3,9811	-0,0890	0,4853	-0,8429	0,0261	1,2771
12º	BOC	18,7821	0,4513	10,5634	5,0067	0,1052	5,3447
	EOC	14,7966	0,3622	11,0310	4,1715	0,1315	6,6181
	Var	-3,9855	-0,0891	0,4676	-0,8352	0,0263	1,2734

Com a finalidade de analisar o resultado global na composição isotópica dos *Casos 1* e *2*, as Figs. 48 e 49 apresentam a composição no início da vida (*BOL – Begin of Life*) e fim da vida (*EOL – End of Life*) de um elemento combustível com DF e TF. Também a Tabela 23 mostra a diferença de massa entre *EOL* e *BOL* para os dois casos avaliados. Comparando o DF no BOL e TF no EOL, ambos os casos apresentam uma redução de ²³⁹Pu e ²³⁷Np mas um aumento de ²⁴¹Am, ²³⁸Pu e ²⁴²Pu (ver Tabela 23). Como o ²³⁹Pu é o material físsil presente na composição, sua depleção gera a redução no valor de k_{inf} durante a queima. Além disso, o ²³⁸Pu e ²⁴²Pu são absorvedores e o aumento de sua massa no decorrer dos ciclos também contribui para a redução nos valores de k_{inf} . Conforme mostra a Fig. 50, o ²³⁷Np possui uma grande seção de choque de absorção na faixa térmica. Após uma absorção, o ²³⁷Np transmuta em ²³⁸Np o qual após um decaimento beta transmuta-se em ²³⁸Pu. A redução de ²³⁷Np e aumento de ²³⁸Pu pode ser devido a estas transmutações.

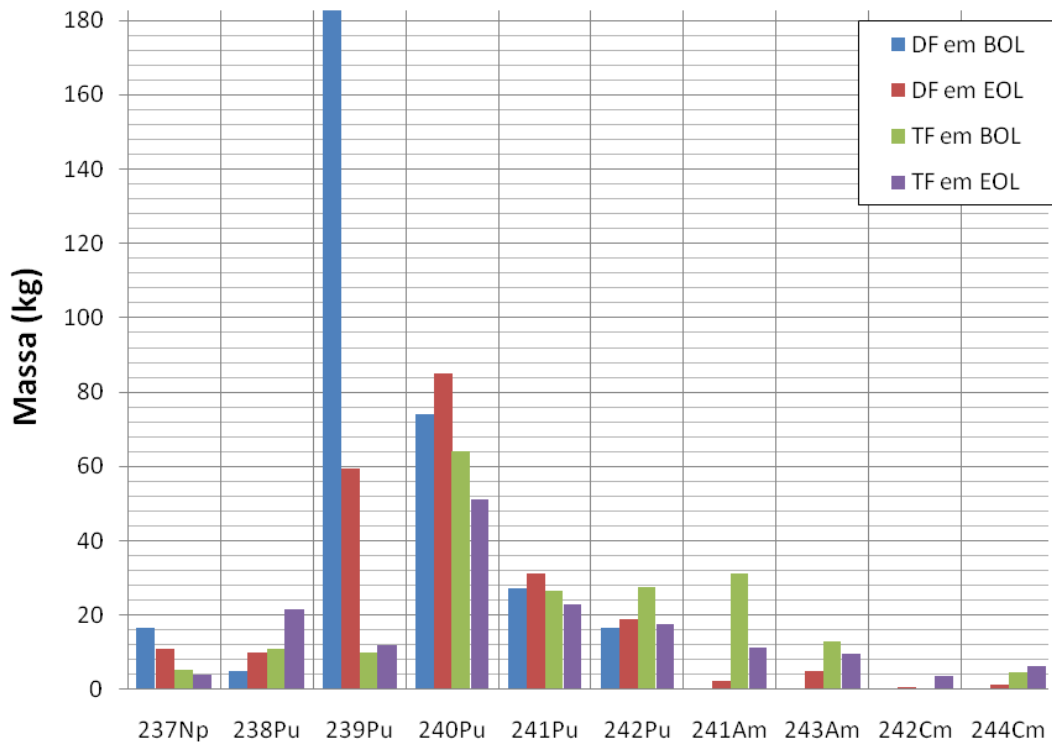


Fig. 48 – Massa isotópica em um elemento combustível no BOL e EOL para o Caso 1 configurado no WIMSD-5B

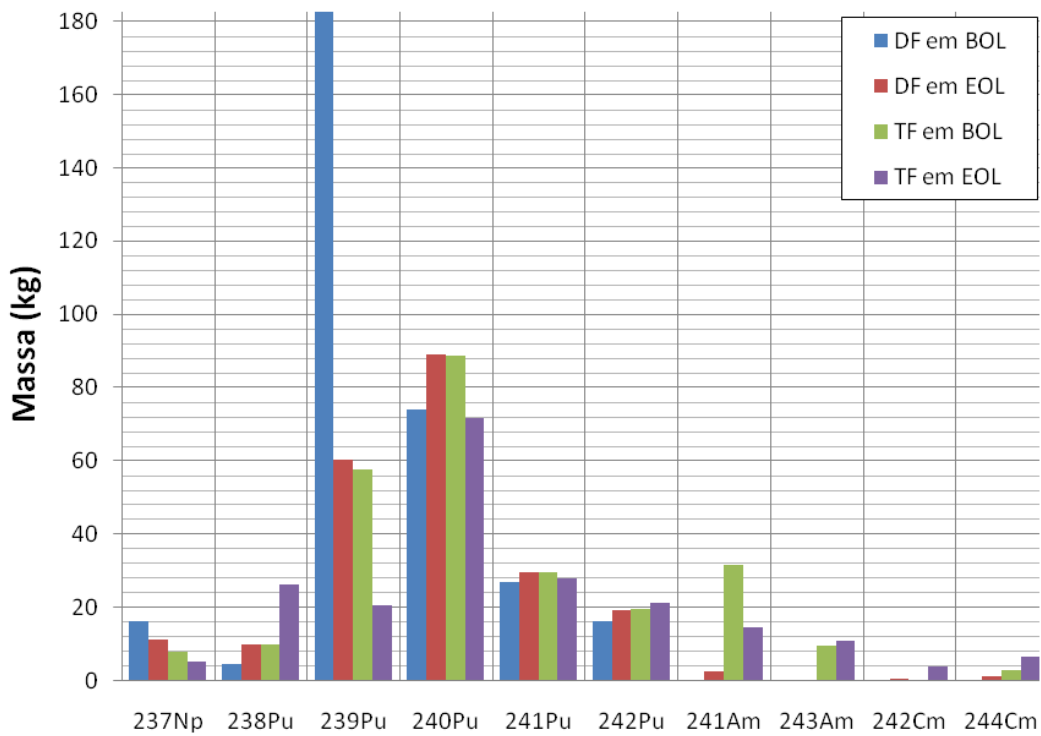
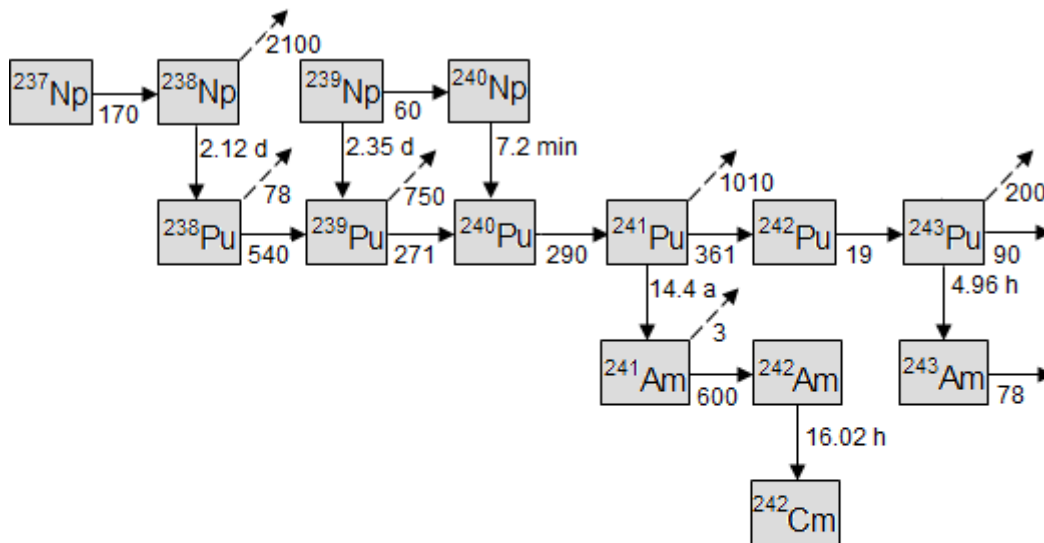


Fig. 49 – Massa isotópica em um elemento combustível no BOL e EOL para o Caso 2 configurado no WIMSD-5B

Tabela 23 – Diferença da massa isotópica entre EOL (End of Life) e BOL (Begin of Life) EOL para os casos configurados no WIMSD-5B*

Isótopo	DIFERENÇA (kg)			
	DF		TF	
	Caso 1	Caso 2	Caso 1	Caso 2
²³⁷ Np	-5,61	-5,24	-1,58	-2,59
²³⁸ Pu	5,29	5,00	10,58	16,58
²³⁹ Pu	-124,56	-123,71	2,07	-37,24
²⁴⁰ Pu	10,98	14,81	-13,05	-17,01
²⁴¹ Pu	4,23	2,53	-3,81	-1,51
²⁴² Pu	2,38	2,79	-9,81	1,81
²⁴¹ Am	2,36	2,43	-20,02	-16,97
²⁴³ Am	4,96	0,05	-3,50	1,45
²⁴² Cm	0,52	0,48	3,12	4,02
²⁴⁴ Cm	1,45	1,08	1,84	3,94

*o sinal negativo representa uma redução na massa do nuclídeo correspondente



LEGENDA					
\overrightarrow{XX}	Reação (n, γ)	$\nearrow XX$	Fissão	$\downarrow YY$	Decaimento β
XX- Seção de choque na faixa térmica (barns)			YY- Meia vida		

Fig. 50 – Cadeia de decaimento do Plutônio, Netúnio e Amerício

Avaliando o TF, há um decréscimo na massa de ²⁴¹Am e aumento de ²⁴²Cm (Tabela 23). O ²⁴¹Am possui uma grande seção de choque para nêutrons térmicos e uma grande

probabilidade de captura na região de ressonância (ver Fig. 50). Desta forma, a redução do ^{241}Am é provavelmente devido a transmutação em ^{242}Cm .

Entre as duas configurações estudadas, o *Caso 1* possui maior variação na massa para a maioria dos isótopos avaliados (Tabela 23). Neste caso, os isótopos apresentam uma quantidade menor de massa no final da vida do combustível. Este comportamento é devido ao esquema de recarga usado no *Caso 1*. Como a queima é aplicada sem intervalos, o combustível apresenta maior depleção nos isótopos avaliados. O isótopo que apresenta maior variação de massa é o ^{239}Pu . Como pode ser visto na Tabela 23, o *Caso 1* apresenta maior redução de ^{239}Pu . Entretanto, o *Caso 2* possui menor valor médio dos coeficientes de temperatura. Devido à grande probabilidade de absorção na região de ressonância dos isótopos de Pu, o coeficiente de temperatura do moderador e do combustível tende a possuir valor mais negativo. Portanto, este comportamento gera menor variação dos coeficientes de temperatura para a configuração em que foi aplicada a permutação do combustível (*Caso 2*), conforme se pode observar nas figuras 30 e 31.

Os resultados mostram que é possível modelar no código WIMSD-5B um *cluster* representativo do núcleo de um reator tipo MHR em pouco tempo computacional. Também é possível aplicar o esquema de recarga e acompanhar os parâmetros neutrônicos e composição durante todos os ciclos. Estes parâmetros e a composição apresentam comportamento similar àqueles apresentados no trabalho de referência ⁽⁹²⁾.

