AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

**CARACTERIZAÇÃO DOS CAMPOS NEUTRÔNICOS OBTIDOS POR MEIO DE
ARMADILHAS DE NÊUTRONS A PARTIR DA UTILIZAÇÃO DE ÁGUA PESADA (D₂O)
NO INTERIOR DO NÚCLEO DO REATOR NUCLEAR IPEN/MB-01**

DIOGO FELICIANO DOS SANTOS

**Dissertação apresentada como parte dos
requisitos para obtenção do Grau de
Mestre em Ciências na Área
de Tecnologia Nuclear - Reatores**

Orientador:

Prof. Dr. Ulysses d'Utra Bitelli

São Paulo

2015

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

**CARACTERIZAÇÃO DOS CAMPOS NEUTRÔNICOS OBTIDOS POR MEIO DE
ARMADILHAS DE NÊUTRONS A PARTIR DA UTILIZAÇÃO DE ÁGUA PESADA (D₂O)
NO INTERIOR DO NÚCLEO DO REATOR NUCLEAR IPEN/MB-01**

DIOGO FELICIANO DOS SANTOS

**Dissertação apresentada como parte dos
requisitos para obtenção do Grau de
Mestre em Ciências na Área
de Tecnologia Nuclear - Reatores**

Orientador:

Prof. Dr. Ulysses d'Utra Bitelli

Versão Corrigida
Versão Original disponível no IPEN

São Paulo
2015

AGRADECIMENTOS

A minha mãe e irmãos por tudo.

Ao Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares e a Comissão Nacional de Energia Nuclear (IPEN/CNEN-SP), pela possibilidade de realizar este trabalho com o fornecimento das instalações, equipamentos, pessoal qualificado para o acompanhamento dos experimentos e pelos cursos oferecidos de pós-graduação.

Ao Centro Tecnológico da Marinha em São Paulo (CTMSP) pela disponibilização do detector de Germânio Hiperpuros para espectrometria gama das folhas de ativação.

Ao orientador Dr. Ulysses d'Utra Bitelli pela amizade, apoio, incentivo, entusiasmo e inestimáveis orientações que foram imprescindíveis para a conclusão deste trabalho.

Aos operadores do reator nuclear de pesquisa IPEN/MB-01, Luís Alberto Bocardo, Reginaldo Gilioli, Flávio Betti e César Luiz Veneziani. Um agradecimento especial aos operadores Hugo Landim e Rogério Jerez que acompanharam todos os experimentos e ao Marco Antonio Sabo pela fabricação da caixa de acrílico que foi essencial para realização dos experimentos.

Ao colega da radioproteção do reator nuclear IPEN/MB-01, Eduardo Cardoso Monteiro pela orientação técnica nos experimentos.

Aos colegas que contribuíram com conversas e ideias, Luiz Ernesto Credidio Mura, Luiz Felipe Liambos Mura e Dr. Ricardo Diniz. Aos colegas de estudo do IPEN, Vitor Ottoni Garcia Arêdes, Rafael Turrini Purgato, Ary de Souza Vivas, Gregório Soares de Souza, Letícia Negrão Pinto e Eduardo Gonnelli, pelas dicas, motivações e incentivos. Em especial ao Alexandre Fonseca Póvoa da Silva pelas explicações e ajuda.

Aos professores, Dr. Tufic Madi Filho, Dr. Delvonei Alves de Andrade, Dr. Hélio Yoriyaz, Dr. Paulo Tarso, Dr. Pedro Carlos Russo Rossi e Dr. Ulysses d'Utra Bitelli que ministraram os cursos da pós-graduação no IPEN.

Ao Dr. Adimir Santos por corrigir e propor ideias no seminário de área, também por permitir a utilização do código de Monte Carlo versão 5 (MCNP5 1.51) e por mostrar a

direção em entraves encontrados durante a aprendizagem desse código. Também ajudaram nestes problemas, os especialistas, o Dr. Paulo Tarso e mais significativamente o Dr. Pedro Carlos Russo Rossi.

A Dr. Ana Cecília de Souza Lima por compilar o arquivo de entrada das simulações no código CITATION e ajudar nas dúvidas com relação a esse código e aos resultados dessas simulações.

Ao Dr. Wilson José Vieira do Instituto de Estudos Avançados – Departamento de Ciência e Tecnologia Aeroespacial (IEAv-CTA), ao Dr. Odair Lelis Gonçalves do IEAv-CTA e ao Dr. Aucyone Augusto de Silva do Instituto de Radioproteção e Dosimetria do Rio de Janeiro (IRD-CNEN/RJ) por aceitarem o convite para participarem da banca de defesa da dissertação de mestrado e pelas valiosas sugestões apresentadas para a melhoria do trabalho.

Ao Ignacio Maffei da Planta Industrial de Água Pesada (PIAP) da Empresa Neuquina de Servicios de Ingeniería S.E. (ENSI) da Argentina pelo ótimo atendimento e informações concedidas em relação aos custos de produção e qualidade da água pesada produzida na PIAP.

À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal do Nível Superior e a Eletrobrás Termonuclear S/A (CAPES/Eletronuclear) pelo apoio financeiro deste projeto, que sem o qual seria realizado com muita dificuldade.

**CARACTERIZAÇÃO DOS CAMPOS NEUTRÔNICOS OBTIDOS POR
MEIO DE ARMADILHAS DE NÊUTRONS A PARTIR DA UTILIZAÇÃO DE
ÁGUA PESADA (D₂O) NO INTERIOR DO NÚCLEO DO REATOR
NUCLEAR IPEN/MB-01**

Diogo Feliciano dos Santos

RESUMO

Os experimentos realizados e apresentados nesta dissertação resultaram na caracterização neutrônica de núcleos na configuração cilíndrica com 30 varetas combustíveis de diâmetro com um espaço, criado pela retirada de 16 varetas centrais, preenchido com água leve (H₂O) ou água pesada (D₂O) no reator nuclear de pesquisa IPEN/MB-01. Nestes núcleos, efetuou-se experimentos de correlação de canais nucleares, calibração de barras de controle e irradiação de detectores de ativação de diversos materiais em forma de folhas, cujas faixas energéticas de atuação abrangem grande parte do espectro de nêutrons do núcleo do reator, para a obtenção de parâmetros nucleares, como excessos de reatividade, reatividades totais, atividades saturadas por núcleo alvo, razões espectrais, razões de cádmio e fluxo de nêutrons multigrupo. Com a irradiação de fios de ativação de ouro na parte radial foram obtidas as formas espaciais dos fluxos de nêutrons térmicos e epitérmicos. Os resultados mostraram as características espectrais dessa nova configuração com o espaço das 16 varetas combustíveis preenchido com os dois materiais moderadores. No espaço com a água leve houve um aumento significativo de 294% do fluxo de nêutrons térmicos em comparação com a configuração padrão retangular de 28×26 varetas combustíveis. Com a água pesada aumentou-se a reatividade do sistema com $\rho = (783 \pm 54)$ pcm a mais de excesso de reatividade que na configuração com água leve. Os resultados calculados foram simulados nos códigos computacionais MCNP5, SANDBP e CITATION, onde se obtiveram resultados acurados e precisos para as atividades saturadas por núcleo alvo, as distribuições energéticas e espaciais dos fluxos de nêutrons da parte ativa e de parte do refletor e as comparações diretas das seções de choque entre as razões espectrais experimentais e calculadas.

CHARACTERIZATION OF THE NEUTRONIC FIELDS OBTAINED BY MEANS OF FLUX TRAPS FROM HEAVY WATER (D₂O) INSIDE THE CORE OF THE IPEN/MB-01 NUCLEAR REACTOR

Diogo Feliciano dos Santos

ABSTRACT

The experiments performed and presented in this thesis results in the neutronic characterization of the core with cylindrical configuration with 30 fuel rods diameter and a space, created by the removal of 16 central rods, filled with light water (H₂O) or heavy water (D₂O) in the IPEN/MB-01 nuclear research reactor. In these cores were performed experiments of nuclear channels correlation, control rod worth and irradiation of activation detectors of various materials in foils shapes, whose energy performances cover much of the reactor core neutron spectrum, to obtain nuclear parameters, such as, reactivity excesses, total reactivities, saturated activities per target nucleus, spectral ratios, cadmium ratios and multigroup neutron flux. Activation gold wires detectors were irradiated in radial part to obtain the spatial forms of thermal and epithermal neutron fluxes. The results show the spectral characteristics of this new configuration with the space of 16 fuel rods filled with the two moderator materials. In the space with light water there was a significant increase of 294% of the thermal neutron flux compared to standard rectangular configuration of 28×26 fuel rods. With heavy water the system reactivity was increased, more $\rho = (783 \pm 54)$ pcm in excess reactivity than in the light water configuration. The calculated results were simulated in computational codes MCNP5, SANDBP and CITATION, where accurate and precise results were obtained for saturated activities per target nucleus, the energy and spatial distributions of the neutron fluxes for the active part and part of the reflector and the direct comparisons of cross sections between the experimental and calculated spectral ratios.

SUMÁRIO

	Página
1. INTRODUÇÃO	17
1.1. Motivação e justificativas do trabalho	18
1.2. Objetivo	22
1.3. Estrutura do trabalho	23
2. MATERIAIS E MÉTODOS	24
2.1. Espectro de energia dos nêutrons em um reator térmico	28
2.2. Técnica de análise por ativação neutrônica	30
2.3. Detectores de ativação	30
2.4. Características das operações	34
2.5. Fator de normalização para a potência das irradiações	36
2.6. Espectrometria gama dos detectores de ativação	39
2.6.1. Eficiência do sistema de detecção de HPGe da Ortec	42
2.7. Fator de autoabsorção gama	44
2.8. Calibração de barras de controle	45
2.9. Estimativa da potência do reator	48
2.10. Taxa de reação nuclear	49
2.11. Atividades de saturação por núcleo alvo	53
2.12. Fatores de correção para a perturbação do fluxo de nêutrons	54
2.13. Razões espectrais	57
2.14. Fluxo de nêutrons	58
3. METODOLOGIA COMPUTACIONAL	63
3.1. Código MCNP5	63
3.1.1. Estrutura do código de entrada do MCNP	64
3.1.2. Modelagem e parâmetros do reator IPEN/MB-01	66
3.1.3. Modelagem e eficiência do detector de HPGe	71
3.2. Código SANDBP ^[54]	72
3.2.1. Introdução	72
3.2.2. Procedimentos	73
3.3. Código CITATION	77
4. ANÁLISE DAS INCERTEZAS	78

5. RESULTADOS E DISCUSSÕES	81
5.1. Calibração de barras de controle	81
5.2. Atividades saturadas por núcleo alvo	85
5.3. Razões espectrais	92
5.4. Distribuição energética e espacial do fluxo de nêutrons	97
6. CONCLUSÃO	126
6.1. Propostas de trabalhos futuros	129
APÊNDICE A - Estados de criticalidade calculados com o código MCNP5 de configurações cilíndricas com armadilha de nêutrons com H₂O	130
APÊNDICE B - Fatores de correção experimentais	133
B.1. Fatores de rampa e normalização das irradiações	133
B.2. Fatores de autoabsorção	134
B.3. Fatores de correção para perturbação do fluxo de nêutrons	138
APÊNDICE C - Curvas de decaimento	141
APÊNDICE D - Curva de eficiência do detector de HPGe da Ortec	152
APÊNDICE E - Estimativas da potência do reator	153
E.1. Correlação de canais nucleares	153
E.2. Técnica do ruído neutrônico	155
E.3. Estimativa da potência com o código CITATION	157
E.4. Estimativa da potência com o código MCNP5	158
APÊNDICE F - Seções de choque de ativação térmica das folhas de ouro	161
APÊNDICE G - Arquivos de entrada do MCNP	167
G.1. Modelagem do reator IPEN/MB-01	167
G.2. Modelagem do sistema de detecção gama	175
APÊNDICE H - Arquivos de entrada do código SANDBP	179
ANEXO A - O reator nuclear de pesquisa IPEN/MB-01 ^{[27][18]}	187
1. Introdução	187
2. Descrição detalhada do reator IPEN/MB-01	188
2.1. O tanque moderador e periféricos	188
2.2. Placas espaçadoras	191
2.3. Vareta combustível	196
2.4. Varetas de controle, segurança e tubo guia	198
3. Descrição dos materiais	200
ANEXO B - Análise da concentração molar da água pesada (D₂O)	208
ANEXO C - Cálculo da distribuição espacial do fluxo de nêutrons multigrupo simulado pelo código CITATION ^[65]	209
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	214

LISTA DE TABELAS

Página

TABELA 1.1 - Características da moderação de nêutrons de vários materiais ^[7]	20
TABELA 2.1 - Reações nucleares, frações isotópicas e faixas de atuação energética dos detectores de ativação.	31
TABELA 2.2 – Massas, diâmetros, espessuras das folhas de ativação e posições de irradiação das folha de ativação.	33
TABELA 2.3 – Operações, finalidade das operações, tempo das irradiações, posições retiradas das barras de controle e temperaturas.	36
TABELA 2.4 – Reação nuclear, meia-vida, energia do fotopico e probabilidade de emissão gama do fotopico dos radionuclídeos formados ^[31]	42
TABELA 2.5 – Energias características e probabilidades de emissão do fóton gama por desintegração do ¹⁵² Eu.....	44
TABELA 2.6 - Parâmetros experimentais de nêutrons atrasados do reator IPEN/MB-01..	46
TABELA 3.1 – Finalidade, densidades atômicas e número de histórias do arquivo de entrada da simulação do reator IPEN/MB-01 com o espaço, sem as 16 varetas centrais, preenchido com água leve ou pesada.	70
TABELA 5.1 - Valores medidos na calibração das barras de controle 2 da configuração com a armadilha de nêutrons com água leve e sem a caixa de acrílico.	82
TABELA 5.2 - Valores medidos na calibração das barras de controle 2 na configuração com a caixa de acrílico contendo água pesada.	83
TABELA 5.3 – Atividades saturadas por núcleo alvo das folhas de ativação irradiadas nas posições centrais das configurações cilíndricas com água leve e pesada.	85
TABELA 5.4 Atividades saturadas por núcleo alvo experimentais e calculadas a partir do espectro diferencial em 106 grupos de energia, e os desvios dos valores experimentais em relação aos calculados pelo SANDBP para os experimentos da armadilha de nêutrons com água leve e da caixa de acrílico contendo água pesada.	87
TABELA 5.5 - Atividades saturadas por núcleo alvo experimentais e calculadas a partir do espectro diferencial em 160 grupos de energia, e os desvios dos valores experimentais em relação aos calculados pelo SANDBP para os experimentos da armadilha de nêutrons com água leve e da caixa de acrílico contendo água pesada.	88
TABELA 5.6 - Atividades saturadas por núcleo alvo experimentais e calculadas a partir do espectro diferencial em 213 grupos de energia, e os desvios dos valores experimentais em relação aos calculados pelo SANDBP para os experimentos da armadilha de nêutrons com água leve e da caixa de acrílico contendo água pesada.	89
TABELA 5.7 - Atividades saturadas por núcleo alvo experimentais e calculadas a partir do espectro diferencial em 320 grupos de energia, e os desvios dos valores experimentais em relação aos calculados pelo SANDBP para os experimentos da armadilha de nêutrons com água leve e da caixa de acrílico contendo água pesada.	90

TABELA 5.8 - Atividades saturadas por núcleo alvo experimentais e calculadas a partir do espectro diferencial em 641 grupos de energia, e os desvios dos valores experimentais em relação aos calculados pelo SANDBP para os experimentos da armadilha de nêutrons com água leve e da caixa de acrílico contendo água pesada.	91
TABELA 5.9 – Faixas de atuação energética dos núclídeos alvos das folhas de ativação obtidos com o código SANDBP nas configurações cilíndricas com água leve e pesada.	92
TABELA 5.10 - Atividades saturadas por núcleo alvo experimentais e calculadas, sem a folha de ativação de ^{47}Ti , a partir do espectro diferencial em 213 grupos de energia, e os desvios dos valores experimentais em relação aos calculados pelo SANDBP para as configurações cilíndricas com água leve e pesada.	92
TABELA 5.11 - Razões espectrais experimentais e calculadas pelo código MCNP das folhas de ativação para reações nucleares do mesmo tipo.	93
TABELA 5.12 - Razões espectrais experimentais e calculadas pelo código MCNP das folhas de ativação com reações nucleares diferentes.	94
TABELA 5.13 – Razões de cádmio experimentais e calculadas pelo código MCNP das folhas de ativação de ouro em todas as posições de irradiação.	96
TABELA 5.14 - Razões de cádmio experimentais e calculadas pelo código MCNP das folhas de ativação de escândio na posição central.	97
TABELA 5.15 - Comparação dos fluxos de nêutrons térmicos e epitérmicos obtidos experimentalmente com folhas de ouro nuas e cobertas com cádmio e calculados com o código MCNP com folhas de água normalizados pelas potências estimadas de $P_{\text{H}_2\text{O}} = 69,5 \text{ W} \pm 2,7\%$ para a configuração com água leve e de $P_{\text{D}_2\text{O}} = 71,6 \text{ W} \pm 2,7\%$ para a configuração com água pesada.	99
TABELA 5.16 - Comparação dos fluxos de nêutrons térmicos e epitérmicos obtidos experimentalmente com folhas de ouro nuas e cobertas com cádmio e calculados com o código MCNP com folhas de ouro nuas normalizados pelas potências estimadas de $P_{\text{H}_2\text{O}} = 69,5 \text{ W} \pm 2,7\%$ para a configuração com água leve e de $P_{\text{D}_2\text{O}} = 71,6 \text{ W} \pm 2,7\%$ para a configuração com água pesada.	103
TABELA 5.17 – Comparação dos fluxos de nêutrons térmicos e epitérmicos obtidos experimentalmente com folhas de ouro nuas e cobertas com cádmio e calculados com o código CITATION com as potências de $P_{\text{H}_2\text{O}} = 69,5 \text{ W} \pm 2,7\%$ para a configuração com água leve e	115
TABELA 5.18 – Fluxos de nêutrons experimentais e calculados nas posições centrais do reator IPEN/MB-01 com as configurações com água leve e pesada com as potências de $P_{\text{H}_2\text{O}} = 69,5 \text{ W} \pm 2,7\%$ e de $P_{\text{D}_2\text{O}} = 71,6 \text{ W} \pm 2,7\%$	119
TABELA 5.19 - Fluxos de nêutrons nas posições centrais e médios normalizados pela potência de 70 W, números de varetas combustíveis utilizadas e posição média das barras de controle nas configurações cilíndricas, octogonal e padrão retangular (FIG. 5.42).	125
TABELA B.1 – Finalidades das operações, fatores de rampa e de normalização das irradiações.	133
TABELA B.2 - Fatores de autoabsorção das folhas de ativação.	134
TABELA B.3 – Autoblindagens experimentais (E) e calculadas (C) com o MCNP das folhas de ativação nuas e cobertas com cádmio.	139

TABELA B.4 – Desvios percentuais (D) dos valores das autoblindagens das folhas de Au nuas e cobertas com cádmio calculadas (C) pelo MCNP em relação aos experimentais (E), $D = 1 - C/E$, obtidas com as folhas de Au-Al.	139
TABELA B.5 – Fator de multiplicação efetivo (k_{eff}) e número de histórias válidas das simulações realizadas no MCNP.	139
TABELA B.6 – Autoblindagens térmicas e epitérmicas, experimentais (E) e calculadas (C) pelo MCNP, das folhas de ouro.	140
TABELA B.7 - Desvios percentuais (D) dos valores das autoblindagens térmicas e epitérmicas calculadas (C) pelo MCNP em relação aos experimentais (E), $D = 1 - C/E$, obtidas com as folhas de Au-Al.	140
TABELA E.1 – Potência dada pela canal 6 e parâmetros obtidos para o cálculo da potência pelo método do ruído neutrônico.	156
TABELA E.2 – Parâmetros calculados pelo MCNP para a estimativa da potência.	160
TABELA F.1 – Seção de choque microscópica de ativação térmica efetiva do ouro obtida a partir dos valores médios das seções de choque de 15 grupos colapsados das biblioteca de dados nucleares e do fluxo de nêutrons relativo ao total (percentual) de uma folha de água leve na posição central do núcleo do reator IPEN/MB-01, com a armadilha de nêutrons contendo água leve, modelado com o MCNP5.	164
TABELA F.2 – Seções de choque microscópica de ativação térmica efetiva do ouro obtidas com o MCNP5 e os valores médios das seções de choque da biblioteca de dados nucleares em 15 grupos em todas as posições axiais e radiais do reator IPEN/MB-01 com o espaço sem as 16 varetas combustíveis preenchido com água leve e pesada.	165
TABELA 1 - Dados geométricos médios das placas espaçadoras, baseados nos dados de fabricação.	196
TABELA 2 - Dados geométricos médios das varetas combustíveis e respectivos desvios padrões baseados nos dados de fabricação.	198
TABELA 3 - Composição do aço inoxidável do encamisamento (% peso).	201
TABELA 4 - Características dos combustíveis por lote.	201
TABELA 5 - Composição dos materiais.	204
TABELA 6 - Análise do moderador do reator IPEN/MB-01.	207
TABELA 7 - Coordenadas das posições.	210
TABELA 8 - Distribuição do fluxo de nêutrons em quatro grupos de energia com a potência de 100 W para a configuração com água leve.	212
TABELA 9 - Distribuição do fluxo de nêutrons em quatro grupos de energia com a potência de 100 W para a configuração com água pesada.	213

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

	Página
FIGURA 2.1 – Ilustração do núcleo do reator IPEN/MB-01 na configuração nº 323.	25
FIGURA 2.2 – Fotografia do núcleo do reator IPEN/MB-01 na configuração nº 323.	26
FIGURA 2.3 - (a) Caixa de acrílico utilizada nos experimento, (b) e (c) medidas da caixa de acrílico.	26
FIGURA 2.4 - Corte axial central de oeste para leste do reator IPEN/MB-01, em amarelo a parte ativa do núcleo com o posicionamento das folhas de ativação nas direções axial e radial e a valeta nas régua radiais (linha vermelha) para a fixação dos fios de ativação.	27
FIGURA 2.5 – Mecanismo articulado composto por régua de acrílico e haste de alumínio utilizado para irradiação de folhas e fio de ativação ^[27]	28
FIGURA 2.6 - Distribuição dos canais de detecção no núcleo do reator IPEN/MB-01.....	28
FIGURA 2.7 - Espectro energético neutrônico no moderador de um reator térmico.....	29
FIGURA 2.8 – Folha de ativação utilizadas nos experimentos.....	31
FIGURA 2.9 - Localização dos termopares no núcleo do reator IPEN/MB-01, Tn são os termopares, A a BC#1, B a BC#2 e S as barras de segurança ^[34]	35
FIGURA 2.10 – Detecção dos canais nucleares na parte inicial da operação de referência.	37
FIGURA 2.11 – Gráfico exemplo das contagens do canal 10 no tempo, sendo em vermelho a irradiação ideal.	38
FIGURA 2.12 – Sistema de espectrometria gama de germânio de alta pureza Ortec.	40
FIGURA 2.13 – Castelo de chumbo do detector de HPGe da Ortec com as gavetas para encaixe do suporte de acrílico para as amostras.	40
FIGURA 2.14 – Mecanismo de movimentação do sistema de espectrometria gama da Canberra.....	41
FIGURA 2.15 - Sistema de espectrometria gama de germânio de alta pureza Canberra.	42
FIGURA 2.16 - Reatividade no decorrer do experimento de calibração de barras de controle na configuração com H ₂ O.....	47
FIGURA 2.17 - Reatividade no decorrer do experimento de calibração de barras de controle na configuração com D ₂ O.....	48
FIGURA 2.18 - Atividade do detector em função do tempo de irradiação.	52
FIGURA 2.19 – Perturbação no fluxo de nêutrons causada pela folha de ativação ^[26]	55
FIGURA 2.20 – Seção de choque microscópica de captura radioativa do ¹⁹⁷ Au.	59
FIGURA 3.1 - Visualização dos planos (a) axial e (b) radial no Visual Editor X22S da simulação feita do reator IPEN/MB-01.	67
FIGURA 3.2 – Esquema das malhas inseridas na modelagem do reator IPEN/MB-01 para a discretização do fluxo de nêutrons.....	69

FIGURA 3.3 – Visualização do sistema de detecção HPGe gerada no software Vised.....	72
FIGURA 5.1 - Curva de calibração integral da barra de controle 2 das configurações cilíndricas com a armadilha de nêutrons com H ₂ O e para a caixa de acrílico contendo D ₂ O.....	84
FIGURA 5.2 - Curva de calibração diferencial da barra de controle 2 das configurações cilíndricas com a armadilha de nêutrons com H ₂ O e para a caixa de acrílico contendo D ₂ O.....	84
FIGURA 5.3 - Fluxos de nêutrons relativos obtidos no MCNP em 106 grupos de energia para a armadilha de nêutrons com H ₂ O e para a caixa de acrílico contendo D ₂ O.....	86
FIGURA 5.4 - Fluxos de nêutrons relativos obtidos no MCNP em 160 grupos de energia para a armadilha de nêutrons com H ₂ O e para a caixa de acrílico contendo D ₂ O.....	87
FIGURA 5.5 - Fluxos de nêutrons relativos obtidos no MCNP em 213 grupos de energia para a armadilha de nêutrons com H ₂ O e para a caixa de acrílico contendo D ₂ O.....	88
FIGURA 5.6 - Fluxos de nêutrons relativos obtidos no MCNP em 320 grupos de energia para a armadilha de nêutrons com H ₂ O e para a caixa de acrílico contendo D ₂ O.....	89
FIGURA 5.7 - Fluxos de nêutrons relativos obtidos no MCNP em 641 grupos de energia para a armadilha de nêutrons com H ₂ O e para a caixa de acrílico contendo D ₂ O.....	90
FIGURA 5.8 - Comparação entre as razões espectrais experimentais e calculadas pelo código MCNP das reações nucleares do mesmo tipo.	95
FIGURA 5.9 - Comparação entre as razões espectrais experimentais e calculadas pelo código MCNP das reações nucleares diferentes.	95
FIGURA 5.10 - Comparação entre as razões de cádmio experimentais e calculadas pelo código MCNP das folhas de ativação de ouro em todas as posições de irradiação.....	97
FIGURA 5.11 - Fluxos de nêutrons experimentais e calculados com o MNCP da parte radial para o reator IPEN/MB-01 com a armadilha de nêutrons contendo água leve.....	100
FIGURA 5.12 – Fluxos de nêutrons experimentais e calculados com o MNCP da parte axial para o reator IPEN/MB-01 com a armadilha de nêutrons contendo água leve.....	100
FIGURA 5.13 – Fluxos de nêutrons experimentais e calculados com o MNCP da parte radial para o reator IPEN/MB-01 com a caixa de acrílico contendo água pesada.....	101
FIGURA 5.14 – Fluxos de nêutrons experimentais e calculados com o MNCP da parte axial para o reator IPEN/MB-01 com a caixa de acrílico contendo água pesada.....	101
FIGURA 5.15 - Fluxos de nêutrons experimentais e calculados com o MNCP, a partir das taxas de reação das folhas de ouro da parte radial, normalizados pelos fluxos de nêutrons experimentais centrais, para o reator IPEN/MB-01 no experimento com água leve.....	104
FIGURA 5.16 - Fluxos de nêutrons experimentais e calculados com o MNCP, a partir das taxas de reação das folhas de ouro da parte axial, normalizados pelos fluxos de nêutrons experimentais centrais, para o reator IPEN/MB-01 no experimento com água leve.....	104
FIGURA 5.17 - Fluxos de nêutrons experimentais e calculados com o MNCP, a partir das taxas de reação das folhas de ouro da parte radial, normalizados pelos fluxos de nêutrons experimentais centrais, para o reator IPEN/MB-01 no experimento com água pesada.....	105

FIGURA 5.18 - Fluxos de nêutrons experimentais e calculados com o MNCP, a partir das taxas de reação das folhas de ouro da parte axial, normalizados pelos fluxos de nêutrons experimentais centrais, para o reator IPEN/MB-01 no experimento com água pesada.....	105
FIGURA 5.19 – Gráfico de contorno colorido do fluxo térmico obtido no MCNP com a malha radial na altura de 36,4 cm do reator IPEN/MB-01 na configuração com H ₂ O.....	106
FIGURA 5.20 - Gráfico de contorno colorido do fluxo térmico obtido no MCNP com a malha axial entre as varetas 14 e 15 do reator IPEN/MB-01 na configuração com H ₂ O..	106
FIGURA 5.21 - Gráfico de contorno colorido do fluxo intermediário obtido no MCNP com a malha radial na altura de 36,4 cm do reator IPEN/MB-01 na configuração com H ₂ O..	107
FIGURA 5.22 - Gráfico de contorno colorido do fluxo intermediário obtido no MCNP com a malha axial entre as varetas 14 e 15 do reator IPEN/MB-01 na configuração com H ₂ O.	107
FIGURA 5.23 - Gráfico de contorno colorido do fluxo rápido obtido no MCNP com a malha radial na altura de 36,4 cm do reator IPEN/MB-01 na configuração com H ₂ O.	108
FIGURA 5.24 - Gráfico de contorno colorido do fluxo rápido obtido no MCNP com a malha axial entre as varetas 14 e 15 do reator IPEN/MB-01 na configuração com H ₂ O.....	108
FIGURA 5.25 – Forma do fluxos de nêutrons radial obtidos no MNCP com a malha radial na altura de 36,4 cm do reator IPEN/MB-01 na configuração com H ₂ O.	109
FIGURA 5.26 – Forma do fluxos de nêutrons axial obtidos no MCNP com a malha axial entre as varetas 14 e 15 do reator IPEN/MB-01 na configuração com H ₂ O.	109
FIGURA 5.27 - Gráfico de contorno colorido do fluxo térmico obtido no MCNP com a malha radial na altura de 36,4 cm do reator IPEN/MB-01 na configuração com D ₂ O.....	110
FIGURA 5.28 - Gráfico de contorno colorido do fluxo térmico obtido no MCNP com a malha axial entre as varetas 14 e 15 do reator IPEN/MB-01 na configuração com D ₂ O..	110
FIGURA 5.29 - Gráfico de contorno colorido do fluxo intermediário obtido no MCNP com a malha radial na altura de 36,4 cm do reator IPEN/MB-01 na configuração com D ₂ O..	111
FIGURA 5.30 - Gráfico de contorno colorido do fluxo intermediário obtido no MCNP com a malha axial entre as varetas 14 e 15 do reator IPEN/MB-01 na configuração com D ₂ O.	111
FIGURA 5.31 - Gráfico de contorno colorido do fluxo rápido obtido no MCNP com a malha radial na altura de 36,4 cm do reator IPEN/MB-01 na configuração com D ₂ O.	112
FIGURA 5.32 - Gráfico de contorno colorido do fluxo rápido obtido no MCNP com a malha axial entre as varetas 14 e 15 do reator IPEN/MB-01 na configuração com D ₂ O.....	112
FIGURA 5.33 - Forma do fluxos de nêutrons radial obtidos no MNCP com a malha radial na altura de 36,4 cm do reator IPEN/MB-01 na configuração com D ₂ O.	113
FIGURA 5.34 - Forma do fluxos de nêutrons axial obtidos no MCNP com a malha axial entre as varetas 14 e 15 do reator IPEN/MB-01 na configuração com D ₂ O.	113
FIGURA 5.35 - Fluxos de nêutrons da posição central calculados com os códigos SANDBP e MCNP em 51 grupos de energia da configuração com H ₂ O.	117
FIGURA 5.36 - Fluxos de nêutrons da posição central calculados com os códigos SANDBP e MCNP em 51 grupos de energia da configuração com D ₂ O.	117

FIGURA 5.37 - Fluxos de nêutrons das posições centrais calculados com o código SANDBP em 51 grupos de energia das configurações com H ₂ O e D ₂ O.	118
FIGURA 5.38 – Forma do fluxo de nêutrons térmicos experimental e calculado com o MCNP na parte radial do reator IPEN/MB-01 com a armadilha de nêutrons contendo H ₂ O.....	120
FIGURA 5.39 - Forma do fluxo de nêutrons epitérmicos experimental na parte radial do reator IPEN/MB-01 com a armadilha de nêutrons com H ₂ O.	120
FIGURA 5.40 - Forma do fluxo de nêutrons térmicos experimental e calculado com o MCNP na parte radial do reator IPEN/MB-01 com a caixa de acrílico contendo D ₂ O.	121
FIGURA 5.41 - Forma do fluxo de nêutrons epitérmicos experimental na parte radial do reator IPEN/MB-01 com a caixa de acrílico com D ₂ O.....	121
FIGURA 5.42 - Configurações (a) cilíndrica sem 16 varetas combustíveis centrais, (b) octogonal sem 32 varetas combustíveis centrais e (c) padrão retangular com 28×26 varetas combustíveis.	125
FIGURA A.1 – Configurações cilíndricas e aproximadamente cilíndricas simuladas com o código MCNP5.	132
FIGURA B.1 - Gráficos do coeficiente de atenuação linear de massa do ouro.	134
FIGURA B.2 - Gráficos do coeficiente de atenuação linear de massa do ouro diluído e do alumínio.	135
FIGURA B.3 - Gráficos do coeficiente de atenuação linear de massa do escândio.....	135
FIGURA B.4 - Gráficos do coeficiente de atenuação linear de massa do níquel.....	136
FIGURA B.5 - Gráficos do coeficiente de atenuação linear de massa do titânio.....	136
FIGURA B.6 - Gráficos do coeficiente de atenuação linear de massa do índio.....	137
FIGURA B.7 - Gráficos do coeficiente de atenuação linear de massa do magnésio.	137
FIGURA C.1 – Curva de decaimento dos átomos de ¹⁹⁸ Au, obtida a partir da captura radioativa dos átomos da folha de ativação de ¹⁹⁷ Au na configuração com H ₂ O.....	142
FIGURA C.2 - Curva de decaimento dos átomos de ¹⁹⁸ Au, obtida a partir da captura radioativa dos átomos da folha de ativação de ¹⁹⁷ Au na configuração com D ₂ O.....	142
FIGURA C.3 - Curva de decaimento dos átomos de ¹⁹⁸ Au, obtida a partir da captura radioativa dos átomos da folha de ¹⁹⁷ Au coberta com cádmio na configuração com H ₂ O.	143
FIGURA C.4 - Curva de decaimento dos átomos de ¹⁹⁸ Au, obtida a partir da captura radioativa dos átomos da folha de ¹⁹⁷ Au coberta com cádmio na configuração com D ₂ O.	143
FIGURA C.5 - Curva de decaimento dos átomos de ¹⁹⁸ Au, obtida a partir da captura radioativa dos átomos de ¹⁹⁷ Au da folha de ativação de Au-Al na configuração com H ₂ O.	144
FIGURA C.6 - Curva de decaimento dos átomos de ¹⁹⁸ Au, obtida a partir da captura radioativa dos átomos de ¹⁹⁷ Au da folha de ativação de Au-Al na configuração com D ₂ O.	144

FIGURA C.7 - Curva de decaimento dos átomos de ^{198}Au , obtida a partir da captura radioativa dos átomos de ^{197}Au da folha de ativação de Au-Al coberta com cádmio na configuração com H_2O	145
FIGURA C.8 - Curva de decaimento dos átomos de ^{198}Au , obtida a partir da captura radioativa dos átomos de ^{197}Au da folha de ativação de Au-Al coberta com cádmio na configuração com D_2O	145
FIGURA C.9 - Curva de decaimento dos átomos de ^{46}Sc , obtida a partir da captura radioativa dos átomos da folha de ativação de ^{45}Sc na configuração com H_2O	146
FIGURA C.10 - Curva de decaimento dos átomos de ^{46}Sc , obtida a partir da captura radioativa dos átomos da folha de ativação de ^{45}Sc na configuração com D_2O	146
FIGURA C.11 - Curva de decaimento dos átomos de ^{46}Sc , obtida a partir da captura radioativa dos átomos da folha de ^{45}Sc coberta com cádmio na configuração com H_2O ..	147
FIGURA C.12 - Curva de decaimento dos átomos de ^{46}Sc , obtida a partir da captura radioativa dos átomos da folha de ^{45}Sc coberta com cádmio na configuração com D_2O ..	147
FIGURA C.13 - Curva de decaimento dos átomos de ^{58}Co , obtida a partir da reação nuclear do ^{58}Ni com o nêutron na folha de ativação de Ni natural na configuração com H_2O	148
FIGURA C.14 - Curva de decaimento dos átomos de ^{58}Co , obtida a partir da reação nuclear do ^{58}Ni com o nêutron na folha de ativação de Ni natural na configuração com D_2O	148
FIGURA C.15 - Curva de decaimento dos átomos de ^{47}Sc , obtida a partir da reação nuclear do ^{47}Ti com o nêutron na folha de ativação de Ti natural na configuração com H_2O	149
FIGURA C.16 - Curva de decaimento dos átomos de ^{47}Sc , obtida a partir da reação nuclear do ^{47}Ti com o nêutron na folha de ativação de Ti natural na configuração com D_2O	149
FIGURA C.17 - Curva de decaimento dos átomos de $^{115\text{m}}\text{In}$, obtida a partir do espalhamento inelástico do ^{115}In na folha In natural na configuração com H_2O	150
FIGURA C.18 - Curva de decaimento dos átomos de $^{115\text{m}}\text{In}$, obtida a partir do espalhamento inelástico do ^{115}In na folha de In natural na configuração com D_2O	150
FIGURA C.19 - Curva de decaimento dos átomos de ^{24}Na , obtida a partir da reação nuclear do ^{24}Mg com o nêutron na folha de ativação de Mg natural na configuração com H_2O ...	151
FIGURA C.20 - Curva de decaimento dos átomos de ^{24}Na , obtida a partir da reação nuclear do ^{24}Mg com o nêutron na folha de ativação de Mg natural na configuração com D_2O ...	151
FIGURA D.1 - Curva de eficiência experimental e calculada com o MCNP do detector de germânio de alta pureza.	152
FIGURA E.1 - Gráfico das contagens do canal 10 e da potência do canal 6 no tempo. ...	154
FIGURA E.2 – Curva de correlação dos canais nucleares, canal 10 em função do canal 6.	154
FIGURA E.3 – CPSD do sinal neutrônico do reator IPEN/MB-01.....	156
FIGURA E.4 - Gráfico da potência detectada no canal 6 pela potência estimada pela técnica de ruído neutrônico para a configuração com D_2O	157
FIGURA F.1 – Gráfico ilustrativo da seção de choque em função da energia, mostrando como são formadas as áreas dos grupos pelos retângulos.	162

FIGURA F.2 – Gráfico de contorno colorido da seção de choque térmica efetiva do ouro do reator IPEN/MB-01 com a armadilha de nêutrons preenchida com água leve obtido com as malha axial modelada no MCNP5.	165
FIGURA F.3 - Gráfico de contorno colorido da seção de choque térmica efetiva do ouro do reator IPEN/MB-01 com a armadilha de nêutrons preenchida com água pesada obtido com as malha axial modelada no MCNP5.	166
FIGURA 1 – Vista aérea do reator IPEN/MB-01.	188
FIGURA 2 - Diagrama esquemático do tanque moderador.	189
FIGURA 3 - Diagrama esquemático do tanque moderador e da distribuição dos detectores ao redor do núcleo.	190
FIGURA 4 - Diagrama esquemático das placas matriz e espaçadoras.	192
FIGURA 5 - Diagrama esquemático das cavidades e furos da placa matriz.	193
FIGURA 6 - Diagrama esquemático das placas suporte.	194
FIGURA 7 - Detalhes da placa suporte inferior.	195
FIGURA 8 - Diagrama esquemático das especificações da vareta combustível.	197
FIGURA 9 - Mecanismo de controle.	198
FIGURA 10 - Diagrama esquemático das varetas absorvedoras.	199
FIGURA 11 - Corte Axial do reator IPEN/MB-01 sem as 16 varetas centrais.com as 35 posições de medida.	211

1. INTRODUÇÃO

As usinas nucleares são conhecidas por produzirem energia elétrica através do calor gerado nas reações nucleares de fissão. Segundo a WNA (*World Nuclear Association*), atualmente, aproximadamente 14% da energia elétrica no mundo é gerada através de fonte nuclear e esse percentual tende a crescer com a construção de novas usinas, principalmente nos países em desenvolvimento ^{[1][2]}.

A produção de energia elétrica apesar de ser extremamente importante é apenas uma das várias aplicações possíveis dos reatores nucleares, há outras como a produção de radiofármacos utilizados na medicina nuclear, radioisótopo para a indústria e agricultura, propulsão naval e de submarinos. Além disso, com a escassez de água no mundo, as usinas nucleares podem ser utilizadas na dessalinização da água do mar através da destilação em fases múltiplas, tornando-a água pura, que pode ser utilizada na indústria, e para que esta água se torne potável é preciso acrescentar uma determinada quantidade de sais minerais. No futuro, o calor gerado pelos reatores nucleares serão utilizados para a quebra de moléculas para a produção de hidrogênio, carregando células combustíveis que já estão sendo utilizadas em carros híbridos ^[2] e é uma tecnologia promissora para aplicação veicular em larga escala.

O conhecimento acurado e preciso do campo de nêutrons produzido no núcleo de um reator é um dos parâmetros nucleares da física de reatores mais importantes para garantir uma operação segura e econômica. Através dos experimentos realizados em reatores de pesquisa, obtêm-se resultados que podem ser aplicados aos reatores de grande porte e inovações que contribuam com o conhecimento técnico-científico na área de reatores. Assim, o futuro projeto de troca do núcleo do reator de pesquisa IPEN/MB-01, que atualmente opera na configuração padrão retangular com 680 varetas combustíveis (arranjo 28×26), terá o núcleo substituído por um novo com um arranjo 4×5 sendo 19 elementos combustíveis tipo placa de U_3Si_2 , a 19,75% de enriquecimento, um bloco de alumínio e 4 caixas refletoras de água pesada (D_2O), inseridos num tanque moderador de água leve (H_2O), visando obter suporte experimental para validação e qualificação dos métodos de cálculo

neutrônico utilizados no projeto do Reator Multipropósito Brasileiro (RMB) ^[3]. Neste novo núcleo, realizar-se-ão experimentos de parâmetros de partida, como o cálculo de carregamento dos elementos combustíveis do núcleo através da curva $1/M$, parâmetros de reatividade, tais como coeficiente de temperatura do combustível, coeficiente de reatividade isotérmico, coeficiente de temperatura do moderador, cálculo dos parâmetros cinéticos Λ e β_{eff} . Ademais, através da taxa de reação nuclear induzida em detectores de ativação será obtida a distribuição espacial e energética dos nêutrons, calibrando-se em potência os canais nucleares do reator. Na área de radiofármacos o RMB é o empreendimento de maior importância para o Brasil, possibilitará a produção nacional de radioisótopos utilizados na medicina nuclear, eliminando a dependência estrangeira ^[4].

1.1. Motivação e justificativas do trabalho

Os nêutrons com baixa energia cinética, que estão em equilíbrio térmico com o meio moderador, são denominados nêutrons térmicos, e são os que têm maior probabilidade de interação com o urânio-235 (^{235}U), possibilitando a cadeia de fissão nos reatores nucleares. Existem diversos tipos de moderadores com propriedades físicas que variam e podem ser utilizados de acordo com os custos do projeto e os objetivos propostos para o reator. Todo nêutron de fissão ao ser gerado tem uma elevada energia cinética, em média de 2 MeV ^[5], e a seção de choque de espalhamento do meio moderador aumenta com a diminuição da energia do nêutron. Por isso, existe a probabilidade máxima de que o nêutron se afaste para longe da fonte enquanto possui a energia inicial. Quando um nêutron com alta energia cinética, denominado nêutron rápido, sofre um choque, é espalhado em limites de energia cuja seção de choque é maior, diminuindo a probabilidade de que percorra trajetos maiores antes de entrar em equilíbrio térmico com o meio, este fenômeno é conhecido como termalização ^[6]. A densidade de colisões aumenta exponencialmente com a diminuição da energia do nêutron e no espalhamento elástico o nêutron tende a perder uma fração de sua energia incidente em vez de um valor fixo de energia. Neste caso, a energia cinética atua como uma variável independente, o logaritmo da energia do nêutron, definido como letargia,

$$u = \ln\left(\frac{E_0}{E}\right), \quad (1.1)$$

onde E_0 é a energia de referência do nêutron ^[7]. Com a diminuição da energia E , a letargia u aumenta, o nêutron fica mais letárgico. Uma importante quantidade obtida a partir de letargia, em termos do número de massa A , nos cálculos de desaceleração dos nêutrons, é o aumento médio da letargia por colisão,

$$\xi = \overline{\Delta u} = 1 - \frac{(A-1)^2}{2A} \ln\left(\frac{A+1}{A-1}\right). \quad (1.2)$$

A probabilidade por unidade de comprimento que um nêutron pode ser espalhado, Σ_s , combinado com o ξ , indica o poder de moderação do moderador. Contudo, este parâmetro é insuficiente para descrever a efetividade da moderação do nêutron. Um moderador ideal é aquele que não absorve e interage elasticamente com os nêutrons, fazendo com que estes percam apreciáveis quantidades de energia. Não existem materiais como esses, mas encontram-se materiais com uma pequena seção de choque de absorção, Σ_a , e uma alta seção de choque de espalhamento ^[8]. A razão entre o poder de moderação e probabilidade de absorção por comprimento percorrido é um parâmetro confiável para caracterizar um bom moderador.