IV.2. SEGUNDA ETAPA: SIMULAÇÃO DOS MODELOS CÉLULA E CLUSTER USANDO O CÓDIGO WIMSD-5B E MCNPX 2.6.0

As Figs. 51 a 53 e a Tabela 24 apresentam os valores do fator de multiplicação efetivo (k_{eff}) durante a queima para os modelos *célula*, *cluster-1* e *cluster-2*. Pode-se observar que o comportamento de tal parâmetro é similar para os três modelos. As Figs. 51 a 53 mostram que no início o ciclo (BOC) a diferença dos valores de k_{eff} entre os dois códigos é pequena, mas no decorrer da queima, esta diferença aumenta. Através da Tabela 24 nota-se que em BOC a diferença (DIF.) é menor que 0,0005 em todas as configurações analisadas. Entretanto, no final do ciclo (EOC), esta diferença aumenta

para 0,0319 (*célula*), 0,0405 (*cluster-1*) e 0,0418 (*cluster-2*). Este comportamento é provavelmente devido ao tratamento dado aos núclídeos na realimentação do MCNPX 2.6.0. Conforme mencionado no Capítulo II, o cálculo de transporte do MCNPX considera apenas os produtos de decaimento imediatos. Isto é, os isótopos presentes no CINDER90 que não possuem informações importantes no cálculo de transporte são desconsiderados. Nas simulações os produtos de fissão ^{95}Zr , ^{96}Mo e ^{107}Pd foram desprezados no cálculo de transporte do MCNPX mas considerados na cadeia de decaimento do WIMSD-5B. Tais isótopos são absorvedores e podem estar contribuindo para a diferença do k_{eff} entre os dois códigos. Desta forma, as informações fornecidas ao CINDER90 pelo MCNPX, no processo de realimentação, podem conter diferenças comparadas ao WIMSD-5B. Tais diferenças aumentam conforme o acréscimo do número de realimentação. Pode-se observar que em todos os casos estudados o código MCNPX 2.6.0 apresenta maior valor do fator de multiplicação efetivo; comportamento que possivelmente foi gerado pelo desprezo de núclídeos absorvedores.

Além disso, o WIMSD-5B, determinístico, calcula o fluxo através da solução da equação de transporte, mas o MCNPX 2.6.0, estocástico, determina o fluxo a partir de informações obtidas no transporte de partículas. Desta forma, o método de cálculo aplicado em cada código também pode contribuir para as diferenças observadas no k_{eff} , pois o WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0 usam metodologias diferentes para a solução do mesmo problema.

Comparando as Figs. 51 a 53 e observando os valores da Tabela 24, pode-se notar que entre os casos estudados, o modelo *célula* apresenta menor diferença entre os valores de k_{eff} dos códigos empregados. Como o volume de combustível e de moderador é igual para os três casos avaliados, este comportamento é provavelmente devido à geometria mais simplificada do modelo *célula*. Assim, a geometria pela qual os códigos são comparados também influencia no resultado. Embora o modelo *célula* apresente melhor resultado, para análise do esquema de recarga e permutação, o modelo *cluster* é necessário. Este é o objetivo da próxima etapa do trabalho.

Tabela 24 – Fator de multiplicação efetivo para os modelos configurados nos códigos WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0

Dias	CÉLULA			CLUSTER-1			CLUSTER-2		
	WIMS	MCNPX	DIF.	WIMS	MCNPX	DIF.	WIMS	MCNPX	DIF.
0	1,36009	1,36025	0,00016	1,38765	1,38799	0,00034	1,30515	1,30559	0,00044
110	1,321327	1,32204	0,00071	1,34918	1,35681	0,00763	1,26768	1,27419	0,00651
220	1,28256	1,28927	0,00671	1,31070	1,32921	0,01851	1,23021	1,24262	0,01241
330	1,23769	1,24746	0,00977	1,27097	1,29324	0,02227	1,18848	1,20745	0,01897
440	1,19321	1,21332	0,02011	1,23207	1,25913	0,02706	1,14697	1,17764	0,03067
550	1,14869	1,17404	0,02535	1,19351	1,22897	0,03546	1,10564	1,14209	0,03645
660	1,10404	1,13316	0,02912	1,15511	1,19372	0,03861	1,06465	1,10216	0,03751
770	1,05926	1,08817	0,02891	1,11684	1,15823	0,04139	1,02422	1,07041	0,04619
880	1,01444	1,05212	0,03768	1,07872	1,12299	0,04427	0,98455	1,03300	0,04845
990	0,96972	1,00162	0,03190	1,04083	1,08133	0,04050	0,94585	0,98765	0,04180

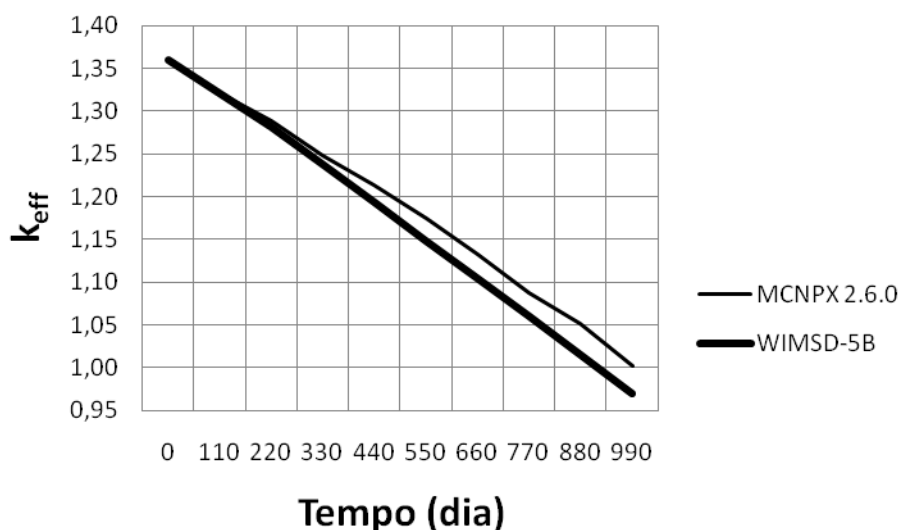


Fig. 51 – Fator de multiplicação efetivo obtido nos códigos WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0 para o modelo célula

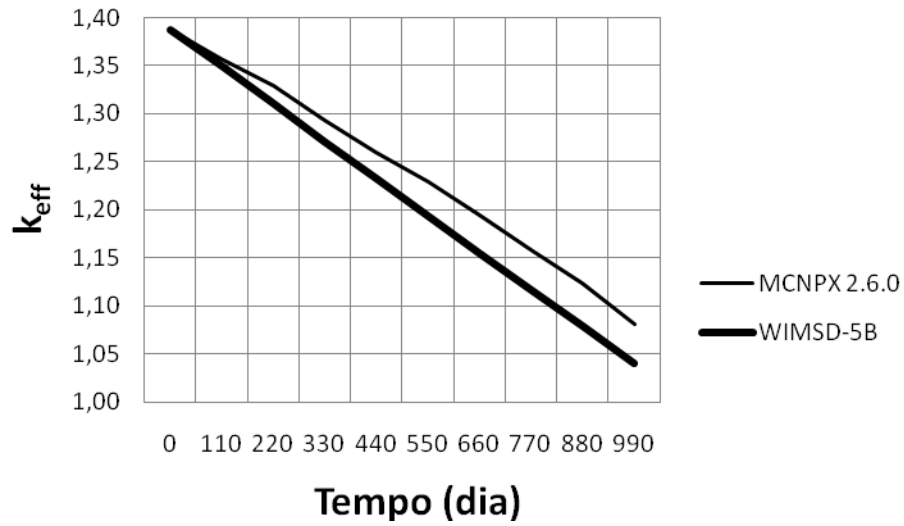


Fig. 52 - Fator de multiplicação efetivo obtido nos códigos WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0 para o modelo cluster-1

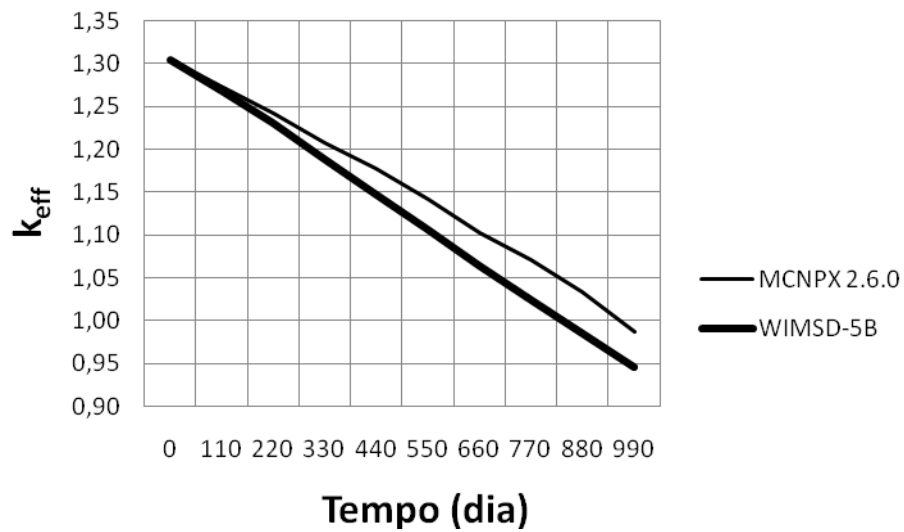


Fig. 53 - Fator de multiplicação efetivo obtido nos códigos WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0 para o modelo cluster-2

IV.3. TERCEIRA ETAPA: SIMULAÇÃO DO ESQUEMA DE RECARGA APLICANDO OS CÓDIGOS WIMSD-5B E MCNPX 2.6.0

IV.3.1. Comparação do k_{eff} e do Espectro Neutrônico

As Figs. 54 e 55 mostram, respectivamente, os valores do fator de multiplicação efetivo (k_{eff}) e da taxa fluxo rápido/total (ϕ_R / ϕ_T) obtidos nos códigos WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0 durante os doze ciclos da simulação (*Caso 2*). Pode-se notar que o comportamento destes parâmetros é o mesmo para ambos os códigos. Conforme foi verificado na primeira etapa do trabalho, a variação nos valores diminui à medida que se aumenta o número de ciclos tendendo a estabilizar após o sexto ciclo. Como o esquema de recarga aplicado nos dois códigos é o mesmo, os parâmetros apresentam comportamentos semelhantes. Entretanto, assim como nas configurações *célula* e *cluster* estudado na segunda etapa do trabalho, observa-se uma diferença entre os valores obtidos para os códigos utilizados. Nota-se que no início de cada ciclo, os valores de k_{eff} entre os dois códigos são similares, mas no decorrer da queima, a diferença aumenta. Esta diferença é da ordem de 0,02 para o início do ciclo e de 0,05 para o final do ciclo. Nota-se que o valor do fator de multiplicação efetivo é maior para o MCNPX 2.6.0 (Fig. 54). O mesmo comportamento foi verificado nas configurações *célula*, *cluster-1* e *cluster-2* (Figs. 51 a 53). Para o espectro neutrônico (Fig. 55), observa-se que a diferença dos valores de razão ϕ_R / ϕ_T entre os dois códigos é maior para os ciclos iniciais. À medida que se aumenta o número de ciclos esta diferença diminui tendendo a estabilizar após o 6º ciclo. No primeiro ciclo, esta diferença é de 0,1 e no último ciclo é de 0,021. Além disso, durante os cinco primeiros ciclos, o espectro neutrônico apresenta-se mais endurecido para o código WIMSD-5B; entretanto, o espectro do código MCNPX 2.6.0 apresenta-se mais endurecido a partir do sexto ciclo.

Conforme descrito anteriormente no Tópico IV.2, as diferenças observadas entre os parâmetros avaliados é provavelmente devido a base de dados utilizado cada código e ao método de cálculo empregado. O WIMSD-5B utiliza a mesma base de dados para o cálculo do fluxo e da queima. Porém, o MCNPX 2.6.0 emprega uma base de dados para determinar o fluxo e outra biblioteca para o cálculo da evolução do combustível. Além disso, o método de cálculo empregado em cada código também pode gerar diferenças

nos valores dos parâmetros avaliados, pois usam metodologias diferentes para a solução do mesmo problema.

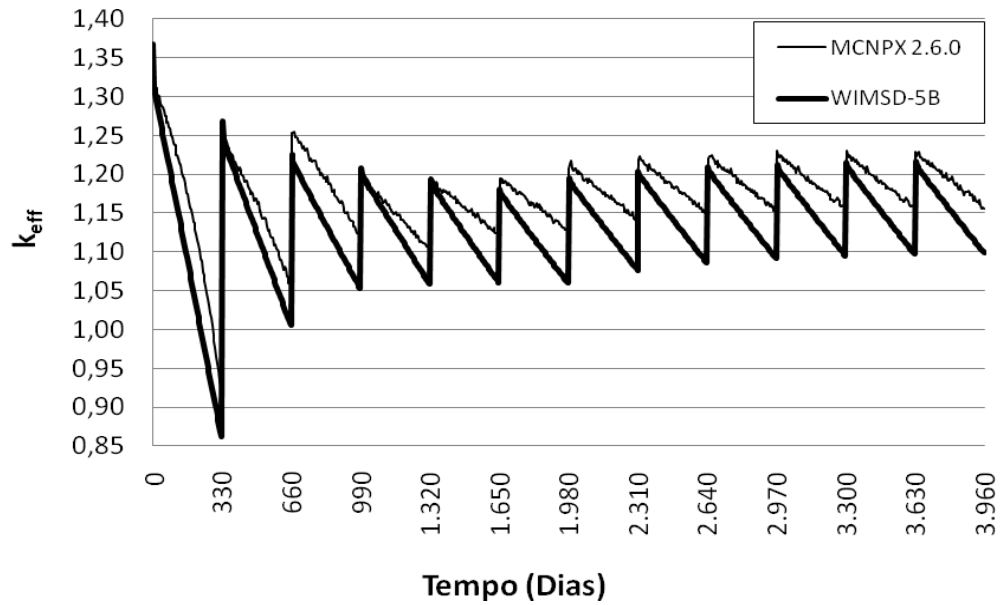


Fig. 54 – Fator de multiplicação efetivo para os códigos WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0 para os doze ciclos de recarga estudados

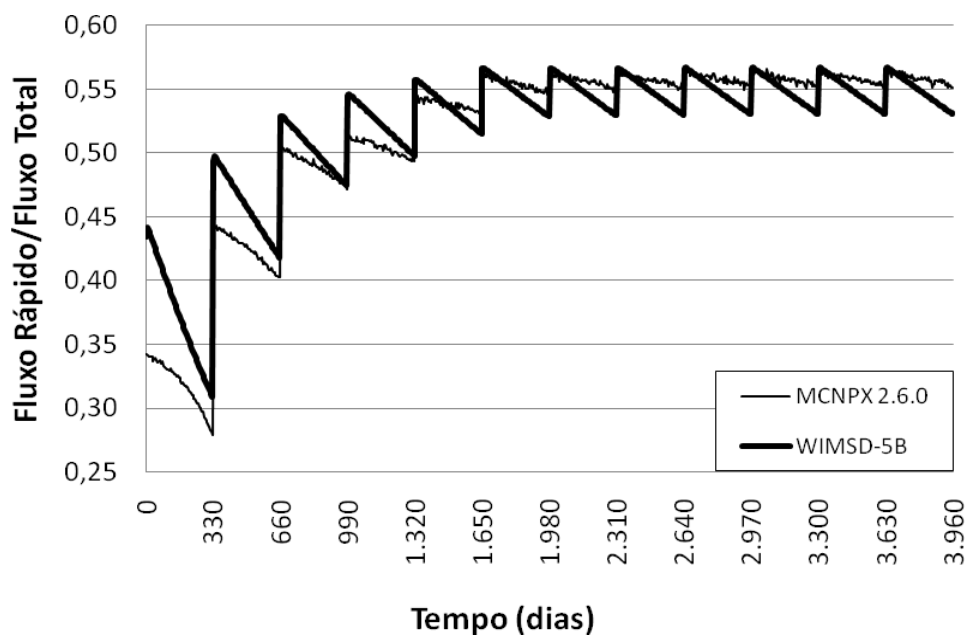


Fig. 55 – Endurecimento do espectro para os códigos WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0 para os doze ciclos de recarga estudados

Com objetivo de comparar a composição do material queimado entre os dois códigos, foi realizada uma análise isotópica do combustível DF e TF antes e após a queima. O próximo tópico apresenta estes resultados.

IV.3.2. Comparação da Composição Isotópica

As Figs. 56 a 59 apresentam a massa (em kg) de plutônio, netúnio, amerício e cúrio para os combustíveis DF e TF. Estas figuras mostram a massa dos isótopos antes da queima (*BOL – Begin of Life*) e após a queima (*EOL – End of Life*) para os dois códigos usados na simulação. Nesta comparação o combustível irradiado (*EOL*), permaneceu três ciclos (três anos) no reator. A Tabela 25 também apresenta os valores de massa dos núclídeos avaliados em *BOL* e *EOL* para os combustíveis *DF* e *TF*. Adicionalmente, a Tabela 26 mostra a diferença entre as massas (*DM*) dos núclídeos para os códigos estudados no *BOL* e *EOL*. Esta diferença foi calculada como

$$DM = M_{WIMS} - M_{MCNPX} , \quad (12)$$

onde M_{WIMS} é a massa do núclídeo obtida através do código WIMSD-5B e M_{MCNPX} é massa do mesmo núclídeo obtida através do código MCNPX 2.6.0.

Observa-se que com exceção do ^{242}Cm e ^{243}Am , o comportamento dos núclídeos é igual para os dois códigos. Através das Figs. 56 a 59 e da Tabela 25, nota-se que:

- para o combustível DF há uma redução de ^{237}Np , ^{239}Pu e um aumento de ^{238}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu , ^{241}Am , e ^{244}Cm e
- para o combustível TF há uma redução de ^{237}Np , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu e ^{241}Am e um aumento de ^{238}Pu , ^{242}Pu e ^{244}Cm .

Além disso, verifica-se através da Tabela 25 que para o combustível TF em *EOL* existem:

- 11,3 kg de ^{237}Np para o WIMSD-5B e 14,1 kg para o MCNPX 2.6.0;
- 9,8 kg de ^{238}Pu para o WIMSD-5B e 6,4 kg para o MCNPX 2.6.0;
- 60,3 kg de ^{239}Pu para o WIMSD-5B e 118,7 kg para o MCNPX 2.6.0;

- 89,2 kg de ^{240}Pu para o WIMSD-5B e 79,1 kg para o MCNPX 2.6.0;
- 29,7 kg de ^{241}Pu para o WIMSD-5B e 28,5 kg para o MCNPX 2.6.0; e
- 19,3 kg de ^{242}Pu para o WIMSD-5B e 16,5 kg para o MCNPX 2.6.0.

Como a quantidade de massa inserida no DF em BOL é igual nos dois códigos, constata-se que houve maior redução de ^{237}Np e ^{239}Pu e maior acúmulo de ^{238}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu e ^{242}Pu para o código WIMSD-5B. Entre os dois códigos empregados, a maior variação isotópica do WIMSD-5B provoca maior redução do k_{eff} ao longo dos ciclos (Fig. 54); principalmente devido ao ^{239}Pu o qual é o principal isótopo que mantém a reatividade.

Conforme descrito no Capítulo II, a composição inicial do combustível TF depende da composição do combustível DF após a queima (ver Fig. 11). Como existe diferença na composição do DF irradiado entre os dois códigos em EOL, o combustível TF também apresentará composição inicial diferente em BOL (ver Tabelas 25 e 26).

Portanto, apesar do comportamento da maioria dos nuclídeos ser igual, a diferença de massa (DM) encontrada entre os dois códigos é considerável. As equações aplicadas no cálculo de queima para os dois códigos são similares; ambos resolvem um sistema de equações lineares para calcular a densidade temporal de cada nuclídeo. Porém, a base de dados para o cálculo do fluxo neutrônico é diferente entre os dois códigos. Conforme foi descrito anteriormente, o WIMSD-5B utiliza a mesma biblioteca para o cálculo do fluxo e da queima; entretanto, o MCNPX 2.6.0 emprega duas bases de cálculo para nos módulos acoplados MCNPX/CINDER90. Assim, o MCNPX considera apenas os produtos de decaimento imediato para o cálculo do fluxo e possivelmente algum nuclídeo absorvedor está sendo desprezado. Desta forma, haverá diferenças no valor do fluxo entre os dois códigos. Como no cálculo da depleção de nuclídeos usa-se o fluxo, os resultados da densidade dos nuclídeos após a queima serão desiguais. Este tratamento provavelmente contribui para as diferenças de massa observadas entre os códigos estudados.

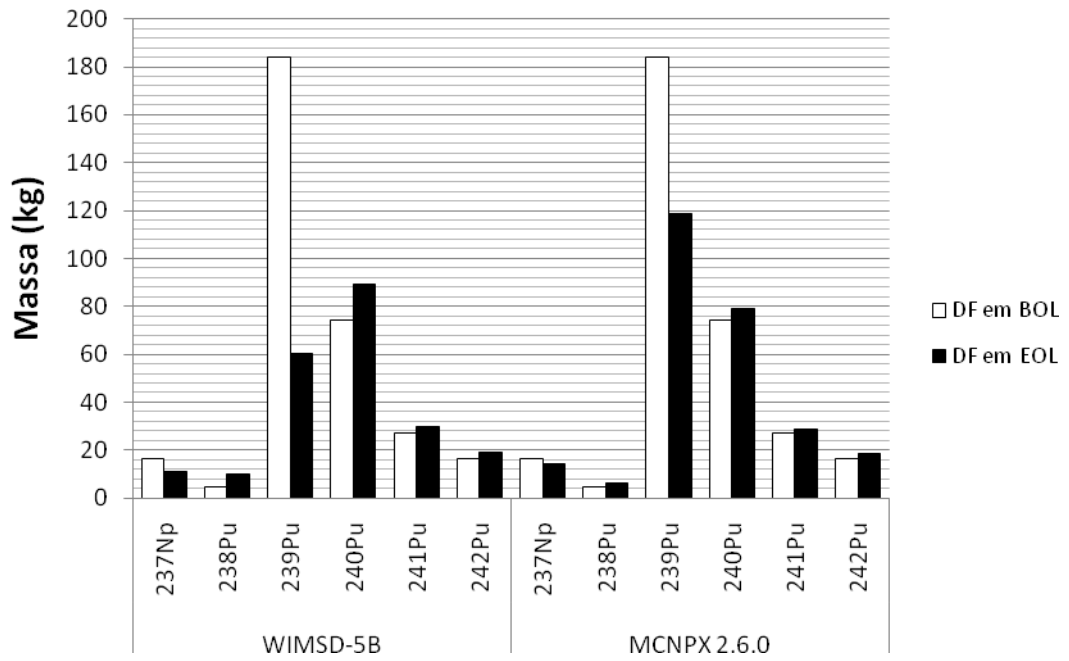


Fig. 56 – Massa (em kg) de Pu e Np obtida nos códigos WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0 para o combustível DF