Atualmente na área de energia, além de as pesquisas estarem direcionadas para a descoberta de novas fontes energéticas menos poluentes, também estão voltadas para o aumento da eficiência na utilização das fontes energéticas existentes. Num reator nuclear a absorção de nêutrons só é desejável no controle do reator ou nas reações de fissão nuclear no combustível. A TAB. 1.1 mostra as características de quatro materiais que se destacam na moderação da energia dos nêutrons: D_2O , H_2O , berílio (Be) e grafite (C). Destes materiais, o D_2O é o melhor moderador, a razão de moderação é muitas vezes maior que dos outros materiais. Reactores que utilizam água pesada (*Heavy Water Reactor* – HWR) têm uma alta economia de nêutrons, podendo utilizar urânio natural como combustível, o que permite o armazenamento e manuseio de novos combustíveis com menos rigor na segurança, uma vez que os elementos combustível necessitem de D_2O para ficar crítico ^[9]. Infelizmente, este material é muito caro e na maioria dos reatores térmicos são utilizados H_2O ou grafite, o que requer o enriquecimento do urânio ^[7]. Para se ter uma ideia, na Empresa Neuquina de Servicios de Ingeniería S.E. (ENSI) da Argentina tem uma planta industrial preparada para

produzir D₂O com uma concentração atômica maior que 99,8% a um valor estimado entre 500 e 700 dólares o quilo de D₂O, este valor varia de acordo com o custo da energia utilizada (elétrica e/ou gás) na produção do D₂O [10].

TABELA 1.1 - Características da moderação de nêutrons de vários materiais [7].

Moderador	ξ	ρ (g/cm ³)	Número de colisões de 2 MeV até 1 eV	Poder de moderação	Σ_a (cm ⁻¹)	Razão de moderação
H ₂ O	0,92	1,0	16	1,35	0,0197	71
D ₂ O	0,509	1,1	29	0,176	$2,9 \times 10^{-5}$	5670
Be	0,209	1,85	69	0,158	$1,0 \times 10^{-3}$	143
C	0,158	1,6	91	0,06	$2,4 \times 10^{-4}$	192

O moderador é um componente essencial dos reatores térmicos, tendo como função principal a redução da energia dos nêutrons, tornando-os térmicos. Nos reatores nucleares, esses nêutrons podem ser aplicados na indução de reações nucleares importantes para na medicina nuclear. Dos produtos de fissão do ²³⁵U se obtém o molibdênio-99 (⁹⁹Mo), que gera o tecnécio-99 metaestável (^{99m}Tc) com o decaimento beta (β), utilizado em cerca de 80% dos procedimentos de diagnósticos da medicina nuclear [11], e o iodo-131 (¹³¹I), utilizado em radiodiagnósticos e terapia da tireoide. A reação do cobalto-59 (⁵⁹Co) com nêutrons de baixa energia produz o ⁶⁰Co, radioisótopo usado como fonte de radiação gama em radioterapia, esterilização de alimentos e outros produtos [12].

Neste sentido, o aumento do fluxo de nêutrons térmicos se faz necessário para se induzir apreciáveis taxas de reações nucleares nas amostras irradiadas. O meio mais simples de se aumentar o fluxo de nêutrons térmicos sem necessariamente aumentar a potência num reator nuclear é criar um espaço no núcleo. Este espaço, constitui uma armadilha de nêutrons térmicos (*flux trap*), que nada mais é do que um local no núcleo do reator com um volume maior de moderador. Os nêutrons de fissão que adentram esta região têm um número maior de colisões elásticas, perdendo boa parte da energia cinética. Neste caso, o melhor moderador é aquele que tem um poder de moderação maior e com uma baixa probabilidade de absorção. Dos materiais citados, a melhor opção é o H₂O, apesar de ter uma seção de choque de absorção maior que os demais, o nêutron pode perder quase toda a energia cinética em somente um choque elástico nesse material.

Outro meio de aumentar o fluxo de nêutrons é aumentar a potência ou/e a redução do tamanho do núcleo do reator. O aumento da potência requer um sistema termo hidráulico que suporte a retirada do calor gerado^[13]. A redução no tamanho do núcleo do reator aumenta a fuga de nêutrons, que aumenta o consumo de combustível nuclear^[14]. Uma geometria mais eficiente pode obter os mesmos resultados de modo mais econômico, gerando menos rejeitos radioativos. A configuração que apresenta uma menor fuga de nêutrons é a esférica, por ter uma razão superfície-volume menor que as demais configurações, em seguida vem a cilíndrica, octogonal e paralelepípeda.

Uma irradiação eficiente de amostras num reator nuclear pode ser obtida fornecendo um alto valor absoluto de fluxo de nêutrons. A combinação de uma armadilha de nêutrons e uma configuração com baixa fuga de nêutrons pode aumentar em muitas vezes o fluxo de nêutrons térmicos, principalmente se a armadilha de nêutrons estiver no centro do núcleo do reator, que é a região onde o fluxo de nêutrons é maior. Nestas condições, o fluxo de nêutrons térmicos na região da armadilha de nêutrons é maximizado. Esse fluxo de nêutrons tem uma importante aplicação que é a otimização com uma possível redução dos custos da produção de radioisótopos.

Porém, uma quantidade maior de nêutrons térmicos na região da armadilha de nêutrons aumenta a taxa de queima do combustível nuclear próximo a esta região. Por isso, o conhecimento detalhado do espectro energético espacial dos nêutrons no reator é de grande importância^[15], conhecendo o campo neutrônico do reator pode se aferir as características dos nêutrons, razão pela qual é fundamental sua determinação experimental, sendo realizado nos reatores rotineiramente^[16].

A detecção de nêutrons usando detectores de ativação (“indicadores indiretos”) é um processo básico e versátil de medida da física de nêutrons e de reatores^[17]. No método de análise por ativação nuclear (*Neutron Activation Analysis - NAA*) os detectores de ativação são inseridos no núcleo de um reator nuclear com a intenção de induzir reações nucleares. Assim, um nêutron capturado pelo nuclídeo alvo do detector de ativação produz um radionuclídeo, cuja emissão gama é registrada no sistema de espectrometria gama, através do qual se determina a taxa de reação nuclear, que é básica para a obtenção de parâmetros do campo de nêutrons no local onde o detector foi inserido, que caracterizam o reator, ajudando nas operações, segurança e no projeto de reatores nucleares.

Os parâmetros obtidos experimentalmente podem ser utilizados para a validação dos códigos computacionais de físicas de reatores e suas bibliotecas de dados nucleares associadas. Assim, para testar a confiabilidade dos modelos idealizados nos cálculos, é fundamental que se façam medidas experimentais que venham não só confirmá-los, mas que venham modificá-los, adequando-os a realidade fenomenológica ^[16]. Além dos códigos serem testados, estes oferecem informações sobre o espectro neutrônico que dificilmente seriam obtidas experimentalmente.

No processo de validação e verificação de metodologias de cálculo e bibliotecas de dados nucleares associados, é de fundamental importância a existência de experimentos que possam ser considerados padrões de comparação (*benchmarks*). Neste aspecto, o reator IPEN/MB-01 tem dado uma contribuição fundamental pelo fato de ser um sistema de características e de composição bem estabelecidas, bem como uma instalação experimental versátil e que oferece ao pesquisador uma grande flexibilidade ^[18].

Nesse contexto de validação de metodologia de cálculo e das bibliotecas de dados associadas se situa este nosso trabalho, tal como outros realizados nos últimos anos ^{[19][20][21][22][23][24][25][26]}.

1.2. Objetivo

Determinar as característica neutrônicas do reator IPEN/MB-01 numa configuração eficiente, com baixa fuga de nêutrons, de onde serão retiradas 16 varetas combustíveis, para criar um espaço que será preenchido com água leve (H_2O) ou com uma caixa de acrílico contendo água pesada (D_2O). As características neutrônicas do reator IPEN/MB-01 serão obtidas pelos:

- Estudos dos efeitos na reatividade e na potência do reator;
- Taxas de reação nuclear induzidas em detectores de ativação nuclear;
- Parâmetros da distribuição espacial do fluxo de nêutrons multigrupo;
- Cálculos neutrônicos.

Os parâmetros de reatividade serão obtidos com a calibração de barras de controle com as respostas das reatividades advindas de um reatímetro digital pelo método da

cinética inversa. O método de análise por ativação determinará as taxas de reação nuclear induzidas pelas irradiações de detectores de ativação nuclear em posições determinadas no interior do núcleo do reator e, conseqüentemente, serão obtidos os fluxos de nêutrons no espaço considerado em grupos de energia, cujos resultados possibilitarão a verificação de métodos de cálculos neutrônicos e bibliotecas de dados nucleares inseridos nos códigos computacionais utilizados na área de física de reatores nucleares.

1.3. Estrutura do trabalho

A dissertação é composta basicamente por cinco capítulos: introdução, materiais e métodos experimentais, metodologia computacional, resultados e conclusão.

Na introdução é dado um panorama geral, como se obter uma irradiação mais eficiente, a justificativa e o objetivo do trabalho. No capítulo 2 são apresentados os materiais utilizados, as técnicas empregadas, as características das operações e como foram obtidos os parâmetros nucleares. O capítulo 3 apresenta os códigos computacionais MCNP, SANDBP e CITATION, com ênfase no código MCNP, o mais utilizado, mostrando a estrutura básica do arquivo de entrada e como foram obtidos os parâmetros. O capítulo 4 apresenta os resultados das calibrações de barras de controle com os parâmetros de reatividade e os cálculos experimentais e simulados com os códigos computacionais para a comparação das atividades saturadas por núcleo alvo, razões espectrais e fluxo de nêutrons. Foram obtidos fluxos de nêutrons em diversas faixas energéticas para a comparação com todos os códigos computacionais utilizados. A conclusão é apresentada no quinto capítulo, mostrando os aspectos importantes da dissertação, as propostas futuras para o aprofundamento e melhoria do trabalho.

Para dar mais fluência na leitura da dissertação foram criados vários apêndices e anexos que se não forem lidos não atrapalham no entendimento do trabalho. No geral estas partes são sobre os cálculos de diversos fatores de correção, cálculos que necessitavam de explicações mais detalhadas, arquivos de entrada dos códigos computacionais, análise da densidade molar da água pesada e um texto apresentando o reator IPEN/MB-01 com seus materiais e geometria.

2. MATERIAIS E MÉTODOS

Os experimentos foram realizados no núcleo do reator nuclear de pesquisa IPEN/MB-01, constituído por varetas combustíveis com 54,84 cm de altura ativa e inseridas num tanque moderador com água leve – a descrição completa do reator nuclear está no ANEXO A. Por ter uma facilidade na movimentação de varetas combustíveis, esse reator possibilita a implementação de diversas configurações de núcleos. Várias configurações cilíndricas ou aproximadamente cilíndricas com espaço, criado pela retirada de 16 varetas combustíveis centrais, preenchido com água leve foram simuladas com o código MCNP5 para saber se atingiriam o estado de criticalidade, APÊNDICE A. A configuração escolhida foi a número 323, cilíndrica com 30 varetas combustíveis de diâmetros sem as 16 varetas centrais, esta configuração inédita pode ser vista na FIG. 2.1 e 2.2. O espaço criado pela falta das varetas combustíveis foi preenchido com água leve (H_2O) ou água pesada (D_2O) contidas numa caixa de acrílico (polimetil-metacrilato – PMMA), FIG. 2.3, que suportava um volume de 2530,40 cm³. A análise da concentração molar da água pesada está no ANEXO B. Na caixa de acrílico havia duas réguas laterais encaixada entre as varetas combustíveis 14 e 15, que amostraram os lados oeste e leste do núcleo do reator, e uma régua axial central, para amostrar a parte axial. As folhas de ativação foram colocadas em rebaixos feitos nas réguas e fixadas por pastilhas de acrílico em posições estabelecidas de acordo com a FIG. 2.4. Foram utilizados fios de ativação de ouro para se obter a forma do fluxo de nêutrons. Na operação com água pesada, os fios foram fixados nas réguas laterais da caixa da acrílico, linhas em vermelho nas réguas laterais na FIG. 2.4. Nas operações com água leve, onde foram irradiadas folha no centro do núcleo do reator (cota central 364) e fio de ativação de ouro, adotou-se um aparato composto por uma régua de acrílico, com um rebaixo para as folhas e uma pequena valeta para o fio, presa por um parafuso numa barra de alumínio, como mostrado na FIG. 2.5. Este aparato possibilitou uma redução nas exposições as doses e uma maior celeridade nas operações, não necessitando esperar dias para o decaimento dos produtos de fissão do núcleo do reator e a autorização da equipe de radioproteção para entrar no núcleo do reator para a inserção e retirada da caixa de acrílico.

A instrumentação nuclear utilizada é constituída por 10 detectores para o controle do reator (canais nucleares) e 2 detectores experimentais ao redor da parte ativa do núcleo, como ilustrado na FIG. 2.6. Nos experimentos, utilizaram-se os canais nucleares 6 (câmara de ionização compensada) e 10 (detector de B^{10}) para estimativa da potência e obtenção dos fatores de correção das irradiações e os detectores experimentais (câmaras de ionização compensadas) para a obtenção da reatividade em tempo real.

IPEN/CNEN-SP

Reator IPEN/MB-01 na configuração 323

UC Vareta Combustível

LEGENDA:

AC Vareta Absorvedora de Controle

AS Vareta Absorvedora de Segurança

FIGURA 2.1 – Ilustração do núcleo do reator IPEN/MB-01 na configuração nº 323.

FIGURA 2.2 – Fotografia do núcleo do reator IPEN/MB-01 na configuração n° 323.

(a)

(b)

(c)

FIGURA 2.3 - (a) Caixa de acrílico utilizada nos experimento, (b) e (c) medidas da caixa de acrílico.

Para a obtenção de parâmetros nucleares do reator IPEN/MB-01 foi utilizada a técnica de análise por ativação nuclear. Os detectores de ativação foram inseridos nas cotas mostradas na FIG. 2.4 no núcleo do reator e irradiados por um determinado tempo. Com o decaimento gama dos núcleos radioativos, produzidos por meio das interações dos nêutrons com os núcleos dos átomos dos detectores, foram obtidas taxas de contagens com o sistema de espectrometria gama. Destas taxas, adquiriram-se as atividades ao término das irradiações e, por consequência, obtiveram-se outros parâmetros de ampla importância na caracterização neutrônica do reator, como as atividades saturadas por núcleo alvo, razões espectrais, razões de cádmio e fluxo de nêutrons. Os resultados experimentais foram comparados aos calculados em programas computacionais utilizados em física de reatores.

FIGURA 2.4 - Corte axial central de oeste para leste do reator IPEN/MB-01, em amarelo a parte ativa do núcleo com o posicionamento das folhas de ativação nas direções axial e radial e a valeta nas réguas radiais (linha vermelha) para a fixação dos fios de ativação.

FIGURA 2.5 – Mecanismo articulado composto por régua de acrílico e haste de alumínio utilizado para irradiação de folhas e fio de ativação [27].

FIGURA 2.6 - Distribuição dos canais de detecção no núcleo do reator IPEN/MB-01.

2.1. Espectro de energia dos nêutrons em um reator térmico

Num reator térmico os nêutrons de fissão são moderados por materiais contendo átomos com massas atômicas pequenas, atingindo o equilíbrio térmico com o meio com a energia cinética aproximadamente abaixo de 0,3 eV. Esses nêutrons são denominados nêutrons térmicos, são os que têm uma maior probabilidade de interação com átomos físeis, como o ^{235}U [5].

O espectro de energia dos nêutrons pode ser dividido em diversos grupos de energia, o mais comum é a divisão em 3 grupos: rápido, intermediário e térmico. Os limites entre as faixas são um pouco arbitrários e influenciado pelas seções de choque dos materiais utilizados para detectar os nêutrons de cada faixa de energia ^[28]. Esses grupos estão relacionadas com os processos de geração de nêutrons de alta energia no processo de fissão, moderação da energia dos nêutrons e termalização dos nêutrons ^[22]. A FIG. 2.7 mostra a distribuição energética dos nêutrons no moderador de um reator térmico e as regiões energéticas aproximadas de fissão, que segue a distribuição de Watt, de moderação e a região térmica, que segue a distribuição de Maxwell. Neste trabalho, adotaram-se as faixas de 0 até 0,55 eV para a energia dos nêutrons térmicos, de 0,55 eV até 0,1 MeV para os nêutrons intermediários e acima de 0,1 MeV para os nêutrons rápidos.

FIGURA 2.7 - Espectro energético neutrônico no moderador de um reator térmico.

2.2. Técnica de análise por ativação neutrônica

O propósito da técnica de análise por ativação neutrônica é converter núcleos que estão no estado fundamental, no estado de menor energia, em núcleos no estado excitado, que tendem a voltar para o estado de menor energia emitindo radiação que pode ser medida para efetuar análises do campo de nêutrons a que foram submetidos [29]. Esse método é largamente empregado na determinação da taxa de reação nuclear de materiais irradiados. A taxa de reação mais comumente utilizada nesta técnica é a de captura radioativa, (n, γ) , para a detecção principalmente de nêutrons térmicos e intermediários num processo exotérmico, com a transformação de massa em energia. Porém, há outras reações como a nêutron-próton, (n, p) , espalhamento inelástico, (n, n') , entre outras. Estas reações ocorrem na captura de nêutrons com energias mais elevadas, da faixa de energia rápida, num processos endotérmicos, é preciso ceder energia, transformando-a em massa [17].

As amostras irradiadas podem estar em qualquer estado físico, sólido, líquido ou gasoso, e em qualquer forma. Geralmente as amostras estão no estado sólido em forma de discos finos (folhas) ou fios e são denominadas detectores de ativação. Estes detectores têm as vantagens de terem um baixo custo quando comparados com detectores de indicação direta, insensibilidade ao intenso campo gama gerado no interior do núcleo do reator, causa pequena perturbação no campo neutrônico, devido às suas diminutas dimensões, acessibilidade a regiões do núcleo e blindagens externas do reator onde os detectores de indicação direta não têm acesso, independência de conexões elétricas e de mecanismos mecânicos e sensibilidade a uma grande região do espectro de energia dos nêutrons do reator. A desvantagem está no fato de serem detectores de indicação indireta, assim, apenas campos neutrônicos constantes podem ser medidos com precisão, não se tem a informação do fluxo de nêutrons no tempo, e o radionuclídeo formado deve ter uma meia-vida maior que algumas horas para posterior espectrometria gama [29][30].

2.3. Detectores de ativação

Neste trabalho foram utilizados detectores de ativação em forma de folhas e fios com alto grau de pureza para a não ocorrência de reações indesejadas, quimicamente estáveis

na forma metálica ou de ligas metálicas, folhas em pequenas dimensões e fios com pequenos diâmetros. A escolha do material do detector dependia da faixa de atuação no espectro de energia dos nêutrons, da seção de choque de captura ser adequada ao campo de nêutrons em estudo e do tempo transcorrido até a aquisição das contagens no sistema de medidas.

As taxas de reação com nêutrons nas faixas de energia térmica e intermediária foram obtidas com folhas de ouro (^{197}Au), de liga com 1% de ouro e 99% de alumínio em peso (^{197}Au - ^{27}Al) e de escândio (^{45}Sc). Para a faixa rápida foram utilizados as folhas de ativação com a composição natural, que tinham mais de um tipo de isótopo de níquel (Ni), de titânio (Ti), de índio (In) e de magnésio (Mg), os nuclídeos de interesse destas folhas são respectivamente o ^{58}Ni , o ^{47}Ti , o ^{115}In e o ^{24}Mg . As folhas de ativação utilizadas nos experimentos estão na FIG. 2.8 e as reações nucleares medidas dos nuclídeos alvos e as frações isotópicas estão na TAB. 2.1.

FIGURA 2.8 – Folha de ativação utilizadas nos experimentos.

TABELA 2.1 - Reações nucleares, frações isotópicas e faixas de atuação energética dos detectores de ativação.

Reação Nuclear	Fração isotópica ^[31]
$^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$	1
$^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$	0,01
$^{45}\text{Sc}(n,\gamma)^{46}\text{Sc}$	1
$^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$	$0,6808 \pm 0,0002$
$^{47}\text{Ti}(n,p)^{47}\text{Sc}$	$0,0744 \pm 0,0002$
$^{115}\text{In}(n,n')^{115m}\text{In}$	$0,9571 \pm 0,0005$
$^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$	$0,7899 \pm 0,0004$

Antes das irradiações, as folhas foram limpas com álcool isopropílico, evitando impurezas que poderiam ocasionar interferências nas reações nucleares. Em seguida, foram pesadas na balança de precisão da Metler Toledo modelo AL204 que tem uma incerteza sistemática de 0,0001 g. As médias das massas das folha foram obtidas com 8 a 10 medidas, isto é,

$$\bar{m} = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n m_k, \quad (2.1)$$

onde m é a massa da folha de ativação e n é o número de medidas realizadas. O desvio padrão da média da folha para $n < 30$, foi obtido pela distribuição t de Student,

$$\sigma_e(\bar{m}) = t_{\alpha/2} \frac{\sigma(m)}{\sqrt{n}}, \quad (2.2)$$

sendo $t_{\alpha/2}$ obtido numa tabela estatística.

A incerteza final das medidas da amostra foi dada pela combinação da incerteza estatística e sistemática, tratadas uniformemente, essa é uma estimativa conservadora das incertezas associadas ^{[32][33]}, logo,

$$\sigma = \sqrt{\sigma_s^2 + \sigma_e^2}. \quad (2.3)$$

As incertezas estatísticas não chegam a ser significativas para uma confiança estatística de 70% (aproximadamente 1σ da distribuição normal), desse modo, o desvio padrão da média foi dado pela incerteza sistemática, que foi de $\sigma = 0,0001$ g para todas as folhas de ativação utilizadas nos experimentos. A TAB. 2.2 mostra as posições de irradiação, as massas e as dimensões das folhas de ativação.

TABELA 2.2 – Massas, diâmetros, espessuras das folhas de ativação e posições de irradiação das folha de ativação.

	Folhas de ativação	Cota	Massa (g)	Diâmetro (mm) [†]	Espessura (mm) [†]
H₂O	¹⁹⁷ Au	Todas	0,0120 §	8,00	0,013
	¹⁹⁷ Au *	Todas	0,0115 §	8,00	0,013
	¹⁹⁷ Au- ²⁷ Al	364	0,0244	7,50	0,200
	¹⁹⁷ Au- ²⁷ Al *	364	0,0248	7,50	0,200
	⁴⁵ Sc	364	0,0234	8,49	0,127
	⁴⁵ Sc *	364	0,0180	8,49	0,127
	Ni	364	0,1241	8,49	0,254
	Ti	364	0,0625	8,49	0,254
	In	364	0,2134	8,49	0,516
	Mg	364	0,0483	8,00	0,553
D₂O	¹⁹⁷ Au	Todas	0,0120 §	8,00	0,013
	¹⁹⁷ Au *	Todas	0,0110 §	8,00	0,013
	¹⁹⁷ Au- ²⁷ Al	273	0,0239	7,50	0,200
	¹⁹⁷ Au- ²⁷ Al *	273	0,0235	7,50	0,200
	⁴⁵ Sc	364	0,0173	8,49	0,127
	⁴⁵ Sc *	364	0,0164	8,49	0,127
	Ni	364	0,1262	8,49	0,254
	Ti	364	0,0625	8,49	0,254
	In	364	0,2134	8,49	0,516
	Mg	364	0,0483	8,00	0,553

* Folha de ativação irradiada dentro da caixa de cádmio.

§ Massa da folha de ativação da posição central (cota 364).

† Medidas nominais de fabricação.

Os fios de ouro tinham 0,25 mm de espessura. Na caixa preenchida com D₂O, foram utilizados dois fios, um em cada régua lateral com um comprimento de 12 cm no lado oeste e 13 cm no lado leste. Na operação com a configuração com o espaço sem as 16 varetas combustíveis preenchido com água leve foi utilizado um mecanismo articulado com uma haste de alumínio e régua de acrílico mostrado na FIG. 2.5, o que possibilitou amostrar um comprimento de 55 cm na posição radial.

2.4. Características das operações

A primeira operação foi de referência com água leve na armadilha de nêutrons para saber se o reator ficaria crítico, as posições das barras de controle (BC's) e o excesso de reatividade. As outras operações, com água leve e pesada no espaço criado pela falta das 16 varetas, foram de calibração de barras de controles, estimativa da potência e as demais foram as irradiações dos detectores de ativação.

As folhas de ativação de ouro foram irradiadas em todas as posições (cotas) com e sem cobertura de cádmio (nuas). As folhas de ouro nuas foram irradiadas numa única operação para cada experimento, configuração cilíndrica com água leve e pesada na caixa de acrílico. O cádmio tem uma alta seção de choque de absorção para nêutrons térmicos, insere uma grande reatividade negativa no reator, para que as posições das barras de controle ficassem próximas das irradiações das folhas de ouro nuas, realizaram-se duas operações com as folhas de ouro cobertas com cádmio em posições intercaladas.

Nas operações com água leve, no espaço criado pela retirada das varetas combustíveis, a caixa de acrílico foi utilizada apenas nas operações com folhas de ouro com e sem cobertura de cádmio e no restante das operações, onde foram irradiadas folhas no centro do reator ou o fio de ouro, utilizou-se o mecanismo articulado composto por uma haste de alumínio e régua de acrílico. Já com a água pesada, a caixa de acrílico foi utilizada em todas as operações. Os procedimentos de remoção da caixa de acrílico seguiam as recomendações da radioproteção, esperava-se dias para o decaimento dos produtos de fissão do reator e a autorização da radioproteção após a monitoração do núcleo. Para diminuir o número de entradas no núcleo do reator, e consequentemente diminuir as doses absorvidas, duas operações com a água pesada foram realizadas com mais de um detector de ativação e foi feito também um revezamento de pessoal. O tempo de espera foi o principal fator para se determinar o tempo de irradiação (t_i), porém, foram considerados as seções de choque de ativação dos núcleos alvos e as meias-vidas dos radionuclídeos formados nas reações nucleares.

As barras de controle BC#1 e BC#2 foram retiradas, aproximadamente, à mesma altura no núcleo do reator durante as irradiações para manter as condições de simetria na distribuição do fluxo de nêutrons. A potência de irradiação dos detectores de ativação foi de 100 W, dada pelo canal nuclear 6. Contudo, esta potência é apenas uma referência, o canal 6

está calibrado para o reator na configuração padrão retangular de 28×26 varetas combustíveis. A potência foi calculada com a equação obtida nos experimentos do Silva [26] para o núcleo cilíndrico com 28 varetas combustíveis de diâmetro.

A temperatura do reator pode variar entre 7 e 90 °C e é controlada por um sistema de aquecimento, resfriamento e circulação de água [34]. Cujas, a monitoração foi feita por 12 termopares, compostos de uma liga de 55% de Cu (cobre) e de 45% de Ni (níquel) com o diâmetro de 1,6 mm, distribuídos pelo núcleo, nas localizações mostradas na FIG. 2.9. Os termopares T1, T2, T3 e T4 estão na parte inferior do núcleo ativo, T5, T6, T7 e T8 estão no meio do núcleo e T9, T10, T11 e T12 estão na parte superior. As medições obtidos pelos termopares e os respectivos desvios padrões foram gravados a cada segundo num arquivo de saída do software LabView. As temperaturas médias ficaram dentro ou próximas da faixa de temperatura planejada entre 20 a 21 °C. Os detalhes das operações envolvendo os detectores de ativação para o espaço com água leve e pesada estão sintetizados na TAB. 2.3.

FIGURA 2.9 - Localização dos termopares no núcleo do reator IPEN/MB-01, Tn são os termopares, A a BC#1, B a BC#2 e S as barras de segurança [34].

TABELA 2.3 – Operações, finalidade das operações, tempo das irradiações, posições retiradas das barras de controle e temperaturas.

	Operação	Finalidade da operação	t_i (hora)	Posição retirada (%)		Temperatura do moderador ($^{\circ}\text{C}$)
				BC#1	BC#2	
H₂O	3156	^{197}Au	1	85,09	85,07	$20,14 \pm 0,08$
	3157	$^{197}\text{Au}^{*\dagger}$	1	86,97	86,88	$20,15 \pm 0,07$
	3159	$^{45}\text{Sc}^*$	1	85,62	85,62	$20,19 \pm 0,07$
	3160	^{45}Sc	1	84,96	84,95	$20,27 \pm 0,07$
	3161	In	1	85,13	85,11	$20,23 \pm 0,08$
	3162	Mg	1	84,93	84,91	$20,31 \pm 0,07$
	3163	Ni	3	84,94	84,94	$20,26 \pm 0,09$
	3164	$^{197}\text{Au}-^{27}\text{Al}^*$	1	85,63	85,60	$20,35 \pm 0,07$
	3165	Fio	1,5	85,00	85,00	$20,53 \pm 0,09$
	3166	$^{197}\text{Au}^* \S$	1	86,62	86,62	$20,56 \pm 0,10$
	3167	$^{197}\text{Au}-^{27}\text{Al}$	1	84,89	84,86	$20,64 \pm 0,08$
	3168	Ti	3	84,90	84,88	$20,60 \pm 0,07$
D₂O	3145	^{197}Au	1	71,60	71,58	$21,31 \pm 0,07$
	3147	$^{197}\text{Au}^* \S$	1	72,37	72,35	$21,27 \pm 0,08$
	3148	$^{197}\text{Au}^* \dagger$	1	72,57	72,54	$20,80 \pm 0,08$
	3149	$^{45}\text{Sc}^*$	1	71,86	71,85	$20,53 \pm 0,07$
	3150	^{45}Sc	1	71,60	71,59	$20,61 \pm 0,08$
	3151	Ni/ $^{197}\text{Au}-^{27}\text{Al}^*$	3	71,88	71,85	$20,31 \pm 0,08$
	3152	Ti/Fio/ $^{197}\text{Au}-^{27}\text{Al}$	3	71,57	71,55	$19,97 \pm 0,08$
	3153	In	1	71,62	71,66	$20,74 \pm 0,17$
	3154	Mg	1	71,62	71,41	$20,02 \pm 0,08$

* Folhas de ativação irradiadas dentro de caixas de cádmio.

 $\dagger$ Folhas de ativação irradiadas nas cotas 91, 273, 455, 637, R2 e R4. $\S$ Folhas de ativação irradiadas nas cotas 182, 364, 546, R1 e R5.

2.5. Fator de normalização para a potência das irradiações

A normalização nas irradiações são necessárias porque há a rampa de subida de potência, a potência planejada inicialmente raramente será atingida e sempre tem flutuações.

Como pode ser visto na FIG. 2.10, há uma alteração nas medidas do canal 6 devido a movimentação da BC#1, a barra de controle mais próxima desse canal. No programa feito no LabView, para o controle e análise das operações do reator IPEN/MB-01, há vários dados de resposta (saídas), sendo que o canal 6 tem dois, dos quais um é a corrente enviada do detector e o outro é a transformação desta corrente recebida para uma potência, por isso, a saída em potência é atrasada e suavizada. Portanto, estas saídas não foram

utilizadas para a normalização da potência, sendo o canal 10 escolhido para a normalização, por não ser afetado pela movimentação das barras de controle.

FIGURA 2.10 – Detecção dos canais nucleares na parte inicial da operação de referência.

O método utilizado para se obterem os fatores de normalização das irradiações, F_i , foi o da razão entre as integrais das contagens do canal 10 no tempo de irradiação pelas contagens da irradiação ideal no estado crítico, uma razão entre as áreas, como mostrado na FIG. 2.11, logo,

$$F_i = \frac{\int_0^{t_i} C_n dt}{\int_{t_{O0}}^{t_{Of}} C(t) dt}, \quad (2.4)$$

sendo t_i o tempo de irradiação, t_{O0} o tempo do início da operação, t_{Of} o tempo do fim da operação e C_n são as contagens utilizadas na normalização, onde para a água leve $C_n = C_{H_2O} = (35990 \pm 352)$ cps e para a água pesada $C_n = C_{D_2O} = (37092 \pm 375)$ cps. A normalização por estas contagens não são arbitrárias, são as contagens a 100 W no canal 6.

FIGURA 2.11 – Gráfico exemplo das contagens do canal 10 no tempo, sendo em vermelho a irradiação ideal.

Como o arquivo de saída do software Labview é computado por segundo, são formados retângulos com 1 segundo de comprimento por uma altura $C(t)$, assim a integral do denominador da equação (2.4) se torna uma somatória das áreas dos retângulos,

$$F_i = \frac{C_n t_i}{\sum_{k=t_{O_0}}^{t_{O_f}} C(t_k) \Delta t}, \quad (2.5)$$

como $\Delta t = 1$ s, a discretização para a normalização da potência é

$$F_i = \frac{C_n t_i}{\sum_{k=t_{O_0}}^{t_{O_f}} C(t_k)}. \quad (2.6)$$

Portanto, para se obter o fator de normalização foi necessário apenas dividir a irradiação ideal pela soma das contagens do arquivo de saída.

O fator de normalização das irradiação engloba o fator para a retirada da rampa, como uma forma de segurança na ocorrência de algum problema com algum arquivo de

saída, todas as rampas foram cronometradas. Os fatores de rampa foram calculados de acordo com

$$F_r = \frac{1}{1 + \frac{T}{t_i}} \quad , \quad (2.7)$$

onde T é o período da rampa e é dado por

$$T = \frac{t_r}{\ln\left(\frac{P_2}{P_1}\right)} \quad (2.8)$$

sendo t_r o tempo de rampa cronometrado da potência P_1 até P_2 , que nos experimentos foram adotados como padrão cronometrar as rampas de 1 a 10 W no canal 6. Como todas as potências médias das irradiações foram maiores ou iguais que as utilizadas para a normalização, os fatores de rampa serviram para a verificação dos fatores de irradiação, já que estes, nesse caso, devem ser menores que os fatores para a retirada das rampa, conforme exposto da TAB. B.1 do APÊNDICE B.

2.6. Espectrometria gama dos detectores de ativação

Passado o tempo de espera do decaimento dos produtos de fissão do reator, os detectores de ativação foram submetidos a espectrometria gama pelos detectores de germânio de alta pureza (HPGe). Estes detectores têm alta resolução e são constituídos basicamente por um cristal de germânio, constantemente resfriado por nitrogênio que fica num reservatório (*dewar*), blindado por chumbo (castelo de chumbo) para bloquear a radiação externa e a eletrônica associada, fonte de alimentação, pré-amplificador, amplificador, analisador multicanal (AMC) e o computador com o software que classificava, agrupava em canais (faixas de energia) e contava os eventos em tempo real ^[35].

As taxas de contagens das folhas de ativação foram obtidas no detector da Ortec modelo GMX 40210, com o software Maestro calibrado em energia, com 8200 canais de 0,25 keV de precisão, e uma tensão aplicada no detector de 4000 V, FIG. 2.12. As amostras foram colocada na 7ª gaveta do castelo de chumbo, a 6,9 cm de distância do detector, num suporte de acrílico, FIG. 2.13, com o tempo de contagem variando conforme a atividade das folhas de ativação. O software Maestro calculava a contagem integral líquida e a incerteza associada descontando a radiação espalhada no detector (*background*) ^[21]. Efetuou-se no mínimos quatro medidas, sendo que para as folhas irradiadas nas cotas centrais se utilizou um algoritmo de repetição para aquisição de dados a intervalos de tempo regulares (*loop*).

FIGURA 2.12 – Sistema de espectrometria gama de germânio de alta pureza Ortec.

FIGURA 2.13 – Castelo de chumbo do detector de HPGe da Ortec com as gavetas para encaixe do suporte de acrílico para as amostras.

Os fios de ativação de ouro foram colocados numa régua de acrílico presa num mecanismo de movimentação desenvolvido no IPEN, FIG. 2.14, um motor que fazia com que a régua movimentasse com o passo de 1 cm por um determinado intervalo de tempo, estipulado para 30 minutos. Esse mecanismo é acoplado ao detector de HPGe da Canberra, modelo GL 0520S, blindado por um castelo de chumbo com um colimador de 1 cm de diâmetro, FIG. 2.15. Realizou-se de 4 a 5 contagens, por centímetro de fio, que foram processadas pelo software Genie 2000 ^[18].

Com o tempo de espera, o tempo de contagem, a eficiência do detector, as taxas de contagens integradas líquidas dos detectores e os parâmetros nucleares mostrados na TAB. 2.4, meia-vida do radionuclídeo formado ($T_{1/2}$), energia e probabilidade de emissão do fóton gama (I), obtêm-se as atividades ao término das irradiações com ajustes de decaimentos exponenciais feitos no software Origin 9.1, APÊNDICE C.

FIGURA 2.14 – Mecanismo de movimentação do sistema de espectrometria gama da Canberra.

FIGURA 2.15 - Sistema de espectrometria gama de germânio de alta pureza Canberra.

TABELA 2.4 – Reação nuclear, meia-vida, energia do fotopico e probabilidade de emissão gama do fotopico dos radionuclídeos formados ^[31].

Reação nuclear	T _{1/2} (dia)	Energia (keV)	I
¹⁹⁷ Au(n,γ) ¹⁹⁸ Au	2,6947 ± 0,0003	411,80205 ± 0,00017	0,9562 ± 0,0006
⁴⁵ Sc(n,γ) ⁴⁶ Sc	83,79 ± 0,04	889,277 ± 0,003	0,99984 ± 0,00001
⁵⁸ Ni(n,p) ⁵⁸ Co	70,86 ± 0,06	810,7593 ± 0,002	0,9945 ± 0,0001
⁴⁷ Ti(n,p) ⁴⁷ Sc	3,3492 ± 0,0006	159,381 ± 0,015	0,683 ± 0,004
¹¹⁵ In(n,n') ^{115m} In	0,18692 ± 0,00017	336,244 ± 0,017	0,458 ± 0,022
²⁴ Mg(n,p) ²⁴ Na	0,624875 ± 0,0005	1368,626 ± 0,005	0,999936 ± 0,000015

2.6.1. Eficiência do sistema de detecção de HPGe da Ortec

A determinação da eficiência global de um detector é de fundamental importância para a obtenção de qualquer parâmetro associado a detecção da radiação de forma absoluta. A grande maioria dos sistemas de detecção de radiação não conseguem coletar toda a radiação emitida pela fonte a ser analisada. Esse efeito se torna ainda mais

evidente quando tratamos de partículas não carregadas, como nêutrons e gamas, que viajam grandes distâncias até interagirem e ionizarem a região ativa de um detector ^[21].

A eficiência de um sistema detector é diretamente afetada pela geometria do sistema, redução do número de cargas elétricas, perda de informação na coleção de dados e os efeitos da fonte ^[36]. Um detector de germânio tem a eficiência dada pela razão entre os pulsos coletados, das energias depositadas pelos fótons gamas no detector, pelos fótons emitidos da fonte com uma energia específica num intervalo de tempo. Na determinação da eficiência são utilizados fontes padrões com as atividades e as energias dos fótons emitidos muito bem conhecidas. Como as atividades dessas fontes decaem exponencialmente com o tempo, considera-se os fatores exponenciais para a correção devido ao decaimento e ao tempo de contagem da fonte, logo, a eficiência é dada por

$$\varepsilon = \frac{\lambda C e^{\lambda t_e}}{AI(1 - e^{-\lambda t_c})}, \quad (2.9)$$

onde λ é a constante de decaimento da fonte, C são as contagens líquidas do fotopico numa dada energia, t_e é o tempo de espera desde a determinação da atividade absoluta até o início da contagem, I é a probabilidade de emissão do fóton gama com uma determinada energia e t_c é o tempo de contagem.

A calibração da eficiência do detector de HPGe foi realizada com a fonte padrão de ^{152}Eu , que tinha uma atividade absoluta de $A = 12,1 \pm 0,11$ kBq em 01/03/1991, em forma de disco com um diâmetro de 8 mm e uma espessura de 0,5 mm, semelhante as folhas de ativação. Essa fonte é muito boa para a determinação da eficiência, já que libera vários fótons com energias bem definidas que abrangem grande parte do espectro de energia a que o detector é sensível ^[21].

A fonte de ^{152}Eu foi colocada num suporte de acrílico na mesma posição das folhas de ativação, na 7ª gaveta que fica distante o suficiente para evitar a correção devido a geometria da fonte, e a mesma tensão aplicada de 4000 V com um tempo de contagem, sem o tempo morto, de 86400 s (1 dia). O espectro foi analisado com o software Maestro, onde se obtiveram as contagens líquidas dos fotopicos, contagens brutas menos a radiação espalhada no detector, com as energias características e as probabilidades de emissão dos fótons gama do ^{152}Eu , TAB. 2.5. Com estes dados, construiu-se a curva de eficiência de

detecção em função da energia do fóton, mostrado no gráfico da FIG. D.1 do APÊNDICE D, que se pode afirmar, com o experimento, estar correta na faixa energética de 244,17 até 1407,80 keV. Abaixo de 200 keV há a atenuação dos fótons incidentes devido a espessura dos contatos que podem agir como uma camada morta (*dead layer*) sobre a superfície do cristal de germânio ^{[37][36]}. Uma das folhas de ativação emitia fótons com a energia de 159,381 keV da desintegração do ⁴⁷Sc, que é decorrente da interação dos nêutrons com o ⁴⁷Ti, cuja eficiência foi adquirida via cálculo computacional, que será mostrada mais adiante.

TABELA 2.5 – Energias características e probabilidades de emissão do fóton gama por desintegração do ¹⁵²Eu.

Energia (keV)	I
244,17	0,0751 ± 0,0005
344,62	0,2658 ± 0,0018
411,36	0,02234 ± 0,00013
444,18	0,0312 ± 0,00018
778,97	0,1296 ± 0,0007
964,05	0,1462 ± 0,0006
1112,00	0,1356 ± 0,0006
1407,80	0,2085 ± 0,0008

2.7. Fator de autoabsorção gama

Devido a pequena espessura das folhas de ativação, a atenuação da radiação gama durante a espectrometria gama é pequena, contudo, foi considerada para se obterem as atividades absolutas desses detectores ^[23]. Assim, os fatores de autoabsorção gama (f_{abs}) foram dados por

$$f_{abs} = \frac{(\mu/\rho) m}{S \left[1 - e^{(-\mu/\rho)(m/S)} \right]}, \quad (2.10)$$

sendo μ o coeficiente de atenuação linear, S a área superficial da folha, m a massa da folha, ρ a densidade de massa, e μ/ρ o coeficiente de atenuação de massa.

Os fatores de autoabsorção estão na TAB. B.2 e foram obtidos com os coeficientes de atenuação de massa (μ/ρ) obtidos dos gráficos das FIG. B.1 até B.7 ^[38] do APÊNDICE B. Nesses gráficos os dados não tem uma equação para descrever o comportamento do fenômeno físico, por isso, os coeficientes foram obtidos através de ajustes lineares próximos das energias medidas dos fótons emitidos nas desintegrações dos núclídeos das folhas ativadas. O gráfico da FIG. B.2 de atenuação de massa do alumínio (Al), mostra que a atenuação da folha de ouro diluída (Au-Al) é quase inteiramente devido ao alumínio, o 1% de ouro é desprezível para atenuação dos fótons.