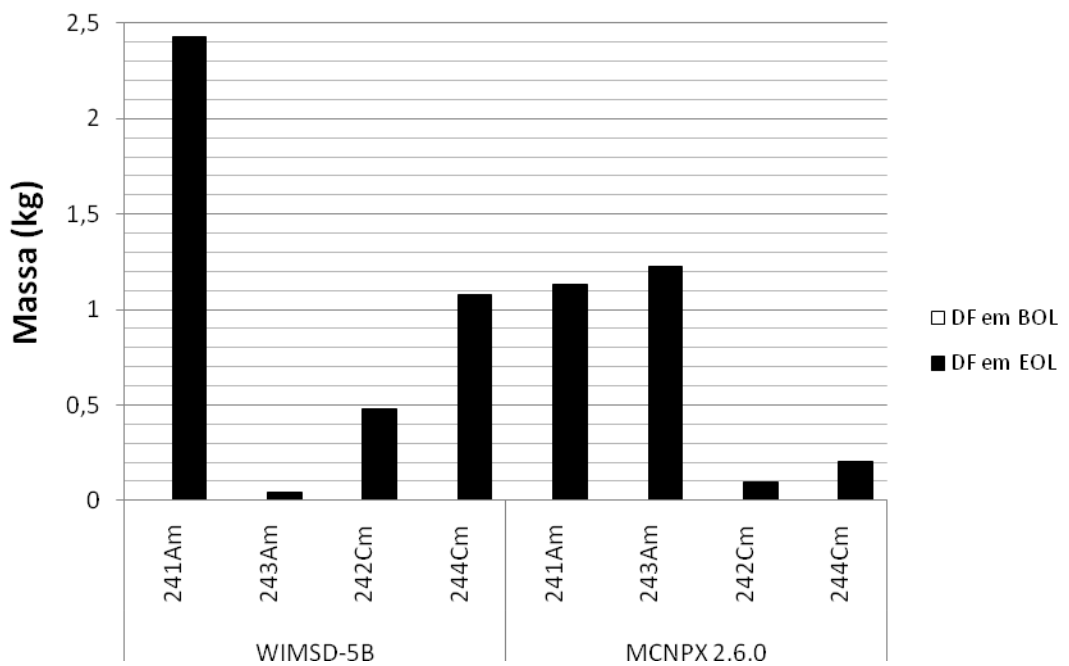


Fig. 57 – Massa (em kg) de Am e Cm obtida nos códigos WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0 para o combustível DF

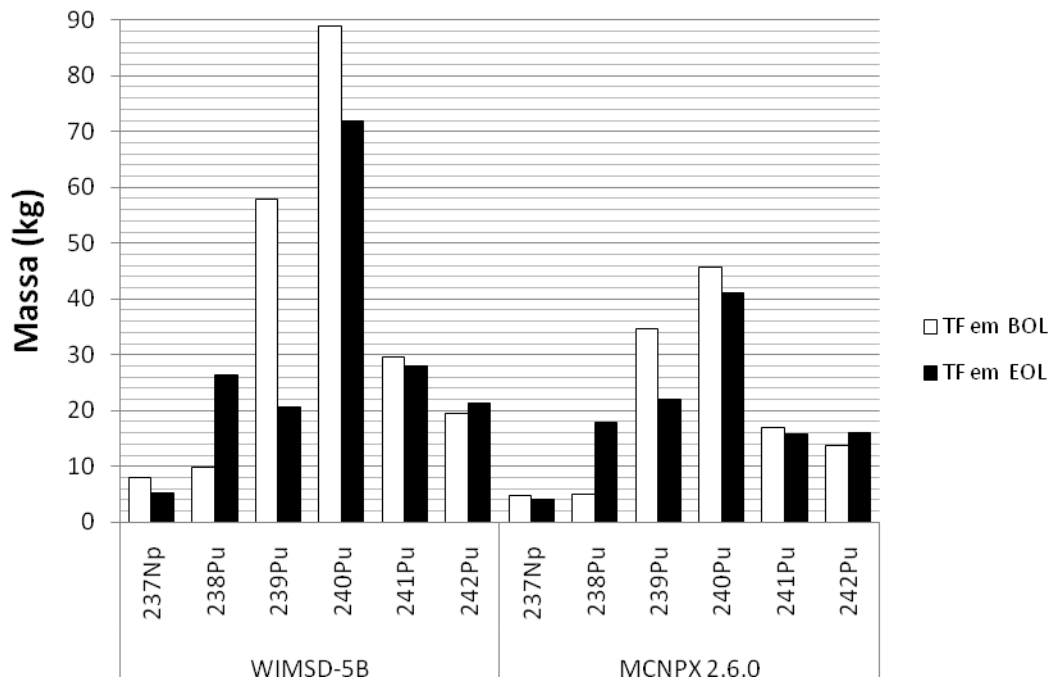


Fig. 58 – Massa (em kg) de Pu e Np obtida nos códigos WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0 para o combustível TF

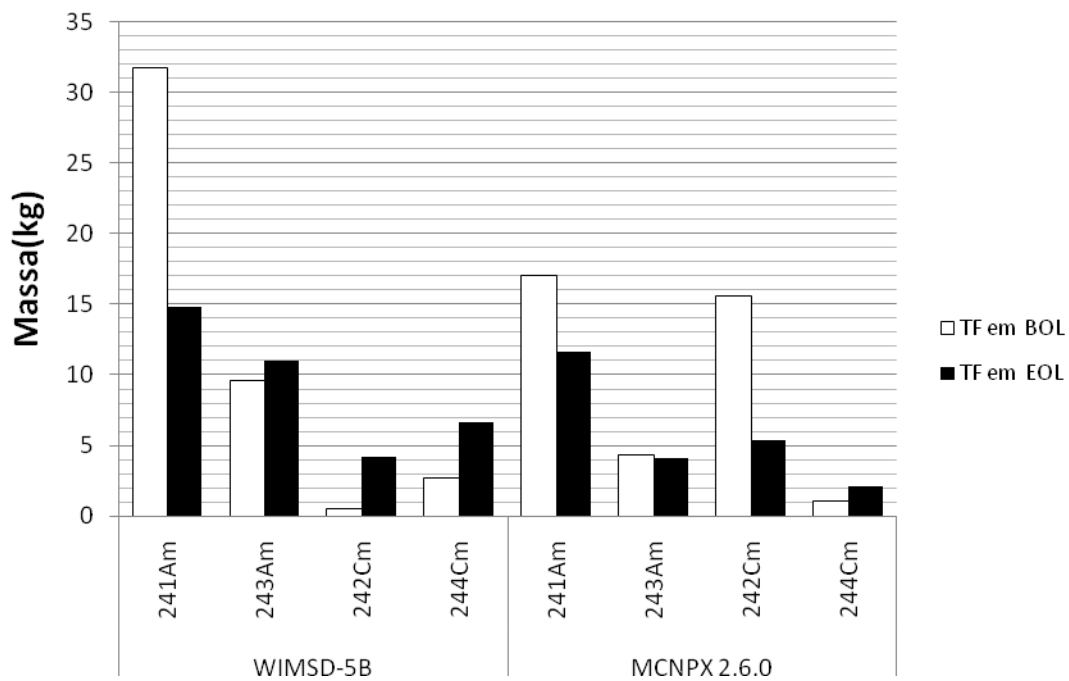


Fig. 59 – Massa (em kg) de Am e Cm obtida nos códigos WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0 para o combustível TF

Tabela 25 – Massa (em kg) do combustível DF e TF antes da queima (BOL – Begin of Life) e após a queima (EOL – End of Life)

Isótopo	WIMSD-5B				MCNPX 2.6.0			
	DF		TF		DF		TF	
	BOL	EOL	BOL	EOL	BOL	EOL	BOL	EOL
²³⁷ Np	16,4900	11,2543	7,9472	5,3566	16,4900	14,1100	4,8150	4,0970
²³⁸ Pu	4,8490	9,8442	9,8350	26,4105	4,8490	6,3530	5,0430	17,8800
²³⁹ Pu	184,0000	60,2936	57,8830	20,6412	184,0000	118,7000	34,7100	22,1000
²⁴⁰ Pu	74,3600	89,1725	88,9949	71,9865	74,3600	79,1400	45,7700	41,0700
²⁴¹ Pu	27,1600	29,6902	29,4986	27,9867	27,1600	28,4700	16,8700	15,8600
²⁴² Pu	16,4900	19,2789	19,4602	21,2728	16,4900	18,6300	13,8200	16,0800
²⁴¹ Am		2,4264	31,7702	14,7966		1,1290	17,0300	11,6300
²⁴³ Am		0,0457	9,5841	11,0310		1,2230	4,3530	4,1080
²⁴² Cm		0,4773	0,5395	4,1715		0,0972	15,5800	5,3470
²⁴⁴ Cm		1,0780	2,6827	6,6181		0,2070	1,0740	2,1310

Tabela 26 – Diferença entre os valores de massa obtidos nos códigos WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0

Isótopo	DM (kg)			
	DF		TF	
	BOL	EOL	BOL	EOL
²³⁷ Np	0,0	-2,8557	3,1322	1,2596
²³⁸ Pu	0,0	3,4912	4,7920	8,5305
²³⁹ Pu	0,0	-58,4064	23,1730	-1,4588
²⁴⁰ Pu	0,0	10,0325	43,2249	30,9165
²⁴¹ Pu	0,0	1,2202	12,6286	12,1267
²⁴² Pu	0,0	0,6489	5,6402	5,1928
²⁴¹ Am	0,0	1,2974	14,7402	3,1666
²⁴³ Am	0,0	0,0398	9,5190	10,9545
²⁴² Cm	0,0	-0,7457	-3,8135	0,0635
²⁴⁴ Cm	0,0	0,9808	-12,8973	1,2711

Capítulo V – CONCLUSÕES

Neste trabalho se propôs estudar um sistema de IV geração com finalidade de transmutação de AMs e queima de Pu aplicando um processo de recarga, permutação e reprocessamento do combustível. Para isso optou-se em simular um *cluster* representativo do núcleo de um reator tipo MHR utilizando o código determinístico WIMSD-5B. Os resultados obtidos através deste código foram comparados com o código estocástico MCNPX 2.6.0. O estudo foi dividido em três etapas:

- na primeira fase, foi modelado um *cluster* representativo empregando o WIMSD-5B onde dois casos foram avaliados para verificar a influência do esquema de recarga nos parâmetros neutrônicos e na composição isotópica;
- na segunda fase, foram configurados um modelo *célula* e dois modelos *cluster* empregando os códigos WIMSD-5B e MCNPX 2.6.0; e
- na terceira fase, o esquema de recarga aplicado no código WIMSD-5B também foi simulado no código MCNPX 2.6.0 onde os parâmetros neutrônicos e composição isotópica obtidos foram comparados entre os dois códigos.

Na primeira parte do trabalho verificou-se que o esquema de permutação produz menor variação dos parâmetros neutrônicos e menor variação isotópica. Entre as duas configurações estudadas, o *Caso 2* o qual foi aplicado o esquema de permutação, apresentou menor variação do fator de multiplicação efetivo, da taxa ϕ_R / ϕ_T , dos coeficientes de temperatura e menor variação de massa dos isótopos avaliados. Como a queima é aplicada com intervalos de permuta e recarga (330 dias), o combustível apresenta menor variação dos parâmetros avaliados. Para o *Caso 2*, há uma maior variação dos parâmetros neutrônicos e composição isotópica nos ciclos iniciais (1^o ao 6^o ciclo). Entretanto, após o 6^o ciclo esta variação tende a estabilizar. Os resultados obtidos na primeira etapa do trabalho mostram que é possível utilizar o código WIMSD-5B para modelar um *cluster* representativo do núcleo de um reator tipo MHR. Este código é capaz de modelar qualitativamente o núcleo do sistema proposto, sendo possível de acompanhar e reproduzir adequadamente o comportamento dos parâmetros neutrônicos e a evolução do combustível ao longo da queima.

Na segunda parte do estudo, constatou-se que as configurações *célula* e *cluster* apresentam o mesmo comportamento do fator de multiplicação efetivo para os dois códigos utilizados. Nesta análise, o MCNPX 2.6.0 apresenta maior valor de k_{eff} ao longo do ciclo. No início do ciclo a diferença dos valores de k_{eff} entre os dois códigos é pequena; mas no decorrer da queima esta diferença aumenta. A maior diferença de k_{eff} no início do ciclo está na ordem de 0,06 % e no final do ciclo 8,5 %. Desta forma, os valores de k_{eff} encontrado nos dois códigos são próximos e pode-se obter uma boa avaliação deste parâmetro para o sistema MHR através do código WIMSD-5B.

Na terceira parte do trabalho, os parâmetros neutrônicos e a composição isotópica obtidos no MCNPX 2.6.0 possuem o mesmo comportamento do *Caso 2* verificado da primeira etapa do estudo. Os ciclos iniciais apresentam maior variação dos parâmetros avaliados, mas conforme o aumento do número de ciclos esta variação diminui tendendo a estabilizar após o 6^o ciclo. Nesta fase, o fator de multiplicação efetivo apresentou o mesmo comportamento da segunda fase do trabalho; isto é, a diferença dos valores de k_{eff} entre os dois códigos aumenta com o decorrer de cada ciclo. Entretanto, em relação aos resultados obtidos na segunda etapa, a diferença encontrada para k_{eff} entre os dois códigos é maior, considerando-se que nesta terceira etapa o intervalo de queima é menor em cada ciclo. Observa-se que, no início do ciclo a diferença é da ordem de 0,2 % e no final do ciclo de 4,5 %. Em relação à composição isotópica, com exceção do ^{242}Cm e ^{243}Am , nota-se o mesmo comportamento na evolução dos nuclídeos. Para o combustível DF há uma redução de ^{237}Np , ^{239}Pu e para o combustível TF há uma redução de ^{237}Np , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu e ^{241}Am . Porém, apesar da evolução do combustível possuir o mesmo comportamento, observa-se uma diferença de massa considerável entre os dois códigos, o que gera diferentes valores dos parâmetros neutrônicos analisados.

Os resultados mostram que, entre os dois códigos utilizados, o código WIMSD-5B apresenta maior variação dos parâmetros neutrônicos e maior variação da composição isotópica. Ambos os códigos utilizam equações similares para o cálculo da queima e, portanto, as variações observadas são provavelmente devidas à base de dados empregadas em cada código. Como cálculo de queima no MCNPX 2.6.0 é um processo integrado envolvendo CINDER90/MCNPX, ele considera os produtos de decaimento imediato para o cálculo de transporte no MCNPX. Possivelmente algum isótopo

absorvedor está sendo desconsiderado neste processo e então, o fluxo calculado no MCNPX pode estar superestimado em relação ao código WIMSD-5B.

Apesar das diferenças entre os resultados, o comportamento dos parâmetros avaliados é similar e pode-se obter uma boa estimativa do comportamento dos parâmetros neutrônicos e composição através do código WIMSD-5B. Entretanto, como o WIMSD-5B é um código desenvolvido para o cálculo de célula, outro código determinístico para o cálculo de núcleo deve ser usado em um estudo de comparação quantitativo.

Vale a pena destacar que o tempo computacional gasto em cada ciclo no código WIMSD-5B é de aproximadamente 1 segundo usando um processador *AMD Athlon*, 1,2 GHz e com 1GB de memória RAM enquanto que, para o código MCNPX 2.6.0, este tempo é de 12 horas usando um computador INTEL CORE 2 QUAD (4 núcleos), 2,5 GHz e com 8 GB de memória RAM. Além disso, a rapidez com a qual é possível fazer modificações na geometria, composição, esquemas de recargas do núcleo e avaliar parâmetros relacionados com estas modificações, faz do código WIMSD-5B uma boa ferramenta para avaliar qualitativamente diversos dados antes de uma simulação quantitativa usando o código MCNPX 2.6.0.

Os resultados indicam que a metodologia desenvolvida poderá descrever qualitativamente o comportamento do núcleo quando se aplica um esquema de recarga, mostrando que se cumpriu com os objetivos propostos inicialmente.

Pode-se ressaltar que o presente trabalho possui uma característica inédita, pois atualmente não existem trabalhos que aplicam a metodologia desenvolvida. Portanto, este estudo contribuirá para trabalhos futuros, visto que a economia no tempo computacional e facilidade em se modelar um sistema no código WIMSD-5B, proporcionará uma ampla avaliação de sistemas de recarga ou outras análises qualitativas.

BIBLIOGRAFIA

1. SHAPIRA, J. P. G. A joint venture between research (CEA and CNRS) and industry (EDF and FRAMATOME). *Nuclear Physics*, A654, pp. 458c-466c, 1999.
2. KONASHI, K.; ONASHI, K. Development of actinide-hydride target for transmutation of nuclear waste. *International Conference on Back-End of the Fuel Cycle from Research to Solutions*, GLOBAL, pp. 9-13, Paris, França, 2003.
3. KIM, Y.; VENNERI, F. Optimization of One-Pass Transuranic Deep Burn in a Modular Helium Reactor. *Nuclear Science and Engineering*, v.160, pp. 59-74, 2008.
4. TSVETKOV, P. Et al. Spectrum shifting as a mechanism to improve performance of VHTRs with advanced actinide fuels. *Nuclear Engineering and Design*, v.238, pp. 1958-1964, 2008.
5. HONG, S. G.; KIM, Y.; VENNERI, F. Characterization of a sodium-cooled fast reactor in an MHR–SFR synergy for TRU transmutation. *Annals of Nuclear Energy*, v. 35, pp. 1461-1470, 2008.
6. TUCEK, K. Et al. Comparative study of minor actinide transmutation in sodium and lead-cooled fast reactor cores. *Progress in Nuclear Energy*, v.50, pp. 382-388, 2008.
7. MEILIZA, Y.; SAITO, M.; SAGARA, H. Protected plutonium breeding by transmutation of minor actinides in fast breeder reactor. *Journal of Nuclear Science and Technology*, v.45, pp. 230-237, 2008.
8. SAITO, S. Et al. Design optimization of ADS plant proposed by JAERI. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A562, pp. 646-649, 2006.
9. PILLON, S.; SUDREAU, F.; GAILLARD-GROLEAS, G. Contribution of Phenix to the development of transmutation fuels and targets in sodium fast breeder reactors. *Nuclear Technology*, v.153, pp. 264-273, 2006.
10. SOMERS, J.; FERNANDEZ, A. Inert matrix kernels for actinide incineration in high temperature reactors. *Progress in Nuclear Energy*, v. 48, pp. 259-267, 2006.

11. YAPICI, H. Burning and/or transmutation of transuraniums discharged from PWR-UO₂ spent fuel and power flattening along the operation period in the force free helical reactor. *Energy Conversion and Management*, v.44, pp. 2893-2913, 2003.
12. YAPICI, H. Determination of the optimal plutonium fraction in transuranium discharged from pressured water reactor (PWR) spent fuel for a flat fission power generation in the force-free helical reactor (FFHR) along the transmutation period. *Annals of Nuclear Energy*, v.30, pp. 633-649, 2003.
13. YAPICI, H. Study on transmutation of minor actinides discharged from high burn-up PWR-MOX spent fuel in the force-free helical reactor. *Annals of Nuclear Energy*, v.30, pp. 413-436, 2003.
14. RODRIGUEZ, C.; BAXTER, A.; MCEACHERN, D.; FIKANI, M.; VENNERI, F. Deep-burn: making nuclear waste transmutation practical. *Nuclear Engineering and Design*, v.222, pp. 299-317, 2002.
15. TAKEDA, T.; YOKOYAMA, K. Study on Neutron Spectrum for Effective Transmutation of Minor Actinides in Thermal Reactors. *Annals of Nuclear Energy*, v.24, pp. 705-719, 1997.
16. KOCH, L. J. Nuclear Power-The Next 50 Years and Beyond. *Nuclear News*, pp. 1-33, 2009.
17. BINGHAM, A. Generation IV: Gas-Cooled Fast Reactor (GFR). *Nuclear Reactor Safety - Nuclear Engineering*, Texas A&M University, pp. 1-14, Texas, 2006.
18. LACY, I. H. Generation IV Nuclear Reactors. *World Nuclear Association*, pp. 1-6, 2009.
19. CURY, R. Reatores Nucleares de Quarta Geração. *Ciência Hoje*, pp. 1, Paris, França, 2005.
20. OMOTO, A. International Project on Innovative Nuclear Reactors and Fuel Cycles (INPRO) and its Potential Synergy with GIF. *GIF Symposium*, pp. 1-6 Paris, França, 2009.

21. Conferencia General Examen de Tecnología Nuclear 2007. *Organismo Internacional de Energía Atómica*. GC (51)/INF/3, 2007.
22. The Generation IV International Forum and the International Project on Innovative reactors and Fuel Cycle (INPRO). CEA – Nuclear Energy Division, France, in: [www.iaea.org/inisnkm/nkm/documents/nkmCon2007/fulltext/ES/IAEA-CN-153-3-K-02es.pdf].
23. The Generation IV international Forum Enters a New Phase, in: [<http://www.nea.fr/html/pub/newsletter/2005/23-1-generation-IV.pdf>].
24. DUJARDIN, T. Generation IV and NEA. *NEA News*, n.20.1, 2002.
25. COSTA, A. L. *Avaliação da Inserção de Actinídeos Menores em Combustíveis Utilizados em PWR*. 2000. Dissertação (Mestrado em Ciências e Técnicas Nucleares) – Escola de Engenharia, UFMG, 2000.
26. COTA, S. S. *Estudo Neutrônico Preliminar da Reciclagem de Combustíveis Alternativos em Reatores PWR*. 1996. Dissertação (Mestrado em Ciências e Técnicas Nucleares) – Escola de Engenharia, UFMG, 1996.
27. CAMPOLINA, D. A. M. *Desenvolvimento de uma Interface Entre os Códigos MCNP e ORIGEN para Cálculos de Evolução de Combustíveis em Sistemas Nucleares - Projeto Inicial*. 2009. Dissertação (Mestrado em Ciências Técnicas Nucleares) - Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior, UFMG, 2009.
28. BARROS, G. P. *Estudo Inicial de um ADS para Produção de ^{233}U Utilizando o Código MCNPX*. 2009. Dissertação (Mestrado em Ciências Técnicas Nucleares) - Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de Minas Gerais, UFMG, 2009.
29. SILVA, F. C. *Reatores Avançados de Alta Temperatura: Avaliação Neutrônica Preliminar Utilizando os Códigos WIMSD5 e MCNP*. 2008. Dissertação (Mestrado em Ciências Técnicas Nucleares) - Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, UFMG, 2008.

30. BARROS, A. L. N. *Sistema Scale: Instalação, Verificação, Validação e Aplicação a um Sistema de Transmutação*. 2005. Dissertação (Mestrado em Ciências Técnicas Nucleares) – Universidade Federal de Minas Gerais, 2005.
31. SILVA, A. *Avaliação Qualitativa da Implantação do Ciclo DUPIC com Extensão da Queima no Reator PWR*. 2005. 78 f. Dissertação (Mestrado em Ciências Técnicas Nucleares) – Escola de Engenharia, Universidade Federal de Minas Gerais, 2005.
32. SILVA, C. A. M. *Avaliação da Inserção de Netúncio em Combustíveis UO₂ e MOX - Extensão da Queima e Multireciclagens*. 2005. 138 f. Dissertação (Mestrado em Ciências Técnicas Nucleares) – Escola de Engenharia, Universidade Federal de Minas Gerais, 2005.
33. SOUZA, R. V. *Avaliação Preliminar de um Sistema de Transmutação de Rejeitos Altamente Radioativos Usando Fontes de Nêutrons Rápidos*. 2004. 250 f. Dissertação (Mestrado em Ciências Técnicas Nucleares) - Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior, Universidade Federal de Minas Gerais, 2004.
34. GOMES, P. C. *Otimização da Composição de Tório Quando Inseridos Em Combustíveis Reprocessados Por Técnicas Não-Proliferantes*. 2000. Dissertação (Mestrado em Ciências Técnicas Nucleares) – Escola de Engenharia, Universidade Federal de Minas Gerais, 2000.
35. RAMOS, R. P. B. *Análise do Impacto Ambiental Associado aos Ciclos de Combustíveis Alternativos Utilizáveis em PWR*. 2000. Dissertação (Mestrado em Ciências Técnicas Nucleares) - Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior, Universidade Federal de Minas Gerais, 2000.
36. FARIA, E. F. *Otimização da Distribuição Espacial de Combustíveis Reprocessados Utilizando Técnicas de Redes Neurais*. 1999. Dissertação (Mestrado em Ciências Técnicas Nucleares) - Escola de Engenharia, Universidade Federal de Minas Gerais, 1999.