2.8. Calibração de barras de controle

A calibração das barras de controle é um importante parâmetro no projeto e na análise do núcleo do reator ^[7]. No núcleo do reator IPEN/MB-01 contém 48 varetas de controle constituídas por uma liga de Ag-In-Cd (prata-índio-cádmio) com uma eficiência significativa de absorção em todo o espectro de energia dos nêutrons do reator. Estas varetas estão agrupadas em 2 conjuntos de barras, BC#1 e BC#2, como mostrado na FIG. 2.9. O objetivo dos experimentos de calibração de barras de controle foi obter curvas de calibração diferencial e integral da BC#2.

A efetividade da barra de controle depende da densidade de nêutrons na região e a movimentação da barra insere uma reatividade no sistema, que no reator IPEN/MB-01 pode ser medida por dois detectores em modo corrente, câmaras de ionização compensadas (CIC), posicionados a 15,25 cm do núcleo, FIG. 2.6. Os sinais desses detectores eram enviados para a placa de aquisição de dados num computador com um algoritmo desenvolvido em linguagem de programação gráfica LabView, denominado reatímetro digital, que calculava a reatividade do sistema a partir do método da cinética inversa, resolvendo o par de equações da cinética pontual,

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{\rho(t) - \beta}{\Lambda} N(t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(t) \quad (2.11)$$

e

$$\frac{dC_i(t)}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda} N(t) + \lambda_i C_i(t), \quad (2.12)$$

onde $N(t)$ é a densidade de nêutrons do reator no tempo, $\rho(t)$ é a reatividade no tempo a ser determina, β é a fração total efetiva de nêutrons atrasados, β_i é a fração de nêutrons atrasados do grupo i , Λ é o tempo de geração de nêutrons prontos, λ_i é a constante de decaimento do grupo de precursores i e $C_i(t)$ é o número total de precursores de nêutrons atrasados de cada grupo de nêutrons atrasados i no tempo. Os parâmetros cinéticos efetivos de entrada dos grupos de nêutrons atrasados, necessários para a aplicação do método da cinética inversa, foram medidos na própria instalação, TAB. 2.6, e foram embutidos no reatímetro digital. Através dos sinais de corrente enviados para o reatímetro digital se calculou a reatividade do sistema em tempo real, com uma taxa de aquisição por segundo, a qual foi gravada no arquivo de saída do LabView ^{[27][34]}.

TABELA 2.6 - Parâmetros experimentais de nêutrons atrasados do reator IPEN/MB-01.

Grupo i	β_i	λ_i (s^{-1})
1	$(2,679 \pm 0,023) \times 10^{-4}$	0,012456 (fixo)
2	$(1,463 \pm 0,069) \times 10^{-3}$	$0,0319 \pm 0,0032$
3	$(1,34 \pm 0,13) \times 10^{-3}$	$0,1085 \pm 0,0054$
4	$(3,10 \pm 0,10) \times 10^{-3}$	$0,3054 \pm 0,0055$
5	$(8,31 \pm 0,62) \times 10^{-4}$	$1,085 \pm 0,044$
6	$(4,99 \pm 0,27) \times 10^{-4}$	$3,14 \pm 0,11$
$\beta_{eff} = (7,50 \pm 0,19) \times 10^{-3}$		
$\Lambda = 31,96 \pm 1,06 \mu s$		

O procedimento experimental adotado inicialmente foi a técnica de compensação de barras de controle com a BC#2 totalmente retirada e a BC#1 retirada até a posição de criticalidade. Em seguida, a BC#1 foi retirada com um passo de reatividade menor que 120 pcm. Após isto, a BC#2 foi inserida para compensar o excesso de reatividade e levar o reator novamente ao estado crítico. Este processo foi repetido até a BC#1 ficar totalmente

retirada e a BC#2 na posição mais inserida possível com o reator crítico. Para obter a reatividade integral desta posição da BC#2 até a posição totalmente inserida, executou-se a queda da BC#2 (*rod drop*).

Realizou-se dois experimentos de calibração de barras de controle com a potência de 1 W indicada no canal 6 e com as temperaturas de $21,00 \pm 0,05$ °C e $20,80 \pm 0,06$ °C, para o reator com o espaço sem as 16 varetas preenchido com água leve e com caixa de acrílico contendo pesada, respectivamente. A variação da reatividade devido as compensações de barras de controle no decorrer dos experimentos com água leve e água pesada estão nos gráficos das FIG. 2.16 e 2.17, nesta ordem. Os patamares nestes gráficos definem as posições de barras com o reator na supercriticalidade, foi onde se realizaram as coletas de dados para se obterem as reatividades médias e os desvios padrões de cada reatímetro. Na queda de barras, o reator ficou subcrítico e no arquivo de saída do reatímetro digital se obteve as duas medidas para estas reatividades negativas.

FIGURA 2.16 - Reatividade no decorrer do experimento de calibração de barras de controle na configuração com H₂O.

FIGURA 2.17 - Reatividade no decorrer do experimento de calibração de barras de controle na configuração com D₂O.

2.9. Estimativa da potência do reator

Os canais nucleares do reator IPEN/MB-01 estão calibrados para a configuração padrão retangular de 28×26 varetas combustíveis. A potência do reator depende diretamente do fluxo de nêutrons, que depende dos materiais e da geometria do reator. Nos experimentos se utilizou uma configuração cilíndrica e os canais nucleares respondiam conforme a calibração da configuração padrão retangular.

Nos estudos de Silva ^[26] foi concluído que é possível obter a potência para qualquer configuração do reator IPEN/MB-01 pela contagens do canal 10, este canal está mais afastado do núcleo e não é afetado pelas distorções no fluxo de nêutrons causadas pelas barras de controle, porém esta potência deve ser confirmada com um método experimental exato. Nesses estudos, correlacionou-se a potência detectada no canal 6 pelas contagens do canal 10 para a configuração padrão retangular e com o mapeamento da densidade de fluxo de nêutrons com folhas de ativação de ouro diluídas, obteve-se a equação da potência do reator como função das contagens do canal 10,

$$P(W) = \left(\frac{cps + 16,44}{553,04} \right) F_c \geq \pm 2,3\% , \quad (2.13)$$

onde cps são as contagens por segundo do canal 10 e

$$F_c = 1,14 - 0,4e^{-0,017 C_6} \pm 0,018 \quad (2.14)$$

é o fator de correção que mantém a linearidade nas contagens, apreciável apenas acima de 60 W devido ao tempo morto do canal 10, sendo C_6 a potência dada pelo canal 6.

No APÊNDICE E estão outras estimativas da potências, obtidas pela correlação de canais nucleares e outros métodos, incluindo os computacionais, que não foram utilizadas na tese. Esses resultados precisam ser validados por um método experimental mais acurado, como o mapeamento da densidade fluxo de nêutrons.

2.10. Taxa de reação nuclear

O isótopo alvo que compõe um detector de ativação ao ser submetido ao campo neutrônico no estado estacionário de um reator nuclear, tem uma probabilidade de interação com os nêutrons, podendo formar um núcleo composto,

onde n é o nêutron incidente, A é o número de massa e Z o número atômico do elemento químico denotado pelo símbolo X . A taxa de produção líquida dos isótopos radioativos no detector de ativação é dado por,

$$\frac{dn}{dt} = n_{alvo} \bar{\sigma}_{atv} \phi - n \bar{\sigma}_a \phi - n \lambda, \quad (2.16)$$

sendo n o número de átomos ativos produzidos, n_{alvo} o número de átomos alvo contidos na amostra, $\bar{\sigma}_{atv}$ a seção de choque microscópica de ativação média, ϕ o fluxo de nêutrons, $\bar{\sigma}_a$ a seção de choque microscópica de absorção média do nuclídeo ativado e λ a constante de decaimento do radionuclídeo formado. A taxa de produção líquida de radionuclídeos é composta por três termos, sendo o primeiro termo correspondente à taxa de produção do radionuclídeo, o segundo termo à taxa de eliminação por absorção do átomo alvo e, por fim, o terceiro refere-se à taxa de eliminação por decaimento radioativo do radionuclídeo formado [23][16].

A taxa de consumo dos átomos alvo no detector (*burn-up*) é dado por

$$\frac{dn_{alvo}}{dt} = -n_{alvo} \bar{\sigma}_t \phi, \quad (2.17)$$

onde $\bar{\sigma}_t$ é a seção de choque média total do núcleo alvo, leva em conta todas as possíveis reações de consumo dos átomos alvos. A solução da equação (2.17) é

$$n_{alvo}(t) = N_0 e^{-\bar{\sigma}_t \phi t}, \quad (2.18)$$

sendo N_0 o número de núcleos alvos antes de a amostra ser irradiada. Substituindo a solução (2.18) na expressão (2.16), tem-se

$$\frac{dn}{dt} = N_0 e^{-\bar{\sigma}_t \phi t} \bar{\sigma}_{atv} \phi - n (\bar{\sigma}_a \phi - \lambda). \quad (2.19)$$

A solução da equação (2.19) é obtida através da técnica do fator integrante, logo,

$$\frac{d}{dt} \left[n e^{(\bar{\sigma}_a \phi - \lambda) t} \right] = N_0 \bar{\sigma}_{av} \phi e^{(\lambda + \bar{\sigma}_a \phi - \bar{\sigma}_r \phi) t} . \quad (2.20)$$

Integrando a equação (2.20) entre os limites 0 e t , e considerando que $\bar{\sigma}_a \phi \ll \lambda$ e $\bar{\sigma}_r \phi \ll \lambda$, tem-se o número de átomos radioativos n formados no tempo de irradiação t_i ,

$$n = \frac{N_0 \bar{\sigma}_{av} \phi}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_i}) . \quad (2.21)$$

Como $A_0 = n \lambda$, atividade ao término da irradiação, V o volume e N é a densidade atômica dos núcleos alvos, dada por

$$N = \frac{\rho P_a}{N_{avog}} , \quad (2.22)$$

onde ρ é a densidade da massa do detector de ativação, P_a é o peso atômico do núcleo alvo e N_{avog} é o número de Avogadro, logo, da equação (2.21) se adquire a atividade inicial,

$$A_0 = V N \bar{\sigma}_{av} \phi (1 - e^{-\lambda t_i}) . \quad (2.23)$$

Na FIG. 2.18, tem-se a variação da atividade do detector em função do tempo de irradiação. Se o tempo de irradiação for muito longo ($t \rightarrow \infty$), a atividade do detector tende a atividade de saturação (A^∞), ou seja,

$$A^\infty = V N \bar{\sigma}_{av} \phi . \quad (2.24)$$

Para se obter 99,9% da atividade saturada seria necessário irradiar o detector de ativação pelo tempo de 10 meias-vidas. Na prática não se irradia um detector até a saturação, mas o

tempo suficiente para se atingir uma atividade que possa ser medida com boa precisão no sistema de contagem.

FIGURA 2.18 - Atividade do detector em função do tempo de irradiação.

Como pode ser observado na FIG. 2.18, após o desligamento do reator com a inserção das barras de controle, os radionuclídeos do detector de ativação começam a decair e a contagem dos fótons gama começa depois de transcorrido algum tempo, este é o tempo de espera (t_e). A contagem integrada no intervalo de tempo de contagem (t_c) no sistema de espectrometria gama é dado por

$$C = \varepsilon I \int_{t_1}^{t_2} A_0 e^{-\lambda t} dt + BG, \quad (2.25)$$

que considera a eficiência de contagens do sistema de detecção (ε), a probabilidade de emissão gama do fotopico com a energia E (I) e a radiação do fóton espalhados no detector, *background* (BG). Resolvendo a equação (2.25) se obtém que

$$C = \frac{\varepsilon I A_0}{\lambda} e^{-\lambda t_e} (1 - e^{-\lambda t_c}) + BG . \quad (2.26)$$

Substituindo-se a equação (2.23) e (2.24) na equação (2.26) e com a introdução do fator de autoabsorção gama e o fator de normalização da irradiação, obtém-se a atividade de saturação,

$$A^\infty = \frac{\lambda e^{\lambda t_e} (C - BG)}{\varepsilon I (1 - e^{-\lambda t_i}) (1 - e^{-\lambda t_c})} F_i f_{abs} , \quad (2.27)$$

sendo $(C - BG)$ a contagem líquida do fotopico considerado. A atividade de saturação é a grandeza calculada a partir da qual as atividades saturadas por núcleo alvo, as razões espectrais, as razões de cádmio, as autoblindagens e os fluxos de nêutrons são obtidos.

2.11. Atividades de saturação por núcleo alvo

Quando um detector com o material m é irradiado num espectro de nêutrons $\phi(E)$ a ser investigado, se a seção de choque de ativação é denotada por $\sigma_m(E)$, a taxa de reação relacionada com os núcleos alvos é descrita por

$$R_m = \int_{E_1}^{E_2} \phi(E) \sigma_m(E) dE . \quad (2.28)$$

A taxa de reação descrita pela equação (2.28) é numericamente igual a atividade de saturação por núcleo alvo,

$$\frac{A^\infty}{N_0} = \frac{A^\infty}{V N} = A^\infty \frac{P_a}{N_{avog} m f_{iso}} , \quad (2.29)$$

onde f_{iso} é a fração isotópica do nuclídeo alvo. A atividade saturada por núcleo alvo deve ser corrigida pelos fatores de correção de fluxo de nêutrons, para se ter o valor não-perturbado desta grandeza.

2.12. Fatores de correção para a perturbação do fluxo de nêutrons

Ao inserir um detector de ativação num campo neutrônico, a presença dos núcleos atômicos que compõem o detector perturbam o fluxo de nêutrons, e se o detector não for suficientemente pequeno, diluído e homogêneo, as camadas mais internas terão um fluxo de nêutrons menor que as camadas mais externas ^[39]. A perturbação no fluxo de nêutrons pode ser desprezada no caso em que a espessura e/ou as seções de choque macroscópica de espalhamento e absorção são pequenas ^{[23][17]}. Esta perturbação é o resultado de dois efeitos superpostos ^[40]: depressão de fluxo de nêutrons e autoblindagem.

A depressão de fluxo de nêutrons é causada pela presença do detector no campo neutrônico, já que este material tem propriedades neutrônicas diferentes do moderador (seções de choque de absorção e espalhamento diferentes) e o fluxo de nêutrons no moderador na presença do detector é diferente do fluxo no moderador sem o detector ^[41]. Como pode ser visto no esquema mostrado na FIG. 2.19, o fator H de depressão de fluxo de nêutrons corrige o fluxo ϕ_s na superfície do detector para o fluxo médio $\bar{\phi}_m$ no moderador,

$$H = \frac{\phi_s}{\bar{\phi}_m}. \quad (2.30)$$

A autoblindagem ocorre devido os átomos das camadas mais externas absorverem uma fração dos nêutrons incidentes, ficando as camadas mais internas expostas a um fluxo de nêutrons mais baixo, uma vez que uma parte já foi absorvida pelas camadas externas ^[40]. O fator G de autoblindagem corrige o fluxo médio de nêutrons $\bar{\phi}$ no detector para o fluxo ϕ_s na superfície do detector,

$$G = \frac{\bar{\phi}}{\phi_s} . \quad (2.31)$$

O fator K de perturbação de fluxo de nêutrons corrige o fluxo médio $\bar{\phi}$ no detector para o não perturbado $\bar{\phi}_m$,

$$K = H G = \frac{\bar{\phi}}{\bar{\phi}_m} . \quad (2.32)$$

FIGURA 2.19 – Perturbação no fluxo de nêutrons causada pela folha de ativação [26].

O fator de perturbação é principalmente dado pelo fator autoblindagem, $K \approx G$. Experimentalmente, este fator foi obtido com folhas de Au(1%)-Al(99%) (ouro diluído) e de Au (ouro puro) com e sem cobertura de cádmio na posição central, cota 364, no núcleo do reator sem as 16 varetas com o espaço preenchido com água leve e na cota 273 para o espaço com água pesada. Neste último experimento, as folhas de Au-Al não foram

colocadas na posição central porque era necessário entrar no núcleo do reator para inserir e retirar a caixa de acrílico, por esse motivo, foram irradiados com outros detectores, por estarem afastados com a distância de 9,1 cm não afetaram o fluxo de nêutrons nos detectores diluídos. A cota 273 foi escolhida por estar dentro da região assintótica do reator, região na qual o fluxo de nêutrons não é perturbado pelas barras de controle e pela proximidade com o refletor. O alumínio é “transparente” para nêutrons, ou seja, tem uma baixíssima seção de choque tanto de absorção quanto de espalhamento de nêutrons, portanto, a perturbação causada pelas folhas com apenas 1% de ouro são desprezíveis.

O fator G experimental foi dado pela razão da taxa de reação por núcleo alvo da folha de ouro puro pela de ouro diluído ^{[42][43]}, ou seja,

$$G = \frac{\int_{E_1}^{E_2} \phi(E) \sigma_{atv}(E) dE}{\int_{E_1}^{E_2} \phi_m(E) \sigma_{atv}(E) dE} , \quad (2.33)$$

onde E_2 e E_1 são as energias inicial e final, respectivamente, $\phi(E)$ é o fluxo de nêutrons perturbado pela folha de ouro puro e $\phi_m(E)$ é o fluxo de nêutrons não perturbado da folha ouro de diluída. Como a taxa de reação é igual a atividade saturada por núcleo alvo, logo,

$$G = \left[\frac{(A^\infty/N_0)_{^{197}\text{Au}}}{(A^\infty/N_0)_{^{197}\text{Au}-^{27}\text{Al}}} \right]_{E_1}^{E_2} . \quad (2.34)$$

Com as irradiações das folhas de ouro sem e com as coberturas de cádmio se obtiveram os fatores de autoblindagem, apresentados no APÊNDICE B, para as folhas nuas, cobertas com cádmio, para as faixas térmica e epitérmica para os experimentos com água leve e pesada. A autoblindagem epitérmica também é chamada de autoblindagem de ressonância, por causa dos altos valores da seção de choque nas ressonâncias ^{[40][43]}.

2.13. Razões espectrais

As quantidades que medem as características espectrais do núcleo do reator são as razões espectrais, as quais checam a acurácia dos modelos computacionais e as bibliotecas de dados nucleares ^[44].

O espectro de energia dos nêutrons depende da posição, por isso, a cota central 364 foi escolhida para as irradiações das folhas de ativação por estar na região onde o fluxo de nêutrons era máximo e na região assintótica, livre das perturbações causadas pelas barras de controle e pela proximidade com o refletor. A razão espectral, como o próprio nome já diz, é uma razão entre os espectros capturados pelos detectores de ativação, razão entre as taxas de reações por núcleo alvo,

$$R_e = \frac{R_1}{R_2} = \frac{\int \phi(E) \sigma_1(E) dE}{\int \phi(E) \sigma_2(E) dE} , \quad (2.35)$$

que por sua vez, são numericamente iguais as atividades saturadas por núcleo alvo,

$$R_e = \frac{R_1}{R_2} = \frac{\left(\frac{A^\infty}{N_0} \right)_1}{\left(\frac{A^\infty}{N_0} \right)_2} . \quad (2.36)$$

Multiplicando e dividindo a equação (2.35) pelo fluxo de nêutrons,

$$R_e = \frac{\int \phi(E) \sigma_1(E) dE}{\int \phi(E) dE} \frac{\int \phi(E) dE}{\int \phi(E) \sigma_2(E) dE} = \frac{\bar{\sigma}_1}{\bar{\sigma}_2} . \quad (2.37)$$

obtém-se uma razão entre as seções de choque médias de ativação. A razão espectral mede diretamente a razão entre as seções de choque, por esse motivo são utilizadas na comparação

direta com as bibliotecas de dados nucleares associadas dos códigos computacionais, sem o uso de fatores de normalização ou fórmulas.

As atividades saturadas por núcleo alvo das folhas de ativação que atuavam no espectro de nêutrons térmico e epitérmico, folhas de ouro e escândio, foram corrigidas pelos fatores de autoblindagem para ter uma continuidade do trabalho feito para estas grandezas na comparação com o código SANDBP.

A razão de cádmio, R_{Cd} , é um caso especial da razão espectral, definida como a razão entre a atividade saturada por núcleo alvo do detector de ativação exposto ao fluxo de nêutrons e de um detector semelhante coberto com cádmio exposto ao fluxo de nêutrons na mesma posição. Essa razão se aproxima do infinito quando todos os nêutrons se aproximam da termalização ^[45]. Esse parâmetro é uma grandeza quantitativa que mede a proporção de nêutrons térmicos no local da irradiação. Outra propriedade da razão de cádmio é mostrar a região assintótica do campo neutrônico, cuja a razão é aproximadamente constante. As razões de cádmio foram obtidas com as folhas de ouro em todas as posições e de escândio na posição central.

2.14. Fluxo de nêutrons

Os fluxos de nêutrons experimentais de nêutrons térmicos e epitérmicos foram determinados com folhas de ativação de ouro puro, nuas e dentro de caixas de cádmio de 0,0508 cm de espessura, em todas as cotas radiais e axiais no núcleo do reator com o espaço, sem as 16 varetas combustíveis, preenchido com água leve e pesada. As folhas irradiadas nuas não puderam ser reutilizadas para a irradiação com a cobertura de cádmio, o tempo de meia-vida do radionuclídeo formado é de 2,6947 dias, o que levaria um tempo não disponível para o decaimento para valores de atividade desprezíveis.

Como pode ser visto no gráfico da seção de choque de captura radioativa do ouro na FIG. 2.20, este nuclídeo é sensível a todas as faixas de energia do reator, mas apenas com uma probabilidade de interação muito pequena, desprezível, para nêutrons rápidos, abaixo de 10^{-1} barns. Desta forma, ao irradiar um detector de ouro nu, parte da atividade de saturação por núcleo alvo induzida se deve a nêutrons térmicos e epitérmicos,

$$A_{nua}^{\infty} = A_{term}^{\infty} + A_{epit}^{\infty}, \quad (2.38)$$

onde A^{∞} é a atividades de saturação das folhas nuas na região térmica (term) e epitérmica (epit). Portanto, o fluxo de nêutrons foi obtido em dois grupos e adotou-se a energia de corte do cádmio, de 0,55 eV, como a energia onde há a junção destas duas faixas energéticas. O cádmio natural é composto por vários isótopos e tem uma alta seção de choque para nêutrons na faixa térmica, chegando a 20 kbarns para o isótopo ^{113}Cd [46], mas também uma baixa probabilidade de interação com nêutrons epitérmicos. O fator para corrigir a captura epitérmica do cádmio é o fator de cádmio,

$$F_{Cd} = \frac{A_{epit}^{\infty}}{A_{Cd}^{\infty}}, \quad (2.39)$$

que neste trabalho foi utilizado o fator $F_{Cd} = 1,054 \pm 0,44 \%$ calculado por Gonçalves [20].

FIGURA 2.20 – Seção de choque microscópica de captura radioativa do ^{197}Au .

O fluxo de nêutrons térmicos e epitérmicos foram corrigidos pelas autoblindagens térmicas e epitérmicas e foram obtidos com as parcelas da equação (2.38) inseridas na equação (2.24), logo,

$$\phi_{term} = \frac{\left(\frac{A^\infty}{N_0}\right)_{nua} - F_{Cd} \left(\frac{A^\infty}{N_0}\right)_{Cd}}{\bar{\sigma}_{term}^{atv} G_{term}} \quad (2.40)$$

e

$$\phi_{epit} = \left(\frac{A^\infty}{N_0}\right)_{Cd} \frac{F_{Cd}}{\bar{\sigma}_{epit}^{atv} G_{epit}}, \quad (2.41)$$

onde $\bar{\sigma}_{term}^{atv}$ e $\bar{\sigma}_{epit}^{atv}$ são as seções de choque microscópica de ativação térmica e epitérmica.

Para a região térmica ($E < E_{Cd}$) a seção de choque microscópica média de ativação é

$$\bar{\sigma}_{term}^{atv} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sigma_{av}(E_0) \sqrt{\frac{T_0}{T_n}} g(T_n), \quad (2.42)$$

sendo $\sigma_{av}(E_0)$ a seção de choque microscópica de ativação à energia mais provável da distribuição Maxwelliana (0,0253 eV), T_0 a temperatura correspondente à energia mais provável (293,6 K), T_n a temperatura efetiva dos nêutrons, que nos fornece o desvio da distribuição térmica em relação à Maxwelliana e $g(T_n)$ o fator de Westcott ^[47], que leva em conta o desvio da seção de choque da forma $1/v$ ^[5]. Neste trabalho, a seção de choque média de ativação na região térmica foi avaliada a partir da ponderação dos valores de seção de choque do ouro no espectro de energia dos nêutrons calculado pelo código MCNP5 em todas as cotas radiais e axiais para os dois experimentos, com água leve e pesada, como mostrado no APÊNDICE F.

Para a região epitérmica ($E > E_{Cd}$) a seção de choque microscópica média de ativação pode ser calculada com a média da seção de choque pelo espectro $\phi_{epit}(E) \sim 1/E$,

$$\frac{\sigma_{atv}}{\sigma_{epit}} = \frac{\int_{E_{Cd}}^{\infty} \sigma_{atv}(E) \frac{dE}{E}}{\int_{E_{Cd}}^{\infty} \frac{dE}{E}} = \frac{I_r}{\ln\left(\frac{E_2}{E_{Cd}}\right)}, \quad (2.43)$$

onde I_r é a integral de ressonância definida por

$$I_r = \int_{E_{Cd}}^{\infty} \sigma_{atv}(E) \frac{dE}{E} \approx \int_{E_{Cd}}^{E_2} \sigma_{atv}(E) \frac{dE}{E} \quad (2.44)$$

e E_2 é a energia máxima considerada [22]. Neste trabalho, utilizou-se para a folha de ouro o valor de 1563 barns [20] para a integral de ressonância na determinação do fluxo de nêutrons epitérmicos. Assim, o fluxo de nêutrons epitérmicos pode ser reescrito utilizando a equação (2.43) na equação (2.41),

$$\phi_{epit} = \left(\frac{A^\infty}{N_0 G} \right)_{Cd} \frac{F_{Cd} \ln(E_2/E_{Cd})}{I_r}. \quad (2.45)$$

Para medir nêutrons com energia superior à faixa de ressonância ($E > 1$ MeV) a reação (n, γ) não serve como meio auxiliar. Isto porque a seção de choque nesta faixa é de apenas alguns milibarns, bem menor do que a seção de choque nos limites térmicos e epitérmicos. Assim, são empregadas as reações limiares, cujas seções de choque embora também tenham apenas algumas centenas de milibarns, só a partir de uma determinada energia efetiva limiar (E_{eff}) conduz às reações nucleares, que em sua maioria são endotérmicas. Essas reações podem ser do tipo (n, p) e (n, n') , ocorridas nas folhas de ativação de níquel, titânio, índio e magnésio, denominadas detectores de limiar [17]. Os fluxos de nêutrons rápidos foram obtidos com folhas de ativação de índio nas posições centrais para a determinação dos fluxos de nêutrons rápidos nas configurações com água leve e pesada.

O fluxo de nêutrons rápidos, acima da energia efetiva de limiar, foi obtido a partir da equação (2.24), onde a seção de choque média de ativação foi definida como uma função degrau, de tal forma que:

- $\bar{\sigma}_{atv}(E) = \sigma_{\max}$ para $E > E_{eff}$;
- $\bar{\sigma}_{atv}(E) = 0$ para $E < E_{eff}$.

Portanto, o fluxo de nêutrons rápidos é dado por

$$\phi_{rap} (E \geq E_{eff}) = \frac{\left(\frac{A^\infty}{N_0} \right)_{In}}{\sigma_{\max}} . \quad (2.46)$$

3. METODOLOGIA COMPUTACIONAL

3.1. Código MCNP5

O código computacional *Monte Carlo N-Particle* (MCNP, versão 5 1.51) é baseado no método estatístico de Monte Carlo que utiliza sequencias de números aleatórios para a realização das simulações. Esse código foi desenvolvido pelo laboratório nacional de Los Alamos (*Los Alamos National Laboratory* - LANL) e é internacionalmente reconhecido por analisar o transporte de nêutrons, fótons, elétrons ou o transporte acoplado destas partículas ^[48].

O MCNP simula o caminho aleatório das partículas individualmente da geração até a absorção ou fuga do sistema, cada partícula simulada resulta numa história. Para isso, utiliza um gerador de números pseudoaleatórios para cada processo físico. Ao iniciar a simulação, já são reservados conjuntos de números aleatórios (*stride*) para cada processo, como o ângulo de espalhamento, o caminho percorrido, a energia transferida na interação, e assim por diante. Estes processos estão sintetizados em funções densidades de probabilidade (*probability density function* - *pdf*), sendo que as seções de choque microscópicas são as *pdf's* que contém a física das interação entre as partículas, as probabilidades de interação em função da energia das partículas. As simulações realizam as amostragens aleatórias das *pdf's*, e são acumuladas para produzir o resultado ou registro das contagens (*tally*), que resulta no comportamento médio das partículas observada. Para cada *tally*, o MCNP além de calcular a média amostral $\bar{x}$, também estima outros dados estatísticos. Um dos mais importantes e que sempre acompanha $\bar{x}$ é o erro relativo R ^[48], definido como

$$R = \frac{S_{\bar{x}}}{\bar{x}} . \quad (3.1)$$

A precisão do resultado é inversamente proporcional a raiz quadrada do número de histórias simuladas, $R \sim 1/\sqrt{N}$, e um erro relativo acima de 10% é considerado questionável ^[49], deve-se simular um grande número de histórias para se ter um erro relativo pequeno, o que pode consumir uma grande quantidade de tempo.

O processo físico é simulado diretamente no MCNP, sem a necessidade de descrever as equações matemáticas que representam o comportamento do sistema. O comportamento de um sistema com muitas partículas é probabilístico e flutua em torno de uma média, a qual corresponde ao valor esperado que é a solução da equação de Boltzmann, que rege o fenômeno de transporte da radiação ^[34].

3.1.1. Estrutura do código de entrada do MCNP

A estrutura geral do arquivo de entrada (*input*) do MCNP tem o seguinte formato:

Os cartões são as linhas de comando e toda linha do arquivo de entrada é limitada em 80 caracteres, há indistinção entre letras maiúsculas e minúsculas, comentários são feitos após a letra *c* no início da linha ou do caractere \$ após o comando.

No 1º bloco, especifica-se os volumes no espaço limitados por superfícies, as células, com a linha de comando:

$$i \quad n \quad d \quad \text{<combinação de superfícies>},$$

onde i é o número identificador de célula, n é o número do material, d a densidade do material da célula (em $10^{24} \text{ átomos/cm}^3$ se $d > 0$, em g/cm^3 se $d < 0$ e ausente se a célula for vazia com $n = 0$). A combinação das regiões definidas pelos sinais das superfícies para criar as células são feitas com os operadores Booleanos de intersecção, indicado pelo espaço, de união, indicado por dois pontos (:) e o complemento, indicado pelo símbolo #.

No 2º bloco, as células são especificadas com a linha de comando:

$$i \quad \text{<mnemônico especificador de superfície>} \quad \text{<parâmetros>},$$

onde i é o número identificador da superfície. O mnemônico identifica o tipo de superfície, plano (p, px, py e pz), cilindro (c/x, c/y, c/z, cx, cy e cz), esfera, cone, elipse, e os parâmetros são os coeficientes numéricos em centímetros das equações da geometria analítica que caracterizam as superfícies.

No 3º bloco é onde se colocam as informações gerais, como os materiais que preencheram as células com suas respectivas seções de choque e são caracterizados da seguinte maneira:

$$Mn \quad ZA.id \text{ fração} \quad ZA.id \text{ fração},$$

sendo n o número do material, Z o número atômico do elemento ou nuclídeo, A o número de massa do nuclídeo com três dígitos, e id o identificador da seção de choque e a classe dos dados. Nesse último bloco, também são inseridos a fonte, a especificação da fonte, os *tallies*, a redução de variância e o controle de execução. Pode-se indicar a importância da célula e o modo de transporte de partículas (*mode*), n para nêutrons, p para fótons e e para elétrons. Os tipos de fontes mais conhecidos são dados pelos cartões kcode para problemas que envolvem a criticalidade do sistema e/ou SDEF para a especificação da fonte. Os *tallies* são as respostas que o usuário quer ter ao final da simulação, posto que o MCNP fornece alguns *tallies* padrões que são especificados pelo mnemônico $Fn:pl$, onde n é o número de identificação que determina o *tally* e pl é o tipo de partícula. Esse cartão normalmente vem acompanhado de outros cartões, como o de especificação da energia En e o cartão multiplicador FMn , para a obtenção de reação nucleares.

3.1.2. Modelagem e parâmetros do reator IPEN/MB-01

Um reator é feito a partir da geometria e dos materiais, isso pode ser descrito no código de entrada do MCNP pelas células, superfícies, materiais e seções de choque. O reator IPEN/MB-01 foi modelado em três dimensões com todos os materiais e geometrias mais importantes que o constituem, como a placa matriz, o moderador, os tubos guias para as barras de controle e de segurança, as barras de controle, que foram posicionadas iguais aos experimentos e as varetas combustíveis, com o ^{235}U enriquecido a 4,3% e o revestimento. Nesse código de entrada também foram modelados os detectores de ativação, o espaço sem as 16 varetas combustíveis preenchido com água leve e a caixa de acrílico com água pesada.

O MCNP faz o transporte de nêutrons no material indicado nas células do 1º bloco e a taxa de reação é dada pelo material que for indicado no cartão FM4, portanto, pode-se fazer todo o transporte na célula com o material original e substituir esse material para se obter a taxa de reação. Essa metodologia tem o inconveniente de o material indicado no cartão FM4 ficar com a densidade atômica ou de massa igual ao indicado na célula. Além disso, a taxa de reação nuclear numa célula com o material com mais de um isótopo, como no caso das folhas de ativação com as composições naturais de Ni, Ti, In e Mg, resulta na soma das taxas de reação de todos os isótopos, sendo que na espectrometria gama são contabilizados fotopicos de um determinado isótopo. Assim, no arquivo de entrada os materiais das células contendo as folhas de ativação com mais de um isótopo foram definidos com apenas os isótopos de interesse, ^{58}Ni , ^{47}Ti , ^{115}In e ^{24}Mg , e com as respectivas densidades atômicas destas frações.

Nos experimentos as barras de segurança foram retiradas 35% acima da parte ativa do núcleo, logo, não foram modeladas e o espaço destinado a elas, na parte ativa do núcleo, foram preenchidos com moderador. A geometria da modelagem do reator pode ser observada na FIG. 3.1, obtida pelo software de visualização Visual Editor X22S (VISED), e o arquivo de entrada está no APÊNDICE G. Utilizou-se as seções de choque contínuas da biblioteca de dados nucleares dos Estados Unidos da América versão 7 (*Evaluated Nuclear Data File version 7 - ENDF/B-VII*), indicado pelo alfanumérico 70c, para os materiais, até para as seções de choque térmicas (10t) da água leve, da água pesada e do acrílico.

O problema envolvia criticalidade, por este motivo, foi utilizada a fonte kcode, a qual calcula o autovalor do fator de multiplicação de nêutrons efetivo, k_{eff} , da equação de

transporte de nêutrons por ciclo ou geração de nêutrons. Nesta fonte, detalhou-se a quantidade de histórias por ciclo, o número de ciclos rejeitados para a estabilização de k_{eff} e o total de ciclos. A fonte foi especificada com o cartão SDEF somente onde havia material físsil, resultando numa eficiência de 100%, o que ajudou para haver uma estabilização mais rápida do valor do k_{eff} . Um dos parâmetros que medem a qualidade do arquivo de entrada é o valor do k_{eff} , quanto mais próximos de 1 melhor.

FIGURA 3.1 - Visualização dos planos (a) axial e (b) radial no Visual Editor X22S da simulação feita do reator IPEN/MB-01.

No programa MCNP, os *tallies* para as taxas de reação foram dadas pela combinação dos cartões F4 e FM4 com a designação para nêutrons. O cartão F4 resulta da medida dos traços T das partículas no volume V escolhido, sendo normalizado pelo número de história N simuladas e ponderada pelo peso W da partícula. Portanto, esse cartão resulta no fluxo médio de nêutrons calculado ou o comprimento do traço médio em uma célula na energia definida E ,

$$\bar{\phi}_c(E) = \frac{1}{N} \int_V \int_t \int_E \Phi(\vec{r}, E, t) dE dt \frac{dV}{V} = \frac{1}{N} \frac{W}{V} T, \quad (3.2)$$

com uma unidade em cm^{-2} , que deve ser normalizado para ser comparado com resultados experimentais. A energia foi estabelecida pelo cartão E4, em faixas de energia (*bin*). O fluxo de nêutrons também foi obtido com o cartão FMESH4 em coordenadas cartesianas, o qual cria uma malha (*mesh*) sobreposta e independente da geometria. Com as malhas, os fluxos de nêutrons foram obtidos em pequenos volumes, como se fossem “planos” na parte radial, em 36,4 cm de altura e uma espessura de 0,6 cm, e na parte axial, entre as varetas 14-15 com uma espessura de 0,05 cm, amostrando o núcleo do reator e parte do moderador, como mostrado na FIG. 3.2. Os resultados destas simulações foram normalizados pelas potências experimentais obtidas com a equação (2.13) para as configurações com água leve e pesada, ou seja, obtiveram-se os fluxos médios de nêutrons de nêutrons numa determinada faixa energética normalizados pelas potências,

$$\bar{\phi}_N \left[\frac{\text{nêutrons}}{\text{cm}^2 \text{ s}} \right] = \frac{P[W] \bar{\nu} \left[\frac{\text{nêutrons}}{\text{fissão}} \right]}{\bar{Q} \left[\frac{\text{J}}{\text{fissão}} \right] k_{eff}} \bar{\phi}_C \left[\frac{1}{\text{cm}^2} \right], \quad (3.3)$$

sendo $\bar{Q}$ o valor médio da energia liberada por fissão, por volta de $3,2 \times 10^{-11}$ J e os valores adquiridos no código de saída (*output*) do MCNP, $\bar{\nu}$ o número médio de nêutrons por fissão, $\bar{\phi}_C$ o fluxo médio de nêutrons de nêutrons num intervalo de energia pré-definido e k_{eff} é o fator de multiplicação [50].

Com o cartão de multiplicação FM4 se obtêm várias taxas de reações nucleares. Esse cartão é um operador aditivo e/ou uma função resposta multiplicativa das bibliotecas de seções de choque [51], ou seja, o cartão FM4 multiplica a seção de choque σ do tipo X e do material m ao fluxo médio de nêutrons calculado para obter a taxa de reação nuclear média calculada $\bar{R}_C$ nos limites energia pré-definidos E_1 e E_2 ,

$$\bar{R}_C = C \int_{E_1}^{E_2} \bar{\phi}_C(E) \sigma_X^m(E) dE \quad (3.4)$$

onde C é uma constante que pode ser utilizada para a normalização ou ter o valor da densidade atômica do material. Cada taxa de reação tem um número que especifica a seção

de choque proveniente, a reação de captura radioativa é a 102, a reação nêutron-próton é a 103 e a de fissão é a -6. A reação inelástica ocorrida no ^{115}In tem muitos níveis energéticos no estado excitado, por não se saber exatamente quais níveis energéticos a seção de choque de espalhamento inelástico contínua, taxa de reação 91, contabilizava, foi utilizada a seção de choque de dosimetria (24y) da biblioteca ENDF/B-V [52], mais especificamente a reação 51 que abrange uma faixa energética de $3,39 \cdot 10^{-1}$ até $2,00 \cdot 10^1$ MeV [53], pois a seção de choque contínua da ENDF/B-VII iniciava em aproximadamente 1,60 MeV, sendo que a seção de choque do ^{115}In começa a atuar a partir de aproximadamente 0,8 MeV, fazendo com que se perdesse parte da informação. Ou seja, o transporte de nêutrons foi realizado na célula com o material com a biblioteca ENDF/B-VII, mas no cartão FM4 foi especificado a seção de choque dosimétrica da ENDF/B-V.

FIGURA 3.2 – Esquema das malhas inseridas na modelagem do reator IPEN/MB-01 para a discretização do fluxo de nêutrons.

Com os parâmetros de fluxo de nêutrons e taxa de reação nuclear definidos, torna-se fácil obter outros parâmetros. A equação (2.28) é a taxa de reação por núcleo alvo ou a atividade de saturação por núcleo alvo, assim, a equação (3.4), taxa de reação pelo MCNP, é igual a equação (2.28) quando a constante multiplicativa $C = 1$. Contudo, os resultados do MCNP são normalizados pelo número de histórias, não se pode comparar com os resultados experimentais diretamente, a não ser se forem normalizados. O objetivo destas simulações não é comparar as atividades de saturação por núcleo alvo, e sim, testar as seções de choque dos materiais das folhas de ativação. Isto pode ser feito diretamente com a razão

entre estas grandezas físicas, a razão espectral, dada pela equação (2.35). O fator de autoblindagem, de acordo com a equação (2.33), também é uma razão entre os espectros dos átomos de ouro e escândio das folhas de ativação puras e diluídas.

O número de histórias foi estimado de acordo com a velocidade e a quantidade de núcleos de processamento físicos dos computadores que estavam à disposição, o erro relativo e o tempo disponível. Na linha de execução do programa foi inserido o multiprocessamento (comando *tasks*) de acordo com a quantidade de núcleos de processamento. A quantidade de 10^5 histórias por ciclo e 50 ciclos rejeitos para início das contagens cumulativas dos *tallies* foi um padrão adotado. O número de histórias válida e as densidades atômicas das folhas de ativação para as simulações com água leve e pesada são os mesmos e estão expostos na TAB. 3.1.

TABELA 3.1 – Finalidade, densidades atômicas e número de histórias do arquivo de entrada da simulação do reator IPEN/MB-01 com o espaço, sem as 16 varetas centrais, preenchido com água leve ou pesada.

Finalidade da simulação	N (10^{24} átomos/cm ³)	Histórias válidas (10^9)
Fio de ^{197}Au	$5,90077 \times 10^{-2}$	6
^{197}Au	$5,90077 \times 10^{-2}$	6
$^{197}\text{Au}^* \text{ §}$	$5,90077 \times 10^{-2}$	2
$^{197}\text{Au}^* \text{ †}$	$5,90077 \times 10^{-2}$	2
^{197}Au diluído 10^5 vezes	$5,90077 \times 10^{-7}$	2
^{197}Au diluído 10^5 vezes com pequena espessura	$5,90077 \times 10^{-7}$	6
^{197}Au - ^{27}Al	$5,96415 \times 10^{-2}$	2
^{197}Au - $^{27}\text{Al}^*$	$5,96415 \times 10^{-2}$	2
^{45}Sc	$4,00530 \times 10^{-2}$	2
^{45}Sc diluído 10^5 vezes	$4,00530 \times 10^{-7}$	2
$^{45}\text{Sc}^*$	$4,00530 \times 10^{-2}$	2
^{45}Sc diluído 10^5 vezes *	$4,00530 \times 10^{-7}$	2
^{58}Ni	$6,22218 \times 10^{-2}$	2
^{47}Ti	$4,21775 \times 10^{-3}$	2
^{115}In	$3,66957 \times 10^{-2}$	2
^{24}Mg	$3,40155 \times 10^{-2}$	2
Malha axial		2
Malha radial e espectro neutrônico		10

* Folhas de ativação dentro de caixas de cádmio.

† Folhas de ativação nas cotas 91, 273, 455, 637, R2 e R4.

§ Folhas de ativação nas cotas 182, 364, 546, R1 e R5.

3.1.3. Modelagem e eficiência do detector de HPGe

O detector de HPGe foi modelado com o intuito de obter a resposta por fóton emitido com a energia de 159,381 keV do ^{47}Sc , decorrente da interação dos nêutrons com o ^{47}Ti . Experimentalmente a curva de eficiência do detector para energias abaixo de 200 keV tem uma queda e para determinar a eficiência para o ^{47}Sc era preciso determinar a atividade absoluta desta folha, o que não foi possível.