37. DALLE, H. M. *Cálculo Neutrônico do Reator Triga Ipr-R1 Utilizando WIMSD4 e CITATION*. 1999. Dissertação (Mestrado em Ciências Técnicas Nucleares) - Escola de Engenharia, Universidade Federal de Minas Gerais.
38. LEITE, E. M. *Avaliação Neutrônica da Utilização de Tório Na Composição de Combustíveis Reprocessados Por Técnicas de Baixo Grau de Descontaminação Em Reatores P.W.R.* 1998. Dissertação (Mestrado em Ciências Técnicas Nucleares) - Escola de Engenharia, Universidade Federal de Minas Gerais.
39. COSTA, A. L.; PEREIRA, C.; VELOSO, M. A. F.; SILVA, C. A. M. A neutronic evaluation of the (Pu-U) and (Am-Pu-U) insertion in a typical fuel of Angra-I. *Annals of Nuclear Energy*, v.36, pp. 1-6, 2009.
40. COSTA, A. L.; PEREIRA, C. A neutronic evaluation of the americium and neptunium co-insertion in UO₂ fuel and PUREX reprocessed fuel. *Annals of Nuclear Energy*, v.30, n.7, pp. 775-783, 2003.
41. DALLE, H. M.; PEREIRA, C.; SOUZA, R. G. P. Neutronic calculation methodology to the Triga IPR-R1 core configuration using the codes Wimsd4 and citation. *Annals of Nuclear Energy*, v.29, n.8, pp. 901-912, 2002.
42. COSTA, A. L.; PEREIRA, C. An evaluation of the Am insertion in the UO₂ fuel. *Annals of Nuclear Energy*, v.29, n.6, pp. 767-775, 2002.
43. PEREIRA, C.; LEITE, E. M.; FARIA, E. F. Waste analysis generated by alternative reprocessing fuels from pressurized water reactors. *Annals of Nuclear Energy*, v.27, n.5, pp. 449-464, 2000.
44. PEREIRA, C.; LEITE, E. M. Avaliação do comportamento de combustíveis reprocessados por técnicas de baixo grau de descontaminação quando reciclados em reatores PWR. *Revista Brasileira de Pesquisa e Desenvolvimento*, v.2, n.1, pp. 5-15, 1999.
45. PEREIRA, C.; LEITE, E. M. Avaliação da utilização de tório na composição de combustíveis reprocessados por técnicas de baixo grau de descontaminação em reatores P.W.R.. *Revista Brasileira de Pesquisa e Desenvolvimento*, v.2, n.1, pp. 16-25, 1999.

46. PEREIRA, C.; LEITE, E. M. Non-proliferating reprocessed nuclear fuels in pressurized water reactors: fuel cycle options. *Annals of Nuclear Energy*, v.25, n.12, pp. 937-962, 1998.
47. PEREIRA, C.; COTA, S. D. S. Neutronic evaluation of the nonproliferating reprocessed nuclear fuels in pressurized water reactors. *Annals of Nuclear Energy*, v.24, n.10, pp. 829-834, 1997.
48. PEREIRA, C.; COTA, S. D. S. Estudos para a utilização de combustíveis reprocessados por técnicas de baixo grau de descontaminação em reatores P.W.R.. Análise de depleção. *Revista Brasileira de Pesquisa e Desenvolvimento*, v.1, n.2, pp. 60-72, 1996.
49. SILVA, F. C.; PEREIRA, C.; COSTA, A. L.; SILVA, C. A. M.; VELOSO, M. A. F. A neutronic evaluation of VHTR and LS-VHTR. In: ADVANCEMENTS IN NUCLEAR INSTRUMENTATION, MEASUREMENT METHODS AND THEIR APPLICATIONS - ANIMMA2009, 2009. Marseille: 2009. pp. 1-7.
50. SILVA, C. A. M.; PEREIRA, C.; VELOSO, M. A. F.; COSTA, A. L. Neutronic evaluation of a MHR system to transmutation of minor actinides. In: ADVANCEMENTS IN NUCLEAR INSTRUMENTATION, MEASUREMENT METHODS AND THEIR APPLICATIONS - ANIMMA2009, 2009. Marseille: 2009. pp. 1-8.
51. SILVA, C. A. M.; PEREIRA, C.; COSTA, A. L.; VELOSO, M. A. F. Neutronic evaluation of a fuel block of a GT-MHR using WIMSD5. In: 2009 INTERNATIONAL NUCLEAR ATLANTIC CONFERENCE - INAC 2009, 2009. Rio de Janeiro: ABEN, 2009. pp. 1-16.
52. SILVA, C. A. M.; PEREIRA, C.; COSTA, A. L.; VELOSO, M. A. F. An evaluation of the PWR cycle with insertion of MAs. In: 2009 INTERNATIONAL NUCLEAR ATLANTIC CONFERENCE - INAC 2009, 2009. Rio de Janeiro: ABEN, 2009. pp. 1-11.
53. CAMPOLINA, D. A. M.; PEREIRA, C.; CAVATONI, A.; VELOSO, M. A. F. GB - A preliminary linking code between MCNP4C and ORIGEN2.1 – DEN/UFMG

- version. In: 2009 INTERNATIONAL NUCLEAR ATLANTIC CONFERENCE - INAC 2009, 2009. Rio de Janeiro: ABEN, 2009. pp. 1-11.
54. SILVA, F. C.; PEREIRA, C.; COSTA, A. L.; VELOSO, M. A. F. A preliminary neutronic evaluation and depletion study of VHTR and LS-VHTR reactors using the codes: WIMSD5 and MCNPX. In: 2009 INTERNATIONAL NUCLEAR ATLANTIC CONFERENCE - INAC 2009, 2009. Rio de Janeiro: ABEN, 2009. pp. 1-13.
55. BARROS, G. P.; PEREIRA, C.; VELOSO, M. A. F.; COSTA, A. L. A preliminary simulation of an ADS using MCNPX for U233 production. In: 2009 INTERNATIONAL NUCLEAR ATLANTIC CONFERENCE - INAC 2009, 2009. Rio de Janeiro: ABEN, 2009. pp. 1-8.
56. SILVA, C. A. M.; SILVA, M. R. S.; AVELAR, F. B.; PEREIRA, C.; VELOSO, M. A. F.; CRISPIM, A. P. Project of a transmutador reactor type MHR (modular helium reactor). In: NUCLEAR ENERGY AND ENERGETIC CHALLENGES FOR 21ST CENTURY - INAC2007 - XV ENFIR, 2007. Santos. *Anais...* Rio de Janeiro: ABEN, 2007. pp. 1-6.
57. SILVA, C. A. M.; PEREIRA, C.; FORTINI, A.; VELOSO, M. A. F. An evaluation of the final fuel composition in a cycle using (Np-UO₂) and (Np-MOX). In: NUCLEAR ENERGY AND ENERGETIC CHALLENGES FOR 21ST CENTURY - INAC2007 - XV ENFIR, 2007. Santos. *Anais...* Rio de Janeiro: ABEN, 2007. pp. 1-7.
58. FORTINI, A.; SILVA, D. S. L.; SANTOS, A. F.; VELOSO, M. A. F.; PEREIRA, C. A simulation of GM-MSR reactor using the MCNP code. In: NUCLEAR ENERGY AND ENERGETIC CHALLENGES FOR 21ST CENTURY - INAC2007 - XV ENFIR, 2007. Santos. *Anais...* Rio de Janeiro: ABEN, 2007. pp. 1-8.
59. SILVA, F. C.; PEREIRA, C.; FORTINI, A.; VELOSO, M. A. F. AHTR versus MHTGR for hydrogen production. In: NUCLEAR ENERGY AND ENERGETIC CHALLENGES FOR 21ST CENTURY - INAC2007 - XV ENFIR, 2007. Santos. *Anais...* Rio de Janeiro: ABEN, 2007. pp. 1-6.

60. SILVA, A.; PEREIRA, C.; VELOSO, M. A. F.; FORTINI, A. A neutronic evaluation of a HTR-PBMR reactor using the WIMSD5 code. In: NUCLEAR ENERGY AND ENERGETIC CHALLENGES FOR 21ST CENTURY - INAC2007 - XV ENFIR, 2007. Santos. *Anais...* Rio de Janeiro: ABEN, 2007. pp. 1-8.
61. SANTOS, A. F.; SILVA, D. S.; SILVA, C. A.; PEREIRA, C.; VELOSO, M. A. F. Evaluación del reactor GM-MSR como transmutador de Pu e Am utilizando el código MCNP. In: CONGRESO AMERICANO DEL IRPA, 2006, Acapulco. *Anais...* 2006. pp. 1-7.
62. SILVA, D. S. L.; SANTOS, A. F. C.; SILVA, C. A.; PEREIRA, C.; VELOSO, M. A. F. Evaluación del reactor HTR-PBMR como transmutador de Pu y Am utilizando el código MCNP. In: CONGRESO AMERICANO DEL IRPA, 2006, Acapulco. *Anais...* 2006.
63. PEREIRA, C.; SANTOS, A. F. C.; SILVA, D. S.; SILVA, C. A.; VELOSO, M. A. F. Moldeamiento del reactor DB-MHR usando el código MCNP. In: CONGRESO AMERICANO DEL IRPA, 2006, Acapulco. *Anais...* 2006.
64. SOUZA, A. S.; PINHEIRO, R. B.; VELOSO, M. A. F.; PEREIRA, C. Evaluación de la capacidad de transmutación de un reactor HTR-PBMR a lo largo del quemado utilizando el código WIMSD5. In: CONGRESO AMERICANO DEL IRPA, 2006, Acapulco. *Anais...* 2006.
65. SILVA, C. A.; SILVA, M. R.; SANTOS, A. F.; SILVA, D. S.; PEREIRA, C.; VELOSO, M. A. F. Proyecto de un reactor transmutador tipo MHR (Modular Helium Reactor). In: 32^a REUNIÓN ANUAL DE LA SOCIEDAD NUCLEAR ESPAÑOLA, 2006, Tarragona. *Anais...* Madrid: Sociedad Nuclear Española, 2006.
66. BARROS, A. L.; CAMPOLINA, D. A. M.; PEREIRA, C.; VELOSO, M. A. F.; PINHEIRO, R. B. Utilização do sistema SCALE na simulação de um sistema transmutador de rejeitos altamente radioativos. In: INTERNATIONAL NUCLEAR ATLANTIC CONFERENCE – XIV ENFIR - NATIONAL MEETING OF REACTOR PHYSICS AND THERMAL HYDRAULICS, 2005, Santos. *Anais...* Rio de Janeiro: ABEN, 2005. pp. 1-7.

67. CAMPOLINA, D. A. M.; FRANCO, M. P. V.; PEREIRA, C.; VELOSO, M. A. F.; PINHEIRO, R. B. Análise de criticalidade de reatores HTR através de simulações em MONTE CARLO. In: INTERNATIONAL NUCLEAR ATLANTIC CONFERENCE – XIV ENFIR - NATIONAL MEETING OF REACTOR PHYSICS AND THERMAL HYDRAULICS, 2005, Santos. *Anais...* Rio de Janeiro: ABEN, 2005. pp. 1-6.
68. PEREIRA, C.; SILVA, C. A.; VELOSO, M. A. F.; PINHEIRO, R. B. Avaliação da inserção de netúnio nos combustíveis UO₂ e MOx - extensão da queima e multireciclagens. In: INTERNATIONAL NUCLEAR ATLANTIC CONFERENCE – XIV ENFIR - NATIONAL MEETING OF REACTOR PHYSICS AND THERMAL HYDRAULICS, 2005, Santos. *Anais...* Rio de Janeiro: ABEN, 2005. pp. 1-8.
69. SOUSA, A. S.; PEREIRA, C.; VELOSO, M. A. F.; PINHEIRO, R. B. Avaliação da inserção conjunta de plutônio e actínídeos menores em HTR do tipo PBMR. In: INTERNATIONAL NUCLEAR ATLANTIC CONFERENCE – XIV ENFIR - NATIONAL MEETING OF REACTOR PHYSICS AND THERMAL HYDRAULICS, 2005, Santos. *Anais...* Rio de Janeiro: ABEN, 2005. pp. 1-6.
70. CAMPOLINA, D. A. M.; SOUZA, R. V.; VELOSO, M. A. F.; PEREIRA, C. Avaliação do fluxo ideal na camada de transmutação de um sistema transmutador de rejeitos altamente radioativos com nêutrons de alta energia utilizando o código Origen2.1. In: XXV IBERIAN LATIN AMERICAN CONGRESS IN COMPUTATIONAL METHODS IN ENGINEERING, 2004, Recife. *Anais...CILAMCE 2004*, 2004. pp. 1-7.
71. CAMPOLINA, D. A. M.; SOUZA, R. V.; VELOSO, M. A. F.; PEREIRA, C. Avaliação da distância otimizada da fonte de nêutrons no projeto de um transmutador de rejeitos altamente radioativos usando técnicas de MONTE CARLO. In: XXV IBERIAN LATIN AMERICAN CONGRESS IN COMPUTATIONAL METHODS IN ENGINEERING, 2004, Recife. *Anais...CILAMCE 2004*, 2004. pp. 1-6.
72. SILVA, C. A. M.; VELOSO, M. A. F.; PEREIRA, C. Avaliação da razão VM/VF para um combustível mox com inserção de Np e extensão da queima. In: XXV

IBERIAN LATIN AMERICAN CONGRESS IN COMPUTATIONAL METHODS IN ENGINEERING, 2004, Recife. *Anais...CILAMCE 2004, 2004.* pp. 1-9.