O sistema de detecção gama foi simulado em detalhes ^[21], tanto na geometria como nos materiais, sendo utilizado a biblioteca de fótons padrão do MCNP (01p). O arquivo de entrada está no APÊNDICE G e a visualização da geometria, gerada pelo software Vised, está na FIG. 3.3. A fonte de ^{152}Eu foi modelada com as mesmas dimensões da real sob um suporte de acrílico inserido na 7ª gaveta, a 6,9 cm de distância do detector, com as mesmas energias dos fotopicos analisados experimentalmente, para a comparação, e mais o acréscimo da energia de 159,381 keV. Os 10 milhões de fótons gerados (histórias) foram distribuídos uniformemente na fonte, emitidos isotropicamente com energias discretas de forma equiprovável. Na região do cristal de germânio foi criado o *tally* F8, que fornece a distribuição de energia depositada numa célula de acordo com a altura dos pulsos (*pulse height tally*), determinando diretamente a eficiência absoluta num processo análogo ^[49]. Entretanto, os resultados foram normalizados pela energia de 244,17 keV porque os valores calculados ficaram um pouco superiores aos experimentais, isso se deve ao MCNP não ter a capacidade de simular cargas elétricas em um campo elétrico e experimentalmente algumas cargas não são capturadas pelos polos ligados ao cristal ^[21]. Comparando-se os resultados experimentais e calculados, obtém-se o fator de correção devido à queda na eficiência de detecção para o ^{47}Sc .

FIGURA 3.3 – Visualização do sistema de detecção HPGe gerada no software Vised.

3.2. Código SANDBP ^[54]

3.2.1. Introdução

O código computacional SANDBP ^{[55][54]} foi desenvolvido no Instituto de Técnicas Nucleares da Universidade Técnica de Budapeste e é uma versão modificada e aperfeiçoada do código SAND-II ^[56]. O código SANDBP pode ser usado para determinar o espectro de nêutrons pelo método de ativação por múltiplas folhas. O código faz o ajuste do espectro de nêutrons por meio de um processo de iteração de ajuste, iniciando o processo a partir de um espectro de entrada (inicial). A solução apropriada do espectro de nêutrons será atingida após um determinado número de iterações ou quando as atividades de saturação por núcleo alvo calculadas comparadas às medidas obtiverem desvios menores que os especificados no arquivo de entrada. A faixa de energia da solução do espectro é representada por no máximo 641 intervalos de energia e pode-se incluir a possibilidade de calcular a atenuação de fluxo de nêutrons das folhas cobertas com materiais como cádmio, boro e ouro. O código também calcula diferentes funções resposta da solução do espectro e

também permite uma análise das incertezas através do método de Monte Carlo, gerando a matriz de covariâncias da solução do espectro de nêutrons ^[54].

3.2.2. Procedimentos

O código SANDBP utiliza um algoritmo de ajuste iterativo, dado por:

$$\Phi_j^{k+1} = \Phi_j^k e^{C_j^k}, \quad j = 1, \dots, m \quad (3.5)$$

sendo:

$$C_j^k = \frac{\sum_{i=1}^n W_{ij}^k \ln \left(\frac{A_i}{A_j^k} \right)}{\sum_{j=1}^m W_{ij}^k}, \quad (3.6)$$

onde Φ_j^k é o espectro de nêutrons na k-ésima iteração, no j-ésimo intervalo de energia, C_j^k é o termo de correção de fluxo de nêutrons na k-ésima iteração, para o j-ésimo grupo, A_j^k é a atividade de saturação calculada para o i-ésimo detector, na k-ésima iteração do espectro, m é o número de intervalos de energia e n é o número de detectores utilizados. O termo W_{ij}^k é a função peso, que leva em conta as incertezas das atividades e seções de choque, e é expressa matematicamente por:

$$W_{ij}^k = \frac{A_{ij}^k}{A_i^k F_{ij}} \quad (3.7)$$

$$A_{ij}^k = \Phi_j^k \sigma_{ij} \quad (3.8)$$

$$A_i^k = \sum_{j=1}^m A_{ij}^k \quad (3.9)$$

$$F_{ij} = (\delta A_i)^n (\delta \sigma_{ij})^j \quad (3.10)$$

onde σ_{ij} é a seção de choque do i-ésimo detector medida no j-ésimo intervalo de energia, δA_i é o desvio padrão do valor da atividade de saturação, $\delta \sigma_{ij}$ é o desvio padrão do valor da seção de choque, l e n são índices da função peso F_{ij} e cada um deles pode assumir os valores 0,1 ou 2.

O desvio padrão dos valores da atividade medida para calculada é obtido após cada iteração e expressos em porcentagem, conforme segue:

$$DEV_{\%}^k = \left(\frac{\sum_{i=1}^n RD_i^2}{n-1} \right)^{1/2} \cdot 100, \quad (3.11)$$

sendo,

$$RD_i = \left(\frac{A_{im} - A_{ic}^k}{A_{ic}^k} - 1 \right) \cdot 100, \quad (3.12)$$

onde A_{ic}^k é a atividade de saturação calculada para a i-ésima folha detectora na k-ésima iteração e A_{im} é a atividade medida no i-ésimo detector.

Para mensurar as incertezas dos dados, o termo DEV pode ser expresso pelo intervalo de confiança, utilizando a seguinte substituição

$$CD_i = \frac{RD_i}{\delta A_{im}}. \quad (3.13)$$

Desta forma, é possível levar em conta (“pesar”) o desvio-padrão da atividade de saturação por núcleo alvo medida.

O código utiliza ainda o método de análise de incertezas Monte Carlo para calcular a matriz covariância da solução do espectro. Neste cálculo, os valores das atividades de saturação por núcleo alvo especificadas na entrada do código, bem como o espectro de entrada e as seções de choque são modificados, assumindo-se que estas quantidades seguem uma distribuição normal, dada por:

$$A_i^r = A_i + g\delta A_i, \quad i = 1, \dots, n \quad (3.14)$$

onde A_i^r é o r-ésimo valor da i-ésima atividade medida, δA_i é o desvio padrão da i-ésima atividade e g é o número da distribuição normal padrão.

$$\Phi_j^r = \Phi_j + g\delta\Phi_j, \quad j = 1, \dots, n \quad (3.15)$$

onde Φ_j^r é o r-ésimo valor do j-ésimo grupo e $\delta\Phi_j$ é o desvio padrão de Φ_j .

$$\sigma_{ij}^r = \sigma_{ij} + g\delta\sigma_{ij}, \quad i = 1, \dots, n; j = 1, \dots, n \quad (3.16)$$

onde σ_{ij}^r é o r-ésimo valor da i-ésima reação da seção de choque, para o j-ésimo grupo de energia e $\delta\sigma_{ij}$ é o desvio padrão de σ_{ij} . O código calcula então a covariância da solução do espectro, que é dada por:

$$S_{ij} = \frac{\sum_{r=1}^K \Phi_j^r \Phi_i^r}{K} - \frac{\left(\sum_{r=1}^K \Phi_j^r \right) \left(\sum_{r=1}^K \Phi_i^r \right)}{K^2}, \quad (3.17)$$

sendo S_{ij} a covariância entre os valores do espectro, Φ_j^r o espectro do j-ésimo grupo, Φ_i^r o espectro do i-ésimo grupo, r o resultado mostrado na r-ésima execução do Monte Carlo, K o número de execuções.

O código possibilita ainda a execução do método de Monte Carlo para calcular a chamada “A melhor das soluções” (*GOS – Goodness of the solution*), ou seja, os melhores valores para cada grupo de energia. Este resultado mostra o quanto a solução do espectro depende do espectro de entrada. O cálculo desses valores significa uma análise sensitiva especial que determina a sensibilidade dos coeficientes do espectro de saída para o de entrada. O código varia somente o espectro de entrada e dos dados resultantes calcula os valores “*GOS*”, que são dados por:

$$GOS = \frac{d\Phi_{out}}{d\Phi_{in}}. \quad (3.18)$$

O código oferece diferentes saídas dos resultados do ajuste do espectro de nêutrons e análise das incertezas, como exemplo: Tabelas resumindo os resultados das iterações intermediária e final, a solução do espectro em diferentes grupos de energia, a covariância, matriz correlação e os valores “*GOS*”.

Comparado com outros códigos existentes para ajuste de espectro de nêutrons e análise de incertezas o SANDBP apresenta certas vantagens e desvantagens. Uma importante vantagem é o fato de que o algoritmo iterativo é baseado no método dos mínimos quadrados. O código oferece ainda uma conversão rápida para a solução e exige menor esforço na preparação dos dados de entrada. Outros códigos que são baseados no método dos mínimos quadrados, como o STAY'SL ^[57], por exemplo, requerem uma inversão da matriz e mais tempo de cálculo, além de exigirem informações completas da covariância na entrada do código. O código SANDBP não requer uma informação da covariância na entrada

para o processo de ajuste. Outra vantagem é a possibilidade de pesar os valores das incertezas das medidas de taxa de reação e seção de choque no processo de iteração.

3.3. Código CITATION

O código CITATION foi projetado para analisar o núcleo de reatores nucleares (*Nuclear Reactor Core Analysis Code System*), resolvendo problemas envolvendo a teoria de difusão de nêutrons em vários grupos de energia (multigrupo) independente do tempo sob a representação de diferenças finitas, tratando problemas em até três dimensões com espalhamento de grupo para grupo. Os problemas de autovalor do fluxo de nêutrons são resolvidos pela iteração direta para determinar o fator de multiplicação ou a densidade atômica requerida para a criticalidade do sistema ^[58].

O arquivo de entrada para a simulação do reator no CITATION é compilado basicamente com a descrição do problema do fluxo de nêutrons, a geometria e as seções de choque macroscópicas ^[59], que são geradas por códigos de seções de choque nos grupos especificados. A geometria do problema depende de uma aproximação composta por pequenos blocos (células) homogêneos, que compõe a malha (*mesh*). Dada uma região de muitos materiais, no caso, o núcleo do reator, a homogeneização consiste em transformar essa região em uma mistura de materiais ponderados pelas seções de choque. Isso significa que uma seção de choque não levará em conta apenas um material, mas também um composto do combustível, dos elementos de controle, do alumínio, do revestimento e da água presentes ^[60].

O CITATION tem como resultados a distribuição do fluxo de nêutrons espacial multigrupo nas células homogêneas e os fatores de multiplicação, também é possível obter efeitos da disposição do combustível, análise da teoria da perturbação, entre outros resultados.

4. ANÁLISE DAS INCERTEZAS

A análise das incertezas é de fundamental importância em qualquer medida experimental. Essa análise envolve a busca de todas as fontes de incertezas, tanto estatísticas quanto sistemáticas, que possam contribuir para a incerteza total nos ajustes de funções lineares e não lineares e nas operações algébricas entre as grandezas medidas ^{[18][21]}.

Os ajustes de funções foram realizados pelo software Origin 9.1 a partir de um processo de ajuste por mínimos quadrados. Este método permite ajustar a qualquer coleção de dados experimentais do tipo $\{x_i, y_i\}$, uma função $y = y(x)$, fornecendo prontamente a incerteza, desvio padrão σ_i , em cada parâmetro ajustado desde que se conheça a incerteza experimental em cada ponto da curva ^[61].

As funções foram ajustadas pelo método dos mínimos quadrados e ponderadas pelas incertezas, ajuste instrumental, pelo software Origin 9.1 nos conjuntos de dados experimentais e calculados dos decaimentos radioativos dos detectores de ativação, reatividades integral e diferenciais da barra de controle 2, eficiência de detecção do detector de HPGe, correlação de canais nucleares e potência estimada por ruído neutrônico. Em algumas dessas funções foram fixados parâmetros, como no caso da função exponencial do decaimento radioativo, fixou-se o parâmetro relativo à constante de decaimento (λ), devido ao fato de seus valores serem conhecidos na literatura com boa precisão ^[31]. Assim a incerteza da função depende somente da variância do coeficiente A_0 ^[18].

Ao se manipular os conjuntos de dados objetivando obter outras grandezas dependentes é necessário propagar as incertezas associadas aos dados obtidos experimentalmente ou via cálculo. A propagação visa obter o desvio padrão associado a essa grandeza que, por consequência, determina a precisão do processo de medida como um todo. Para determinar a estimativa do desvio padrão é utilizada a lei geral de propagação das incertezas. Essa lei abrange tanto o tratamento de variáveis independentes como as variáveis correlacionadas ^[21].

Sendo x_i um conjunto de grandezas independentes ou correlacionadas, as quais possuem desvios $\sigma_x(i)$ e $w(x_i)$ sendo uma função dependente desse conjunto de grandezas, temos que o desvio padrão associado a $w(x_i)$ é dado pela equação geral da propagação das incertezas associadas ^[61],

$$\sigma_w^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial w}{\partial x_i} \right)^2 \sigma_i^2 + 2 \sum_{i>j}^n \left(\frac{\partial w}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial w}{\partial x_j} \right) \text{cov}(x_i, x_j), \quad (4.1)$$

onde $\text{cov}(x_i, x_j)$ a covariância entre as duas grandezas correlacionadas.

A covariância entre duas grandezas determina o grau de interdependência entre duas variáveis quaisquer. Geralmente, é necessário calcular a matriz de covariância quando a determinação do desvio padrão é objeto de estudo. Porém, quando temos ferramentas para determinar essa interdependência, podemos utilizar a seguinte relação:

$$\text{cov}(x_i, x_j) = \rho_{(i,j)} \sigma_i \sigma_j \quad (4.2)$$

onde $\rho_{(i,j)}$ é o coeficiente de correlação entre as variáveis x_i e x_j que varia de -1 (totalmente anticorrelacionadas) a 1 (totalmente correlacionadas) ^[21].

A propagação das incertezas associadas foram calculadas tanto nos parâmetros ajustados como nas operações algébricas dos dados experimentais. As covariâncias nos parâmetros ajustados foram fornecidas no software Origin 9.1. As atividades saturadas por núcleo alvo foram irradiadas no mesmo local e utilizaram o mesmo sistema de contagem, logo, essas grandezas são totalmente correlacionadas, $\rho = 1$, e o mesmo foi considerado para os valores calculados dessas grandezas.

Na propagação das incertezas das atividades saturadas a partir da equação (2.27), as incertezas relativas aos tempos foram desprezadas, por serem menores do que 0,1%. Isto se deve aos tempos serem estimadas como sendo a metade da menor divisão dos cronômetro

e os tempos de irradiação, espera e contagem serem maiores do que 30 minutos. Assim, a propagação das incertezas das atividades saturadas pode ser simplificada,

$$\left(\frac{\sigma_{A^\infty}}{A^\infty}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{(C-BG)}}{C-BG}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_\varepsilon}{\varepsilon}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_I}{I}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{F_i}}{F_i}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{f_{abs}}}{f_{abs}}\right)^2, \quad (4.3)$$

do mesmo modo se obtém a atividade saturada por núcleo alvo a partir da equação (2.29),

$$\left(\frac{\sigma_{A^\infty/N_0}}{A^\infty/N_0}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{A^\infty}}{A^\infty}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{P_a}}{P_a}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{N_{avog}}}{N_{avog}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_m}{m}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{f_{iso}}}{f_{iso}}\right)^2. \quad (4.4)$$

A razão entre as atividades saturadas por núcleo alvo geram a razão espectral e de cádmio a partir da equação (2.36). A propagação das incertezas dessa equação é dada por

$$\left(\frac{\sigma_{R_e}}{R_e}\right)^2 = \left[\frac{\sigma_{(A^\infty/N_0)_1}}{(A^\infty/N_0)_1}\right]^2 + \left[\frac{\sigma_{(A^\infty/N_0)_2}}{(A^\infty/N_0)_2}\right]^2 - 2\rho_{(1,2)} \frac{\sigma_{(A^\infty/N_0)_1} \sigma_{(A^\infty/N_0)_2}}{(A^\infty/N_0)_1 (A^\infty/N_0)_2}. \quad (4.5)$$

A propagação das incertezas da razão entre as taxas de reação nuclear calculadas pelo código MCNP pode ser feita da mesma maneira que a experimental, mostrada na equação (4.5), levando-se em consideração as correlações, pois a atividade saturada por núcleo alvo é igual a taxa de reação nuclear calculada pelo MCNP, equação (2.35), sendo que se utilizou o mesmo código de entrada com a mesma metodologia de cálculo.

5. RESULTADOS E DISCUSSÕES

5.1. Calibração de barras de controle

Os dados obtidos das medições realizadas nos patamares dos gráficos da reatividade no tempo das FIG. 2.16 e 2.17 estão nas TAB. 5.1 e 5.2, respectivamente para água leve e água pesada. No experimento com água leve se conseguiu apenas seis medidas devido ao reator ficar crítico com as barras de controle retiradas com a BC#1 = 84,73% e a BC#2 = 84,68%. Num outro experimento com a configuração com água leve se mediu que a caixa inseria menos de 1 pcm de reatividade positiva, o que é desprezível. No reator com a caixa de acrílico contendo água pesada, foram obtidas 16 medidas, em razão da água pesada ter uma seção de choque de absorção quase desprezível, abaixo de 10^{-3} barns, proporcionando um aumento de nêutrons disponíveis e, por este motivo, as barras de controle ficaram retiradas com a BC#1 = BC#2 = 71,48%.

O perfis de reatividade diferencial e integral da barra de controle 2 para a água leve e pesada estão nas FIG. 5.1 e 5.2, respectivamente. Nestes gráficos foram obtidos bons ajustes com as equações Sigmoidal de Boltzmann para a reatividade integral e senoidal para a reatividade diferencial feitos no software Origin 9.1. Comprovou-se isto pelos coeficientes de determinação, R^2 , que estão próximos de 1, significando que esses modelos explicam bem os dados experimentais, e os χ^2 -reduzidos, que estão dentro da faixa de valores aceitáveis ou muito próximo de 1 ^[32]. As curvas dos ajustes foram extrapoladas para se ter os perfis de reatividade completos, os quais mostram que a região mais efetiva da BC#2 é a parte central, como esperado.

Com a equação do ajuste feito para a reatividade integral e a propagação de erros, levando em conta as covariância dos parâmetros ajustados, foi obtido os excessos de reatividade para a armadilha de nêutrons com água leve de $\rho = (400 \pm 32)$ pcm e para a caixa com água pesada de $\rho = (1183 \pm 44)$ pcm, o que leva a água pesada a ter $\rho = (783 \pm 54)$ pcm

a mais de excesso de reatividade que a água leve ^{[27][32]}. Essa diferença entre os excessos de reatividade é maior que a fração efetiva de nêutrons atrasados do reator IPEN/MB-01, β_{eff} . Se essa reatividade fosse inserida no reator na configuração com D₂O, o reator ficaria pronto crítico e a reação de fissão em cadeia se autossustentaria sem a participação dos nêutrons atrasados. Portanto, a água pesada se mostrou um ótimo refletor, gerando uma grande economia de nêutrons. Na configuração com a armadilha de nêutrons, o espaço com água leve atuou como uma verdadeira armadilha de nêutrons, já que os nêutrons que adentram esta região perdem quase totalmente ou totalmente a energia cinética deles ou são absorvidos.

A reatividade dos núcleos no estado crítico com a armadilha de nêutrons com água leve foi de $\rho = (4794 \pm 25)$ pcm e com a caixa contendo água pesada foi de $\rho = (4474 \pm 42)$ pcm, dando as reatividades totais de $\rho = (5194 \pm 41)$ pcm e $\rho = (5657 \pm 61)$ pcm, para a água leve e pesada, nesta ordem.

TABELA 5.1 - Valores medidos na calibração das barras de controle 2 da configuração com a armadilha de nêutrons com água leve e sem a caixa de acrílico.

Medição	Posição retirada (%)		Reatividade (pcm)					
	BC#1	BC#2	$\rho(1)$	$\sigma_{\rho(2)}$	$\rho(2)$	$\sigma_{\rho(1)}$	$\bar{\rho}$	$\sigma_{\bar{\rho}}$
1	77,02	99,73	Crítico					
	79,27	99,73	66,35	1,24	65,88	1,06	66,11	1,15
2	79,27	92,58	Crítico					
	82,31	92,58	77,86	1,21	77,43	1,24	77,65	1,23
3	82,31	87,45	Crítico					
	85,99	87,45	79,99	1,75	79,63	1,66	79,81	1,71
4	85,99	83,49	Crítico					
	90,32	83,49	74,81	1,52	74,48	1,40	74,64	1,46
5	90,32	80,42	Crítico					
	99,63	80,42	97,37	1,08	97,16	1,05	97,26	1,07
6	99,63	76,92	Crítico					
	99,63	0,00	-2167,66	6,54	-2227,87	8,72	-2197,76	7,71

TABELA 5.2 - Valores medidos na calibração das barras de controle 2 na configuração com a caixa de acrílico contendo água pesada.

Medição	Posição retirada (%)		Reatividade (pcm)					
	BC#1	BC#2	$\rho(1)$	$\sigma_{\rho(2)}$	$\rho(2)$	$\sigma_{\rho(1)}$	$\bar{\rho}$	σ_{ρ}
1	57,80	99,74	Crítico					
	58,95	99,74	56,00	2,16	55,45	1,80	55,72	1,99
2	58,95	93,57	Crítico					
	60,41	93,57	67,84	1,89	67,16	1,66	67,50	1,78
3	60,41	88,88	Crítico					
	61,94	88,88	69,36	1,88	68,61	1,72	68,98	1,80
4	61,94	85,20	Crítico					
	63,57	85,20	72,50	1,28	72,09	1,16	72,30	1,22
5	63,57	81,99	Crítico					
	65,26	81,99	72,91	1,08	72,37	1,17	72,64	1,13
6	65,26	79,20	Crítico					
	67,12	79,20	77,41	1,36	76,84	1,45	77,13	1,40
7	67,12	76,55	Crítico					
	68,99	76,55	75,38	1,31	74,61	1,40	75,00	1,35
8	68,99	74,17	Crítico					
	71,11	74,17	80,02	1,60	79,34	1,74	79,68	1,67
9	71,11	71,84	Crítico					
	73,40	71,84	80,28	1,55	79,63	1,28	79,95	1,42
10	73,40	69,62	Crítico					
	76,09	69,62	86,64	1,63	86,03	1,72	86,33	1,68
11	76,09	67,38	Crítico					
	79,06	67,38	87,03	1,55	86,60	1,58	86,81	1,56
12	79,06	65,25	Crítico					
	82,79	65,25	95,56	1,27	95,08	1,11	95,32	1,19
13	79,06	63,02	Crítico					
	79,06	63,02	102,47	1,35	101,99	1,22	102,23	1,29
14	82,79	60,71	Crítico					
	96,65	60,71	119,84	1,17	119,68	1,11	119,76	1,14
15	96,65	58,07	Crítico					
	99,64	58,07	22,25	1,34	22,15	1,38	22,20	1,36
16	99,64	57,59	Crítico					
	99,64	0,00	-1641,92	17,21	-1664,62	12,72	-1653,27	15,13

FIGURA 5.1 - Curva de calibração integral da barra de controle 2 das configurações cilíndricas com a armadilha de nêutrons com H₂O e para a caixa de acrílico contendo D₂O.

FIGURA 5.2 - Curva de calibração diferencial da barra de controle 2 das configurações cilíndricas com a armadilha de nêutrons com H₂O e para a caixa de acrílico contendo D₂O

5.2. Atividades saturadas por núcleo alvo

A TAB. 5.3 mostra as atividades saturadas por núcleo alvo experimentais obtidas com a equação (2.29) das folhas de ativação irradiadas na posição central para os experimentos com água leve e pesada com uma confiança estatística estendida de 2σ , o que corresponde a 95% das chances de que o valor verdadeiro esteja dentro do intervalo estimado. Na prática, isto representa uma probabilidade muito grande, o que justifica esse aumento [32]. As atividades saturadas por núcleo alvo das folhas de ativação de ouro e escândio foram corrigidas pelos fatores de autoblindagem, obtendo os valores absolutos destas grandezas para a comparação com os valores calculados com os do código SANDBP.

TABELA 5.3 – Atividades saturadas por núcleo alvo das folhas de ativação irradiadas nas posições centrais das configurações cilíndricas com água leve e pesada.

Reação nuclear	H ₂ O		D ₂ O	
	A^∞/N_0 (Bq/átomos)	$2\sigma(A^\infty/N_0)^\S$ (%)	A^∞/N_0 (Bq/átomos)	$2\sigma(A^\infty/N_0)^\S$ (%)
$^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$	$3,66402 \times 10^{-13}$	2,614	$2,71570 \times 10^{-13}$	2,668
$^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}^*$	$1,33870 \times 10^{-13}$	2,675	$1,64830 \times 10^{-13}$	2,705
$^{45}\text{Sc}(n,\gamma)^{46}\text{Sc}$	$6,06119 \times 10^{-14}$	2,317	$2,74951 \times 10^{-14}$	2,694
$^{45}\text{Sc}(n,\gamma)^{46}\text{Sc}^*$	$9,66563 \times 10^{-16}$	3,223	$1,42474 \times 10^{-15}$	3,171
$^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$	$1,45624 \times 10^{-16}$	2,417	$1,62084 \times 10^{-16}$	2,972
$^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$	$1,06132 \times 10^{-18}$	3,682	$1,20206 \times 10^{-18}$	6,470
$^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$	$7,50665 \times 10^{-17}$	2,283	$8,63779 \times 10^{-17}$	2,232
$^{47}\text{Ti}(n,p)^{47}\text{Sc}$	$1,48006 \times 10^{-17}$	2,424	$1,70999 \times 10^{-17}$	3,585

* Folhas de ativação irradiadas dentro de caixas de cádmio.

§ Nível de confiança estatística de 95%.

As atividades de saturação por núcleo alvo calculadas pelo código SANDBP foram obtidas com as atividades saturadas por núcleo alvo experimentais e um espectro diferencial inicial de entrada. Os espectros de entrada foram simulados com o código MCNP com folhas de água leve e pesada, para não perturbar o meio, com as dimensões aproximadas das folhas reais, com 8,49 mm de diâmetro e 0,02 mm de espessura. Como o espectro depende também da posição, estas folhas foram simuladas na posição central com 2×10^9 histórias válidas e 5×10^7 histórias foram descartadas para que o k_{eff} se estabilizasse, com os $k_{eff} = 1,00136 \pm 0,00001$ para a água leve e $k_{eff} = 1,00020 \pm 0,00001$ para a água pesada. Esses espectros de entrada foram transformados em espectros diferenciais, que é o fluxo de nêutrons relativo do grupo dividido pela faixa de energia deste grupo.

Os arquivos de entrada do SANDBP com as atividades saturadas por núcleo alvo experimentais e os espectros diferenciais iniciais de entrada em 641 grupo de energia estão no APÊNDICE H. Os 641 grupos de energia foram colapsados para 320, 213, 160 e 106 grupos para testar se os desvios dos resultados calculados em relação aos experimentais diminuiriam, grupos maiores tem erros menores, os espectros de entrada com os diversos números de grupos de energia estão nas FIG. 5.3 até 5.7 e os respectivos resultados das atividades saturação por núcleo alvo calculadas, para 3 iterações para não se perder a informação física ^[62], estão nas TAB. 5.4 até 5.8. Os resultados mostram que o desvio padrão não diminui significativamente com a diminuição dos grupos de energia e conforme vai diminuindo os grupos, o desvio diminui e depois volta a subir. As atividades saturadas por núcleo alvo calculadas obtiveram bons resultados, apesar de se ter desvios acima de 10% para o ⁴⁷Ti, isto se deve a baixíssima seção de choque da reação (n, p) e a fração isotópica desse nuclídeo ser de apenas 7,44%. Além disso, no experimento com água pesada a folha de titânio teve um tempo de espera maior, por ter sido irradiada por três horas, o tempo de espera devido a diminuição da radiação no núcleo do reator foi maior. Entretanto, o SANDBP considera como resultado final o conjunto das atividades saturadas por núcleo alvo de todas as folhas e os desvios padrões próximos de 5% são considerados baixos ^[46].

FIGURA 5.3 - Fluxos de nêutrons relativos obtidos no MCNP em 106 grupos de energia para a armadilha de nêutrons com H_2O e para a caixa de acrílico contendo D_2O .

TABELA 5.4 Atividades saturadas por núcleo alvo experimentais e calculadas a partir do espectro diferencial em 106 grupos de energia, e os desvios dos valores experimentais em relação aos calculados pelo SANDBP para os experimentos da armadilha de nêutrons com água leve e da caixa de acrílico contendo água pesada.

Reação Nuclear	H ₂ O			D ₂ O		
	A [∞] /N ₀ (Bq/átomos)	Desvio (%)	CONF [†] (%)	A [∞] /N ₀ (Bq/átomos)	Desvio (%)	CONF [†] (%)
¹⁹⁷ Au(n,γ) ¹⁹⁸ Au	3,523×10 ⁻¹³	4,01	1,53	2,664×10 ⁻¹³	1,92	0,72
¹⁹⁷ Au(n,γ) ¹⁹⁸ Au*	1,307×10 ⁻¹³	2,43	0,91	1,682×10 ⁻¹³	-2,02	-0,75
⁴⁵ Sc(n,γ) ⁴⁶ Sc	6,085×10 ⁻¹⁴	-0,39	-0,17	2,741×10 ⁻¹⁴	0,30	0,11
⁴⁵ Sc(n,γ) ⁴⁶ Sc*	1,037×10 ⁻¹⁵	-6,78	-2,1	1,453×10 ⁻¹⁵	-1,98	-0,62
¹¹⁵ In(n,n') ^{115m} In	1,449×10 ⁻¹⁶	0,49	0,2	1,639×10 ⁻¹⁶	-1,12	-0,38
²⁴ Mg(n,p) ²⁴ Na	1,091×10 ⁻¹⁸	-2,74	-0,74	1,267×10 ⁻¹⁸	-5,11	-0,79
⁵⁸ Ni(n,p) ⁵⁸ Co	7,977×10 ⁻¹⁷	-5,9	-2,58	8,972×10 ⁻¹⁷	-3,72	-1,67
⁴⁷ Ti(n,p) ⁴⁷ Sc	1,359×10 ⁻¹⁷	8,88	3,66	1,531×10 ⁻¹⁷	11,72	3,27
	Desvio padrão de E/C	5,20	2,01	Desvio padrão de E/C	5,21	1,50

* Folhas de ativação irradiadas dentro das caixas de cádmio.

† Desvio do intervalo de confiança estatística.

FIGURA 5.4 - Fluxos de nêutrons relativos obtidos no MCNP em 160 grupos de energia para a armadilha de nêutrons com H₂O e para a caixa de acrílico contendo D₂O.

TABELA 5.5 - Atividades saturadas por núcleo alvo experimentais e calculadas a partir do espectro diferencial em 160 grupos de energia, e os desvios dos valores experimentais em relação aos calculados pelo SANDBP para os experimentos da armadilha de nêutrons com água leve e da caixa de acrílico contendo água pesada.

Reação Nuclear	H ₂ O			D ₂ O		
	A [∞] /N ₀ (Bq/átomos)	Desvio (%)	CONF [†] (%)	A [∞] /N ₀ (Bq/átomos)	Desvio (%)	CONF [†] (%)
¹⁹⁷ Au(n,γ) ¹⁹⁸ Au	3,527×10 ⁻¹³	3,87	1,48	2,664×10 ⁻¹³	1,94	0,73
¹⁹⁷ Au(n,γ) ¹⁹⁸ Au*	1,311×10 ⁻¹³	2,12	0,79	1,682×10 ⁻¹³	-1,98	-0,73
⁴⁵ Sc(n,γ) ⁴⁶ Sc	6,091×10 ⁻¹⁴	-0,49	-0,21	2,743×10 ⁻¹⁴	0,24	0,09
⁴⁵ Sc(n,γ) ⁴⁶ Sc*	1,029×10 ⁻¹⁵	-6,08	-1,89	1,449×10 ⁻¹⁵	-1,66	-0,52
¹¹⁵ In(n,n') ^{115m} In	1,451×10 ⁻¹⁶	0,34	0,14	1,640×10 ⁻¹⁶	-1,17	-0,39
²⁴ Mg(n,p) ²⁴ Na	1,093×10 ⁻¹⁸	-2,88	-0,78	1,274×10 ⁻¹⁸	-5,64	-0,87
⁵⁸ Ni(n,p) ⁵⁸ Co	7,970×10 ⁻¹⁷	-5,81	-2,54	8,956×10 ⁻¹⁷	-3,56	-1,59
⁴⁷ Ti(n,p) ⁴⁷ Sc	1,359×10 ⁻¹⁷	8,92	3,68	1,529×10 ⁻¹⁷	11,82	3,30
	Desvio padrão de E/C	5,05	1,97	Desvio padrão de E/C	5,29	1,50

* Folhas de ativação irradiadas dentro das caixas de cádmio.

† Desvio do intervalo de confiança estatística.

FIGURA 5.5 - Fluxos de nêutrons relativos obtidos no MCNP em 213 grupos de energia para a armadilha de nêutrons com H₂O e para a caixa de acrílico contendo D₂O.

TABELA 5.6 - Atividades saturadas por núcleo alvo experimentais e calculadas a partir do espectro diferencial em 213 grupos de energia, e os desvios dos valores experimentais em relação aos calculados pelo SANDBP para os experimentos da armadilha de nêutrons com água leve e da caixa de acrílico contendo água pesada.

Reação Nuclear	H ₂ O			D ₂ O		
	A [∞] /N ₀ (Bq/átomos)	Desvio (%)	CONF [†] (%)	A [∞] /N ₀ (Bq/átomos)	Desvio (%)	CONF [†] (%)
¹⁹⁷ Au(n,γ) ¹⁹⁸ Au	3,526×10 ⁻¹³	3,91	1,50	2,668×10 ⁻¹³	1,79	0,67
¹⁹⁷ Au(n,γ) ¹⁹⁸ Au*	1,309×10 ⁻¹³	2,24	0,84	1,685×10 ⁻¹³	-2,19	-0,81
⁴⁵ Sc(n,γ) ⁴⁶ Sc	6,093×10 ⁻¹⁴	-0,52	-0,23	2,745×10 ⁻¹⁴	0,15	0,06
⁴⁵ Sc(n,γ) ⁴⁶ Sc*	1,029×10 ⁻¹⁵	-6,04	-1,87	1,447×10 ⁻¹⁵	-1,54	-0,49
¹¹⁵ In(n,n') ^{115m} In	1,462×10 ⁻¹⁶	-0,39	-0,16	1,653×10 ⁻¹⁶	-1,97	-0,66
²⁴ Mg(n,p) ²⁴ Na	1,096×10 ⁻¹⁸	-3,15	-0,85	1,259×10 ⁻¹⁸	-4,55	-0,70
⁵⁸ Ni(n,p) ⁵⁸ Co	7,918×10 ⁻¹⁷	-5,19	-2,28	8,941×10 ⁻¹⁷	-3,39	-1,52
⁴⁷ Ti(n,p) ⁴⁷ Sc	1,356×10 ⁻¹⁷	9,14	3,77	1,531×10 ⁻¹⁷	11,69	3,26
	Desvio padrão de E/C	5,04	1,95	Desvio padrão de E/C	5,11	1,47

* Folhas de ativação irradiadas dentro das caixas de cádmio.

† Desvio do intervalo de confiança estatística.

FIGURA 5.6 - Fluxos de nêutrons relativos obtidos no MCNP em 320 grupos de energia para a armadilha de nêutrons com H₂O e para a caixa de acrílico contendo D₂O.

TABELA 5.7 - Atividades saturadas por núcleo alvo experimentais e calculadas a partir do espectro diferencial em 320 grupos de energia, e os desvios dos valores experimentais em relação aos calculados pelo SANDBP para os experimentos da armadilha de nêutrons com água leve e da caixa de acrílico contendo água pesada.

Reação Nuclear	H ₂ O			D ₂ O		
	A [∞] /N ₀ (Bq/átomos)	Desvio (%)	CONF [†] (%)	A [∞] /N ₀ (Bq/átomos)	Desvio (%)	CONF [†] (%)
¹⁹⁷ Au(n,γ) ¹⁹⁸ Au	3,525×10 ⁻¹³	3,93	1,50	2,661×10 ⁻¹³	2,04	0,77
¹⁹⁷ Au(n,γ) ¹⁹⁸ Au*	1,309×10 ⁻¹³	2,27	0,85	1,680×10 ⁻¹³	-1,86	-0,69
⁴⁵ Sc(n,γ) ⁴⁶ Sc	6,093×10 ⁻¹⁴	-0,53	-0,23	2,743×10 ⁻¹⁴	0,23	0,08
⁴⁵ Sc(n,γ) ⁴⁶ Sc*	1,027×10 ⁻¹⁵	-5,91	-1,83	1,446×10 ⁻¹⁵	-1,45	-0,46
¹¹⁵ In(n,n') ^{115m} In	1,461×10 ⁻¹⁶	-0,34	-0,14	1,650×10 ⁻¹⁶	-1,77	-0,59
²⁴ Mg(n,p) ²⁴ Na	1,101×10 ⁻¹⁸	-3,58	-0,97	1,281×10 ⁻¹⁸	-6,14	-0,95
⁵⁸ Ni(n,p) ⁵⁸ Co	7,909×10 ⁻¹⁷	-5,09	-2,23	8,910×10 ⁻¹⁷	-3,05	-1,37
⁴⁷ Ti(n,p) ⁴⁷ Sc	1,355×10 ⁻¹⁷	9,25	3,82	1,527×10 ⁻¹⁷	12,00	3,35
	Desvio padrão de E/C	5,07	1,96	Desvio padrão de E/C	5,40	1,49

* Folhas de ativação irradiadas dentro da caixas de cádmio.

† Desvio do intervalo de confiança estatística.

FIGURA 5.7 - Fluxos de nêutrons relativos obtidos no MCNP em 641 grupos de energia para a armadilha de nêutrons com H₂O e para a caixa de acrílico contendo D₂O.

TABELA 5.8 - Atividades saturadas por núcleo alvo experimentais e calculadas a partir do espectro diferencial em 641 grupos de energia, e os desvios dos valores experimentais em relação aos calculados pelo SANDBP para os experimentos da armadilha de nêutrons com água leve e da caixa de acrílico contendo água pesada.

Reação Nuclear	H ₂ O			D ₂ O		
	A [∞] /N ₀ (Bq/átomos)	Desvio (%)	CONF [†] (%)	A [∞] /N ₀ (Bq/átomos)	Desvio (%)	CONF [†] (%)
¹⁹⁷ Au(n,γ) ¹⁹⁸ Au	3,522×10 ⁻¹³	4,04	1,55	2,659×10 ⁻¹³	2,12	0,80
¹⁹⁷ Au(n,γ) ¹⁹⁸ Au*	1,305×10 ⁻¹³	2,60	0,97	1,677×10 ⁻¹³	-1,71	-0,63
⁴⁵ Sc(n,γ) ⁴⁶ Sc	6,096×10 ⁻¹⁴	-0,57	-0,24	2,744×10 ⁻¹⁴	0,19	0,07
⁴⁵ Sc(n,γ) ⁴⁶ Sc*	1,033×10 ⁻¹⁵	-6,48	-2,01	1,445×10 ⁻¹⁵	-1,41	-0,44
¹¹⁵ In(n,n') ^{115m} In	1,460×10 ⁻¹⁶	-0,26	-0,11	1,644×10 ⁻¹⁶	-1,41	-0,47
²⁴ Mg(n,p) ²⁴ Na	1,097×10 ⁻¹⁸	-3,25	-0,88	1,288×10 ⁻¹⁸	-6,67	-1,03
⁵⁸ Ni(n,p) ⁵⁸ Co	7,912×10 ⁻¹⁷	-5,12	-2,24	8,909×10 ⁻¹⁷	-3,05	-1,37
⁴⁷ Ti(n,p) ⁴⁷ Sc	1,357×10 ⁻¹⁷	9,03	3,73	1,528×10 ⁻¹⁷	11,93	3,33
	Desvio padrão de E/C	5,12	1,97	Desvio padrão de E/C	5,44	1,49

* Folhas de ativação irradiadas dentro da caixas de cádmio.

† Desvio do intervalo de confiança estatística.

As faixas de atuação dos detectores de ativação calculadas no código SANDBP estão na TAB. 5.9. Como o espectro da configuração com água leve é diferente do espectro da configuração com água pesada algumas faixas de atuação são diferentes. Os desvios das atividades saturadas por núcleo alvo calculados em relação aos experimentais para o ⁴⁷Ti foram altos e, como se pode observar na TAB. 5.9 a faixa de atuação do ⁴⁷Ti é a mesma do ⁵⁸Ni, portanto, os valores do ⁴⁷Ti podem ser retirados dos arquivos de entrada do SANDBP sem prejuízos nos resultados. Os arquivos de entrada escolhidos para serem simulado novamente sem o ⁴⁷Ti foram os que obtiveram os menores desvios padrões, neste caso, os arquivos que tinham 213 faixas de energia como espectros de entrada. Os resultados desses cálculos estão na TAB. 5.10 e mostram uma melhoria considerável, principalmente para o D₂O com resultados exatos e precisos.

TABELA 5.9 – Faixas de atuação energética dos núclídeos alvos das folhas de ativação obtidos com o código SANDBP nas configurações cilíndricas com água leve e pesada.

Reação nuclear	H₂O		D₂O	
	Faixa de atuação (MeV)		Faixa de atuação (MeV)	
$^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$	$1,00 \times 10^{-8}$	— $6,30 \times 10^{-6}$	$1,00 \times 10^{-8}$	— $6,30 \times 10^{-6}$
$^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}^*$	$2,80 \times 10^{-6}$	— $6,30 \times 10^{-6}$	$2,80 \times 10^{-6}$	— $3,00 \times 10^{-5}$
$^{45}\text{Sc}(n,\gamma)^{46}\text{Sc}$	$1,00 \times 10^{-9}$	— $1,15 \times 10^{-7}$	$1,00 \times 10^{-9}$	— $5,50 \times 10^{-7}$
$^{45}\text{Sc}(n,\gamma)^{46}\text{Sc}^*$	$2,80 \times 10^{-8}$	— $2,20 \times 10^{-4}$	$2,55 \times 10^{-7}$	— $4,50 \times 10^{-3}$
$^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$	$1,00 \times 10^0$	— $5,50 \times 10^0$	$1,00 \times 10^0$	— $5,50 \times 10^0$
$^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$	$5,50 \times 10^0$	— $1,25 \times 10^1$	$5,50 \times 10^0$	— $1,25 \times 10^1$
$^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$	$1,80 \times 10^0$	— $8,20 \times 10^0$	$1,80 \times 10^0$	— $8,20 \times 10^0$
$^{47}\text{Ti}(n,p)^{47}\text{Sc}$	$1,80 \times 10^0$	— $8,20 \times 10^0$	$1,80 \times 10^0$	— $8,20 \times 10^0$

* Folhas de ativação irradiadas dentro da caixas de cádmio.

TABELA 5.10 - Atividades saturadas por núcleo alvo experimentais e calculadas, sem a folha de ativação de ^{47}Ti , a partir do espectro diferencial em 213 grupos de energia, e os desvios dos valores experimentais em relação aos calculados pelo SANDBP para as configurações cilíndricas com água leve e pesada.

Reação Nuclear	H₂O			D₂O		
	A^∞/N_0 (Bq/átomos)	Desvio (%)	CONF [†] (%)	A^∞/N_0 (Bq/átomos)	Desvio (%)	CONF [†] (%)
$^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$	$3,527 \times 10^{-13}$	3,87	1,48	$2,652 \times 10^{-13}$	2,42	0,91
$^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}^*$	$1,310 \times 10^{-13}$	2,20	0,82	$1,675 \times 10^{-13}$	-1,58	-0,58
$^{45}\text{Sc}(n,\gamma)^{46}\text{Sc}$	$6,095 \times 10^{-14}$	-0,56	-0,24	$2,728 \times 10^{-14}$	0,78	0,29
$^{45}\text{Sc}(n,\gamma)^{46}\text{Sc}^*$	$1,029 \times 10^{-15}$	-6,08	-1,89	$1,438 \times 10^{-15}$	-0,93	-0,29
$^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$	$1,425 \times 10^{-16}$	2,21	0,92	$1,606 \times 10^{-16}$	0,93	0,31
$^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$	$1,067 \times 10^{-18}$	-0,52	-0,14	$1,223 \times 10^{-18}$	-1,70	-0,26
$^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$	$7,592 \times 10^{-17}$	-1,12	-0,49	$8,631 \times 10^{-17}$	0,08	0,04
	Desvio padrão de E/C	3,26	1,12	Desvio padrão de E/C	1,50	0,50

* Folhas irradiadas dentro da caixas de cádmio

† Desvio do intervalo de confiança estatística

5.3. Razões espectrais

Os resultados das razões espectrais experimentais, obtidas com as atividades saturadas por núcleo alvo da TAB. 5.3, e calculadas pelo MNCP para reações nucleares do mesmo tipo estão na TAB. 5.11 e para reações diferentes estão na TAB. 5.12 para os

experimentos com água leve e pesada, com uma confiança estatística de 2σ . O critério adotado para definir o numerador e o denominador foi que a razão seja maior que o valor unitário [23]. Os gráficos das comparações dos resultados calculados em relação aos experimentais estão nas FIG. 5.8 e 5.9, para reações nucleares iguais e diferentes, respectivamente. Nas comparações de C/E várias razões espectrais ficaram próximas a 1 ou com as barras de erros dentro desse valor. Nas razões espectrais de reações do mesmo tipo e de tipos diferentes os desvios padrões ficaram próximos e não se pode afirmar que num tipo ou noutro se obtêm resultados melhores na relação C/E. Os desvios padrões ainda estão um pouco altos, para se fazer uma comparação melhor, seria interessante simular com o MCNP utilizando outras bibliotecas de dados nucleares e irradiar folhas de ativação com outros materiais.

TABELA 5.11 - Razões espectrais experimentais e calculadas pelo código MCNP das folhas de ativação para reações nucleares do mesmo tipo.

	Razão espectral	Experimental (E)	Calculado (C)	C/E $\pm 2\sigma$ §
		$R_e \pm 2\sigma$ §	$R_e \pm 2\sigma$ §	
H₂O	$^{197}\text{Au}/^{45}\text{Sc}$	$6,045 \times 10^0 \pm 0,30\%$	$5,517 \times 10^0 \pm 0,32\%$	$0,913 \pm 0,44\%$
	$^{197}\text{Au}/^{45}\text{Sc}^*$	$3,791 \times 10^2 \pm 0,61\%$	$3,145 \times 10^2 \pm 1,62\%$	$0,830 \pm 1,73\%$
	$^{197}\text{Au}^*/^{45}\text{Sc}^*$	$1,385 \times 10^2 \pm 0,55\%$	$1,188 \times 10^2 \pm 3,02\%$	$0,858 \pm 3,07\%$
	$^{58}\text{Ni}/^{24}\text{Mg}$	$7,073 \times 10^1 \pm 1,40\%$	$6,149 \times 10^1 \pm 5,22\%$	$0,869 \pm 5,40\%$
	$^{47}\text{Ti}/^{24}\text{Mg}$	$1,395 \times 10^1 \pm 1,26\%$	$1,045 \times 10^1 \pm 5,34\%$	$0,749 \pm 5,49\%$
	$^{58}\text{Ni}/^{47}\text{Ti}$	$5,072 \times 10^0 \pm 0,14\%$	$5,885 \times 10^0 \pm 0,12\%$	$1,160 \pm 0,19\%$
		Desvio padrão de C/E		18,03%
D₂O	$^{197}\text{Au}/^{45}\text{Sc}$	$9,877 \times 10^0 \pm 0,03\%$	$1,019 \times 10^1 \pm 0,79\%$	$1,032 \pm 0,79\%$
	$^{197}\text{Au}/^{45}\text{Sc}^*$	$1,906 \times 10^2 \pm 0,50\%$	$1,641 \times 10^2 \pm 0,27\%$	$0,861 \pm 0,57\%$
	$^{197}\text{Au}^*/^{45}\text{Sc}^*$	$1,157 \times 10^2 \pm 0,47\%$	$1,159 \times 10^2 \pm 3,54\%$	$1,001 \pm 3,57\%$
	$^{58}\text{Ni}/^{24}\text{Mg}$	$7,186 \times 10^1 \pm 4,24\%$	$6,763 \times 10^1 \pm 5,36\%$	$0,941 \pm 6,83\%$
	$^{47}\text{Ti}/^{24}\text{Mg}$	$1,423 \times 10^1 \pm 2,88\%$	$1,162 \times 10^1 \pm 5,50\%$	$0,817 \pm 6,21\%$
	$^{58}\text{Ni}/^{47}\text{Ti}$	$5,051 \times 10^0 \pm 1,35\%$	$5,818 \times 10^0 \pm 0,14\%$	$1,152 \pm 1,36\%$
		Desvio padrão de C/E		12,67%

* Folhas de ativação irradiadas dentro de caixas de cádmio.

§ Nível de confiança estatística de 95%.

TABELA 5.12 - Razões espectrais experimentais e calculadas pelo código MCNP das folhas de ativação com reações nucleares diferentes.

	Razão espectral	Experimental (E)	Calculado (C)	C/E $\pm 2\sigma$ §
		$R_e \pm 2\sigma$ §	$R_e \pm 2\sigma$ §	
H₂O	$^{197}\text{Au}/^{115}\text{In}$	$2,516 \times 10^3 \pm 0,20\%$	$2,665 \times 10^3 \pm 0,14\%$	$1,059 \pm 0,24\%$
	$^{197}\text{Au}/^{24}\text{Mg}$	$3,452 \times 10^5 \pm 1,07\%$	$2,849 \times 10^5 \pm 5,98\%$	$0,825 \pm 6,07\%$
	$^{197}\text{Au}/^{58}\text{Ni}$	$4,881 \times 10^3 \pm 0,33\%$	$4,633 \times 10^3 \pm 0,76\%$	$0,949 \pm 0,83\%$
	$^{197}\text{Au}/^{47}\text{Ti}$	$2,476 \times 10^4 \pm 0,19\%$	$2,727 \times 10^4 \pm 0,64\%$	$1,101 \pm 0,66\%$
	$^{197}\text{Au}^*/^{115}\text{In}$	$9,193 \times 10^2 \pm 0,26\%$	$1,007 \times 10^3 \pm 4,50\%$	$1,095 \pm 4,51\%$
	$^{197}\text{Au}^*/^{24}\text{Mg}$	$1,261 \times 10^5 \pm 1,01\%$	$1,076 \times 10^5 \pm 1,34\%$	$0,853 \pm 1,67\%$
	$^{197}\text{Au}^*/^{58}\text{Ni}$	$1,783 \times 10^3 \pm 0,39\%$	$1,750 \times 10^3 \pm 3,88\%$	$0,982 \pm 3,90\%$
	$^{197}\text{Au}^*/^{47}\text{Ti}$	$9,045 \times 10^3 \pm 0,25\%$	$1,030 \times 10^4 \pm 4,00\%$	$1,139 \pm 4,01\%$
	$^{45}\text{Sc}/^{115}\text{In}$	$4,162 \times 10^2 \pm 0,10\%$	$4,884 \times 10^2 \pm 0,46\%$	$1,161 \pm 0,47\%$
	$^{45}\text{Sc}/^{24}\text{Mg}$	$5,711 \times 10^4 \pm 1,37\%$	$5,221 \times 10^4 \pm 6,30\%$	$0,904 \pm 6,45\%$
	$^{45}\text{Sc}/^{58}\text{Ni}$	$8,074 \times 10^2 \pm 0,03\%$	$8,491 \times 10^2 \pm 1,08\%$	$1,040 \pm 1,08\%$
	$^{45}\text{Sc}/^{47}\text{Ti}$	$4,095 \times 10^3 \pm 0,11\%$	$4,997 \times 10^3 \pm 0,96\%$	$1,207 \pm 0,97\%$
	$^{45}\text{Sc}^*/^{115}\text{In}$	$6,637 \times 10^0 \pm 0,81\%$	$8,475 \times 10^0 \pm 1,48\%$	$1,277 \pm 1,68\%$
	$^{45}\text{Sc}^*/^{24}\text{Mg}$	$9,107 \times 10^2 \pm 0,46\%$	$9,060 \times 10^2 \pm 4,36\%$	$0,995 \pm 4,39\%$
	$^{45}\text{Sc}^*/^{58}\text{Ni}$	$1,288 \times 10^1 \pm 0,94\%$	$1,473 \times 10^1 \pm 0,86\%$	$1,144 \pm 1,27\%$
	$^{45}\text{Sc}^*/^{47}\text{Ti}$	$6,531 \times 10^1 \pm 0,80\%$	$8,671 \times 10^1 \pm 0,98\%$	$1,328 \pm 1,26\%$
	$^{115}\text{In}/^{24}\text{Mg}$	$1,372 \times 10^2 \pm 1,26\%$	$1,069 \times 10^2 \pm 5,84\%$	$0,779 \pm 5,98\%$
	$^{115}\text{In}/^{58}\text{Ni}$	$1,940 \times 10^0 \pm 0,13\%$	$1,739 \times 10^0 \pm 0,62\%$	$0,896 \pm 0,63\%$
	$^{115}\text{In}/^{47}\text{Ti}$	$9,839 \times 10^0 \pm 0,01\%$	$1,023 \times 10^1 \pm 0,50\%$	$1,040 \pm 0,50\%$
			Desvio padrão de C/E	15,68%
D₂O	$^{197}\text{Au}/^{115}\text{In}$	$1,675 \times 10^3 \pm 0,30\%$	$1,463 \times 10^3 \pm 0,69\%$	$0,873 \pm 0,75\%$
	$^{197}\text{Au}/^{24}\text{Mg}$	$2,259 \times 10^5 \pm 3,80\%$	$1,758 \times 10^5 \pm 5,31\%$	$0,778 \pm 6,53\%$
	$^{197}\text{Au}/^{58}\text{Ni}$	$3,144 \times 10^3 \pm 0,44\%$	$2,600 \times 10^3 \pm 0,05\%$	$0,827 \pm 0,44\%$
	$^{197}\text{Au}/^{47}\text{Ti}$	$1,588 \times 10^4 \pm 0,92\%$	$1,512 \times 10^4 \pm 0,19\%$	$0,952 \pm 0,94\%$
	$^{197}\text{Au}^*/^{115}\text{In}$	$1,017 \times 10^3 \pm 0,27\%$	$1,033 \times 10^3 \pm 3,96\%$	$1,015 \pm 3,97\%$
	$^{197}\text{Au}^*/^{24}\text{Mg}$	$1,371 \times 10^5 \pm 3,77\%$	$1,241 \times 10^5 \pm 2,04\%$	$0,905 \pm 4,28\%$
	$^{197}\text{Au}^*/^{58}\text{Ni}$	$1,908 \times 10^3 \pm 0,47\%$	$1,835 \times 10^3 \pm 3,32\%$	$0,962 \pm 3,35\%$
	$^{197}\text{Au}^*/^{47}\text{Ti}$	$9,639 \times 10^3 \pm 0,88\%$	$1,068 \times 10^4 \pm 3,46\%$	$1,108 \pm 3,57\%$
	$^{45}\text{Sc}/^{115}\text{In}$	$1,696 \times 10^2 \pm 0,28\%$	$1,435 \times 10^2 \pm 0,10\%$	$0,846 \pm 0,30\%$
	$^{45}\text{Sc}/^{24}\text{Mg}$	$2,287 \times 10^4 \pm 3,78\%$	$1,725 \times 10^4 \pm 6,10\%$	$0,754 \pm 7,17\%$
	$^{45}\text{Sc}/^{58}\text{Ni}$	$3,183 \times 10^2 \pm 0,46\%$	$2,551 \times 10^2 \pm 0,74\%$	$0,801 \pm 0,87\%$
	$^{45}\text{Sc}/^{47}\text{Ti}$	$1,608 \times 10^3 \pm 0,89\%$	$1,484 \times 10^3 \pm 0,60\%$	$0,923 \pm 1,07\%$
	$^{45}\text{Sc}^*/^{115}\text{In}$	$8,790 \times 10^0 \pm 0,20\%$	$8,913 \times 10^0 \pm 0,42\%$	$1,014 \pm 0,46\%$
	$^{45}\text{Sc}^*/^{24}\text{Mg}$	$1,185 \times 10^3 \pm 3,30\%$	$1,071 \times 10^3 \pm 5,58\%$	$0,904 \pm 6,48\%$
	$^{45}\text{Sc}^*/^{58}\text{Ni}$	$1,649 \times 10^1 \pm 0,94\%$	$1,584 \times 10^1 \pm 0,22\%$	$0,960 \pm 0,96\%$
	$^{45}\text{Sc}^*/^{47}\text{Ti}$	$8,332 \times 10^1 \pm 0,41\%$	$9,215 \times 10^1 \pm 0,08\%$	$1,106 \pm 0,42\%$
	$^{115}\text{In}/^{24}\text{Mg}$	$1,348 \times 10^2 \pm 3,50\%$	$1,202 \times 10^2 \pm 6,00\%$	$0,891 \pm 6,95\%$
	$^{115}\text{In}/^{58}\text{Ni}$	$1,876 \times 10^0 \pm 0,74\%$	$1,777 \times 10^0 \pm 0,64\%$	$0,947 \pm 0,98\%$
	$^{115}\text{In}/^{47}\text{Ti}$	$9,479 \times 10^0 \pm 0,61\%$	$1,034 \times 10^1 \pm 0,50\%$	$1,091 \pm 0,79\%$
			Desvio padrão de C/E	12,79%

* Folhas de ativação irradiadas dentro de caixas de cádmio.

§ Nível de confiança estatística de 95%.

FIGURA 5.8 - Comparação entre as razões espectrais experimentais e calculadas pelo código MCNP das reações nucleares do mesmo tipo.

FIGURA 5.9 - Comparação entre as razões espectrais experimentais e calculadas pelo código MCNP das reações nucleares diferentes.

As razões de cádmio das folhas de ativação de ouro experimentais e calculadas pelo MCNP em todas as posições de irradiação estão na TAB. 5.13, o gráfico das comparações desses resultados estão na FIG. 5.10, e as razões de cádmio do escândio estão na TAB. 5.14 dos experimentos com água leve e pesada, com uma confiança estatística de 2σ . Obteve-se resultados exatos com a água leve com pode ser notado pelo desvio padrão de C/E abaixo de 5% e no gráfico com quase todos as barras de erro dentro do valor 1. Os resultados com a água pesada ficaram menos exatos e menos precisos, mas também ficaram bons. Estes resultados mostram que o arquivos de entrada, para este caso, foi bem compilado. Com os resultados da TAB. 5.13, nota-se que região assintótica destes núcleos estão entre as cotas 182 e 546, mas apenas dentro da região de onde foram retiradas as 16 varetas combustíveis.

TABELA 5.13 – Razões de cádmio experimentais e calculadas pelo código MCNP das folhas de ativação de ouro em todas as posições de irradiação.

	Posição	Experimental (E)	Calculado (C)	C/E $\pm 2\sigma$ §
		$R_{cd} \pm 2\sigma$ §	$R_{cd} \pm 2\sigma$ §	
H₂O	91	3,095 $\pm$ 2,19%	2,949 $\pm$ 8,86%	0,953 $\pm$ 9,13%
	182	2,639 $\pm$ 1,79%	2,550 $\pm$ 5,61%	0,966 $\pm$ 5,89%
	273	2,714 $\pm$ 1,85%	2,627 $\pm$ 4,89%	0,968 $\pm$ 5,22%
	364	2,737 $\pm$ 1,86%	2,647 $\pm$ 4,78%	0,967 $\pm$ 5,13%
	455	2,602 $\pm$ 1,79%	2,544 $\pm$ 4,93%	0,978 $\pm$ 5,24%
	546	2,677 $\pm$ 1,81%	2,595 $\pm$ 5,96%	0,969 $\pm$ 6,23%
	637	2,895 $\pm$ 1,97%	2,587 $\pm$ 9,77%	0,893 $\pm$ 9,97%
	R1	1,123 $\pm$ 0,76%	1,141 $\pm$ 4,45%	1,016 $\pm$ 4,51%
	R2	1,100 $\pm$ 0,75%	1,168 $\pm$ 3,87%	1,061 $\pm$ 3,95%
	R4	1,119 $\pm$ 0,76%	1,168 $\pm$ 4,00%	1,044 $\pm$ 4,07%
	R5	1,101 $\pm$ 0,75%	1,122 $\pm$ 4,18%	1,019 $\pm$ 4,25%
	Desvio padrão de C/E			4,95%
D₂O	91	1,990 $\pm$ 1,33%	1,623 $\pm$ 6,53%	0,978 $\pm$ 6,66%
	182	1,604 $\pm$ 1,37%	1,222 $\pm$ 4,24%	0,913 $\pm$ 4,45%
	273	1,634 $\pm$ 1,09%	1,251 $\pm$ 3,70%	0,917 $\pm$ 3,86%
	364	1,648 $\pm$ 1,10%	1,209 $\pm$ 3,41%	0,879 $\pm$ 3,58%
	455	1,617 $\pm$ 1,08%	1,275 $\pm$ 3,72%	0,945 $\pm$ 3,87%
	546	1,631 $\pm$ 1,09%	1,232 $\pm$ 4,80%	0,905 $\pm$ 4,92%
	637	1,906 $\pm$ 1,27%	1,408 $\pm$ 8,31%	0,885 $\pm$ 8,41%
	R1	1,342 $\pm$ 0,90%	1,200 $\pm$ 4,12%	1,071 $\pm$ 4,22%
	R2	1,369 $\pm$ 0,92%	1,117 $\pm$ 3,70%	0,978 $\pm$ 3,81%
	R4	1,355 $\pm$ 0,91%	1,153 $\pm$ 3,80%	1,020 $\pm$ 3,90%
	R5	1,334 $\pm$ 0,89%	1,218 $\pm$ 4,52%	1,094 $\pm$ 4,61%
	Desvio padrão de C/E			8,33%

§ Nível de confiança estatística de 95%.

FIGURA 5.10 - Comparação entre as razões de cádmio experimentais e calculadas pelo código MCNP das folhas de ativação de ouro em todas as posições de irradiação.

TABELA 5.14 - Razões de cádmio experimentais e calculadas pelo código MCNP das folhas de ativação de escândio na posição central.

	Experimental (E)	Calculado (C)	$C/E \pm 2\sigma^{\S}$
	$R_{cd} \pm 2\sigma^{\S}$	$R_{cd} \pm 2\sigma^{\S}$	
H₂O	$6,271 \times 10^1 \pm 0,91\%$	$5,700 \times 10^1 \pm 1,94\%$	$0,909 \pm 2,14\%$
D₂O	$1,930 \times 10^1 \pm 0,48\%$	$1,610 \times 10^1 \pm 0,52\%$	$0,834 \pm 0,71\%$

[§] Nível de confiança estatística de 95%.

5.4. Distribuição energética e espacial do fluxo de nêutrons

As taxas de contagens obtidas com as folhas de ativação de ouro nuas e cobertas com cádmio nos experimentos com a armadilha de nêutrons com água leve e com a caixa de acrílico contendo água pesada foram inseridas nas equações (2.27), (2.40) e (2.41), resultando nos fluxos de nêutrons térmicos, de 0 até 0,55 eV, e epitérmicos, acima de 0,55 eV. As potências atreladas aos fluxos de nêutrons foram estimadas a partir das contagens computadas no canal 10, de $C_{H_2O} = (35990 \pm 352)$ cps para a água leve e de $C_{D_2O} = (37092 \pm 395)$ cps para água pesada, com o canal 6 a 100 W. Utilizando a equação (2.13), obtêm-se as potências para os experimento com água leve e pesada de $P_{H_2O} = 69,5 \text{ W} \pm 2,7\%$ e $P_{D_2O} = 71,6 \text{ W} \pm 2,7\%$, respectivamente.

Nas simulações com o código MCNP foram obtidos os fluxos de nêutrons com folhas de água, para ter um meio homogêneo e não perturbar o campo neutrônico, com 0,02 mm de espessura e 8,49 mm de diâmetro nas faixas de energia térmica, de 0 até 0,55 eV, e intermediária, de 0,55 eV até 0,1 MeV, apresentando o $k_{eff} = 1,00136 \pm 0,00001$ para a água leve e $k_{eff} = 1,00020 \pm 0,00001$ para a água pesada a partir de 12×10^9 histórias válidas para cada simulação. A dificuldade na comparação com os fluxos de nêutrons experimentais, obtidos com as taxas das reações do ouro, está na indefinição do limite superior epitérmico. Com o MCNP foi obtido que 99,9% das reações nas folhas de ouro ocorrem abaixo de 0,1 MeV nas duas configurações em qualquer posição, sendo utilizadas 2×10^9 histórias válidas para cada simulação. Contudo, abaixo de $1,6 \times 10^{-4}$ MeV nas posições radiais, entre as varetas combustíveis, ocorrem 97,0% das taxas de reação nuclear nas duas configurações e nas posições axiais ocorrem 99,0% e 97,3% das taxas de reação nuclear nas configurações com água leve e pesada, respectivamente. Estas taxas de reação nuclear cresceram pouco de $1,6 \times 10^{-4}$ MeV a 0,1 MeV, porém, a faixa intermediária de 0,55 eV até 0,1 MeV foi escolhida para a comparação com a faixa epitérmica experimental, por abranger quase a totalidade das reações nucleares.

Os fluxos de nêutrons calculados com o MCNP foram normalizados com equação (3.3) com as potências obtidas anteriormente para as configurações com água leve e pesada. As comparações entre os resultados experimentais e calculados estão na TAB. 5.15 e os gráficos desses valores estão nas FIG. 5.11 até 5.14. Nessas comparações, os menores desvios dos resultados calculados (C) em relação aos experimentais (E) foram obtidos no fluxo de nêutrons térmicos na configuração com água leve, com desvios de no máximo 7,9%. No fluxo de nêutrons epitérmicos na configuração com água leve, os desvios de C/E ficaram entre 7,9% e 10,1% nas posições radiais R1, R2, R4 e R5, estas posições estavam numa região num meio heterogêneo, no moderador entre as varetas combustíveis. Já nas posições axiais dentro da região com água leve, meio homogêneo, os desvios de C/E ficaram em torno de 25%. Na configuração com água pesada, os resultados calculados ficaram no geral menores que os experimentais, sendo que os desvios de C/E mais baixos foram obtidos no fluxo de nêutrons epitérmicos, entre 5,9% e 13,00%. Os desvios de C/E no fluxo de nêutrons térmicos na configuração com água pesada os maiores desvios foram de 9,3% e 30,3% nas partes radiais e axiais, respectivamente, com os menores desvios de C/E na região heterogênea.

TABELA 5.15 - Comparação dos fluxos de nêutrons térmicos e epitérmicos obtidos experimentalmente com folhas de ouro nuas e cobertas com cádmio e calculados com o código MCNP com folhas de água normalizadas pelas potências estimadas de $P_{H_2O} = 69,5 \text{ W} \pm 2,7\%$ para a configuração com água leve e de $P_{D_2O} = 71,6 \text{ W} \pm 2,7\%$ para a configuração com água pesada.

	Posição	Experimental (E)		MCNP (C)		Desvio		Experimental (E)		MCNP (C)		Desvio	
		ϕ_{term} (n/cm ² s)		ϕ_{term} (n/cm ² s)		$C/E - 1$ (%)		ϕ_{epit} (n/cm ² s)		ϕ_{epit} (n/cm ² s)		$C/E - 1$ (%)	
H₂O	91	$9,298 \times 10^8 \pm 2,6\%$		$8,828 \times 10^8 \pm 2,7\%$		-5,1		$4,002 \times 10^8 \pm 4,3\%$		$2,986 \times 10^8 \pm 2,7\%$		-25,4	
	182	$1,746 \times 10^9 \pm 2,5\%$		$1,734 \times 10^9 \pm 2,7\%$		-0,7		$9,234 \times 10^8 \pm 4,2\%$		$6,894 \times 10^8 \pm 2,7\%$		-25,3	
	273	$2,440 \times 10^9 \pm 2,6\%$		$2,358 \times 10^9 \pm 2,7\%$		-3,4		$1,242 \times 10^9 \pm 4,3\%$		$9,399 \times 10^8 \pm 2,7\%$		-24,3	
	364	$2,597 \times 10^9 \pm 2,5\%$		$2,544 \times 10^9 \pm 2,7\%$		-2,0		$1,306 \times 10^9 \pm 4,2\%$		$1,010 \times 10^9 \pm 2,7\%$		-22,6	
	455	$2,246 \times 10^9 \pm 2,5\%$		$2,240 \times 10^9 \pm 2,7\%$		-0,3		$1,210 \times 10^9 \pm 4,3\%$		$8,932 \times 10^8 \pm 2,7\%$		-26,2	
	546	$1,569 \times 10^9 \pm 2,5\%$		$1,526 \times 10^9 \pm 2,7\%$		-2,7		$8,127 \times 10^8 \pm 4,2\%$		$6,068 \times 10^8 \pm 2,7\%$		-25,3	
	637	$7,201 \times 10^8 \pm 2,6\%$		$7,099 \times 10^8 \pm 2,7\%$		-1,4		$3,384 \times 10^8 \pm 4,3\%$		$2,450 \times 10^8 \pm 2,7\%$		-27,6	
	R1	$4,303 \times 10^8 \pm 2,6\%$		$4,343 \times 10^8 \pm 2,7\%$		0,9		$8,616 \times 10^8 \pm 4,3\%$		$7,940 \times 10^8 \pm 2,7\%$		-7,9	
	R2	$5,636 \times 10^8 \pm 2,6\%$		$6,078 \times 10^8 \pm 2,7\%$		7,9		$1,192 \times 10^9 \pm 4,3\%$		$1,072 \times 10^9 \pm 2,7\%$		-10,1	
	R4	$5,851 \times 10^8 \pm 2,5\%$		$6,062 \times 10^8 \pm 2,7\%$		3,6		$1,186 \times 10^9 \pm 4,2\%$		$1,073 \times 10^9 \pm 2,7\%$		-9,6	
	R5	$4,196 \times 10^8 \pm 2,6\%$		$4,361 \times 10^8 \pm 2,7\%$		3,9		$8,828 \times 10^8 \pm 4,3\%$		$7,979 \times 10^8 \pm 2,7\%$		-9,6	
D₂O	91	$6,262 \times 10^8 \pm 1,5\%$		$4,836 \times 10^8 \pm 2,7\%$		-22,8		$5,985 \times 10^8 \pm 2,0\%$		$5,211 \times 10^8 \pm 2,7\%$		-12,9	
	182	$8,989 \times 10^8 \pm 1,5\%$		$6,589 \times 10^8 \pm 2,7\%$		-26,7		$1,210 \times 10^9 \pm 1,8\%$		$1,103 \times 10^9 \pm 2,7\%$		-8,8	
	273	$1,228 \times 10^9 \pm 1,4\%$		$8,561 \times 10^8 \pm 2,7\%$		-30,3		$1,593 \times 10^9 \pm 2,0\%$		$1,463 \times 10^9 \pm 2,7\%$		-8,2	
	364	$1,258 \times 10^9 \pm 1,4\%$		$8,926 \times 10^8 \pm 2,7\%$		-29,0		$1,607 \times 10^9 \pm 2,0\%$		$1,513 \times 10^9 \pm 2,7\%$		-5,9	
	455	$1,034 \times 10^9 \pm 1,4\%$		$7,427 \times 10^8 \pm 2,7\%$		-28,2		$1,369 \times 10^9 \pm 2,0\%$		$1,263 \times 10^9 \pm 2,7\%$		-7,7	
	546	$6,858 \times 10^8 \pm 1,5\%$		$4,900 \times 10^8 \pm 2,7\%$		-28,6		$8,931 \times 10^8 \pm 2,0\%$		$8,217 \times 10^8 \pm 2,7\%$		-8,0	
	637	$3,961 \times 10^8 \pm 1,5\%$		$3,078 \times 10^8 \pm 2,7\%$		-22,3		$4,047 \times 10^8 \pm 2,0\%$		$3,573 \times 10^8 \pm 2,7\%$		-11,7	
	R1	$4,915 \times 10^8 \pm 1,5\%$		$4,583 \times 10^8 \pm 2,7\%$		-6,8		$9,615 \times 10^8 \pm 2,0\%$		$8,457 \times 10^8 \pm 2,7\%$		-12,0	
	R2	$7,351 \times 10^8 \pm 1,4\%$		$6,670 \times 10^8 \pm 2,7\%$		-9,3		$1,370 \times 10^9 \pm 2,0\%$		$1,192 \times 10^9 \pm 2,7\%$		-13,0	
	R4	$7,053 \times 10^8 \pm 1,4\%$		$6,704 \times 10^8 \pm 2,7\%$		-4,9		$1,351 \times 10^9 \pm 2,0\%$		$1,188 \times 10^9 \pm 2,7\%$		-12,1	
	R5	$4,852 \times 10^8 \pm 1,4\%$		$4,635 \times 10^8 \pm 2,7\%$		-4,5		$9,584 \times 10^8 \pm 2,0\%$		$8,367 \times 10^8 \pm 2,7\%$		-12,7

FIGURA 5.11 - Fluxos de nêutrons experimentais e calculados com o MCNP da parte radial para o reator IPEN/MB-01 com a armadilha de nêutrons contendo água leve.

FIGURA 5.12 – Fluxos de nêutrons experimentais e calculados com o MCNP da parte axial para o reator IPEN/MB-01 com a armadilha de nêutrons contendo água leve.

FIGURA 5.13 – Fluxos de nêutrons experimentais e calculados com o MCNP da parte radial para o reator IPEN/MB-01 com a caixa de acrílico contendo água pesada.

FIGURA 5.14 – Fluxos de nêutrons experimentais e calculados com o MCNP da parte axial para o reator IPEN/MB-01 com a caixa de acrílico contendo água pesada.

Os resultados obtidos com a normalização dos fluxos de nêutrons pelas potências levam valores incertos, como o Q da reação do reator IPEN/MB-01 que não foi calculado e adotou-se um valor específico, a potência que necessita ser aferida por um método experimental adequado e o limite superior indefinido da faixa epitérmica experimental. A utilização de folhas de água é a forma correta de cálculo do fluxo de nêutrons no MCNP, pois não perturba o campo neutrônico. Porém, também foram simuladas folhas de ouro nuas para se calcular os fluxos de nêutrons a partir das taxas das reações nucleares nos grupos térmicos e epitérmicos, com $k_{eff} = 1,00273 \pm 0,00001$ para a água leve e $k_{eff} = 1,00020 \pm 0,00001$ para a água pesada, a partir de 6×10^9 histórias válidas para cada simulação. Essas taxas de reação nuclear foram normalizadas pelos fluxos de nêutrons experimentais obtidos pelas folhas de ativação de ouro centrais. Estas folhas foram escolhidas por estarem nas posições de maior valor de fluxo de nêutrons e, por isso, serem mais ativadas, resultando em contagens maiores e, assim, uma melhor precisão estatística. O inconveniente desses resultados serem normalizados pelas folhas centrais é que se perdem as informações das folhas de ouro calculadas centrais para as comparações. Os valores calculados comparados com os experimentais estão na TAB. 5.16 e nos gráficos das FIG. 5.15 até 5.18, mostrando uma grande acurácia dos resultados calculados de fluxo de nêutrons na configuração com água leve e no fluxo de nêutrons epitérmicos na configuração com água pesada, obtendo desvio de C/E de no máximo 6,3%. O fluxo de nêutrons térmicos calculado para a configuração com água pesada obteve baixos desvios de C/E para as posições axiais, exceto nas posições das extremidades, 91 e 637, e nas posições radiais entre as varetas combustíveis esses desvios foram maiores, entre 16,3% e 31,8%.

Os fluxos de nêutrons calculados com o MCNP com as malhas radiais, a partir de 1×10^{10} histórias válidas, e axiais, com 2×10^9 histórias válidas, foram normalizados pela equação (3.3) com as potências $P_{H_2O} = 69,5 \text{ W} \pm 2,7\%$ e $P_{D_2O} = 71,6 \text{ W} \pm 2,7\%$, nos grupos térmico (0 até 0,55 eV), intermediário (0,55 eV até 0,1 MeV) e rápido (0,1 a 20 MeV) para a água leve e pesada. Nas simulações da configuração com água leve, as malhas radial e axial apresentaram $k_{eff} = 1,00136 \pm 0,00001$ e $k_{eff} = 1,00137 \pm 0,00002$, nesta ordem. As simulações com água pesada responderam com $k_{eff} = 1,00136 \pm 0,00001$ para a malha radial e $k_{eff} = 1,00137 \pm 0,00002$ para axial. Os valores de fluxo dessas malhas, em coordenadas cartesianas, foram transformados em matrizes, de onde se obtiveram os gráficos de contorno coloridos com o software Origin 9.1, mostrados nas FIG. 5.19 até 5.24, para a água leve, e nas FIG. 5.27 até 5.32, para a água pesada. Destes gráficos foram obtidos os perfis radiais e axiais de fluxo de nêutrons térmicos, intermediários e rápidos, FIG. 5.25, 5.26, 5.33 e 5.34.

TABELA 5.16 - Comparação dos fluxos de nêutrons térmicos e epitérmicos obtidos experimentalmente com folhas de ouro nuas e cobertas com cádmio e calculados com o código MCNP com folhas de ouro nuas normalizadas pelas potências estimadas de $P_{H_2O} = 69,5 \text{ W} \pm 2,7\%$ para a configuração com água leve e de $P_{D_2O} = 71,6 \text{ W} \pm 2,7\%$ para a configuração com água pesada.

	Posição	Experimental (E)		MCNP (C)		Desvio		Experimental (E)		MCNP (C)		Desvio	
		ϕ_{term} (n/cm ² s)		ϕ_{term} (n/cm ² s)		$C/E - 1$ (%)		ϕ_{epit} (n/cm ² s)		ϕ_{epit} (n/cm ² s)		$C/E - 1$ (%)	
H₂O	91	$9,298 \times 10^8 \pm 2,6\%$		$9,308 \times 10^8 \pm 2,5\%$		0,1		$4,002 \times 10^8 \pm 4,3\%$		$3,752 \times 10^8 \pm 5,1\%$		-6,3	
	182	$1,746 \times 10^9 \pm 2,5\%$		$1,776 \times 10^9 \pm 2,5\%$		1,7		$9,234 \times 10^8 \pm 4,2\%$		$8,712 \times 10^8 \pm 4,7\%$		-5,6	
	273	$2,440 \times 10^9 \pm 2,6\%$		$2,411 \times 10^9 \pm 2,5\%$		-1,2		$1,242 \times 10^9 \pm 4,3\%$		$1,213 \times 10^9 \pm 4,6\%$		-2,3	
	364	$2,597 \times 10^9 \pm 2,5\%$		$2,597 \times 10^9 \pm 2,5\%$		0,0		$1,306 \times 10^9 \pm 4,2\%$		$1,306 \times 10^9 \pm 4,5\%$		0,0	
	455	$2,246 \times 10^9 \pm 2,5\%$		$2,285 \times 10^9 \pm 2,5\%$		1,7		$1,210 \times 10^9 \pm 4,3\%$		$1,142 \times 10^9 \pm 4,6\%$		-5,6	
	546	$1,569 \times 10^9 \pm 2,5\%$		$1,561 \times 10^9 \pm 2,5\%$		-0,5		$8,127 \times 10^8 \pm 4,2\%$		$7,850 \times 10^8 \pm 4,7\%$		-3,4	
	637	$7,201 \times 10^8 \pm 2,6\%$		$7,569 \times 10^8 \pm 2,5\%$		5,1		$3,384 \times 10^8 \pm 4,3\%$		$3,229 \times 10^8 \pm 5,3\%$		-4,6	
	R1	$4,303 \times 10^8 \pm 2,6\%$		$4,165 \times 10^8 \pm 2,6\%$		-3,2		$8,616 \times 10^8 \pm 4,3\%$		$8,410 \times 10^8 \pm 4,6\%$		-2,4	
	R2	$5,636 \times 10^8 \pm 2,6\%$		$5,907 \times 10^8 \pm 2,5\%$		4,8		$1,192 \times 10^9 \pm 4,3\%$		$1,183 \times 10^9 \pm 4,5\%$		-0,7	
	R4	$5,851 \times 10^8 \pm 2,5\%$		$5,880 \times 10^8 \pm 2,5\%$		0,5		$1,186 \times 10^9 \pm 4,2\%$		$1,162 \times 10^9 \pm 4,5\%$		-2,0	
D₂O	R5	$4,196 \times 10^8 \pm 2,6\%$		$4,179 \times 10^8 \pm 2,6\%$		-0,4		$8,828 \times 10^8 \pm 4,3\%$		$8,385 \times 10^8 \pm 4,7\%$		-5,0	
	91	$6,262 \times 10^8 \pm 1,5\%$		$7,234 \times 10^8 \pm 1,5\%$		15,5		$5,985 \times 10^8 \pm 2,0\%$		$6,042 \times 10^8 \pm 3,2\%$		0,9	
	182	$8,989 \times 10^8 \pm 1,5\%$		$9,301 \times 10^8 \pm 1,5\%$		3,5		$1,210 \times 10^9 \pm 1,8\%$		$1,176 \times 10^9 \pm 2,7\%$		-2,8	
	273	$1,228 \times 10^9 \pm 1,4\%$		$1,223 \times 10^9 \pm 1,5\%$		-0,4		$1,593 \times 10^9 \pm 2,0\%$		$1,580 \times 10^9 \pm 2,5\%$		-0,8	
	364	$1,258 \times 10^9 \pm 1,4\%$		$1,258 \times 10^9 \pm 1,5\%$		0,0		$1,607 \times 10^9 \pm 2,0\%$		$1,607 \times 10^9 \pm 2,5\%$		0,0	
	455	$1,034 \times 10^9 \pm 1,4\%$		$1,051 \times 10^9 \pm 1,5\%$		1,6		$1,369 \times 10^9 \pm 2,0\%$		$1,360 \times 10^9 \pm 2,6\%$		-0,6	
	546	$6,858 \times 10^8 \pm 1,5\%$		$6,952 \times 10^8 \pm 1,5\%$		1,4		$8,931 \times 10^8 \pm 2,0\%$		$9,052 \times 10^8 \pm 2,8\%$		1,4	
	637	$3,961 \times 10^8 \pm 1,5\%$		$4,609 \times 10^8 \pm 1,5\%$		16,3		$4,047 \times 10^8 \pm 2,0\%$		$3,830 \times 10^8 \pm 3,5\%$		-5,4	
	R1	$4,915 \times 10^8 \pm 1,5\%$		$6,355 \times 10^8 \pm 1,5\%$		29,3		$9,615 \times 10^8 \pm 2,0\%$		$1,012 \times 10^9 \pm 2,7\%$		5,2	
	R2	$7,351 \times 10^8 \pm 1,4\%$		$9,273 \times 10^8 \pm 1,5\%$		26,2		$1,370 \times 10^9 \pm 2,0\%$		$1,378 \times 10^9 \pm 2,5\%$		0,6	
	R4	$7,053 \times 10^8 \pm 1,4\%$		$9,296 \times 10^8 \pm 1,5\%$		31,8		$1,351 \times 10^9 \pm 2,0\%$		$1,422 \times 10^9 \pm 2,5\%$		5,3	
	R5	$4,852 \times 10^8 \pm 1,4\%$		$6,360 \times 10^8 \pm 1,5\%$		31,1		$9,584 \times 10^8 \pm 2,0\%$		$9,766 \times 10^8 \pm 2,7\%$		1,9

FIGURA 5.15 - Fluxos de nêutrons experimentais e calculados com o MCNP, a partir das taxas de reação das folhas de ouro da parte radial, normalizados pelos fluxos de nêutrons experimentais centrais, para o reator IPEN/MB-01 no experimento com água leve.

FIGURA 5.16 - Fluxos de nêutrons experimentais e calculados com o MCNP, a partir das taxas de reação das folhas de ouro da parte axial, normalizados pelos fluxos de nêutrons experimentais centrais, para o reator IPEN/MB-01 no experimento com água leve.

FIGURA 5.17 - Fluxos de nêutrons experimentais e calculados com o MCNP, a partir das taxas de reação das folhas de ouro da parte radial, normalizados pelos fluxos de nêutrons experimentais centrais, para o reator IPEN/MB-01 no experimento com água pesada.

FIGURA 5.18 - Fluxos de nêutrons experimentais e calculados com o MCNP, a partir das taxas de reação das folhas de ouro da parte axial, normalizados pelos fluxos de nêutrons experimentais centrais, para o reator IPEN/MB-01 no experimento com água pesada.

FIGURA 5.19 – Gráfico de contorno colorido do fluxo térmico obtido no MCNP com a malha radial na altura de 36,4 cm do reator IPEN/MB-01 na configuração com H₂O.

FIGURA 5.20 - Gráfico de contorno colorido do fluxo térmico obtido no MCNP com a malha axial entre as varetas 14 e 15 do reator IPEN/MB-01 na configuração com H₂O.

FIGURA 5.21 - Gráfico de contorno colorido do fluxo intermediário obtido no MCNP com a malha radial na altura de 36,4 cm do reator IPEN/MB-01 na configuração com H₂O.

FIGURA 5.22 - Gráfico de contorno colorido do fluxo intermediário obtido no MCNP com a malha axial entre as varetas 14 e 15 do reator IPEN/MB-01 na configuração com H₂O.

FIGURA 5.23 - Gráfico de contorno colorido do fluxo rápido obtido no MCNP com a malha radial na altura de 36,4 cm do reator IPEN/MB-01 na configuração com H₂O.

FIGURA 5.24 - Gráfico de contorno colorido do fluxo rápido obtido no MCNP com a malha axial entre as varetas 14 e 15 do reator IPEN/MB-01 na configuração com H₂O.

FIGURA 5.25 – Forma dos fluxos de nêutrons radial obtidos no MCNP com a malha radial na altura de 36,4 cm do reator IPEN/MB-01 na configuração com H₂O.

FIGURA 5.26 – Forma dos fluxos de nêutrons axial obtidos no MCNP com a malha axial entre as varetas 14 e 15 do reator IPEN/MB-01 na configuração com H₂O.

FIGURA 5.27 - Gráfico de contorno colorido do fluxo térmico obtido no MCNP com a malha radial na altura de 36,4 cm do reator IPEN/MB-01 na configuração com D₂O.

FIGURA 5.28 - Gráfico de contorno colorido do fluxo térmico obtido no MCNP com a malha axial entre as varetas 14 e 15 do reator IPEN/MB-01 na configuração com D₂O.

FIGURA 5.29 - Gráfico de contorno colorido do fluxo intermediário obtido no MCNP com a malha radial na altura de 36,4 cm do reator IPEN/MB-01 na configuração com D₂O.

FIGURA 5.30 - Gráfico de contorno colorido do fluxo intermediário obtido no MCNP com a malha axial entre as varetas 14 e 15 do reator IPEN/MB-01 na configuração com D₂O.

FIGURA 5.31 - Gráfico de contorno colorido do fluxo rápido obtido no MCNP com a malha radial na altura de 36,4 cm do reator IPEN/MB-01 na configuração com D₂O.

FIGURA 5.32 - Gráfico de contorno colorido do fluxo rápido obtido no MCNP com a malha axial entre as varetas 14 e 15 do reator IPEN/MB-01 na configuração com D₂O.

FIGURA 5.33 - Forma do fluxos de nêutrons radial obtidos no MCNP com a malha radial na altura de 36,4 cm do reator IPEN/MB-01 na configuração com D₂O.

FIGURA 5.34 - Forma do fluxos de nêutrons axial obtidos no MCNP com a malha axial entre as varetas 14 e 15 do reator IPEN/MB-01 na configuração com D₂O.

As simulações no código CITATION obtiveram como saída as distribuições dos fluxos de nêutrons espaciais em quatro grupos de energia com a potência de 100 W, ANEXO C, apresentando os fatores de multiplicação $k_{eff} = 0,986562$ para a configuração com água leve e $k_{eff} = 0,9894484$ para a água pesada. O grupo térmico experimental foi de 0 até 0,55 eV e no CITATION foi de 0 até 0,625 eV. Constatou-se com o código MCNP que esta diferença nos limiares de energia proporcionam um aumento do fluxo de nêutrons térmicos de aproximadamente 0,5% no reator na configuração com água leve e de 1,5% com a caixa de acrílico contendo água pesada, ou seja, se fosse possível calcular o CITATION para a energia até 0,55 eV, o fluxo de nêutrons térmicos seria 0,5 % menor na água leve e 1,5 % na água pesada. O grupo epitérmico experimental foi acima de 0,55 eV e no CITATION foi de 0,625 eV até 0,825 eV. Na TAB. 5.17 estão os resultados experimentais e calculados com o CITATION, que foram normalizados com as potências de $P_{H_2O} = 69,5 \text{ W} \pm 2,7\%$ para água leve e de $P_{D_2O} = 71,6 \text{ W} \pm 2,7\%$ para água pesada.