73. CAMPOLINA, D. A. M.; SOUZA, R. V.; VELOSO, M. A. F.; PEREIRA, C. Avaliação da importância das bibliotecas de dados disponíveis no código Origen2.1 usadas na simulação de um transmutador de rejeitos altamente radioativos. In: XXV IBERIAN LATIN AMERICAN CONGRESS IN COMPUTATIONAL METHODS IN ENGINEERING, 2004, Recife. *Anais...CILAMCE 2004, 2004.* pp. 1-7.
74. CAMPOLINA, D. A. M.; SOUZA, R. V.; VELOSO, M. A. F.; PEREIRA, C. Evaluación del flujo neutrónico para un sistema transmutador usando el código Origen2.1. In: XXX REUNIÓN ANUAL DE LA SOCIEDAD NUCLEAR ESPAÑOLA, 2004, Alicante. *Anais... Alicante: Sociedad Nuclear Española, 2004.* pp. 1-8.
75. CAMPOLINA, D. A. M.; SOUZA, R. V.; VELOSO, M. A. F.; PEREIRA, C. Evaluación de la inserción de neptuno en un combustible para PWR y su implicación en la extensión del quemado. In: XXX REUNIÓN ANUAL DE LA SOCIEDAD NUCLEAR ESPAÑOLA, 2004, Alicante. *Anais... Madrid: Sociedad Nuclear Española, 2004.* pp. 1-6.
76. CAMPOLINA, D. A. M.; SOUZA, R. V.; VELOSO, M. A. F.; PEREIRA, C. Pre-proyecto de un sistema transmutador usando el código MCNP/4A. In: XXX REUNIÓN ANUAL DE LA SOCIEDAD NUCLEAR ESPAÑOLA, 2004, Alicante. *Anais... Alicante: Sociedad Nuclear Española, 2004.* pp. 1-6.
77. SOUZA, R. V.; BARROS, A. L.; PEREIRA, C. Projeto de blindagem de um sistema transmutador de rejeitos altamente radioativos com nêutrons de alta energia utilizando o código nuclear MCNP/4A. In: XXIV CILAMCE, 2003, Ouro Preto. *Anais... 2003.* pp. 1-7.
78. GOMES, P. C.; ROCHA, J. S.; PEREIRA, C. Avaliação preliminar de um núcleo usando 1/3 de combustível reprocessado pela técnica AIROX com inserção de tório. In: INTERNATIONAL NUCLEAR ATLANTIC CONFERENCE - XIII ENFIR - NATIONAL MEETING OF REACTOR PHYSICS AND THERMAL HYDRAULICS, 2002, Rio de Janeiro. *Anais... 2002.* pp. 1-9.

79. COSTA, A. L.; PEREIRA, C. Avaliação da razão V_M/V_F ótima para um combustível UO₂ e para um combustível MOX com enriquecimento de 4,5% e com inserção de 1% de amerício. In: INTERNATIONAL NUCLEAR ATLANTIC CONFERENCE - XIII ENFIR - NATIONAL MEETING OF REACTOR PHYSICS AND THERMAL HYDRAULICS, 2002, Rio de Janeiro. *Anais...* Rio de Janeiro : ABEN, 2002. pp. 1-9.
80. PEREIRA, C.; COSTA, A. L. Avaliação da razão V_M/V_F ótima para um combustível MOX e um combustível UO₂ padrão com enriquecimento de 4,5% e com inserção de 1% de netúnio. In: INTERNATIONAL NUCLEAR ATLANTIC CONFERENCE - XIII ENFIR - NATIONAL MEETING OF REACTOR PHYSICS AND THERMAL HYDRAULICS, 2002, Rio de Janeiro. *Anais...* Rio de Janeiro : ABEN, 2002. pp. 1-10.
81. RAMOS, R. P. B.; PEREIRA, C. Avaliação da radiotoxicidade associada aos ciclos de combustíveis alternativos utilizáveis em PWR. In: V REGIONAL CONGRESS ON RADIATION AND SAFETY, 2001, Recife. *Anais...* 2001. pp. 1-6.
82. COSTA, A. L.; PEREIRA, C. Avaliação da inserção de netúnio em combustível tipo UO₂. In: V REGIONAL CONGRESS ON RADIATION AND SAFETY, 2001, Recife. *Anais...* 2001. pp. 1-9.
83. FARIA, E. F.; PEREIRA, C. Otimização da distribuição espacial de combustíveis nucleares utilizando técnicas de redes neurais. In: XII ENFIR, 2000, Rio de Janeiro. *Anais...* Rio de Janeiro: ABEN, 2000. pp. 1-8.
84. COSTA, A. L.; PEREIRA, C. Avaliação da inserção de actínídeos menores em combustíveis utilizados em PWR. In: XII ENFIR, 2000, Rio de Janeiro. *Anais...* Rio de Janeiro: ABEN, 2000. pp. 1-7.
85. RAMOS, R. P. B.; PEREIRA, C. Análise do impacto ambiental associado aos ciclos de combustíveis utilizáveis em PWR. In: V ENAN, 2000, Rio de Janeiro. *Anais...* Rio de Janeiro: ABEN, 2000. pp. 1-7.
86. PEREIRA, C.; LEITE, E. M. Avaliação neutrônica da utilização de tório na composição de combustíveis reprocessados por técnicas de baixo grau de descontaminação em reatores PWR. In: 11TH MEETING ON REACTOR

- PHYSICS AND THERMAL HYDRAULICS, 1997, Poços de Caldas. *Anais... XI ENFIR/IV ENAN - Joint Nuclear Conferences*. 1997. pp. 1-2.
87. PEREIRA, C.; LEITE, E. M. Análise de combustíveis alternativos submetidos à múltiplos ciclos em reatores P.W.R.. In: 11TH MEETING ON REACTOR PHYSICS AND THERMAL HYDRAULICS, 1997, Poços de Caldas. *Anais... XI ENFIR/IV ENAN - Joint Nuclear Conferences*. 1997. pp. 1-6.
88. CASTRO, C. R.; COTA, S. D. S.; PEREIRA, C. Cálculo de depleção de combustíveis alternativos bi-reciclados. In: VI CONGRESSO GERAL DE ENERGIA NUCLEAR, 1996, Rio de Janeiro. *Anais... Rio de Janeiro, 1996*. pp. 1-9.
89. PEREIRA, C.; COTA, S. D. S. Calculo de depleción de combustibles alternativos bireciclados en PWR. In: XXII REUNION ANUAL DE LA SOCIEDAD NUCLEAR ESPANOLA, 1996, Santander. *Anais... Santander: Sociedade Nuclear Española, 1996*. pp. 1-10.
90. PEREIRA, C.; COTA, S. D. S. Estudos preliminares para a utilização de ciclos avançados de combustível em reatores tipo PWR. In: X ENCONTRO DE FISICA DE REATORES E TERMOIDRAULICA, 1995, Águas de Lindóia. *Anais... 1995*. pp. 431-436.
91. NOH, J. M.; KIM, K.; KIM, Y.; LEE, H. C. Development of a computer code system for the analysis of prism and pebble type VHTR cores. *Annals of Nuclear Energy*, v.35, pp. 1919-1928, 2008.
92. TALAMO, A.; GUDOWSKI, W.; VENNERI, F. The burnup capabilities of deep burn modular helium reactor analyzed by the Monte Carlo Continuous Energy Code MCB. *Annals of Nuclear Energy*, v.31, pp. 173-196, 2003.
93. TALAMO, A. Prediction of TRISO coated particle performances for a one-pass deep burn. *Journal of Material Nuclear*, v.373, pp. 407-414, 2008.
94. TALAMO, A. Managing the reactivity excess of gas turbine-modular helium reactor by burnable poison and control rods. *Annals of Nuclear Energy*, v.33, pp. 84-98, 2005.

95. TALAMO, A.; GUDOWSKI, W. A Deep Burn Fuel Management Strategy for the Incineration of Military Plutonium in the Gas Turbine–Modular Helium Reactor Modeled in a Detailed Three-Dimensional Geometry by the Monte Carlo Continuous Energy Burnup Code. *Nuclear Science and Engineering*. v.153, pp. 172–184, 2006.
96. KODOCHIGOV, N. Et. al. Neutronic features of the GT-MHR reactor. *Nuclear Engineering and Design*, v.222, pp. 161-171, 2003.
97. RICHARDS, M. Et al. Modular Helium Reactor Deployment for Flexible Energy Demands. In: Third International Meeting on High Temperature Reactor Technology, v.1, pp. 1-4, Johannesburg, 2006.
98. BALDWIN, D. E. Et al. MHR Design, Technology and Applications. In: ICENES, v.1, pp. 1-24, Istanbul, 2007.
99. TALAMO, A.; GUDOWSKI, W.; CETNAR, J.; VENNERI, F. Key physical parameters and temperature reactivity coefficients of the deep burn modular helium reactor fueled with LWRs waste. *Annals of Nuclear Energy*, v.31, pp. 1913-1937, 2004.
100. SNOJ, L.; RAVNIK, M. Effect of Packing Fraction Variations on the Multiplication Factor in Pebble-Bed Nuclear Reactors. *Kerntechnik*, v.71, pp. 208-213, 2006.
101. SEGEV, M.; CANER, M. A WIMS-Based Calculational Route for Pebble-Bed Fuel. *Nuclear Science and Engineering*, v.112, pp. 43-53, 1992.
102. NEWTON, T. D. The Development of modern Design and Reference Core Neutronics Methods for the PBMR, Winfrith Technology Centre, United Kingdom, 2004.
103. KUIJPER, J. C. Et. al. HTGR Reactor Physics and Fuel Cycle Studies. *Nuclear Engineering and Design*, v.236, pp. 615-634, 2006.

104. FINZI, E.; GRANDIS, S.; LOMBARDI, C. V.; SUMMERER, L. A New HTGR Design for Interplanetary Space Applications, IAC-04-IAC-04-R.4./S.7.05, Politecnico Di Milano, Italy, 2004.
105. KODOCHIGOV, N. G.; SUKHAREV, Y. P.; MAROVA, E. V.; USYNINA, S. G. Possibility of Operating GT-MHR with Different Fuels. *Atomic Energy*, v. 102, pp. 82-85, 2007.
106. KODOCHIGOV, N. G. Et. al. Computational and Experimental Investigations of Neutron-Physical Characteristics of the GT-MHR Core. *Atomic Energy*, v. 102, pp. 75-81, 2007.
107. BOYARINOV, V. Development and Calculation of Neutronic Benchmark Models for the GT-MHR Type Reactor Cells. In: 2nd International Topical Meeting on High Temperature reactor Technology, China, 2004.
108. KIM, T. K.; YANG, W. S.; SMITH, M. A.; TAIWO, T. A.; KHALIL, H. S. Assessment of Monte Carlo and Deterministic Codes for Next Generation Nuclear Plant (NGNP) Core Modeling, Argonne National Laboratory Gen IV Report, 2004.
109. JONSSON, A. Theseus- A One Group Collision Probability Routine for Annular Systems, AEEW-R 253, Atomic Energy Establishment of Winfrith, 1963.
110. LESLIE, D. C.; HILL, J. G.; JONSSON, A. Improvements to the Theory of Resonance Escape in Heterogeneous Fuel, AEEW-R 353, Atomic Energy Establishment of Winfrith, 1964.
111. CLAYTON, A. J. The Programme PIP1 for Solution of the Multigroup Equations of the Method of Collision Probabilities, AEEW-R 326, Atomic Energy Establishment of Winfrith, 1964.
112. LESLIE, D. C. The SPECTROX Method for Thermal Spectra in Lattice Cells, AEEW-M 211, Atomic Energy Establishment of Winfrith, 1962.
113. LESLIE, D. C.; JONSSON, A. The Calculation of Collision Probabilities and Resonance Integrals in Cluster-Type Fuel Elements, AEEW-R 384, Atomic Energy Establishment of Winfrith, 1964.