Os fluxos de nêutrons calculados com o código CITATION ficaram mais próximos dos valores experimentais nas posições axiais centrais, como pode ser visto na TAB. 5.17, onde tem-se apenas o meio moderador e menos próxima na região heterogênea do núcleo, onde se tem varetas combustíveis, moderador e barras de controle. Esse resultado é condizente com a teoria, pois esse código, por utilizar a teoria de difusão de nêutrons apresenta resultados pouco acurados. Assim, obtiveram-se na configuração com água leve discrepâncias máximas de 9,9% e 11,8% para o fluxo de nêutrons térmicos e epitérmicos axiais, respectivamente. Já nas posições radiais na região heterogênea com a configuração com água leve, obtiveram-se discrepâncias de 40,9% e 43,8, respectivamente, para nêutrons térmicos e epitérmicos. Para o núcleo contendo no interior a caixa contendo água pesada, as discrepâncias do fluxo de nêutrons térmicos foram maiores, chegando a 105,9% e 23,2%, respectivamente, na parte axial e radial. Curiosamente, na parte epitérmica do espectro neutrônico, as discrepâncias foram significativamente menores, chegando no máximo a 15,0% e 37,7% nas posições radiais e axiais, respectivamente.

Nas simulações realizadas no CITATION foram utilizadas diversas bibliotecas de seções de choque: ENDF/B-IV, ENDF/B-V, ENDF/B-VI e JENDL-3. Estas seções de choque foram sendo validadas a partir de dados obtidos em experimentos realizados no reator IPEN/MB-01 ao longo do tempo. Em algum momento os arquivos de entrada deixaram de ser atualizados com testes com as bibliotecas de dados nucleares recentes. Portanto, ainda se pode melhorar os resultados calculados no CITATION com comparações com outras bibliotecas, principalmente na simulação da configuração com água pesada.

TABELA 5.17 – Comparação dos fluxos de nêutrons térmicos e epitérmicos obtidos experimentalmente com folhas de ouro nuas e cobertas com cádmio e calculados com o código CITATION com as potências de $P_{H_2O} = 69,5 \text{ W} \pm 2,7\%$ para a configuração com água leve e de $P_{D_2O} = 71,6 \text{ W} \pm 2,7\%$ para a configuração com água pesada.

	Posição	Experimental (E)		CITATION (C)		Desvio		Experimental (E)		CITATION (C)		Desvio	
		ϕ_{term} (n/cm ² s)		ϕ_{term} (n/cm ² s)		$C/E - 1$ (%)		ϕ_{epit} (n/cm ² s)		ϕ_{epit} (n/cm ² s)		$C/E - 1$ (%)	
H₂O	91	$9,298 \times 10^8 \pm 2,6\%$		$8,557 \times 10^8$		-8,0		$4,002 \times 10^8 \pm 4,3\%$		$4,418 \times 10^8$		10,4	
	182	$1,746 \times 10^9 \pm 2,5\%$		$1,615 \times 10^9$		-7,5		$9,234 \times 10^8 \pm 4,2\%$		$9,790 \times 10^8$		6,0	
	273	$2,440 \times 10^9 \pm 2,6\%$		$2,216 \times 10^9$		-9,2		$1,242 \times 10^9 \pm 4,3\%$		$1,345 \times 10^9$		8,3	
	364	$2,597 \times 10^9 \pm 2,5\%$		$2,406 \times 10^9$		-7,4		$1,306 \times 10^9 \pm 4,2\%$		$1,460 \times 10^9$		11,8	
	455	$2,246 \times 10^9 \pm 2,5\%$		$2,148 \times 10^9$		-4,4		$1,210 \times 10^9 \pm 4,3\%$		$1,303 \times 10^9$		7,7	
	546	$1,569 \times 10^9 \pm 2,5\%$		$1,414 \times 10^9$		-9,9		$8,127 \times 10^8 \pm 4,2\%$		$8,576 \times 10^8$		5,5	
	637	$7,201 \times 10^8 \pm 2,6\%$		$6,851 \times 10^8$		-4,9		$3,384 \times 10^8 \pm 4,3\%$		$3,579 \times 10^8$		5,8	
	R1	$4,303 \times 10^8 \pm 2,6\%$		$5,676 \times 10^8$		31,9		$8,616 \times 10^8 \pm 4,3\%$		$1,239 \times 10^9$		43,8	
	R2	$5,636 \times 10^8 \pm 2,6\%$		$7,938 \times 10^8$		40,9		$1,192 \times 10^9 \pm 4,3\%$		$1,615 \times 10^9$		35,6	
	R4	$5,851 \times 10^8 \pm 2,5\%$		$7,388 \times 10^8$		26,3		$1,186 \times 10^9 \pm 4,2\%$		$1,578 \times 10^9$		33,0	
	R5	$4,196 \times 10^8 \pm 2,6\%$		$5,141 \times 10^8$		22,5		$8,828 \times 10^8 \pm 4,3\%$		$1,130 \times 10^9$		28,1	
D₂O	91	$6,262 \times 10^8 \pm 1,5\%$		$9,842 \times 10^8$		57,2		$5,985 \times 10^8 \pm 2,0\%$		$5,087 \times 10^8$		-15,0	
	182	$8,989 \times 10^8 \pm 1,5\%$		$1,837 \times 10^9$		104,4		$1,210 \times 10^9 \pm 1,8\%$		$1,116 \times 10^9$		-7,8	
	273	$1,228 \times 10^9 \pm 1,4\%$		$2,463 \times 10^9$		100,6		$1,593 \times 10^9 \pm 2,0\%$		$1,497 \times 10^9$		-6,1	
	364	$1,258 \times 10^9 \pm 1,4\%$		$2,563 \times 10^9$		103,7		$1,607 \times 10^9 \pm 2,0\%$		$1,558 \times 10^9$		-3,1	
	455	$1,034 \times 10^9 \pm 1,4\%$		$2,129 \times 10^9$		105,9		$1,369 \times 10^9 \pm 2,0\%$		$1,294 \times 10^9$		-5,5	
	546	$6,858 \times 10^8 \pm 1,5\%$		$1,369 \times 10^9$		99,6		$8,931 \times 10^8 \pm 2,0\%$		$8,313 \times 10^8$		-6,9	
	637	$3,961 \times 10^8 \pm 1,5\%$		$6,611 \times 10^8$		66,9		$4,047 \times 10^8 \pm 2,0\%$		$3,454 \times 10^8$		-14,7	
	R1	$4,915 \times 10^8 \pm 1,5\%$		$6,054 \times 10^8$		23,2		$9,615 \times 10^8 \pm 2,0\%$		$1,324 \times 10^9$		37,7	
	R2	$7,351 \times 10^8 \pm 1,4\%$		$8,465 \times 10^8$		15,2		$1,370 \times 10^9 \pm 2,0\%$		$1,725 \times 10^9$		25,9	
	R4	$7,053 \times 10^8 \pm 1,4\%$		$7,869 \times 10^8$		11,6		$1,351 \times 10^9 \pm 2,0\%$		$1,683 \times 10^9$		24,6	
	R5	$4,852 \times 10^8 \pm 1,4\%$		$5,477 \times 10^8$		12,9		$9,584 \times 10^8 \pm 2,0\%$		$1,206 \times 10^9$		25,8	

Os resultados de fluxo de nêutrons calculados com o código SANDBP que obtiveram os menores desvios padrões nos conjuntos das atividades saturadas por núcleo alvo em relação aos calculados foram os escolhidos para serem apresentados, neste caso, os resultados que tinha 213 grupos de energia como espectro de entrada, TAB. 5.10, sem as taxas de reação nuclear do ^{47}Ti .

Os fluxos de nêutrons obtidos em 51 grupos de energia na posição central com o código SANDBP foram comparados aos obtidos com o código MCNP, como pode ser visto nos gráficos das FIG. 5.35 e 5.36. Os resultados obtidos no MCNP foram normalizados com a multiplicação do fluxo de nêutrons relativo de cada grupo de energia aos fluxos de nêutrons totais obtidos com o SANDBP. Assim, pode-se ver o afastamento dos espectros de entrada, espectros do MCNP, em relação aos espectros de saída, espectros do SANDBP. Isto ocorre porque os espectros de entrada foram utilizados somente para a primeira iteração com as atividades saturadas por núcleo alvo das folhas de ativação. O maior afastamento do espectro de entrada ocorreu na configuração com água leve, que pode ser notado também no desvio padrão obtido nas atividades por núcleo alvo das folhas de ativação em relação aos valores calculados, com desvios padrões de 3,26% para a configuração com água leve e de 1,50% para a configuração com a caixa de acrílico contendo água pesada.

A comparação dos espectros calculados com o código SANDBP para as duas configurações está no gráfico da FIG. 5.37, mostrando que o fluxo de nêutrons na região térmica foi bem maior na configuração com água leve em relação a configuração com a caixa de acrílico contendo água pesada e ocorreu o contrário para o fluxo de nêutrons na região de moderação com o fluxo de nêutrons epitérmicos sendo maior para a configuração com água pesada. Os espectro das duas configurações podem ter diferentes aplicações. A configuração com a armadilha de nêutrons com água leve pode ser utilizada em aplicações que necessitem de um alto fluxo de nêutrons térmicos e a configuração com a caixa de acrílico contendo água pesada pode ser utilizada em aplicações que precisem de um fluxo de nêutrons mais homogêneo, ou seja, mais igual em todo o espectro de nêutrons, como no teste da efetividade de barras de controle, que devem atuar em todo o espectro de energia dos nêutrons do reator.

FIGURA 5.35 - Fluxos de nêutrons da posição central calculados com os códigos SANDBP e MCNP em 51 grupos de energia da configuração com H_2O .

FIGURA 5.36 - Fluxos de nêutrons da posição central calculados com os códigos SANDBP e MCNP em 51 grupos de energia da configuração com D_2O .

FIGURA 5.37 - Fluxos de nêutrons das posições centrais calculados com o código SANDBP em 51 grupos de energia das configurações com H₂O e D₂O.

Os fluxos de nêutrons rápidos experimentais foram obtidos com folhas de ativação de índio nas posições centrais. A reação nuclear $^{115}\text{In}(n, n')^{115\text{m}}\text{In}$ é fortemente endotérmica, cuja seção de choque só se torna diferente de zero a partir de uma energia limiar ^[17]. As perturbações no fluxo neutrônico são insignificantes, em virtude do fato desta seção de choque ser extremamente pequenas nesses limites de energia. A seção de choque inelástica do ^{115}In acima de 0,82 MeV calculada por Santos foi de 0,23385 barns ^[63]. Com o MCNP, calculou-se que este nuclídeo passa a ter uma taxa de reação mais efetiva acima de 0,8 MeV e tem por volta de 99% da taxa de reação até 10 MeV.

Os fluxos de nêutrons experimentais e calculados pelos códigos computacionais, MCNP, CITATION e SANDBP com os erros calculados pelo método de Monte Carlo, para cada faixa energética na posição central com as potências de $P_{\text{H}_2\text{O}} = 69,5 \text{ W} \pm 2,7\%$ para a configuração com água leve e de $P_{\text{D}_2\text{O}} = 71,6 \text{ W} \pm 2,7\%$ para a configuração com água pesada estão na TAB. 5.18. Os fluxos de nêutrons para a armadilha de nêutrons com água leve ficaram próximos em todos os métodos aplicados. Na configuração com água pesada os resultados ficaram próximos aos calculados com o SANDBP e em algumas faixas energéticas com os outros métodos.

TABELA 5.18 – Fluxos de nêutrons experimentais e calculados nas posições centrais do reator IPEN/MB-01 com as configurações com água leve e pesada com as potências de $P_{H_2O} = 69,5 \text{ W} \pm 2,7\%$ e de $P_{D_2O} = 71,6 \text{ W} \pm 2,7\%$.

	Faixa	Energia (MeV)	H ₂ O	D ₂ O
			$\bar{\phi} \text{ (n / cm}^2\text{s)}$	$\bar{\phi} \text{ (n / cm}^2\text{s)}$
Experimental	Térmica*	$E < 0,55 \times 10^{-6}$	$2,597 \times 10^9 \pm 2,5\%$	$1,258 \times 10^9 \pm 1,4\%$
	Epitérmica*	$E > 0,55 \times 10^{-6}$	$1,306 \times 10^9 \pm 4,2\%$	$1,607 \times 10^9 \pm 2,0\%$
	Rápida†	$E > 0,82$	$6,227 \times 10^8 \pm 1,2\%$	$6,931 \times 10^8 \pm 1,5\%$
	Total		$4,525 \times 10^9 \pm 1,9\%$	$3,559 \times 10^9 \pm 1,1\%$
MCNP	Térmica	$< 0,55 \times 10^{-6}$	$2,544 \times 10^9 \pm 2,7\%$	$8,926 \times 10^8 \pm 2,7\%$
	Intermediária	$0,55 \times 10^{-6} < E < 0,1$	$1,010 \times 10^9 \pm 2,7\%$	$1,513 \times 10^9 \pm 2,7\%$
	Rápida	$E > 0,8$	$5,398 \times 10^8 \pm 2,7\%$	$6,048 \times 10^8 \pm 2,7\%$
	Total	$E < 20$	$4,444 \times 10^9 \pm 2,7\%$	$3,598 \times 10^9 \pm 2,7\%$
CITATION	Térmica	$E < 0,625 \times 10^{-6}$	$2,406 \times 10^9$	$2,563 \times 10^9$
	Intermediária	$0,625 \times 10^{-6} < E < 0,825$	$1,460 \times 10^9$	$1,558 \times 10^9$
	Rápida	$0,825 < E < 10$	$6,198 \times 10^8$	$6,623 \times 10^8$
	Total	$E < 10$	$4,485 \times 10^9$	$4,783 \times 10^9$
SANDBP	Térmica	$< 0,56 \times 10^{-6}$	$2,697 \times 10^9 \pm 0,4\%$	$1,306 \times 10^9 \pm 0,4\%$
	Intermediária	$0,56 \times 10^{-6} < E < 0,1$	$8,642 \times 10^8 \pm 1,8\%$	$1,698 \times 10^9 \pm 0,9\%$
	Rápida	$E > 1$	$5,445 \times 10^8 \pm 0,2\%$	$6,095 \times 10^8 \pm 0,2\%$
	Total	$E > 1 \times 10^{-10}$	$4,526 \times 10^9 \pm 0,3\%$	$4,390 \times 10^9 \pm 0,3\%$

* Obtidos com folha de ativação de ouro.

† Obtidos com folha de ativação de índio.

Os fios de ouro foram utilizados para se obter a forma dos fluxos de nêutrons. Irradiou-se apenas fios nus, para adquirir os fluxos de nêutrons nos grupos de energia térmica e epitérmica. Simulou-se fios de ouro com as mesmas dimensões dos reais e com as taxas de reação nuclear relativas se obtiveram os fluxos de nêutrons térmicos e epitérmicos normalizados pelos fluxos de nêutrons experimentais das folhas centrais. Simulou-se 6×10^9 histórias válidas com um $k_{eff} = 1,00127 \pm 0,00001$ para a água leve e 2×10^9 histórias válidas com um $k_{eff} = 1,00017 \pm 0,00002$ para a água pesada, sendo que foram simuladas 5×10^7 histórias até a estabilização do fator de multiplicação.

Os fluxos de nêutrons térmicos experimentais foram comparados com os calculados com o MCNP, mas não houve essa comparação com os fluxos epitérmicos, devido ao limite superior desse grupo ser desconhecido, FIG. 5.38 até 5.41. Os fluxos de nêutrons térmicos mostram a mesma forma dos resultados calculados com uma pequena diferença na amplitude e os fluxos de nêutrons obtidos no experimento com água pesada tem incertezas maiores devido ao tempo de espera ter sido maior.

FIGURA 5.38 – Forma do fluxo de nêutrons térmicos experimental e calculado com o MCNP na parte radial do reator IPEN/MB-01 com a armadilha de nêutrons contendo H₂O.

FIGURA 5.39 - Forma do fluxo de nêutrons epitérmicos experimental na parte radial do reator IPEN/MB-01 com a armadilha de nêutrons com H₂O.

FIGURA 5.40 - Forma do fluxo de nêutrons térmicos experimental e calculado com o MCNP na parte radial do reator IPEN/MB-01 com a caixa de acrílico contendo D_2O .

FIGURA 5.41 - Forma do fluxo de nêutrons epitérmicos experimental na parte radial do reator IPEN/MB-01 com a caixa de acrílico com D_2O .

Na região, no interior do núcleo do reator, onde se retirou 16 varetas combustíveis e preencheu com água leve, o fluxo de nêutrons térmicos aumentou expressivamente, mais de 300%, e correlativamente os fluxos de nêutrons intermediários e rápidos tiveram um decréscimo, sendo mais expressivo para o fluxo de nêutrons rápidos, FIG. 5.24 e 5.25. Como pode ser observado nos gráficos de contorno coloridos das FIG. 5.19 e 5.20, os nêutrons térmicos se concentraram na região onde se retirou as 16 varetas combustíveis, agindo, como esperado, como uma armadilha de nêutrons térmicos. Os nêutrons das fissões ocorridas nas varetas combustíveis próximas a armadilha de nêutrons, dependendo da direção, encontram um volume maior de água leve, sendo que o nêutron tem um livre caminho médio de aproximadamente 0,3 cm, pode perder em média até 92% da energia cinética em apenas um choque elástico e em média são necessárias 16 colisões elásticas para perder quase toda a energia cinética na água leve ^{[5][7]}, ocorrendo um acúmulo de nêutrons de baixa energia nesta região. Esse maior fluxo de nêutrons térmicos na região da armadilha de nêutrons queima mais combustível nuclear das varetas combustíveis mais próximas, mas comparado a reatores de grande porte esse fluxo é considerado baixo. O consumo do combustível nestas varetas é insignificante se considerar o fluxo de nêutrons térmico de 10^9 nêutrons/cm²s e a quantidade de $0,622 \times 10^{24}$ átomos/mol.

Nos experimentos com o núcleo com a caixa de acrílico contendo água pesada, o fluxo de nêutrons térmicos e epitérmicos aumentaram cerca de 15% onde havia água pesada, tendo como efeito colateral um pequeno decréscimo do fluxo de nêutrons rápidos, FIG. 5.32 e 5.33. Isso ocorreu porque a água pesada tem um livre caminho médio de aproximadamente 2,4 cm e os nêutrons ejetados nas fissões ocorridas nas varetas combustíveis próximas a caixa de acrílico ao adentrarem o volume de água pesada, dependendo da direção, tem a possibilidade de percorrer boa parte desse meio até acontecer uma interação. Em média são necessárias 29 colisões elásticas para a termalização dos nêutrons na água pesada ^[7], aumentando as chances dos nêutrons atravessarem o volume de água pesada e voltarem para a parte ativa do núcleo do reator. Assim, a água pesada evitou um grande acúmulo do fluxo de nêutrons em certas regiões do núcleo do reator, o fluxo ficou mais dispersos, como mostrado nas FIG. 5.17, 5.18 e 5.27 até 5.34. Num reator nuclear de grande porte, isso evitaria picos de densidade de potência e, assim, impediria o excesso de calor em regiões do núcleo do reator.

A água pesada foi incompatível com a ideia de criar uma armadilha de nêutrons, os nêutrons que adentram essa região perdem menos energia cinética nos choques elásticos,

em média 50,9%^[5], tem um livre caminho médio maior e tem uma grande probabilidade de voltarem para onde tem combustível. Os nêutrons que deixam a água pesada encontram moderador de água leve e combustível, tendo uma maior probabilidade de serem termalizados ou absorvidos. Desta maneira, o fluxo de nêutrons térmicos adquiriu uma forma triangular fora da caixa de acrílico, como mostrado nas FIG. 5.33, 5.40 e 5.41.

O fluxo de nêutrons epitérmicos no geral ficou maior que os térmicos, exceto na armadilha de nêutrons com água leve. Nos resultados obtidos com o MCNP nas malhas radiais, do total do fluxo de nêutrons da parte ativa do reator mais o espaço criado no centro do núcleo, por volta de 50% na configuração com a armadilha de nêutrons e 23% na configuração com a caixa de acrílico contendo água pesada são nêutrons térmicos. Esta constatação mostra uma diferença expressiva entre a água leve e a água pesada, e corrobora o fato de a água leve ter um poder de moderação maior que a água pesada. No projeto do Reator Multipropósito Brasileiro (RMB) a água pesada será utilizada como refletor e a água leve como moderador, assim, se terá um reator com baixa fuga de nêutrons, garantindo uma economia de combustível nuclear. A água pesada deixou o fluxo de nêutrons térmicos e intermediários mais planos (flat) na região onde foi colocada, ver FIG. 5.33, possibilitando, no caso do RMB, a irradiação de várias amostras ao mesmo tempo, mas este refletor deve ser posto a uma distância adequada para que os nêutrons ao saírem do combustível encontrem um volume de água leve para serem moderados.

Na TAB. 5.19 estão os resultados para os fluxos de nêutrons experimentais normalizados pela potência de 70 W das configurações cilíndricas utilizadas nos experimentos e das configurações octogonal com uma armadilha de nêutrons contendo água leve^[22] e padrão retangular de 28×26 varetas combustíveis^{[20][64]}, mostradas na FIG. 5.42. Os fluxos de nêutrons térmicos e epitérmicos foram obtidos com folhas de ativação de ouro nuas e cobertas com cádmio e o fluxos de nêutrons rápidos com folhas de ativação de índio. Na configuração octogonal o fluxo de nêutrons rápidos foi calculado a partir da taxa de reação nuclear da folha de índio, obtida no trabalho de Mura^[22].

O maior fluxo de nêutrons térmicos na posição central foi conseguido na configuração octogonal, em comparação com a configuração cilíndrica com a armadilha de nêutrons contendo água leve esse fluxo de nêutrons é 10% maior. Contudo, na configuração octogonal, as barras de controle ficaram mais retiradas e tinham 78 varetas combustíveis a mais que na configuração cilíndrica, significando que há uma grande fuga de nêutrons. Dessas configurações, a cilíndrica com a armadilha de nêutrons é a mais eficiente para a

maximização do fluxo de nêutrons térmicos, tem menos varetas combustíveis, menos fuga e um dos maiores valores de fluxo de nêutrons térmicos. Com um cálculo simples, com a divisão do fluxo de nêutrons térmicos obtido na posição central pelo número de varetas combustíveis e o percentual de retirada das barras de controle, resulta que a configuração cilíndrica com água leve é 7,4% mais eficiente na concentração de nêutrons térmicos que a configuração octogonal. O fluxo de nêutrons térmicos na configuração cilíndrica com água leve é 294% maior que na configuração padrão retangular. Na comparação com a configuração com água pesada, esse fluxo de nêutrons térmicos na posição central é 113% maior, porém, como quase não há absorção de nêutrons na água pesada a diferença do fluxo térmico médio cai, este fluxo é 72% maior na configuração cilíndrica com armadilha de nêutrons. O fluxo de nêutrons epitérmicos foi maior na configuração com água pesada, isto ocorreu porque na água pesada é preciso em média mais choque elásticos para que os nêutrons termalizem, tendo mais nêutrons na região de moderação. O fluxo de nêutrons próximo as varetas combustíveis tem uma energia cinética mais elevada, logo, o fluxo de nêutrons rápidos maior foi obtido na configuração padrão retangular para a posição central, nesta configuração 33,5% do fluxo total de nêutrons eram do grupo rápido. O maior fluxo total de nêutrons foi obtido na cilíndrica com a armadilha de nêutrons, devido a maior eficiência na produção de nêutrons térmicos, apesar da absorção pela água leve ser grande, sendo que este nêutrons tem uma maior probabilidade de interagir com o ^{235}U , podendo ocasionar a fissão, gerando mais nêutrons.

TABELA 5.19 - Fluxos de nêutrons nas posições centrais e médios normalizados pela potência de 70 W, números de varetas combustíveis utilizadas e posição média das barras de controle nas configurações cilíndricas, octogonal e padrão retangular (FIG. 5.42).

Configuração	Cilíndrica com armadilha de nêutrons contendo H ₂ O (a)		Cilíndrica com caixa de acrílico contendo D ₂ O (a)		Octogonal com armadilha de nêutrons contendo H ₂ O (b) [22]		Padrão retangular com 28×26 varetas combustíveis (c) [20][64]	
	ϕ (n/cm ² s)	$\bar{\phi}$ (n/cm ² s)	ϕ (n/cm ² s)	$\bar{\phi}$ (n/cm ² s)	ϕ (n/cm ² s)	$\bar{\phi}$ (n/cm ² s)	ϕ (n/cm ² s)	$\bar{\phi}$ (n/cm ² s)
(posição central)	Térmico	2,615×10 ⁹ ± 2,5%	1,230×10 ⁹ ± 1,4%	2,901×10 ⁹ ± 1,4%	6,633×10 ⁸ ± 7,1%			
	Epitérmico	1,315×10 ⁹ ± 4,2%	1,572×10 ⁹ ± 2,0%	9,711×10 ⁸ ± 5,5%	1,227×10 ⁹ ± 1,4%			
	Rápido	6,227×10 ⁸ ± 1,2%	6,776×10 ⁸ ± 1,5%	3,539×10 ⁸ ± 2,8%	9,503×10 ⁸ ± 8,3%			
	Total	4,558×10 ⁹ ± 1,9%	3,479×10 ⁹ ± 1,1%	4,226×10 ⁹ ± 1,6%	2,841×10 ⁹ ± 3,3%			
(médio)	Térmico	1,304×10 ⁹ ± 3,0%	7,594×10 ⁸ ± 1,5%	1,424×10 ⁹ ± 2,0%	3,273×10 ⁸ ± 2,5%			
	Epitérmico	9,481×10 ⁸ ± 4,5%	1,095×10 ⁹ ± 2,1%	6,974×10 ⁸ ± 5,9%	5,589×10 ⁸ ± 0,3%			
N° de varetas combustíveis		608	608	680	680			
Posição retirada das BC's		84,71%	71,48%	90,22%	58,70%

FIGURA 5.42 - Configurações (a) cilíndrica sem 16 varetas combustíveis centrais, (b) octogonal sem 32 varetas combustíveis centrais e (c) padrão retangular com 28×26 varetas combustíveis.

6. CONCLUSÃO

Com base no trabalho realizado, concluiu-se que os objetivos propostos foram alcançados com os estudos dos efeitos na reatividade, potência de operação do reator, taxas de reações nucleares, razões espectrais e distribuição energética e espacial do fluxo de nêutrons do reator nuclear de pesquisa IPEN/MB-01 na configuração nº 323. Esta era uma configuração cilíndrica de 30 varetas combustíveis de diâmetro e um espaço, criado pela retirada de 16 varetas centrais, preenchido com água leve ou água pesada dentro de uma caixa de acrílico. Os resultados experimentais foram comparados com os calculados nos códigos computacionais MCNP5, SANDBP e CITATION.

Uma armadilha de nêutrons de água leve na região axial central já foi utilizada antes no reator IPEN/MB-01 na configuração octogonal de Mura ^[22]. Porém, a seleção de uma das configurações simuladas com o MCNP5, mostradas no APÊNDICE A, culminou num arranjo experimental inédito, a configuração 323. Outra inovação introduzida foi a água pesada na região axial central no núcleo do reator, geralmente este material é utilizado como moderador, como nos reatores CANDU (*Canada Deuterium Uranium*), ou como refletores, como será no projeto do RMB e no novo núcleo tipo placa que será instalado no reator IPEN/MB-01.

A eficiente geometria cilíndrica da configuração 323 garantiu uma baixa fuga de nêutrons do núcleo do reator e com a incorporação de uma armadilha de nêutrons com água leve ocorreu a maximização do fluxo de nêutrons térmicos. Este fluxo poderia ser aplicado numa simples irradiação de amostras para induzir altas taxas de reação nuclear ou na produção otimizada de radioisótopos utilizados na medicina nuclear, esterilização de alimentos e outros produtos. Para a configuração padrão retangular alcançar este valor de fluxo de nêutrons térmicos precisaria operar a potência de 276 W, o que não é permitido ao reator IPEN/MB-01 que foi licenciado para operar a 100W.

A configuração 323 com água pesada economizou nêutrons. Desta maneira, houve um aumento substancial na reatividade do sistema com as barras de controle 13,22%

mais inseridas que na configuração com água leve e com uma diferença de $\rho = (783 \pm 54)$ pcm entre os excessos de reatividade. Na configuração com água pesada, os fluxos de nêutrons térmicos e intermediários na região do central foram quase planos, FIG. 5.33, com um espectro de nêutrons bem mais homogêneo que o da configuração com água leve, como visto na FIG. 5.37. O RMB terá água pesada como refletor e uma das possíveis aplicações de um fluxo mais plano é a irradiação de várias amostras ao mesmo tempo com a intenção de produzir aproximadamente a mesma taxa de reação nuclear.

Os desvios padrões das atividades saturadas por núcleo alvo experimentais (E) em relação as calculadas (C) pelo SANDBP foram baixíssimos, como pode ser observado na TAB. 5.10, com 3,26% e 1,50% para a água leve e pesada, respectivamente.

Nas razões espectrais e de cádmio, nos desvios entre os resultados calculados com o MCNP e os experimentais, houveram grandes melhorias em relação ao trabalho de Nunes ^[23], devido a evolução no entendimento da matemática envolvida nos *tallies*. Os desvios padrões de C/E das razões espectrais foram de 18,03% e 12,67% para reações nucleares do mesmo tipo e de 15,68% e 12,79% para reações nucleares de diferentes tipos para as configurações com água leve e pesada, nesta ordem, TAB. 5.11 e 5.12. Esses desvios obtidos para as razões espectrais mostram que ainda há espaço para melhorias. Os desvios padrões de C/E das razões de cádmio do ouro foram acurados com uma maior precisão na configuração com água leve, com desvio padrão de 4,95%, do que na configuração com água pesada, com desvio padrão de 8,33%, como mostrado na TAB. 5.13.

A maior contribuição desta dissertação foi na distribuição energética e espacial do fluxo de nêutrons, pela quantidade de dados experimentais e calculados. Os fluxos de nêutrons térmicos e epitérmicos experimentais foram obtidos com folhas de ouro nuas e cobertas com cádmio nas 11 posições radiais e axiais e o fluxo de nêutrons rápidos foram obtidos com folhas de índio na posição central. Esses fluxos de nêutrons estão nas TAB. 5.15 e 5.18, o fluxo de nêutrons térmicos na configuração com água leve foi um pouco mais que o dobro que na configuração com água pesada e os fluxos de nêutrons com energia acima da térmica foram maiores na configuração com água pesada.

As comparações entre os fluxos de nêutrons experimentais e os calculados com folhas de água no código MCNP ficaram próximas, como pode ser visto na TAB. 5.15 e nas FIG. 5.11 e 5.14, com destaque para o fluxo de nêutrons térmicos na configuração com água leve e o fluxo de nêutrons epitérmicos na configuração com água pesada com desvios de C/E

de até 13,0%. Com as malhas simuladas no MCNP, obtiveram-se gráficos de contorno coloridos separados em grupos de energia do fluxo de nêutrons e as formas dos fluxos de nêutrons axiais e radiais, FIG. 5.19 até 5.34, mostrando que a armadilha de nêutrons com água leve funcionou como um concentrador de nêutrons térmicos e, por consequência, tinham poucos nêutrons de alta energia nesta região. Enquanto que na região com água pesada, os nêutrons tinham grande chance de saírem dessa região e voltarem para a parte ativa do núcleo do reator, onde era maior a possibilidade de perderem grandes quantidades de energia nos choques elásticos ou serem absorvidos.

Como pode ser observado na TAB. 5.17, os fluxos de nêutrons calculados com o código CITATION ficaram mais próximos dos valores experimentais nas posições axiais centrais onde se tem apenas o meio moderador com desvios de C/E de até 15%, exceto para o fluxo de nêutrons térmicos na configuração com água pesada, cujos resultados foram discrepantes, chegando a ter um valor de fluxo de nêutrons 105,9% maior. Essas discrepâncias de fluxo de nêutrons térmicos estão sendo investigadas por Lima ^[65]. Os resultados de fluxo de nêutrons calculados para as posições radiais entre as varetas combustíveis, região heterogênea, obtiveram desvios de C/E entre 11,6% e 43,8%.

Na TAB. 5.18 estão os resultados de fluxo de nêutrons experimentais e calculados de todos os códigos utilizados neste trabalho na posição central, sendo que os melhores resultados em relação aos experimentais foram obtidos nas simulações com água leve. Para a água pesada, os valores mais próximos foram os calculados com o SANDBP, isto era esperado, já que este código utiliza as atividades saturadas por núcleo alvo experimentais como entrada.

Os resultados para as formas dos fluxos de nêutrons obtidas com os fios de ativação de ouro estão nas FIG. 5.38 até 5.41. As formas espaciais dos fluxos de nêutrons térmicos obtidas com os fios de ativação de ouro concordaram com os cálculos no MCNP, principalmente na configuração com água leve, onde a forma do fluxo de nêutrons calculada ficou condizente com a experimental em todos os pontos e até no refletor. As formas dos fluxos de nêutrons epitérmicos experimentais também foram obtidas, mas sem valores calculados para a comparação, por causa do desconhecimento dos limites superiores epitérmicos do ouro.

Na TAB. 5.19 estão alguns dados utilizados nas comparações da configuração cilíndrica com água leve com as configurações octogonal com armadilha de nêutrons ^[22] e

padrão retangular ^{[20][64]}, com a normalização na potência em 70 W em todas as configurações. Nessas comparações, observou-se que a maximização do fluxo de nêutrons térmicos com maior eficiência foi obtido na configuração cilíndrica com armadilha de nêutrons com água leve, sendo 7,4% mais eficiente que na configuração octogonal e 294% maior que na configuração padrão retangular. Essa maior eficiência se deve ao uso de 72 varetas combustíveis a menos e a relação superfície-volume ser menor na configuração cilíndrica, ocasionando uma menor fuga de nêutrons do núcleo. Nas comparações entre as diversas configurações ao mesmo nível de potência, o maior valor absoluto de fluxo de nêutrons epitérmicos foi obtido na configuração cilíndrica com água pesada, pois em média são necessários mais choque elásticos para que os nêutrons termalizem nesse material, consequentemente, tem-se mais nêutrons na região de moderação.

6.1. Propostas de trabalhos futuros

As sugestões de trabalhos futuros visam aprimorar o que foi apresentado nesta dissertação. A principal delas é obter uma potência mais acurada e precisa do núcleo com água pesada, pois os métodos apresentados no APÊNDICE E são inconclusivos e devem ser validados por uma metodologia experimental confiável. Um método exato e com boa precisão é o mapeamento completo do fluxo de nêutrons, que poderia ser realizado com folhas de ativação de ouro diluídas, para se evitar correções advindas da perturbação do campo neutrônico.

Futuramente, poderiam ser utilizadas bibliotecas de dados nucleares diferentes e folhas de ativação de outros materiais que poderiam ser irradiadas e, assim, serem realizadas mais comparações das razões espectrais, que testam as seções de choque das bibliotecas nucleares do MCNP diretamente. Porém, isso só seria possível em computadores com um poder de processamento maior, *clusters*. Isto se justifica se levar em consideração que neste trabalho os resultados das simulações com o MCNP foram obtidos com três microcomputadores, dois utilizando processadores intel i5 e um i7, com um tempo de processamento de aproximadamente 1500 horas. Do mesmo modo, as simulações no CITATION poderiam ser realizadas com bibliotecas de dados nucleares mais recentes do que as que foram utilizadas neste trabalho.

APÊNDICE A - Estados de criticalidade calculados com o código MCNP5 de configurações cilíndricas com armadilha de nêutrons com H₂O

Simulou-se com o código MCNP5 diversas configurações cilíndricas e aproximadamente cilíndricas para se escolher uma configuração que tivesse um excesso de reatividade que fosse possível fazer a calibração de barras de controle (BC) e ficar crítica na irradiação de folhas de ativação, pois inserem reatividade negativa. A água leve preencheu o espaço criado pela retirada de 16 varetas combustíveis centrais do núcleo do reator por ter uma seção de choque de absorção maior que a água pesada. Assim, se a configuração com água leve criticalizasse certamente a configuração com água pesada também. A escolha da configuração foi realizada de acordo com a posição relativa de retirada das barras de controle e a configuração selecionada foi a nº 323, um cilindro circular reto. Esta configuração nunca foi operada antes no reator IPEN/MB-01 e é uma das geometrias de núcleo mais circulares das configurações testadas, isto diminui a fuga de nêutrons do núcleo por ter um volume sólido mais perfeito com uma área superficial menor.

A fonte kcode foi utilizada para simular 1050 ciclos de 10^4 histórias, sendo que 50 ciclos iniciais foram descartados, para cada configuração. Foram simuladas menos histórias por ciclo e menos ciclos para obter o valor de multiplicação k efetivo mais rápido, já que era necessário ter os resultados de configurações em quantidade para a seleção. Contudo, a precisão ficou razoável para os valores do k_{eff} , como pode ser observado nos resultados das várias configurações simuladas mostradas na FIG. A.1.

Subcrítico

Crítico: $k_{eff} = 1,00031 \pm 0,00007$
 BC = 99,05% retiradas

Crítico: $k_{eff} = 0,99993 \pm 0,00007$
 BC = 89,35% retiradas

Subcrítico

Crítico: $k_{eff} = 1,00024 \pm 0,00007$
 BC = 86,67% retiradas

Crítico: $k_{eff} = 1,00021 \pm 0,00007$
 BC = 83,88% retiradas

FIGURA A.1 – Configurações cilíndricas e aproximadamente cilíndricas simuladas com o código MCNP5.

APÊNDICE B - Fatores de correção experimentais

Os fatores que normalizam as condições experimentais, devido as variações no tempo de subida da rampa de potência e na potência no estado crítico, a perturbação no fluxo neutrônico causa pelas folhas de ativação e a autoabsorção gama nas folhas, serão apresentados a seguir.

B.1. Fatores de rampa e normalização das irradiações

TABELA B.1 – Finalidades das operações, fatores de rampa e de normalização das irradiações.

Finalidade da operação		F_r	F_i
H₂O	¹⁹⁷ Au	0,9852	0,9786 ± 0,0096
	¹⁹⁷ Au*†	0,9832	0,9805 ± 0,0096
	⁴⁵ Sc*	0,9834	0,9669 ± 0,0095
	⁴⁵ Sc	0,9834	0,9683 ± 0,0095
	In	0,9838	0,9776 ± 0,0096
	Mg	0,9878	0,9690 ± 0,0095
	Ni	0,9960	0,9889 ± 0,0097
	¹⁹⁷ Au- ²⁷ Al*	0,9833	0,9786 ± 0,0096
	Fio	0,9807	0,9150 ± 0,0089
	¹⁹⁷ Au* §	0,9837	0,9827 ± 0,0096
	¹⁹⁷ Au- ²⁷ Al	0,9848	0,9767 ± 0,0095
	Ti	0,9939	0,9870 ± 0,0096
D₂O	¹⁹⁷ Au	0,9860	0,9755 ± 0,0099
	¹⁹⁷ Au* §	0,9842	0,9820 ± 0,0099
	¹⁹⁷ Au* †	0,9848	0,9798 ± 0,0099
	⁴⁵ Sc*	0,9856	0,9815 ± 0,0099
	⁴⁵ Sc	0,9846	0,9777 ± 0,0099
	Ni/ ¹⁹⁷ Au- ²⁷ Al*	0,9952	0,989 ± 0,010
	Ti/Fio/ ¹⁹⁷ Au- ²⁷ Al	0,9953	0,986 ± 0,010
	In	0,9854	0,9694 ± 0,0098
	Mg	0,9851	0,9782 ± 0,0099

* Folhas de ativação irradiadas dentro de caixas de cádmio.

† Folhas de ativação irradiadas nas cotas 91, 273, 455, 637, R2 e R4.

§ Folhas ativação irradiadas nas cotas 182, 364, 546, R1 e R5.

B.2. Fatores de autoabsorção

Os fatores de autoabsorção da TAB. B.2 foram obtidos através dos gráficos das FIG. B.1 até B.7 ^[38], dos coeficientes de atenuação de massa (μ/ρ) em função das energias dos fótons emitidos, das massas e das medidas superficiais das folhas de ativação, mostradas nas TAB. 2.2 e 2.4 do capítulo 2.

TABELA B.2 - Fatores de autoabsorção das folhas de ativação.

Folha de Ativação	F _{abs}	
	H ₂ O	D ₂ O
Au	1,00125	1,00125
Au*	1,00120	1,00120
Au-Al	1,00122	1,00119
Au-Al*	1,00124	1,00118
Sc	1,00064	1,00047
Sc*	1,00049	1,00045
Ni	1,00355	1,00361
Ti	1,00414	1,00414
In	1,01219	1,01219
Mg	1,00114	1,00114

* Folhas de ativação irradiadas dentro de caixas de cádmio.

FIGURA B.1 - Gráficos do coeficiente de atenuação linear de massa do ouro.

FIGURA B.2 - Gráficos do coeficiente de atenuação linear de massa do ouro diluído e do alumínio.

FIGURA B.3 - Gráficos do coeficiente de atenuação linear de massa do escândio.

FIGURA B.4 - Gráficos do coeficiente de atenuação linear de massa do níquel.

FIGURA B.5 - Gráficos do coeficiente de atenuação linear de massa do titânio.

FIGURA B.6 - Gráficos do coeficiente de atenuação linear de massa do índio.

FIGURA B.7 - Gráficos do coeficiente de atenuação linear de massa do magnésio.

B.3. Fatores de correção para perturbação do fluxo de nêutrons

As autoblindagens das folhas de ouro e de escândio nuas e cobertas com cádmio foram utilizadas para a correção das atividades saturadas por núcleo alvo e o fluxo de nêutrons térmicos e epitérmicos obtidos com as folhas de ouro foram corrigidos com as autoblindagens térmicas e epitérmicas.

As folhas de liga de Au-Al com e sem caixas de cádmio nos experimentos com água leve foram irradiadas nas posições centrais e com água pesada na cota 273. Os cálculos com o MCNP foram obtidos com as folhas de Au puro e Au-Al, com as mesmas dimensões e densidades atômicas das folhas reais. Ademais, foram simuladas folhas de Au 10^5 vezes diluído (Au dil 10^5) com as mesmas dimensões da folha de ativação de ouro puro experimental, para obter uma taxa de reação nuclear semelhante à da superfície da folha pura, e folhas de Au com uma baixa concentração atômica de 10^{14} nêutrons/cm³ com uma espessura de 10^{-9} cm (Au dil fina), para obter um meio quase homogêneo e garantindo um fluxo de nêutrons praticamente não-perturbados com poucos átomos de Au. Não haviam folhas de escândio diluídas, sendo assim, as autoblindagens foram apenas calculadas com o MCNP por folhas pura e diluídas 10^5 vezes (Sc dil 10^5) com as mesmas dimensões das folhas reais. Os resultados experimentais e calculados para os experimentos com água leve e pesada estão na TAB. B.3 e os desvios dos valores calculados em relação aos experimentais obtidos com as folhas de Au-Al estão na TAB. B.4, com desvios de no máximo 3,2% dos resultados experimentais. Além disto, as autoblindagens calculadas com as folhas de Au diluída e com a diluída com poucos átomos de Au ficaram com os valores próximos entre elas e um pouco abaixo dos obtidos com as folhas de Au-Al. Na TAB. B.5 estão os k_{eff} obtidos e os números de histórias válidas simuladas, sendo que em todos os arquivos de entrada foram utilizados ciclos de 10^6 histórias e 50 ciclos rejeitados para a estabilização dos k_{eff} , que ficaram próximos a 1, com os resultados mais próximos da criticalidade nas simulações com a água pesada.