114. JONSSON, A.; LESLIE, D. C. The Accretions Method for Calculating Collision Probabilities in Cluster Geometry, AEEW-M 377, Atomic Energy Establishment of Winfrith, 1963.
115. PULL, I. C. The Solution of Equations Arising from the Use of Collision Probabilities, AEEW-M 355, Atomic Energy Establishment of Winfrith, 1963.
116. ALDOUS, A. C. Numerical Studies of the Hydrogen Equivalent of Some Structural Materials in their Effects on U-238 Resonance Capture, AEEW-M 860, Atomic Energy Establishment of Winfrith, 1969.
117. ASKEW, J. R.; BRISSENDEN, R. J. Some Improvements in the Discrete Ordinate Method of B.G. Carlson for Solving the Neutron Transport Equation, AEEW-R 161, Atomic Energy Establishment of Winfrith, 1963.
118. FRANCESCON, S. The Winfrith DSN Programme, AEEW-R 273, Atomic Energy Establishment of Winfrith, 1966.
119. GREEN, C. The Winfrith DSN Programme, MARK 2, AEEW-R 468, Atomic Energy Establishment of Winfrith, 1967.
120. GREEN, C. The IBM 7090 Programmes PERSEUS, ARIADNE and CERBERUS, AEEW-R 390, Atomic Energy Establishment of Winfrith, 1964.
121. BEARDWOOD, J. E. PIJ-A Computer Programme for the Calculation of Collision Probabilities, AEEW-R 440, Atomic Energy Establishment of Winfrith, 1965.
122. BUCKLER, A. N.; MACDOUGALL, J.D. A Description of the TRACER-1 computational Scheme, AEEW-R 305, Atomic Energy Establishment of Winfrith, 1963.
123. TERRY, M. J. THULE-A Detailed Description, AEEW-R 354, Atomic Energy Establishment of Winfrith, 1964.
124. BARCLAY, F. R. An Analysis of Uranium Metal-Graphite Systems Using the Multi-Group Code WIMS, AEEW-R 473, Atomic Energy Establishment of Winfrith, 1966.

125. ASKEW, J. R.; MACDOUGALL, J. D. WIMS-Status Report, AEEW-M 627, Atomic Energy Establishment of Winfrith, 1966.
126. ROTH, M. J.; MACDOUGALL, J. D.; KEMSHELL, P.B. The Preparation of Input Data for WIMS, AEEW-R 538, Atomic Energy Establishment of Winfrith, 1967.
127. KEMSHELL, P. B.; HARDCASTLE, M. Revised Transport Cross-sections for the WIMS Library, Atomic Energy Establishment of Winfrith, AEEW-M 1782, 1980.
128. ASKEW, J. R.; FAYERS, F. J.; KEMSHELL, F. B. A General Description of the Lattice Code WIMS, Journ. Of the Brit. Nucl. Energy Soc. 5,4, pp. 564, 1966.
129. HALSALL, M. J.; TAUBMAN, C. J. The 1986 WIMS Nuclear Data Library, Atomic Energy Establishment of Winfrith, AEEW-R 2133, 1986.
130. MAC FARLANE, R. E. Et. al. The NJOY Nuclear Data Processing System, Los Alamos Scientific Laboratory, LA-9303 M (ENDF 324), 1982.
131. AHNERT, C. Programa WIMS-TRACA para el Cálculo de Elementos Combustibles. Manual del usuario y datos de entrada. Junta de Energía Nuclear, JEN-461, 1979.
132. LESZCZYNSKI, F. Estudio del Sistema de Cálculo Multigrupo WIMS para Cálculos Celda de Reactores Térmicos e Rápidos. Trabajo especial para la licenciatura en Ciencias Físicas. CNEA-CAB 90/38, Comisión Nacional de Energía Atómica, Centro Atómico de Bariloche, 1977.
133. CARLSON, B. G. Solution of Transport equation by SN Method, LA-1891, Los Alamos Scientific Laboratory, 1955.
134. LEE, C. E. The Discrete SN Approximation to Transport Theory, LA-2595, Los Alamos Scientific Laboratory, 1962.
135. NEWMARCH, D. A. Ripple-A Method of Computing the Thermal Neutron Fine Structure in Thin Plate Assemblies , AERE/R 2425, Atomic Energy Research Establishment, 1959.

136. PITCHER, J. R. Prize-A Program for Calculating Collision Probabilities in R-Z Geometry, AEEW-R 469, Atomic Energy Establishment of Winfrith, 1964.
137. BEARDWOOD, J. E.; CLAYTON, A. J.; PULL, I. C. The Solution of Transport Equation by Collision Probability Methods, ANL-7050, Argonne National Laboratory, 1965.
138. BENOIST, P. General Formulation of the Diffusion Coefficient in a Medium Which May Contain Cavities, AERE Trans. 842, Atomic Energy Research Establishment, 1959.
139. BENOIST, P. A Simple New Expression of the Radial Diffusion Coefficient for Fuelled Channels, AEEW Trans. 4, Atomic Energy Establishment of Winfrith, 1962.
140. WEINBERG, A. M.; WIGNER, E. P. The Physical Theory of Neutron Chain Reactors. Chicago Press, 1958.
141. LESZCZYNSKI, F. Métodos y Usos del Código WIMSD, CNEA-CAB 90/38, Comisión Nacional de Energía Atómica, Centro Atómico de Bariloche, 1990.
142. ROTH, M. J.; MACDOUGALL, J. D.; KEMSHELL, P. B. The Preparation of Input Data for WIMS, AEEW-R 538, Atomic Energy Establishment of Winfrith, 1967.
143. DUDERSTADT, J. J; HAMILTON, L. J. Nuclear Reactor Analysis, 1976.
144. REUSS, P. Neutron Physics, 2008.
145. SANTOS, J. D.; SILVA, Z. C. Métodos Numéricos, 2^a edição, 2006.
146. BONALUMI, R. Neutron First Collision Probabilities in Reactor Physics. *Energia Nucleare*, Milano, n.5, pp.326, 1961.
147. KULIKOWSKA, T. Application Dependent Nuclear Data Processing WIMS Code, ICTP course, Italy, 1986.
148. CASE, K. M.; HOFFMANN, F.; PLACZEK, G. Introduction to the Theory of Neutron Diffusion, Los Alamos Scientific Laboratory, 1963.

149. TYROR, J. G.; ASKEW, J. R. The United-Kingdom approach to the Calculation of Burn-up in Thermal Reactors. *Reactor Burn-up Physics*, Vienna, 1971.
150. TYROR, J. G. A Series of Lectures on Reactor Physics of Bun-up, AEEW-M 999, Atomic Energy Establishment of Winfrith, 1971.
151. NASR, M. Reactivity Control of a Pressurized Water Reactor using gadolinium Burnable Poison in Grain Form, IAEA Technical Committee/Workshop on in-Core Fuel Management, Vienna, 1989.
152. NURDIN, M. Calculational Method of PWR Burnable Fuel Assemblies, IAEA Technical Committee/Workshop on in-Core Fuel Management, Vienna, 1989.
153. Radiation Transport Group, Los Alamos Scientific Laboratory. MCNPX manual - Monte Carlo All-Particle Transport Code System and MCNPDATA, version 2.6.0, 2008.
154. Radiation Transport Group, Los Alamos Scientific Laboratory. MCNP manual - A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, versión 4A, 1993.
155. LAMARSH, J. R.; BARATTA, A. J. Introduction to Nuclear Engineering (3rd ed.), 1983/2001.
156. HOWARD, A.; RORRES, C. Álgebra Linear com Aplicações, 8ª edição, 2001.
157. COCHRAN, R. G.; TSOULFANIDIS, N. The Nuclear Fuel Cycle: Analysis and Management, Second Edition, 1999.
158. Reactor Handbook, vol. II – Fuel Reprocessing, Stoller Richards Editors, 1961.
159. BAIRIOT, H. Laying the Foundations for Plutonium Recycle in Light Water Reactor, *Nuclear Engineering International*, pp. 27-32 1984.
160. HAAS, D.; VANDERGHEYNST, A.; VLIET, V. J.; LORENZELLI, R., NIGON, J.L. Mixed-Oxide Fuel Fabrication Technology and Experience at the Belgonucléaire and CFCa Plants and Further Developments for the MELOX Plant. *Nuclear Technology*, v. 106, pp. 60-70, 1994.

161. DIEVOET, J. V.; BAIRIOT, H.; BASTARD, G. L.; PEKAREK, H.; ROEPENACK, H. Mox Fuel and its fabrication in Europe. *Transm. Am. Nucl. Soc.*, v. 61, pp. 293-317, 1990.
162. POBERESKIN, M.; KOK, K. D.; MADIA, W. J. Coprocessing – an Evaluation of Chemical Reprocessing without Plutonium Separation. *Nuclear Technology*, vol. 149, pp. 41-52, 1978.
163. TUMINI, L. Et al. Implementação de um Ciclo TANDEN entre os Reatores de Angra-I (Brasil) e Embalse (Argentina), In: V GGEN, v. II, 1994.
164. SANTOS, A.; MAI, L. A.; ABE, A. Y. Verificação das Bibliotecas JENDL3 e ENDF/B-VI para o Ciclo TANDEN, In: IX ENFIR, Caxambu (MG), 1993.
165. FORBICINI, C. A. L. G. O.; ARAÚJO, B. F. Tratamento do Combustível Nuclear Irradiado para Ciclos Avançados, In: V CGEN, v. II, pp. 561, Rio de Janeiro, 1963.
166. STEINBERG, M.; POWELL, J. R.; TAKAHASHI, H.; TAKAHASHI, H. APEX-Nuclear Fuel Cycle for Production of Light Water Reactor Fuel and Elimination of Radioactive Waste. *Nuclear Technology*, v.58, pp. 437, 1982.
167. ASQUITH, J. G.; GRANTHAM, L. F. A Low-Descontamination Approach to a Proliferation-Resistant Fuel cycle. *Nuclear Technology*, v.41, pp. 137, 1978.
168. JAHSAN, S. N.; MCGEEHAN, T. J. An Evaluation of the Deployment of AIROX-Recycled Fuel in Pressurized Water Reactor. *Nuclear Technology*, v.106, pp. 350, 1994.
169. OLANDER, D. Nuclear fuels – present and future. *Journal of Nuclear Materials*, v.389, pp. 1-22, 2003.
170. VANDEGRIFT, G. F. Et al. Lab-scale demonstration of the UREX+ process, in Proc. 4th WM Conference. Tucson, 1-10.
171. ZÁKOVÁ, J.; TALAMO, A. Analysis of the Reactivity Coefficients of the Advanced High-Temperature Reactor for Plutonium and Uranium Fuels. *Annals of Nuclear Energy*, v.35, pp. 904-916, 2008.

172. KIMURA, J.; SHIROVA, S.; KANDA, K.; DELPECH, M.; BERGEONAU, P. Study on Homogeneous Recycling of Minor Actinides in MOX Fueled PWRs, *Annu. Rep. Res. Reactor Inst. Kyoto University*, v.27, pp. 179-191, 1995.
173. JAHSHAN, S. N.; MCGEEHAN, T. J. Na Evaluation of the deployment of Airox-Recycled Fuel in Pressurized Water Reactor. *Nuclear Technology*, v. 106, pp. 350-359, 1994.
174. UOTINEN, V. O.; LEONARD, B. R.; LIIKALA, R. C. The Neutronics of Plutonium Recycling. *Nuclear Technology*, vol.18, pp. 115-140, 1973.