TABELA B.3 – Autoblindagens experimentais (E) e calculadas (C) com o MCNP das folhas de ativação nuas e cobertas com cádmio.

	Folha	Método	Posição	G_{nua}	$\sigma_{G_{\text{nua}}}(\%)$	G_{Cd}	$\sigma_{G_{\text{Cd}}}(\%)$
H₂O	Au/Au-Al	E	364	0,7957	0,2	0,5085	0,3
	Au/Au-Al	C	364	0,7885	1,2	0,4935	1,8
	Au/Au dil 10 ⁵	C	364	0,7860	1,3	—	—
	Au/Au dil fina	C	364	0,8005	0,8	—	—
	Sc/Sc dil 10 ⁵	C	364	0,9611	0,7	0,9984	1,0
D₂O	Au/Au-Al	E	273	0,6843	0,2	0,5241	0,2
	Au/Au-Al	C	273	0,6625	2,6	0,5200	1,4
	Au/Au dil 10 ⁵	C	273	0,6633	1,8	—	—
	Au/Au dil fina	C	273	0,6622	1,0	—	—
	Sc/Sc dil 10 ⁵	C	364	0,9716	0,7	0,9984	1,0

TABELA B.4 – Desvios percentuais (D) dos valores das autoblindagens das folhas de Au nuas e cobertas com cádmio calculadas (C) pelo MCNP em relação aos experimentais (E), $D = 1 - C/E$, obtidas com as folhas de Au-Al.

	Posição	$D_{G_{\text{nua}}}(\%)$	$\sigma_{D_{G_{\text{nua}}}}(\%)$	$D_{G_{\text{Cd}}}(\%)$	$\sigma_{D_{G_{\text{Cd}}}}(\%)$
H₂O	364	0,9	1,2	2,9	1,8
D₂O	273	3,2	2,6	0,8	1,4

TABELA B.5 – Fator de multiplicação efetivo (k_{eff}) e número de histórias válidas das simulações realizadas no MCNP.

Folha	H₂O			D₂O		
	Keff	σ_{keff}	Histórias válidas	Keff	σ_{keff}	Histórias válidas
Au	1,00273	0,00001	6×10^9	1,00020	0,00001	6×10^9
Au*	1,00278	0,00002	2×10^9	1,00041	0,00002	2×10^9
Au-Al	1,00277	0,00002	2×10^9	1,00019	0,00002	2×10^9
Au-Al*	1,00135	0,00002	2×10^9	1,00027	0,00002	2×10^9
Au dil 10 ⁵	1,00274	0,00002	2×10^9	1,00020	0,00002	2×10^9
Au dil fina	1,00272	0,00001	6×10^9	1,00020	0,00001	6×10^9
Sc	1,00130	0,00002	2×10^9	1,00024	0,00002	2×10^9
Sc 10 ⁵	1,00128	0,00002	2×10^9	1,00020	0,00002	2×10^9
Sc*	1,00135	0,00002	2×10^9	1,00026	0,00002	2×10^9
Sc 10 ⁵ *	1,00132	0,00002	2×10^9	1,00019	0,00002	2×10^9

* Folhas de ativação irradiadas dentro de caixas de cádmio.

As autoblindagens térmicas e epitérmicas das folhas de Au experimentais e calculadas estão na TAB. B.6 e os desvios das calculadas em relação as experimentais estão na TAB. B.7. Os resultados calculados para a faixa térmica com as folhas de Au-Al foram bastante exatos e na faixa epitérmica os resultados ficaram dentro da incerteza. As autoblindagens das folhas diluídas e das diluídas com poucos átomos de ouro simuladas ficaram um pouco abaixo das folhas de Au-Al.

TABELA B.6 – Autoblindagens térmicas e epitérmicas, experimentais (E) e calculadas (C) pelo MCNP, das folhas de ouro.

	Folha	Método	Posição	G_{term}	$\sigma_{G_{term}}(\%)$	G_{epit}	$\sigma_{G_{epit}}(\%)$
H₂O	Au/Au-Al	E	364	0,9755	1,6	0,5085	4,0
	Au/Au-Al	C	364	0,9720	0,1	0,5013	2,6
	Au/Au dil 10 ⁵	C	364	0,9697	0,2	0,4990	2,7
	Au/Au dil fina	C	364	0,9744	0,03	0,5193	1,1
D₂O	Au/Au-Al	E	273	0,9754	0,4	0,5241	1,4
	Au/Au-Al	C	273	0,9823	0,3	0,5122	3,4
	Au/Au dil 10 ⁵	C	273	0,9606	0,6	0,5187	2,3
	Au/Au dil fina	C	273	0,9732	0,1	0,5142	0,9

TABELA B.7 - Desvios percentuais (D) dos valores das autoblindagens térmicas e epitérmicas calculadas (C) pelo MCNP em relação aos experimentais (E), $D = 1 - C/E$, obtidas com as folhas de Au-Al.

	Posição	$D_{G_{term}}(\%)$	$\sigma_{D_{G_{term}}}(\%)$	$D_{G_{epit}}(\%)$	$\sigma_{D_{G_{epit}}}(\%)$
H₂O	364	0,4	1,6	1,4	4,7
D₂O	273	-0,7	0,5	2,3	3,7

APÊNDICE C - Curvas de decaimento

As atividades das folhas irradiadas foram obtidas com a equação (C.1) ^[35],

$$A = \frac{\lambda C}{\varepsilon I (1 - e^{-\lambda t_c})} , \quad (C.1)$$

onde λ é a constante de decaimento do radionuclídeo formado, C é a contagem líquida integral no fotopico de interesse, ε é a eficiência do detector gama na energia do fotopico de interesse, I é a probabilidade de emissão gama e t_c é o tempo de contagem no sistema de espectrometria gama. As atividades calculadas de cada contagem líquida foram plotadas em gráficos em função do tempo de espera (t_e), nos quais se ajustaram curvas de decaimento para se obterem os valores das atividades ao termino das irradiações, atividades iniciais (A_0), de acordo com a equação (C.2),

$$A = A_0 e^{-\lambda t_e} . \quad (C.2)$$

A partir destes parâmetros calculados se obtiveram as atividades saturadas, que permitiram obter as características neutrônicas do núcleo do reator IPEN/MB-01 no formato cilíndrico sem as 16 varetas combustíveis. Os gráficos das atividades em função do tempo de espera com os ajustes dos decaimentos exponenciais, feitos no s Origin 9.1, das folhas de ativação centrais estão expostos nas FIG. C.1 até C.20 dos experimentos com água leve e pesada, exceto as folhas de Au-Al com e sem cobertura de cádmio nos experimentos com água pesada que foram irradiadas na cota 273 (FIG. C.6 e C.8).

FIGURA C.1 – Curva de decaimento dos átomos de ^{198}Au , obtida a partir da captura radioativa dos átomos da folha de ativação de ^{197}Au na configuração com H_2O .

FIGURA C.2 - Curva de decaimento dos átomos de ^{198}Au , obtida a partir da captura radioativa dos átomos da folha de ativação de ^{197}Au na configuração com D_2O .

FIGURA C.3 - Curva de decaimento dos átomos de ^{198}Au , obtida a partir da captura radioativa dos átomos da folha de ^{197}Au coberta com cádmio na configuração com H_2O .

FIGURA C.4 - Curva de decaimento dos átomos de ^{198}Au , obtida a partir da captura radioativa dos átomos da folha de ^{197}Au coberta com cádmio na configuração com D_2O .

FIGURA C.5 - Curva de decaimento dos átomos de ^{198}Au , obtida a partir da captura radioativa dos átomos de ^{197}Au da folha de ativação de Au-Al na configuração com H_2O .

FIGURA C.6 - Curva de decaimento dos átomos de ^{198}Au , obtida a partir da captura radioativa dos átomos de ^{197}Au da folha de ativação de Au-Al na configuração com D_2O .

FIGURA C.7 - Curva de decaimento dos átomos de ^{198}Au , obtida a partir da captura radioativa dos átomos de ^{197}Au da folha de ativação de Au-Al coberta com cádmio na configuração com H_2O .

FIGURA C.8 - Curva de decaimento dos átomos de ^{198}Au , obtida a partir da captura radioativa dos átomos de ^{197}Au da folha de ativação de Au-Al coberta com cádmio na configuração com D_2O .

FIGURA C.9 - Curva de decaimento dos átomos de ^{46}Sc , obtida a partir da captura radioativa dos átomos da folha de ativação de ^{45}Sc na configuração com H_2O .

FIGURA C.10 - Curva de decaimento dos átomos de ^{46}Sc , obtida a partir da captura radioativa dos átomos da folha de ativação de ^{45}Sc na configuração com D_2O .

FIGURA C.11 - Curva de decaimento dos átomos de ^{46}Sc , obtida a partir da captura radioativa dos átomos da folha de ^{45}Sc coberta com cádmio na configuração com H_2O .

FIGURA C.12 - Curva de decaimento dos átomos de ^{46}Sc , obtida a partir da captura radioativa dos átomos da folha de ^{45}Sc coberta com cádmio na configuração com D_2O .

FIGURA C.13 - Curva de decaimento dos átomos de ^{58}Co , obtida a partir da reação nuclear do ^{58}Ni com o nêutron na folha de ativação de Ni natural na configuração com H_2O .

FIGURA C.14 - Curva de decaimento dos átomos de ^{58}Co , obtida a partir da reação nuclear do ^{58}Ni com o nêutron na folha de ativação de Ni natural na configuração com D_2O .

FIGURA C.15 - Curva de decaimento dos átomos de ^{47}Sc , obtida a partir da reação nuclear do ^{47}Ti com o nêutron na folha de ativação de Ti natural na configuração com H_2O .

FIGURA C.16 - Curva de decaimento dos átomos de ^{47}Sc , obtida a partir da reação nuclear do ^{47}Ti com o nêutron na folha de ativação de Ti natural na configuração com D_2O .

FIGURA C.17 - Curva de decaimento dos átomos de ^{115m}In , obtida a partir do espalhamento inelástico do ^{115}In na folha In natural na configuração com H_2O .

FIGURA C.18 - Curva de decaimento dos átomos de ^{115m}In , obtida a partir do espalhamento inelástico do ^{115}In na folha de In natural na configuração com D_2O .

FIGURA C.19 - Curva de decaimento dos átomos de ^{24}Na , obtida a partir da reação nuclear do ^{24}Mg com o nêutron na folha de ativação de Mg natural na configuração com H_2O .

FIGURA C.20 - Curva de decaimento dos átomos de ^{24}Na , obtida a partir da reação nuclear do ^{24}Mg com o nêutron na folha de ativação de Mg natural na configuração com D_2O .

APÊNDICE D - Curva de eficiência do detector de HPGe da Ortec

O gráfico das eficiências experimental e simulada com o MCNP do detector de HPGe estão na FIG. D.1. As curvas ajustadas pelo software Origin 9.1 reproduzem os dados, visto que os coeficientes de determinação ficaram próximos de 1 e os χ^2 -reduzidos dentro da faixa de valores aceitáveis ou muito próximo de 1 [32]. Os resultados calculados ficaram com erros abaixo de 2% e próximos dos experimentais. Assim, foi possível extrapolar a reta do ajuste dos dados calculados sem a energia de 159 keV do ^{47}SC e obter o fator $F_{Ti} = 0,863 \pm 0,006$ para corrigir a eficiência deste fotopico.

FIGURA D.1 - Curva de eficiência experimental e calculada com o MCNP do detector de germânio de alta pureza.

APÊNDICE E - Estimativas da potência do reator

Neste apêndice estão as estimativas das potências não conclusivas, por falta de um método experimental que validem estes outros métodos. Contudo, estas estimativas servem como um início para trabalhos futuros.

E.1. Correlação de canais nucleares

A estimativa da potência da configuração 323 foi realizada experimentalmente com a correlação da potência detectada no canal 6 pelas contagens do canal 10 para a configuração padrão retangular. Como o canal 6 está calibrado para esta configuração, as respostas adquiridas do canal 10 para cada valor de potência do canal 6 é compreendido como a potência para qualquer configuração. O canal 10 foi utilizado para este propósito por ser o detector mais afastado do núcleo do reator, logo, as contagens não são afetadas com as alterações da geometria do núcleo e das posições das barras de controle nos diferentes tipos de configurações. Estas afirmações precisam ser melhor investigadas em trabalhos futuros, assim, esta estimativa experimental não foi utilização na obtenção de parâmetros nesta tese.

Neste experimento, criticalizou-se o reator na configuração padrão retangular com as potências de 0,1, 1, 5, 10, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90 e 100 W no Canal 6 com o moderador na temperatura de $19,90 \pm 0,05$ °C. O gráfico das contagens e das potências no tempo está na FIG. E.1. O tempo de cada estado crítico foi por volta de 15 minutos, para se ter uma boa estatística das médias das contagens e potências. Estes valores foram plotados no gráfico da FIG. E.2, onde se ajustou uma função exponencial com o software Origin 9.1. Inserindo os valores médios das contagens do canal 10 quando o canal 6 marcava 100 W na configuração cilíndrica com espaço preenchido com água leve e pesada na equação do ajuste exponencial, $C_{H_2O} = (35990 \pm 352)$ cps e $C_{D_2O} = (37092 \pm 375)$ cps, respectivamente, obteve-se as potências, com uma confiança estatística de 2σ , de $P_{H_2O} = 65,9 \text{ W} \pm 2,2\%$ e de $P_{D_2O} = 68,2 \text{ W} \pm 2,3\%$. Os valores de potência calculados por este método ficaram próximos dos valores calculados pela equação (2.13) do trabalho de Silva ^[26], são valores razoáveis, visto que as potências ficaram próximas do esperado, que é por volta de 70 W. As potências

para os dois experimentos não podem ter valores muito diferentes um do outro e a potência para a água pesada está um pouco maior que para a água leve.

FIGURA E.1 - Gráfico das contagens do canal 10 e da potência do canal 6 no tempo.

FIGURA E.2 – Curva de correlação dos canais nucleares, canal 10 em função do canal 6.

E.2. Técnica do ruído neutrônico

A obtenção da potência do reator com a técnica de ruído macroscópico baseia-se na medida das densidades espectrais¹, CPSD (*Cross Power Spectral Density*), do ruído neutrônico [66], as quais são obtidas diretamente dos espectros em frequência. A região entre 2 e 9 Hz, aproximadamente, é conhecida como patamar das densidades espectrais e apresenta um comportamento praticamente independente da frequência, isto é, é constante dentro desse intervalo. Com o valor médio desse intervalo da CPSD, Φ_{kl}^p , calcula-se a potência através da equação (E.1),

$$P = \frac{2(G_k F_k) I_k (G_l F_l) I_l (QD)}{(\beta_{eff})^2 \Phi_{kl}^p}, \quad (E.1)$$

onde G_k e G_l são os ganhos dos filtros-amplificadores, F_k e F_l são os fatores de conversão dos eletrômetros, I_k e I_l são as correntes dos detectores, Q é a energia liberada por fissão ($3,2 \times 10^{-11}$ J), D é o fator de Diven, cujo valor é 0,795 (adimensional), β_{eff} é a fração efetiva de nêutrons atrasados (TAB. 2.6).

A técnica de ruído nêutronico foi empregada para constatar a potência do reator com a caixa de acrílico contendo água pesada. Nesta operação o reator foi criticalizado com três potências diferentes e com a temperatura média do moderador de $21,37 \pm 0,05$ °C. O gráfico com as CPSD para estas potência dada pelo canal 6 estão na FIG. E.3 e os valores médios das CPSD obtidos desse gráfico estão na TAB. E.1, juntamente com os valores das potências dadas pelo canal 6, os fatores para o cálculo da potência e as potências calculadas. Estas potências calculadas foram plotadas no gráfico da potência no canal 6 pela potência estimada com a técnica de ruído, FIG. E.4, onde se ajustou um função linear e se estimou a potência para este experimento de $P_{D_2O} = 80,3 \text{ W} \pm 1,3\%$, para uma confiança estatística de 2σ estima com a propagação das incertezas dos parâmetros ajustados [32].

¹ Os espectros em frequência são obtidos através de uma operação matemática conhecida como transformada de Fourier. Densidades espectrais são obtidas dividindo-se o espectro em frequência pela largura de banda utilizada. No caso mais simples, a largura de banda é dada por (Taxa de Amostragem/Número de Pontos no Eixo de Frequência) = (Taxa de Amostragem/Linhas de Resolução) [66].

FIGURA E.3 – CPSD do sinal neutrônico do reator IPEN/MB-01.

TABELA E.1 – Potência dada pela canal 6 e parâmetros obtidos para o cálculo da potência pelo método do ruído neutrônico.

Potência canal 6 (W)	Φ_{kl}^p (V ² /Hz)	$G_k = G_l$	$F_k = F_l$ (V/nA)	I_k (nA)	I_l (nA)	Potência ruído neutrônico (W)
1,009 ± 0,4%	$2,01 \times 10^{-4} \pm 4,7\%$	30	2/200	45,8	43,9	$0,81 \pm 5,3\%$
5,109 ± 0,2%	$1,03 \times 10^{-5} \pm 6,1\%$	30	2/2000	232	222	$4,08 \pm 6,6\%$
100,676 ± 0,1%	$2,07 \times 10^{-6} \pm 6,2\%$	30	2/20000	4640	4460	$81,26 \pm 6,7\%$

FIGURA E.4 - Gráfico da potência detectada no canal 6 pela potência estimada pela técnica de ruído neutrônico para a configuração com D₂O.

E.3. Estimativa da potência com o código CITATION

A estimativa feita com o código CITATION foi simplesmente obter a relação entre os valores médios dos fluxos de nêutrons térmicos experimentais das 11 folhas de ativação de ouro e calculados nas mesmas 11 posições destas folhas. O fluxo de nêutrons térmicos foi escolhido porque experimentalmente os limites são bem definidos com a utilização das caixas de cádmio nas folhas de ativação de ouro. Esta estimativa foi realizada apenas para o experimento com água leve, pois os valores obtidos da simulação com água pesada ficaram distantes dos experimentais. A potência obtida com os valores médios foi de $P_{H_2O} = 71,0 \text{ W} \pm 6,0\%$, com uma confiança estatística de 2σ . Também, calculou-se a relação para as folhas centrais simulada e experimental e foi obtida a potência de $P_{H_2O} = 75,0 \text{ W} \pm 5,0\%$, com 2σ .

E.4. Estimativa da potência com o código MCNP5

A estimativa da potência com o MCNP parte da equação da densidade de potência, que discretizada fica

$$P = Q \bar{\Sigma}_{f_{term}} \bar{\phi}_{N_{term}}^{mod} V F R , \quad (E.2)$$

onde $Q = 3,2 \times 10^{-11}$ J é a energia liberada por fissão, $\bar{\Sigma}_{f_{term}}$ é o valor médio da seção macroscópica térmica de fissão do combustível, $\bar{\phi}_{N_{term}}^{mod}$ é o fluxo médio de nêutrons normalizado de nêutrons térmicos no moderador, o volume do combustível é $V = 18873,2 \text{ cm}^3$, F é o fator de correção do fluxo de nêutrons térmicos no moderador para o fluxo no combustível e R é o fator de fissão epitérmica.

O valor médio da seção de choque macroscópica térmica no combustível foi obtida com a razão entre os *tallies* FM4 com a reação de fissão (-6) e o fluxo dado por F4,

$$\bar{\Sigma}_{f_{term}} = \frac{N \int_{0,55 \text{ eV}}^0 \bar{\phi}_C^{comb}(E) \sigma_f(E) dE}{\int_{0,55 \text{ eV}}^0 \bar{\phi}_C^{comb}(E) dE} , \quad (E.3)$$

sendo N a densidade atômica do combustível, $\bar{\phi}_C^{comb}$ o fluxo médio de nêutrons calculado em todas as varetas combustíveis e σ_f a seção de choque microscópica de fissão. O fator F foi obtido com a razão entre o fluxo de nêutrons térmicos no combustível pelo fluxo no moderador com o *tally* F4,

$$F = \frac{\int_{0,55 \text{ eV}}^0 \bar{\phi}_C^{comb}(E) dE}{\int_{0,55 \text{ eV}}^0 \bar{\phi}_C^{mod}(E) dE} , \quad (E.4)$$

onde o fluxo de nêutrons $\bar{\phi}_C^{mod}$ no moderador foi obtido em todo o moderador próximo as varetas combustíveis, células com o volume compatível com o *pitch* e a altura ativa do núcleo do reator, ou seja, $(1,5 \times 1,5 \times 54,84) \text{ cm}^3$. O fator R foi obtido com a razão entre a taxa de fissão epitérmica pela taxa de fissão total no combustível,

$$R = \frac{\int_{0,55 \text{ eV}}^{\infty} \bar{\phi}_C^{comb}(E) \sigma_f(E) dE}{\int_{\infty}^0 \bar{\phi}_C^{comb}(E) \sigma_f(E) dE} . \quad (E.5)$$

Os resultados calculados com os fluxos médios de nêutrons de nêutrons térmicos experimentais das quatro folhas de ativação ouro próximas ao varetas combustíveis (R1, R2, R4 e R5) ficaram maiores que o esperado, provavelmente por que estas folhas estavam na parte radial central, no meio do cilindro, onde tem fluxos de nêutrons térmicos altos, sendo que no MCNP os fluxos médios de nêutrons térmicos foram obtidos em todos o moderador próximo as varetas combustíveis, amostrando extremidades que certamente tinham fluxos de nêutrons menores.

A obtenção da potência através deste método foi possível com o cálculo de fatores de normalização adquiridos com os fluxos de nêutrons térmicos experimentais da folhas de ativação de ouro centrais e os simulados com folhas de água centrais. Este fator foi utilizado no fluxo médio de nêutrons calculado em todo o moderador próximo ao combustível, $\bar{\phi}_C^{mod}$. Nas configurações com água leve e pesada foram utilizadas 10^7 histórias válidas e 5×10^5 histórias foram descartadas para a estabilização do k_{eff} , sendo que o k_{eff} para a água leve foi de $1,00128 \pm 0,00023$ e para a água pesada foi de $1,00051 \pm 0,00023$. Os parâmetros calculados, as seções de choque de fissão, os fluxos de nêutrons térmicos normalizados, os fatores F e R , para as estimativas das potências calculadas com as simulações do reator com água leve e pesada estão na TAB. E.2.

TABELA E.2 – Parâmetros calculados pelo MCNP para a estimativa da potência.

Parâmetros	H ₂ O		D ₂ O	
	Valor	Erro (%)	Valor	Erro (%)
$\bar{\Sigma}_{f_{term}}$ (cm ⁻¹)	$3,73287 \times 10^{-1}$	0,06	$3,71238 \times 10^{-1}$	0,06
F	$7,82215 \times 10^{-1}$	0,06	$7,83234 \times 10^{-1}$	0,06
R	$1,14361 \times 10^0$	0,05	$1,14796 \times 10^0$	0,05
$\bar{\phi}_{N_{term}}^{mod}$ (n/cm ² s)	$3,51293 \times 10^8$	2,5	$5,03714 \times 10^8$	1,5
Potência (W)	70,8	2,5	100,8	1,5

Um método mais simples para se estimar a potência do reator consiste em utilizar a equação (3.3), da normalização do fluxo de nêutrons obtido no MCNP pela potência, deixando a potência como a incógnita desta equação. Os fluxos médios de nêutrons térmicos inseridos nesta equação foram obtidos experimentalmente das 11 folhas de ativação de ouro e calculados com o MCNP de 11 folhas de água. As potências obtidas para a água leve foi de $P_{H_2O} = 70,2 \text{ W} \pm 3,0\%$ e para a água pesada foi de $P_{D_2O} = 91,4 \text{ W} \pm 1,6\%$, obtendo valores de potência próximos aos do método anterior. Os resultados para a água leve ficaram em torno de 70 W, já para a água pesada os resultados ficaram próximos ao registrado pelo canal 6, e não condiz com o que se espera para uma geometria diferente da padrão retangular.

APÊNDICE F - Seções de choque de ativação térmica das folhas de ouro

A seção de choque média ou efetiva de um nuclídeo, sob ação de um campo neutrônico depende da distribuição energética dos nêutrons ^[22], que pode ser obtido de forma discreta, em grupos ou faixas de energia, com códigos computacionais.

A primeira parte da metodologia aplicada para a obtenção da seção de choque efetiva de captura radioativa do ouro, deu-se com a colapso da tabela de seção de choque em poucos grupos de energia. As bibliotecas de dados nucleares são feita em centenas de grupo de energia, tornando o tamanho das faixas energéticas pequenas, isto acarretaria numa simulação com o código MCNP com um grande número de histórias para obtenção de um erro relativo pequeno, o que demandaria bastante tempo. À vista disto, os grupos originais da seção de choque de captura radioativa térmica do ouro (0 - 0,55 eV), da segunda versão da biblioteca de dados nucleares Européia, *Joint Evaluated File* (JEF-2.2) ^[67], foram colapsados em 15 grupos de energia. A seção de choque média de cada grupo foi obtida com o teorema do valor médio,

$$\bar{\sigma}(E) = \frac{1}{E_2 - E_1} \int_{E_1}^{E_2} \sigma(E) dE = \frac{1}{E_2 - E_1} \sum_{j=1}^n \sigma(E_j) \Delta E_j, \quad (F.1)$$

onde E é a energia da borda do grupo. O somatório da equação (F.1) é a multiplicação das alturas, valores de seções de choque, pelos comprimentos, intervalos de energia, resultando na somatória das áreas dos retângulos que forma a área total do grupo. A FIG. F.1 mostra um exemplo ilustrativo das áreas dos grupos formadas pelos retângulos. Dividindo o valor das áreas dos grupos colapsados pelos intervalos de energia destes grupos, obtêm-se os valores médios das seções de choque.

FIGURA F.1 – Gráfico ilustrativo da seção de choque em função da energia, mostrando como são formadas as áreas dos grupos pelos retângulos.

A segunda parte da metodologia foi com o código MCNP, que é capaz de obter a distribuição energética das partículas simuladas através do fluxo neutrônico. Simulou-se 12×10^9 partículas com o arquivo de entrada do reator IPEN/MB-01 nas configurações cilíndricas sem as 16 varetas centrais com água leve e pesada com os $k_{eff} = 1,00136 \pm 0,00001$ e $k_{eff} = 1,00020 \pm 0,00001$, respectivamente. O fluxo médio não-perturbado de nêutrons calculado destas partículas foram adquirido com folhas de água em todas as cotas radiais e axiais, com o *tally* F4 em 15 grupos de energia, $\bar{\phi}_C(E_i)$, que foram normalizados pelo fluxo médio de nêutrons térmicos integrado, $\bar{\phi}_C(E_{0-0,55eV})$, que representam os fluxos relativos ou percentuais de cada grupo de energia. Este valor foi multiplicado ao valor médio da seção de choque de ativação em cada grupo, ou seja, a quantidade de fluxo de nêutrons em relação ao total é multiplicado pela probabilidade de interação por grupo, resultando na seção de choque efetiva do grupo. Com a soma destas 15 seções de choque efetivas, se obtém a seção de choque média de ativação do ouro na faixa de energia térmica,

$$\bar{\sigma}_{eff}(E_{0-0,55eV}) = \sum_{i=1}^n \bar{\sigma}(E_i) \frac{\bar{\phi}_C(E_i)}{\bar{\phi}_C(E_{0-0,55eV})} . \quad (F.2)$$

O exemplo da metodologia de cálculo empregada na obtenção da seção de choque de ativação efetiva do ouro da folha central, no experimento com a armadilha de nêutrons com água leve, está exposto TAB. F.1. As seções de choque do ouro foram calculadas em todas as cotas para os dois experimentos, com água leve e pesada, os valores estão na TAB. F.2. As malhas axiais, entre as varetas combustíveis 14-15, foram aproveitadas para a construção de gráficos de contorno coloridos da seção de choque de ativação do ouro em função da posição, amostrando toda a parte ativa do reator e parte do moderador para a água leve e pesada, como pode ser visto nas FIG. F.2 e F.3, nesta ordem. Nestes gráficos, observa-se que na região da armadilha de nêutrons com água leve a seção de choque aumenta, isso ocorre, devido aos nêutrons perderem quase toda a energia nos choques elástico com o hidrogênio, colocando-os nos primeiros grupos colapsados, que tem um maior valor de seção de choque efetiva. Com a água pesada, FIG. F.3, os nêutrons quase não perdem energia, o dêuteron tem uma seção de choque de espalhamento pequena, abaixo de 5 barns, fazendo com que os nêutrons ocupem os últimos grupos colapsado ou nem entrem nas faixa de energia térmica, diminuindo a seção de choque de captura radioativa efetiva do ouro. Nestes gráficos, as seções de choque diminuem nas posições abaixo da parte ativa do núcleo no início da posição axial, isso se deve ao fim da placa matriz, em 0 cm, que é composta de aço inoxidável e atua como um refletor (*heavy refletor*) ^[68] afetando os arredores.

TABELA F.1 – Seção de choque microscópica de ativação térmica efetiva do ouro obtida a partir dos valores médios das seções de choque de 15 grupos colapsados das bibliotecas de dados nucleares e do fluxo de nêutrons relativo ao total (porcentual) de uma folha de água leve na posição central do núcleo do reator IPEN/MB-01, com a armadilha de nêutrons contendo água leve, modelado com o MCNP5.

Grupo	Faixa energética (MeV)	Fluxo de nêutrons porcentual do grupo (%)	Erro relativo do fluxo de nêutrons do grupo (%)	Valor médio da seção de choque do grupo (barns)	Seção de choque efetiva do grupo (barns)	Erro relativo da seção de choque efetiva do grupo (%)
1	0 — 4,1913 x 10 ⁻⁹	1,10	1,05	4,6960 x 10 ²	5,1724 x 10 ⁰	1,05
2	4,1913 x 10 ⁻⁹ — 2,4192 x 10 ⁻⁸	21,33	0,25	1,4194 x 10 ²	3,0269 x 10 ¹	0,25
3	2,4192 x 10 ⁻⁸ — 4,1176 x 10 ⁻⁸	21,53	0,25	8,7882 x 10 ¹	1,8922 x 10 ¹	0,25
4	4,1176 x 10 ⁻⁸ — 5,0031 x 10 ⁻⁸	9,67	0,35	7,4239 x 10 ¹	7,1764 x 10 ⁰	0,35
5	5,0031 x 10 ⁻⁸ — 6,0789 x 10 ⁻⁸	9,66	0,37	6,7597 x 10 ¹	6,5325 x 10 ⁰	0,37
6	6,0789 x 10 ⁻⁸ — 7,3862 x 10 ⁻⁸	9,29	0,36	6,1606 x 10 ¹	5,7207 x 10 ⁰	0,36
7	7,3862 x 10 ⁻⁸ — 8,9745 x 10 ⁻⁸	7,91	0,40	5,6218 x 10 ¹	4,4495 x 10 ⁰	0,40
8	8,9745 x 10 ⁻⁸ — 1,0904 x 10 ⁻⁷	6,17	0,45	5,1349 x 10 ¹	3,1695 x 10 ⁰	0,45
9	1,0904 x 10 ⁻⁷ — 1,3249 x 10 ⁻⁷	4,41	0,59	4,6971 x 10 ¹	2,0696 x 10 ⁰	0,59
10	1,3249 x 10 ⁻⁷ — 1,6099 x 10 ⁻⁷	2,74	0,76	4,3053 x 10 ¹	1,1814 x 10 ⁰	0,76
11	1,6099 x 10 ⁻⁷ — 1,9833 x 10 ⁻⁷	1,80	0,89	3,9442 x 10 ¹	7,0896 x 10 ⁻¹	0,89
12	1,9833 x 10 ⁻⁷ — 2,4097 x 10 ⁻⁷	1,08	1,17	3,6236 x 10 ¹	3,9144 x 10 ⁻¹	1,17
13	2,4097 x 10 ⁻⁷ — 2,9279 x 10 ⁻⁷	0,83	1,21	3,3507 x 10 ¹	2,7946 x 10 ⁻¹	1,21
14	2,9279 x 10 ⁻⁷ — 3,7096 x 10 ⁻⁷	0,94	1,24	3,0891 x 10 ¹	2,9099 x 10 ⁻¹	1,24
15	3,7096 x 10 ⁻⁷ — 5,5000 x 10 ⁻⁷	1,53	1,24	2,8087 x 10 ¹	4,3093 x 10 ⁻¹	1,24
1 – 15	0 — 5,5000 x 10 ⁻⁷	100,00	Total 0,13		Seção de choque térmica efetiva 8,6765 x 10 ¹	0,13

TABELA F.2 – Seções de choque microscópica de ativação térmica efetiva do ouro obtidas com o MCNP5 e os valores médios das seções de choque da biblioteca de dados nucleares em 15 grupos em todas as posições axiais e radiais do reator IPEN/MB-01 com o espaço sem as 16 varetas combustíveis preenchido com água leve e pesada.

Posição	H ₂ O		D ₂ O	
	σ_{eff} (barns)	Erro (%)	σ_{eff} (barns)	Erro (%)
91	$8,7193 \times 10^1$	0,22	$8,1298 \times 10^1$	0,29
182	$8,6919 \times 10^1$	0,16	$7,7108 \times 10^1$	0,26
273	$8,6854 \times 10^1$	0,13	$7,7152 \times 10^1$	0,23
364	$8,6765 \times 10^1$	0,13	$7,7229 \times 10^1$	0,22
455	$8,6839 \times 10^1$	0,14	$7,7050 \times 10^1$	0,24
546	$8,6783 \times 10^1$	0,16	$7,7167 \times 10^1$	0,31
637	$8,7309 \times 10^1$	0,24	$8,0741 \times 10^1$	0,38
R1	$7,5327 \times 10^1$	0,31	$7,5285 \times 10^1$	0,31
R2	$7,5463 \times 10^1$	0,27	$7,5325 \times 10^1$	0,27
R4	$7,5561 \times 10^1$	0,28	$7,5487 \times 10^1$	0,26
R5	$7,5240 \times 10^1$	0,33	$7,4864 \times 10^1$	0,32

FIGURA F.2 – Gráfico de contorno colorido da seção de choque térmica efetiva do ouro do reator IPEN/MB-01 com a armadilha de nêutrons preenchida com água leve obtido com a malha axial modelada no MCNP5.

FIGURA F.3 - Gráfico de contorno colorido da seção de choque térmica efetiva do ouro do reator IPEN/MB-01 com a armadilha de nêutrons preenchida com água pesada obtido com as malha axial modelada no MCNP5.

APÊNDICE G - Arquivos de entrada do MCNP

G.1. Modelagem do reator IPEN/MB-01

O arquivo de entrada apresentado a seguir corresponde a modelagem do reator IPEN/MB-01, sem as 16 varetas, com a caixa de acrílico preenchida com água pesada e 11 folhas de ativação de ouro puro em todas as posições axiais e radiais. Este arquivo serve de exemplo para as outras modelagens, dado que se pode facilmente alternar o material da água pesada para leve dentro da caixa de acrílico e colocar as posições das barras de controle e as dimensões, as posições, os materiais das outras folhas de ativação iguais as experimentais, lembrando que os números de identificação das seções de choque devem mudar de acordo com as reações nucleares que se quer obter como resposta do código para estes detectores.

Simulacao do reator IPEN/MB-01 caixa com agua leve - taxa de reacao do ouro

c Reator IPEN/MB-01 configuração 323

c

c ----- Celulas -----

c

c vareta combustivel padrao

c parte inferior - alumina ----> -9.00 a 0.00 cm

10	5	1.11860e-01	-1	-8	u=1	\$ alumina
----	---	-------------	----	----	-----	------------

20	2	-0.0001	1	-2	-8	u=1	\$ gap
----	---	---------	---	----	----	-----	--------

30	3	8.65716e-02	2	-3	-8	u=1	\$ clad (SS)
----	---	-------------	---	----	----	-----	--------------

c parte ativa - UO2 -----> 0.0 a 54.84 cm

40	1	6.81901e-02	-1	8	-9	u=1	\$ uo2 (pastilha)
----	---	-------------	----	---	----	-----	-------------------

50	2	-0.0001	1	-2	8	-9	u=1	\$ gap
----	---	---------	---	----	---	----	-----	--------

60	3	8.65716e-02	2	-3	8	-9	u=1	\$ clad (SS)
----	---	-------------	---	----	---	----	-----	--------------

c parte superior - alumina ----> 54.84 a 60.24 cm

70	5	1.11860e-01	-1	9	-23	u=1	\$ alumina
----	---	-------------	----	---	-----	-----	------------

80	2	-0.0001	1	-2	9	-23	u=1	\$ gap
----	---	---------	---	----	---	-----	-----	--------

90	3	8.65716e-02	2	-3	9	-23	u=1	\$ clad (SS)
----	---	-------------	---	----	---	-----	-----	--------------

c parte superior - tubo espacador ---> 60.24 a 98.84 cm

100	0		-28	23	u=1	\$ vazio (interno)
-----	---	--	-----	----	-----	--------------------

110	7	8.79133e-02	28	-1	23	u=1	\$ tubo (SS)
-----	---	-------------	----	----	----	-----	--------------

120	3	8.65716e-02	2	-3	23	u=1	\$ clad (SS)
-----	---	-------------	---	----	----	-----	--------------

130	2	-0.0001	1	-2	23	u=1	\$ gap
-----	---	---------	---	----	----	-----	--------


```

c moderator
140 4 1.00104e-01 3 u=1 $ agua
c tubo guia
150 4 1.00104e-01 -18 u=2 $ agua (interna)
160 9 8.43026e-02 18 -17 u=2 $ tubo (SS)
170 4 1.00104e-01 17 u=2 $ agua (externa)
c barras de controle #1
180 6 5.82335e-02 -29 31 u=5 $ absorvedor (AgInCd)
190 2 -0.0001 29 -2 31 u=5 $ gap
200 13 8.65451e-02 2 -3 31 u=5 $ clad
210 4 1.00104e-01 3 -18 u=5 $ agua (interna)
220 9 8.43026e-02 18 -17 u=5 $ tubo (SS)
230 4 1.00104e-01 17 u=5 $ agua (externa)
c ponteira da barra de controle #1
240 13 8.65451e-02 -3 30 -31 u=5 $ ponteira (SS)
250 4 1.00104e-01 -3 -30 u=5 $ agua
c barra de controle #2
260 6 5.82335e-02 -29 41 u=6 $ absorvedor (AgInCd)
270 2 -0.0001 29 -2 41 u=6 $ gap
280 13 8.65451e-02 2 -3 41 u=6 $ clad
290 4 1.00104e-01 3 -18 u=6 $ agua (interna)
300 9 8.43026e-02 18 -17 u=6 $ tubo (SS)
310 4 1.00104e-01 17 u=6 $ agua (externa)
c ponteira da barra de controle #2
320 13 8.65451e-02 -3 40 -41 u=6 $ ponteira (SS)
330 4 1.00104e-01 -3 -40 u=6 $ agua
c
c celula de agua
340 4 1.00104e-01 -1: 1 u=8
c
c Universo u=1 vareta combustivel
c Universo u=2 tubo guia
c Universo u=5 barra de controle #1 (BC#1)
c Universo u=6 barra de controle #2 (BC#2)
c Universo u=8 moderador (agua)
c
400 0 -4 5 7 -6 u=15 lat=1 fill=-15:14 -14:15 0:0
8 8 8 8 8 8 8 8 8 8 8 8 1 1 1 1 1 1 8 8 8 8 8 8 8 8 8 8 8 8
8 8 8 8 8 8 8 8 8 8 8 8 1 1 1 1 1 1 1 1 8 8 8 8 8 8 8 8 8 8
8 8 8 8 8 8 8 8 8 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 8 8 8 8 8 8 8 8
8 8 8 8 8 8 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 8 8 8 8 8 8
8 8 8 8 8 1 2 1 1 1 2 1 1 1 1 1 1 1 1 5 1 1 1 5 1 8 8 8 8 8
8 8 8 8 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 8 8 8 8
8 8 8 1 2 1 1 1 2 1 1 1 2 1 1 1 1 5 1 1 1 5 1 1 1 5 1 8 8 8
8 8 8 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 8 8 8
8 8 1 1 1 1 2 1 1 1 2 1 1 1 1 1 1 1 5 1 1 1 5 1 1 1 1 8 8
8 8 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 8 8

```

```

8 1 1 1 2 1 1 1 2 1 1 1 2 1 1 1 1 5 1 1 1 5 1 1 1 5 1 1 1 8
8 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 8
1 1 1 1 1 1 2 1 1 1 2 1 1 1 1 1 1 1 5 1 1 1 5 1 1 1 1 1 1
1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 8 8 8 8 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1
1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 8 8 8 8 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1
1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 8 8 8 8 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1
1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 8 8 8 8 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1
1 1 1 1 1 1 6 1 1 1 6 1 1 1 1 1 1 1 2 1 1 1 2 1 1 1 1 1 1
8 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 8
8 1 1 1 6 1 1 1 6 1 1 1 6 1 1 1 1 2 1 1 1 2 1 1 1 2 1 1 1 8
8 8 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 8 8
8 8 1 1 1 1 6 1 1 1 6 1 1 1 1 1 1 1 2 1 1 1 2 1 1 1 1 8 8
8 8 8 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 8 8 8
8 8 8 1 6 1 1 1 6 1 1 1 6 1 1 1 1 2 1 1 1 2 1 1 1 2 1 8 8 8
8 8 8 8 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 8 8 8 8
8 8 8 8 8 1 6 1 1 1 6 1 1 1 1 1 1 1 2 1 1 1 2 1 8 8 8 8 8
8 8 8 8 8 8 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 8 8 8 8 8
8 8 8 8 8 8 8 8 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 8 8 8 8 8 8 8 8
8 8 8 8 8 8 8 8 8 8 1 1 1 1 1 1 1 1 1 8 8 8 8 8 8 8 8 8
8 8 8 8 8 8 8 8 8 8 8 8 1 1 1 1 1 1 8 8 8 8 8 8 8 8 8 8

```

c limite do arranjo

```

410 0 -13 14 -15 16 25 -24 (-60: 63:-64: 67:-68: 70)
(-91: 92:(87 88 89 90)) fill=15

```

c placa matriz (2.20 cm)

```

420 10 8.67030e-02 -34 35 -36 37 -25 32

```

c

c agua do tanque moderador

```

430 4 1.00104e-01 -12 33 -50
(13:-14: 15:-16:-25: 24)
(34:-35: 36:-37: 25:-32)

```

c

c caixa de acrilico

```

500 70 1.06657e-01 60 -63 64 -67 68 -70 (-61: 62:-65: 66: 71:-69)

```

c regua axial central

```

510 70 1.06657e-01 72 -73 74 -75 69 -71 ( 76 77 78 79 80 81 82:-91: 92)

```

c folhas de ouro nas cotas axiais

540 15	5.90077e-02	91 -92 -76	\$ 9.1 cm
550 15	5.90077e-02	91 -92 -77	\$ 18.2 cm
560 15	5.90077e-02	91 -92 -78	\$ 27.3 cm
570 15	5.90077e-02	91 -92 -79	\$ 36.4 cm
580 15	5.90077e-02	91 -92 -80	\$ 45.5 cm
590 15	5.90077e-02	91 -92 -81	\$ 54.6 cm
600 15	5.90077e-02	91 -92 -82	\$ 63.7 cm

c folhas de ouro nas cotas radiais

610 15	5.90077e-02	91 -92 -87	\$ R1-Oeste
620 15	5.90077e-02	91 -92 -88	\$ R2-Oeste
630 15	5.90077e-02	91 -92 -89	\$ R4-Leste
640 15	5.90077e-02	91 -92 -90	\$ R5-Leste

c agua pesada contida na caixa de acrilico

650 71 9.97220e-02 61 -62 65 -66 69 -71 (-72: 73:-74: 75)

c fora do tanque moderador

999 0 12: 50:-33

c ----- Superficies -----

c

1 cz	0.42447	\$ raio da pastilha de UO2
2 cz	0.42873	\$ raio interno do clad
3 cz	0.49037	\$ raio externo do clad
4 px	0.75	\$ metade do pitch
5 px	-0.75	\$ metade do pitch
6 py	0.75	\$ metade do pitch
7 py	-0.75	\$ metade do pitch
8 pz	0	\$ origem axial
9 pz	54.840	\$ altura ativa da vareta combustivel
12 cz	100.00	\$ raio do tanque de moderador
13 px	21.75	\$ limite em x (1.5 x 14.5)
14 px	-23.25	\$ limite em -x (1.5 x 15.5)
15 py	21.75	\$ limite em y (1.5 x 14.5)
16 py	-23.25	\$ limite em -y (1.5 x 15.5)
17 cz	0.6000	\$ raio externo do tubo guia
18 cz	0.565	\$ raio interno do tubo guia
23 pz	60.24	\$ fim da alumina superior
24 pz	98.84	\$ fim do tubo espacador
25 pz	-9.00	\$ fim da alumina inferior
28 cz	0.365	\$ raio interno do tubo espacador
29 cz	0.416	\$ raio interno da vareta de controle
30 pz	37.598773	\$ final da ponteira da BC#1 (2/3 de 2.50 cm)
31 pz	39.265440	\$ insercao da barra de controle BC#1
40 pz	37.587805	\$ final da ponteira da BC#2 (2/3 de 2.50 cm)
41 pz	39.254472	\$ insercao da barra de controle BC#2
32 pz	-11.20	\$ fim da placa matriz
33 pz	-50.00	\$ inicio do tanque do reator (parte inferior)
34 px	29.400	\$ largura da placa matriz +X
35 px	-29.400	\$ largura da placa matriz -X
36 py	29.400	\$ largura da placa matriz +Y
37 py	-29.400	\$ largura da placa matriz -Y
50 pz	150.00	\$ fim do tanque do reator (parte superior)

c caixa de acrilico com agua pesada

60 px -3.75

61 px -3.55

62 px 2.05

63 px 2.25

64 py -3.75

65 py -3.55

66 py 2.05

67 py 2.25

68 pz -8

69 pz -7.7

70 pz 93.84

71 pz 93.54

c regua central axial

72 px -1.68

73 px 0.18

74 py -0.91

75 py -0.59

c folhas de ouro nas cotas axiais

76 c/y -0.75 0 0.4

77 c/y -0.75 9.1 0.4

78 c/y -0.75 18.2 0.4

79 c/y -0.75 27.3 0.4

80 c/y -0.75 36.4 0.4

81 c/y -0.75 45.5 0.4

82 c/y -0.75 54.6 0.4

c folhas de ouro nas cotas radiais

87 c/y -15.75 27.3 0.4

88 c/y -8.25 27.3 0.4

89 c/y 6.75 27.3 0.4

90 c/y 14.25 27.3 0.4

c planos para as folhas de ouro

91 py -0.75065

92 py -0.74935

mode n

c

c ----- Fonte -----

c

rand gen=2 seed=19073486328125

kcode 1000000 1 50 2050

sdef cel d1 axs 0 0 1 rad d2 ext d3 par 1

si1 L (40<400<410)

sp1 1

si2 0.42447

sp2 -21 1

si3 0 54.84

c ----- importancias -----

c Importancias das celulas

imp:n 1 51r 0

c

c ----- Materiais -----

c ----> Mn ZA.id densidade (atom/barn.cm)

c pastilha - uo2

m1	92235.70c	9.99240e-04	92238.70c	2.1694e-02	8016.70c	4.54890e-02
	92234.70c	7.84620e-06				

c vazio (gap)

m2 8016.70c 1

c encamisamento da vareta combustivel - SS304 - (clad)

m3	26054.70c	3.57366e-03	26056.70c	5.40491e-02	26057.70c	1.22693e-03
	26058.70c	1.59256e-04				
	24050.70c	7.61902e-04	24052.70c	1.41123e-02	24053.70c	1.56980e-03
	24054.70c	3.82755e-04				
	28058.70c	5.62942e-03	28060.70c	2.09590e-03	28061.70c	8.96301e-05
	28062.70c	2.80805e-04	28064.70c	6.96915e-05		
	14028.70c	6.28990e-04	14029.70c	3.07498e-05	14030.70c	1.97329e-05
	16032.70c	1.48849e-05	16033.70c	1.13926e-07	16034.70c	6.20747e-07
	16036.70c	2.78500e-09				
	42092.70c	1.30932e-05	42094.70c	7.98754e-06	42095.70c	1.36022e-05
	42096.70c	1.41032e-05	42097.70c	7.99122e-06	42098.70c	1.99853e-05
	42100.70c	7.81608e-06				
	25055.70c	1.46450e-03	15031.70c	4.00400e-05	6000.70c	1.12390e-04
	27059.70c	1.74020e-04				

c agua leve

m4 1001.70c 6.67360e-02 8016.70c 3.33680e-02

mt4 lwtr.10t

c alumina - al2o3

m5 8016.70c 6.71160e-02 13027.70c 4.47440e-02

c barra de controle - AG-IN-CD

m6	47107.70c	2.31847e-02	47109.70c	2.11443e-02		
	49113.70c	3.42556e-03	49115.70c	7.50941e-03		
	48106.70c	3.43547e-05	48108.70c	2.40077e-05	48110.70c	3.30790e-04
	48111.70c	3.35939e-04	48112.70c	6.27647e-04	48113.70c	3.15035e-04
	48114.70c	7.34172e-04	48116.70c	1.88096e-04		
	16032.70c	1.79100e-04	16033.70c	1.37080e-06	16034.70c	7.46906e-06
	16036.70c	3.35102e-08				
	6000.70c	1.50520e-03	8016.70c	1.77030e-03		

c tubo espacador - SS

m7	26054.70c	3.74872e-03	26056.70c	5.66967e-02	26057.70c	1.28703e-03
	26058.70c	1.67057e-04				
	24050.70c	7.59839e-04	24052.70c	1.40741e-02	24053.70c	1.56555e-03
	24054.70c	3.81719e-04				
	28058.70c	4.53128e-03	28060.70c	1.68705e-03	28061.70c	7.21458e-05
	28062.70c	2.26028e-04	28064.70c	5.60967e-05		

	25055.70c	1.15810e-03				
	14028.70c	1.03286e-03	14029.70c	5.04940e-05	14030.70c	3.24033e-05
	15031.70c	3.11240e-05	6000.70c	2.40780e-04	27059.70c	1.14500e-04
c tubo guia - SS						
m9	26054.70c	3.44894e-03	26056.70c	5.21628e-02	26057.70c	1.18411e-03
	26058.70c	1.53698e-04				
	24050.70c	7.38069e-04	24052.70c	1.36708e-02	24053.70c	1.52070e-03
	24054.70c	3.70782e-04				
	28058.70c	6.27853e-03	28060.70c	2.33757e-03	28061.70c	9.99650e-05
	28062.70c	3.13183e-04	28064.70c	7.77273e-05		
	25055.70c	1.15010e-03				
	14028.70c	6.12655e-04	14029.70c	2.99512e-05	14030.70c	1.92205e-05
	15031.70c	4.50000e-05	6000.70c	8.89680e-05		
c placa matriz - SS						
m10	26054.70c	3.63630e-03	26056.70c	5.49964e-02	26057.70c	1.24843e-03
	26058.70c	1.62047e-04				
	24050.70c	7.56501e-04	24052.70c	1.40122e-02	24053.70c	1.55868e-03
	24054.70c	3.80042e-04				
	28058.70c	5.28566e-03	28060.70c	1.96791e-03	28061.70c	8.41568e-05
	28062.70c	2.63658e-04	28064.70c	6.54358e-05		
	14028.70c	8.01962e-04	14029.70c	3.92060e-05	14030.70c	2.51595e-05
	16032.70c	4.25282e-06	16033.70c	3.25504e-08	16034.70c	1.77356e-07
	16036.70c	7.95715e-10				
	42092.70c	4.62114e-06	42094.70c	2.81913e-06	42095.70c	4.80079e-06
	42096.70c	4.97759e-06	42097.70c	2.82043e-06	42098.70c	7.05364e-06
	42100.70c	2.75861e-06				
	25055.70c	1.25030e-03	15031.70c	5.54400e-05	6000.70c	7.94260e-05
c encamisamento das barras de controle e de segurança - SS304						
m13	26054.70c	3.50278e-03	26056.70c	5.29770e-02	26057.70c	1.20259e-03
	26058.70c	1.56097e-04				
	24050.70c	7.62733e-04	24052.70c	1.41277e-02	24053.70c	1.57152e-03
	24054.70c	3.83172e-04				
	28058.70c	6.54682e-03	28060.70c	2.43746e-03	28061.70c	1.04236e-04
	28062.70c	3.26566e-04	28064.70c	8.10488e-05		
	14028.70c	7.07614e-04	14029.70c	3.45935e-05	14030.70c	2.21996e-05
	16032.70c	4.25282e-06	16033.70c	3.25504e-08	16034.70c	1.77356e-07
	16036.70c	7.95715e-10				
	42092.70c	2.31057e-06	42094.70c	1.40957e-06	42095.70c	2.40040e-06
	42096.70c	2.48879e-06	42097.70c	1.41022e-06	42098.70c	3.52682e-06
	42100.70c	1.37931e-06				
	29063.70c	9.43728e-05	29065.70c	4.07687e-05		
	50112.70c	3.30769e-08	50114.70c	2.17761e-08	50115.70c	1.12914e-08
	50116.70c	4.78714e-07	50117.70c	2.50690e-07	50118.70c	7.83891e-07
	50119.70c	2.75677e-07	50120.70c	1.03719e-06	50122.70c	1.44933e-07
	50124.70c	1.78316e-07				
	15031.70c	4.15796e-05	6000.70c	8.33972e-05	27059.70c	1.37594e-04
	25055.70c	1.18080e-03				

```

c placa de acrilico
m70    1001.70c 8.39391e-03    8016.70c 3.47702e-02    6000.70c 6.34289e-02
        7014.70c 6.39942e-5
mt70    poly.10t
c agua pesada
m71    1002.70c 6.61440e-02    1001.70c 3.37000e-04    8016.70c 3.32410e-02
mt71    hwtr.10t
c ouro
m15    79197.70c 5.90077e-02
c
c ----- Tallies -----
c
c FMESH CALCULO DOS FLUXOS DE NÊUTRONS
  FMESH4:N ORIGIN=-40.75 -40.75 27
    GEOM=XYZ
    IMESH=39.25      IINTS=400
    JMESH=39.25      JINTS=400
    KMESH=27.60      KINTS=1
    EMESH=5.5e-7    0.1  1.05  20
    EINTS=1  3r
c
fl4:n      540 550 560 570 580 590 600 610 620 630 640
fm14:n     (1 15 102)
el4        5.5e-7 20
c
prdmp      j -240 1 3
c
print

```

G.2. Modelagem do sistema de detecção gama

O arquivo de entrada a seguir se refere a modelagem do sistema de detecção gama ^[21] com a fonte de ¹⁵²Eu na 7ª gaveta emitindo energias discretas e equiprováveis. Utilizou-se o *tally* F8 na célula correspondente ao detector de germânio para a contabilização dos pulsos de energia depositados.

Eficiencia do detector de HPGe

c

c aneis de chumbo

1	1	-11.40	200	-210	-510	
2	1	-11.40	210	-220	-510	500
3	1	-11.40	220	-370	-510	540
4	1	-11.40	-370	380	520	-530
5	1	-11.40	370	-391	-510	520
90	1	-11.40	-510	560	391	-390 #6
6	0		400	-390	420	-430 -440 560 450

c

c gavetas

7	5	-2.7	220	-230	500	-540	410
8	5	-2.7	230	-240	550	-540	410
9	5	-2.7	240	-250	500	-540	410
10	5	-2.7	250	-260	550	-540	410
11	5	-2.7	260	-270	500	-540	410
12	5	-2.7	270	-280	550	-540	410
13	5	-2.7	280	-290	500	-540	410
14	5	-2.7	290	-300	550	-540	410
15	5	-2.7	300	-310	500	-540	410
16	5	-2.7	310	-320	550	-540	410
17	5	-2.7	320	-330	500	-540	410
18	5	-2.7	330	-340	550	-540	410
19	5	-2.7	340	-350	500	-540	410
20	5	-2.7	350	-360	550	-540	410
21	5	-2.7	360	-370	500	-540	410

c

c tampa do detector

23	5	-2.7	-605	606	616	-391
24	5	-2.7	606	-607	391	-604
25	5	-2.7	604	-602	608	-607

c

c cristal

26	0		-621	619	-618	624: -622
27	7	-5.33	600	-618	-620	#26 #33

c berilio

28 9 -1.85 616 -615 -606

c

c mount cup

30 5 -2.7 -614 620 600 -618

31 5 -2.7 -614 618 -610 621

c

c pedestal e pino

32 4 -20.16489 610 -623 -606

33 4 -20.16489 -621 -624 -610

c

c fonte de europio

34 6 -5.26 700 -701 -621

c

c placa de lucite para apoio da fonte de Europio

35 70 1.06657e-01 -550 230 -240 (-700:621)

c

c vazio dentro do detector

100 0 997 -998 -999 #1 #2 #3 #4 #5 #6 #7 #8 #9 #10

#11 #12 #13 #14 #15 #16 #17 #18 #19 #20 #21 #23 #24

#25 #26 #90 #27 #28 #30 #31 #32 #33 #34 #35

101 0 -997: 998: 999

c blindagem

c planos

200 pz 0

210 pz 3.5

220 pz 5.495

230 pz 6.285

240 pz 6.685

250 pz 7.285

260 pz 7.685

270 pz 8.285

280 pz 8.685

290 pz 9.285

300 pz 9.685

310 pz 10.285

320 pz 10.685

330 pz 11.285

340 pz 11.685

350 pz 12.285

360 pz 12.685

370 pz 13.39

380 pz 12.845

390 pz 34.91

391 pz 26.89

400 pz 29.87

410 px 0
420 px -2.5
430 px 2.5
440 py 6.89
450 py 0
c cilindros
500 cz 4.62
510 cz 10
520 cz 3.565
530 cz 3.8
540 cz 5.6825
550 cz 5.53
560 cz 4.485
c detector de germanio
c tampa
c planos
602 pz 35.89
604 pz 27.02
c cilindros
605 cz 3.505
606 cz 3.375
607 cz 3.755
608 cz 3.625
c mount cup
610 pz 22.07
614 cz 2.955
c janela de berilio
615 pz 13.64
616 pz 13.59
c cristal
c planos
600 pz 13.89
618 pz 21.79
619 pz 16.82
c cilindros
620 cz 2.945
621 cz 0.4
c esferas
622 sz 16.82 0.4
c pedestal e pino de contato de cobre
623 pz 23.57
624 kz 19.92 1 1
c fonte de europio
700 pz 6.435
701 pz 6.535

c meio externo

c cilindro

997 pz -0.5

998 pz 35.90

999 cz 10.5

c importancias

imp:p 0.2 2r 1 21r 0 1 8r 0

c materiais

mode p e

c

c Materiais

c

m1 82000.01p 1

m9 4000.01p 1

m4 29000.01p 1

m5 13000.01p 1

m6 63000.01p 1

m7 32000.01p 1

m70 1001.01p 8.39391e-03 8016.01p 3.47702e-02

6000.01p 6.34289e-02 7014.01p 6.39942e-05

mt70 poly.10t

c

c fonte de europio

c

rand gen=2 seed=19073486328125

sdef pos 0 0 6.435 rad d1 axs 0 0 1 ext d2 erg d4 par 2

si1 0.4

sp1 -21 1

si2 0 0.1

sp2 -21 0

si4 L 0 .159381 .24417 .34462 .41136 .44418 .77897 .96405 1.1120 1.4078

sp4 D 0 1 1 1 1 1 1 1 1

c

c tally

c

f8:p 27

e8 0 .156381 .162381 .24117 .24717 .34162 .34762

.40836 .41436 .44118 .44718 .77597 .78197

.96105 .96705 1.10900 1.115 1.40480 1.4108

c

nps 10000000

prdmp j -120 0 4

APÊNDICE H - Arquivos de entrada do código SANDBP

Os arquivos de entrada do código SANDBP com as atividades saturadas por núcleo alvo experimentais e os espectros dos nêutrons em 641 grupos de energia calculados como o MCNP para os experimentos com água leve e pesada são apresentados a seguir.

T Arquivo de entrada para a simulacao do experimento com AGUA LEVE

T INPUT SPECTRUM

T 51 grupos

T SANDBPU1

ITERATION 2 0

8 FOILS

AU197G	3.66402-13	2.614
AU197G CADMIUM	2.3535+25 1.33870-13	2.675
SC45G	6.06119-14	2.317
SC45G CADMIUM	2.3535+25 9.66563-16	3.223
IN115N	1.45624-16	2.417
MG24P	1.06132-18	3.682
NI58P	7.50665-17	2.283
TI47P	1.48006-17	2.424

51 POINTS

SPECTRUM TABULAR

641 POINTS

ENER 1.00E-10	1.05E-10	1.10E-10	1.15E-10	1.20E-10	1.28E-10
ENER 1.35E-10	1.43E-10	1.50E-10	1.60E-10	1.70E-10	1.80E-10
ENER 1.90E-10	2.00E-10	2.10E-10	2.20E-10	2.30E-10	2.40E-10
ENER 2.55E-10	2.70E-10	2.80E-10	3.00E-10	3.20E-10	3.40E-10
ENER 3.60E-10	3.80E-10	4.00E-10	4.25E-10	4.50E-10	4.75E-10
ENER 5.00E-10	5.25E-10	5.50E-10	5.75E-10	6.00E-10	6.30E-10
ENER 6.60E-10	6.90E-10	7.20E-10	7.60E-10	8.00E-10	8.40E-10
ENER 8.80E-10	9.20E-10	9.60E-10	1.00E-09	1.05E-09	1.10E-09
ENER 1.15E-09	1.20E-09	1.28E-09	1.35E-09	1.43E-09	1.50E-09
ENER 1.60E-09	1.70E-09	1.80E-09	1.90E-09	2.00E-09	2.10E-09
ENER 2.20E-09	2.30E-09	2.40E-09	2.55E-09	2.70E-09	2.80E-09
ENER 3.00E-09	3.20E-09	3.40E-09	3.60E-09	3.80E-09	4.00E-09
ENER 4.25E-09	4.50E-09	4.75E-09	5.00E-09	5.25E-09	5.50E-09
ENER 5.75E-09	6.00E-09	6.30E-09	6.60E-09	6.90E-09	7.20E-09
ENER 7.60E-09	8.00E-09	8.40E-09	8.80E-09	9.20E-09	9.60E-09
ENER 1.00E-08	1.05E-08	1.10E-08	1.15E-08	1.20E-08	1.28E-08
ENER 1.35E-08	1.43E-08	1.50E-08	1.60E-08	1.70E-08	1.80E-08
ENER 1.90E-08	2.00E-08	2.10E-08	2.20E-08	2.30E-08	2.40E-08
ENER 2.55E-08	2.70E-08	2.80E-08	3.00E-08	3.20E-08	3.40E-08

ENER 3.60E-08	3.80E-08	4.00E-08	4.25E-08	4.50E-08	4.75E-08
ENER 5.00E-08	5.25E-08	5.50E-08	5.75E-08	6.00E-08	6.30E-08
ENER 6.60E-08	6.90E-08	7.20E-08	7.60E-08	8.00E-08	8.40E-08
ENER 8.80E-08	9.20E-08	9.60E-08	1.00E-07	1.05E-07	1.10E-07
ENER 1.15E-07	1.20E-07	1.28E-07	1.35E-07	1.43E-07	1.50E-07
ENER 1.60E-07	1.70E-07	1.80E-07	1.90E-07	2.00E-07	2.10E-07
ENER 2.20E-07	2.30E-07	2.40E-07	2.55E-07	2.70E-07	2.80E-07
ENER 3.00E-07	3.20E-07	3.40E-07	3.60E-07	3.80E-07	4.00E-07
ENER 4.25E-07	4.50E-07	4.75E-07	5.00E-07	5.25E-07	5.50E-07
ENER 5.75E-07	6.00E-07	6.30E-07	6.60E-07	6.90E-07	7.20E-07
ENER 7.60E-07	8.00E-07	8.40E-07	8.80E-07	9.20E-07	9.60E-07
ENER 1.00E-06	1.05E-06	1.10E-06	1.15E-06	1.20E-06	1.28E-06
ENER 1.35E-06	1.43E-06	1.50E-06	1.60E-06	1.70E-06	1.80E-06
ENER 1.90E-06	2.00E-06	2.10E-06	2.20E-06	2.30E-06	2.40E-06
ENER 2.55E-06	2.70E-06	2.80E-06	3.00E-06	3.20E-06	3.40E-06
ENER 3.60E-06	3.80E-06	4.00E-06	4.25E-06	4.50E-06	4.75E-06
ENER 5.00E-06	5.25E-06	5.50E-06	5.75E-06	6.00E-06	6.30E-06
ENER 6.60E-06	6.90E-06	7.20E-06	7.60E-06	8.00E-06	8.40E-06
ENER 8.80E-06	9.20E-06	9.60E-06	1.00E-05	1.05E-05	1.10E-05
ENER 1.15E-05	1.20E-05	1.28E-05	1.35E-05	1.43E-05	1.50E-05
ENER 1.60E-05	1.70E-05	1.80E-05	1.90E-05	2.00E-05	2.10E-05
ENER 2.20E-05	2.30E-05	2.40E-05	2.55E-05	2.70E-05	2.80E-05
ENER 3.00E-05	3.20E-05	3.40E-05	3.60E-05	3.80E-05	4.00E-05
ENER 4.25E-05	4.50E-05	4.75E-05	5.00E-05	5.25E-05	5.50E-05
ENER 5.75E-05	6.00E-05	6.30E-05	6.60E-05	6.90E-05	7.20E-05
ENER 7.60E-05	8.00E-05	8.40E-05	8.80E-05	9.20E-05	9.60E-05
ENER 1.00E-04	1.05E-04	1.10E-04	1.15E-04	1.20E-04	1.28E-04
ENER 1.35E-04	1.43E-04	1.50E-04	1.60E-04	1.70E-04	1.80E-04
ENER 1.90E-04	2.00E-04	2.10E-04	2.20E-04	2.30E-04	2.40E-04
ENER 2.55E-04	2.70E-04	2.80E-04	3.00E-04	3.20E-04	3.40E-04
ENER 3.60E-04	3.80E-04	4.00E-04	4.25E-04	4.50E-04	4.75E-04
ENER 5.00E-04	5.25E-04	5.50E-04	5.75E-04	6.00E-04	6.30E-04
ENER 6.60E-04	6.90E-04	7.20E-04	7.60E-04	8.00E-04	8.40E-04
ENER 8.80E-04	9.20E-04	9.60E-04	1.00E-03	1.05E-03	1.10E-03
ENER 1.15E-03	1.20E-03	1.28E-03	1.35E-03	1.43E-03	1.50E-03
ENER 1.60E-03	1.70E-03	1.80E-03	1.90E-03	2.00E-03	2.10E-03
ENER 2.20E-03	2.30E-03	2.40E-03	2.55E-03	2.70E-03	2.80E-03
ENER 3.00E-03	3.20E-03	3.40E-03	3.60E-03	3.80E-03	4.00E-03
ENER 4.25E-03	4.50E-03	4.75E-03	5.00E-03	5.25E-03	5.50E-03
ENER 5.75E-03	6.00E-03	6.30E-03	6.60E-03	6.90E-03	7.20E-03
ENER 7.60E-03	8.00E-03	8.40E-03	8.80E-03	9.20E-03	9.60E-03
ENER 1.00E-02	1.05E-02	1.10E-02	1.15E-02	1.20E-02	1.28E-02
ENER 1.35E-02	1.43E-02	1.50E-02	1.60E-02	1.70E-02	1.80E-02
ENER 1.90E-02	2.00E-02	2.10E-02	2.20E-02	2.30E-02	2.40E-02
ENER 2.55E-02	2.70E-02	2.80E-02	3.00E-02	3.20E-02	3.40E-02
ENER 3.60E-02	3.80E-02	4.00E-02	4.25E-02	4.50E-02	4.75E-02
ENER 5.00E-02	5.25E-02	5.50E-02	5.75E-02	6.00E-02	6.30E-02

ENER	6.60E-02	6.90E-02	7.20E-02	7.60E-02	8.00E-02	8.40E-02
ENER	8.80E-02	9.20E-02	9.60E-02	1.00E-01	1.05E-01	1.10E-01
ENER	1.15E-01	1.20E-01	1.28E-01	1.35E-01	1.43E-01	1.50E-01
ENER	1.60E-01	1.70E-01	1.80E-01	1.90E-01	2.00E-01	2.10E-01
ENER	2.20E-01	2.30E-01	2.40E-01	2.55E-01	2.70E-01	2.80E-01
ENER	3.00E-01	3.20E-01	3.40E-01	3.60E-01	3.80E-01	4.00E-01
ENER	4.25E-01	4.50E-01	4.75E-01	5.00E-01	5.25E-01	5.50E-01
ENER	5.75E-01	6.00E-01	6.30E-01	6.60E-01	6.90E-01	7.20E-01
ENER	7.60E-01	8.00E-01	8.40E-01	8.80E-01	9.20E-01	9.60E-01
ENER	1.00E+00	1.10E+00	1.20E+00	1.30E+00	1.40E+00	1.50E+00
ENER	1.60E+00	1.70E+00	1.80E+00	1.90E+00	2.00E+00	2.10E+00
ENER	2.20E+00	2.30E+00	2.40E+00	2.50E+00	2.60E+00	2.70E+00
ENER	2.80E+00	2.90E+00	3.00E+00	3.10E+00	3.20E+00	3.30E+00
ENER	3.40E+00	3.50E+00	3.60E+00	3.70E+00	3.80E+00	3.90E+00
ENER	4.00E+00	4.10E+00	4.20E+00	4.30E+00	4.40E+00	4.50E+00
ENER	4.60E+00	4.70E+00	4.80E+00	4.90E+00	5.00E+00	5.10E+00
ENER	5.20E+00	5.30E+00	5.40E+00	5.50E+00	5.60E+00	5.70E+00
ENER	5.80E+00	5.90E+00	6.00E+00	6.10E+00	6.20E+00	6.30E+00
ENER	6.40E+00	6.50E+00	6.60E+00	6.70E+00	6.80E+00	6.90E+00
ENER	7.00E+00	7.10E+00	7.20E+00	7.30E+00	7.40E+00	7.50E+00
ENER	7.60E+00	7.70E+00	7.80E+00	7.90E+00	8.00E+00	8.10E+00
ENER	8.20E+00	8.30E+00	8.40E+00	8.50E+00	8.60E+00	8.70E+00
ENER	8.80E+00	8.90E+00	9.00E+00	9.10E+00	9.20E+00	9.30E+00
ENER	9.40E+00	9.50E+00	9.60E+00	9.70E+00	9.80E+00	9.90E+00
ENER	1.00E+01	1.01E+01	1.02E+01	1.03E+01	1.04E+01	1.05E+01
ENER	1.06E+01	1.07E+01	1.08E+01	1.09E+01	1.10E+01	1.11E+01
ENER	1.12E+01	1.13E+01	1.14E+01	1.15E+01	1.16E+01	1.17E+01
ENER	1.18E+01	1.19E+01	1.20E+01	1.21E+01	1.22E+01	1.23E+01
ENER	1.24E+01	1.25E+01	1.26E+01	1.27E+01	1.28E+01	1.29E+01
ENER	1.30E+01	1.31E+01	1.32E+01	1.33E+01	1.34E+01	1.35E+01
ENER	1.36E+01	1.37E+01	1.38E+01	1.39E+01	1.40E+01	1.41E+01
ENER	1.42E+01	1.43E+01	1.44E+01	1.45E+01	1.46E+01	1.47E+01
ENER	1.48E+01	1.49E+01	1.50E+01	1.51E+01	1.52E+01	1.53E+01
ENER	1.54E+01	1.55E+01	1.56E+01	1.57E+01	1.58E+01	1.59E+01
ENER	1.60E+01	1.61E+01	1.62E+01	1.63E+01	1.64E+01	1.65E+01
ENER	1.66E+01	1.67E+01	1.68E+01	1.69E+01	1.70E+01	1.71E+01
ENER	1.72E+01	1.73E+01	1.74E+01	1.75E+01	1.76E+01	1.77E+01
ENER	1.78E+01	1.79E+01	1.80E+01	1.81E+01	1.82E+01	1.83E+01
ENER	1.84E+01	1.85E+01	1.86E+01	1.87E+01	1.88E+01	1.89E+01
ENER	1.90E+01	1.91E+01	1.92E+01	1.93E+01	1.94E+01	1.95E+01
ENER	1.96E+01	1.97E+01	1.98E+01	1.99E+01	2.00E+01	
FLUX	2.15605E+04	2.02576E+05	8.77527E+03	3.23409E+04	7.40565E+04	1.70657E+04
FLUX	1.87953E+04	5.77127E+04	3.06892E+04	2.26231E+04	3.94725E+04	1.62203E+05
FLUX	4.96357E+04	6.18240E+04	5.21935E+04	1.30182E+05	4.60730E+04	4.23748E+04
FLUX	6.13155E+04	1.54558E+05	1.53090E+05	2.02452E+05	2.16591E+05	1.78860E+05
FLUX	2.03523E+05	1.26460E+05	2.66667E+05	3.58257E+05	2.86328E+05	3.47078E+05
FLUX	2.84683E+05	2.14324E+05	2.78841E+05	2.35065E+05	3.39210E+05	3.00495E+05

FLUX 4.15360E+05 4.33334E+05 4.46394E+05 5.96246E+05 5.69816E+05 1.29086E+06
 FLUX 1.01272E+06 9.11768E+05 9.23213E+05 7.74291E+05 8.32695E+05 9.44519E+05
 FLUX 9.12206E+05 8.50595E+05 1.04671E+06 1.04668E+06 9.58937E+05 1.20663E+06
 FLUX 9.67133E+05 1.01012E+06 1.24734E+06 9.73623E+05 1.12371E+06 1.22116E+06
 FLUX 1.15640E+06 1.33661E+06 1.59165E+06 1.47662E+06 1.60940E+06 2.81438E+06
 FLUX 2.44329E+06 2.47475E+06 2.48781E+06 2.62684E+06 2.66490E+06 2.72479E+06
 FLUX 2.94904E+06 3.06300E+06 2.67507E+06 2.77910E+06 2.85958E+06 2.96886E+06
 FLUX 3.17409E+06 3.30194E+06 4.35907E+06 4.61298E+06 4.30976E+06 4.53591E+06
 FLUX 4.47745E+06 4.86743E+06 4.95688E+06 5.51475E+06 4.68417E+06 4.68540E+06
 FLUX 4.80861E+06 6.35710E+06 5.56233E+06 5.68683E+06 5.62258E+06 6.22429E+06
 FLUX 6.45251E+06 6.38007E+06 6.33548E+06 6.64933E+06 7.32277E+06 6.82087E+06
 FLUX 7.34613E+06 7.40811E+06 7.13781E+06 8.03724E+06 7.14686E+06 7.44934E+06
 FLUX 7.63975E+06 7.71934E+06 7.26218E+06 7.43318E+06 7.60396E+06 7.13249E+06
 FLUX 7.09866E+06 7.17839E+06 6.79656E+06 6.75338E+06 6.42150E+06 6.05038E+06
 FLUX 6.12436E+06 5.47004E+06 5.46993E+06 5.11071E+06 4.72428E+06 4.69011E+06
 FLUX 4.22399E+06 3.88850E+06 3.84852E+06 3.48868E+06 3.02726E+06 2.72669E+06
 FLUX 2.63007E+06 2.47084E+06 2.12147E+06 1.87498E+06 1.64218E+06 1.44249E+06
 FLUX 1.22784E+06 1.21027E+06 9.98074E+05 7.91087E+05 6.54950E+05 5.39264E+05
 FLUX 4.44842E+05 3.64287E+05 2.91515E+05 2.38039E+05 2.00826E+05 1.68722E+05
 FLUX 1.56418E+05 1.36514E+05 1.16358E+05 1.03736E+05 9.53728E+04 8.64917E+04
 FLUX 8.00918E+04 7.59184E+04 6.81009E+04 6.49897E+04 6.18340E+04 5.81232E+04
 FLUX 5.49906E+04 5.39235E+04 4.70445E+04 4.47147E+04 4.16089E+04 3.94359E+04
 FLUX 3.55338E+04 3.84223E+04 3.35013E+04 3.19479E+04 2.99494E+04 2.92757E+04
 FLUX 2.70828E+04 2.55087E+04 2.37190E+04 2.44835E+04 2.19618E+04 2.05090E+04
 FLUX 2.01498E+04 1.93613E+04 1.93499E+04 1.71174E+04 1.65152E+04 1.58122E+04
 FLUX 1.47552E+04 1.34758E+04 1.30766E+04 1.26904E+04 1.17055E+04 1.06980E+04
 FLUX 1.01427E+04 9.69807E+03 8.47414E+03 9.15506E+03 8.39382E+03 8.10945E+03
 FLUX 7.62664E+03 7.36423E+03 6.52670E+03 6.68511E+03 6.11603E+03 5.49537E+03
 FLUX 5.56228E+03 5.17104E+03 4.56681E+03 4.34443E+03 4.20935E+03 3.94492E+03
 FLUX 3.41714E+03 3.58671E+03 3.61748E+03 3.35175E+03 3.15191E+03 2.87594E+03
 FLUX 2.79244E+03 2.56370E+03 2.66805E+03 2.40444E+03 2.37203E+03 2.05515E+03
 FLUX 2.06863E+03 2.03746E+03 1.92385E+03 1.93171E+03 1.77265E+03 1.73712E+03
 FLUX 1.57779E+03 1.52516E+03 1.42559E+03 1.39320E+03 1.35674E+03 1.18653E+03
 FLUX 1.14472E+03 1.13370E+03 1.07478E+03 1.00379E+03 9.41243E+02 9.17037E+02
 FLUX 8.72799E+02 8.31617E+02 7.61724E+02 7.71450E+02 7.16426E+02 6.62612E+02
 FLUX 6.02322E+02 5.83704E+02 5.39171E+02 5.12308E+02 5.12148E+02 4.64770E+02
 FLUX 4.37242E+02 4.12490E+02 3.98963E+02 3.78212E+02 3.56805E+02 3.24426E+02
 FLUX 3.21891E+02 3.26931E+02 2.96458E+02 2.87155E+02 2.60335E+02 2.69386E+02
 FLUX 2.54945E+02 2.26533E+02 2.09429E+02 2.06031E+02 1.99010E+02 1.87957E+02
 FLUX 1.84521E+02 1.88023E+02 1.74979E+02 1.60191E+02 1.54726E+02 1.47435E+02
 FLUX 1.33388E+02 1.32668E+02 1.20388E+02 1.19976E+02 1.03999E+02 1.01878E+02
 FLUX 9.80643E+01 9.30638E+01 9.08388E+01 8.21721E+01 7.61023E+01 7.18123E+01
 FLUX 7.35285E+01 7.27754E+01 6.80368E+01 6.48775E+01 5.70091E+01 5.49194E+01
 FLUX 5.40126E+01 4.94300E+01 4.36501E+01 4.35051E+01 4.11368E+01 4.02460E+01
 FLUX 3.52345E+01 3.37418E+01 3.48976E+01 3.25476E+01 3.02526E+01 2.92752E+01
 FLUX 2.57994E+01 2.55434E+01 2.60556E+01 2.37070E+01 2.33952E+01 2.10523E+01
 FLUX 2.00738E+01 2.11129E+01 1.89375E+01 1.79349E+01 1.72597E+01 1.78576E+01

FLUX 1.57693E+01 1.45778E+01 1.43818E+01 1.31441E+01 1.30808E+01 1.27466E+01
 FLUX 1.15023E+01 1.09102E+01 9.29312E+00 9.94297E+00 9.44219E+00 9.21423E+00
 FLUX 8.35559E+00 7.52086E+00 8.17920E+00 7.00157E+00 6.78073E+00 6.57513E+00
 FLUX 6.29549E+00 5.68876E+00 5.27720E+00 5.13634E+00 4.76000E+00 4.34524E+00
 FLUX 4.37933E+00 3.95485E+00 3.67776E+00 3.78337E+00 3.20346E+00 3.36968E+00
 FLUX 3.34901E+00 3.01817E+00 2.89712E+00 3.06848E+00 2.69126E+00 2.70653E+00
 FLUX 2.35674E+00 2.32688E+00 2.27576E+00 2.05077E+00 2.02892E+00 1.96027E+00
 FLUX 1.93315E+00 1.76177E+00 1.68504E+00 1.61649E+00 1.59372E+00 1.44677E+00
 FLUX 1.36571E+00 1.31990E+00 1.21433E+00 1.14730E+00 1.09051E+00 1.05143E+00
 FLUX 1.00831E+00 9.84014E-01 9.18525E-01 9.45925E-01 8.31245E-01 8.52774E-01
 FLUX 7.95679E-01 7.26296E-01 6.68412E-01 7.24570E-01 6.63439E-01 5.96877E-01
 FLUX 5.57581E-01 5.76773E-01 5.42829E-01 5.02557E-01 4.78334E-01 4.40548E-01
 FLUX 4.40018E-01 3.87356E-01 4.13288E-01 4.14587E-01 4.09731E-01 3.88002E-01
 FLUX 3.67359E-01 3.43893E-01 3.24502E-01 3.11297E-01 3.05622E-01 2.94269E-01
 FLUX 2.94166E-01 2.81151E-01 2.65907E-01 2.57093E-01 2.58784E-01 2.52064E-01
 FLUX 2.48575E-01 2.21264E-01 2.14379E-01 2.09214E-01 2.10998E-01 1.96442E-01
 FLUX 1.89923E-01 1.91363E-01 1.77805E-01 1.70007E-01 1.60742E-01 1.60708E-01
 FLUX 1.57224E-01 1.53536E-01 1.47659E-01 1.45015E-01 1.45286E-01 1.41140E-01
 FLUX 1.34884E-01 1.32751E-01 1.31075E-01 1.19299E-01 1.08872E-01 1.03069E-01
 FLUX 9.43306E-02 7.39497E-02 8.40404E-02 9.59357E-02 9.51308E-02 9.40692E-02
 FLUX 9.12057E-02 9.48734E-02 9.22746E-02 8.55701E-02 8.65905E-02 8.70577E-02
 FLUX 8.66562E-02 8.87981E-02 8.34394E-02 7.06998E-02 6.66923E-02 5.88613E-02
 FLUX 4.63166E-02 4.80275E-02 5.52449E-02 5.47791E-02 4.51154E-02 4.81018E-02
 FLUX 4.32376E-02 3.99822E-02 4.10109E-02 3.58259E-02 3.13793E-02 3.27195E-02
 FLUX 3.32100E-02 3.27691E-02 3.56716E-02 3.04678E-02 2.97712E-02 2.96452E-02
 FLUX 2.62182E-02 2.31393E-02 2.19129E-02 2.16071E-02 2.00955E-02 1.64027E-02
 FLUX 1.46544E-02 1.27120E-02 1.32118E-02 1.15775E-02 1.05025E-02 1.11905E-02
 FLUX 1.09274E-02 1.10919E-02 1.02350E-02 9.99810E-03 7.08246E-03 7.80562E-03
 FLUX 7.74452E-03 7.04697E-03 7.62380E-03 6.26252E-03 6.87074E-03 6.08588E-03
 FLUX 4.83269E-03 5.30421E-03 5.12700E-03 4.83034E-03 3.86064E-03 3.20140E-03
 FLUX 3.40106E-03 3.39357E-03 3.10190E-03 3.01078E-03 2.74421E-03 2.70241E-03
 FLUX 2.59855E-03 2.13658E-03 2.44756E-03 1.79219E-03 1.71524E-03 1.65699E-03
 FLUX 1.70768E-03 1.61579E-03 1.70551E-03 1.19513E-03 1.05338E-03 1.09325E-03
 FLUX 9.79405E-04 9.05328E-04 6.91754E-04 7.92912E-04 8.07093E-04 8.33130E-04
 FLUX 5.92284E-04 5.13767E-04 4.71195E-04 3.96315E-04 4.88496E-04 4.04601E-04
 FLUX 4.38129E-04 3.48672E-04 3.67238E-04 3.02034E-04 3.34046E-04 2.97785E-04
 FLUX 3.23849E-04 2.69416E-04 2.45896E-04 1.41248E-04 2.08912E-04 2.09118E-04
 FLUX 1.87578E-04 1.09434E-04 1.34386E-04 1.23375E-04 1.75333E-04 1.14697E-04
 FLUX 8.91995E-05 1.18664E-04 8.59564E-05 1.40294E-04 9.72759E-05 8.79408E-05
 FLUX 5.05337E-05 5.74045E-05 4.53661E-05 4.99776E-05 2.92451E-05 8.68353E-06
 FLUX 3.92867E-05 1.77647E-05 4.66602E-05 4.37300E-05 4.27080E-05 4.41954E-05
 FLUX 6.20933E-05 6.11864E-05 5.57176E-05 2.12882E-05 2.44478E-05 6.95613E-06
 FLUX 2.49445E-05 1.65959E-05 1.10104E-05 8.52488E-06 8.63398E-06 6.30539E-06
 FLUX 2.83998E-06 1.09264E-05 1.04437E-05 1.34596E-05 6.11433E-06 3.89833E-06
 FLUX 6.56755E-06 5.50237E-06 2.12557E-06 4.43691E-06 1.02288E-05 1.88734E-06
 FLUX 1.51878E-05 1.13452E-05 9.49161E-06 2.11200E-06 0.00000E+00 2.69588E-06
 FLUX 2.02062E-06 5.74641E-06 1.82577E-06 2.60112E-06 1.96168E-06 0.00000E+00


```

FLUX 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 3.70933E-06 0.00000E+00
FLUX 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 2.53962E-06 0.00000E+00
FLUX 0.00000E+00 0.00000E+00 4.59697E-06 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00
FLUX 8.10480E-06 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 2.19990E-06 0.00000E+00
FLUX 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00
FLUX 2.01926E-06 0.00000E+00 0.00000E+00 2.62528E-06 0.00000E+00 0.00000E+00
FLUX 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00
LIMIT 3
DEVIATION 1 0.1
DISCARD 10
LOW END SQ RTE
HIGH END FISSION
NORM 1-10
PLOT CARDS TABLE DOSE
SMOOTH 2
MONTE-CARLO 100,0,0,0

```

O espectro de nêutrons em 641 grupos de energia obtidos com o MCNP para a simulação do experimento com água pesada está a seguir.

```

FLUX 1.86845E+03 3.87686E+04 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00
FLUX 0.00000E+00 8.00894E+04 0.00000E+00 5.45678E+04 0.00000E+00 0.00000E+00
FLUX 4.33536E+04 0.00000E+00 3.12701E+04 4.44546E+04 0.00000E+00 1.66695E+05
FLUX 6.14426E+04 4.92430E+04 2.14918E+05 9.86022E+04 8.50941E+04 1.65314E+05
FLUX 5.82276E+04 1.44155E+05 9.58645E+04 6.78659E+04 6.18554E+04 6.29048E+04
FLUX 1.50648E+05 4.66819E+04 1.20808E+05 1.64147E+05 6.53744E+04 2.19426E+05
FLUX 7.04838E+04 9.64107E+04 1.16878E+05 1.97802E+05 2.64554E+05 1.64420E+05
FLUX 2.20371E+05 2.94511E+05 6.55152E+05 2.59286E+05 2.28273E+05 2.89683E+05
FLUX 5.17174E+05 1.97415E+05 3.54937E+05 2.82279E+05 2.76751E+05 4.37046E+05
FLUX 2.86467E+05 3.67198E+05 3.63697E+05 5.36845E+05 5.40060E+05 6.52019E+05
FLUX 6.02870E+05 6.83155E+05 5.62640E+05 6.84441E+05 6.81701E+05 5.69727E+05
FLUX 7.06657E+05 6.51620E+05 9.41106E+05 7.19604E+05 9.04430E+05 9.06828E+05
FLUX 9.84586E+05 9.87773E+05 1.09998E+06 1.13592E+06 1.18289E+06 1.03842E+06
FLUX 1.25295E+06 1.23829E+06 1.21994E+06 1.35107E+06 1.38295E+06 1.26415E+06
FLUX 1.55198E+06 1.62305E+06 1.73680E+06 1.64943E+06 1.82823E+06 1.66666E+06
FLUX 1.68916E+06 1.86825E+06 1.84908E+06 1.77261E+06 2.09654E+06 2.05630E+06
FLUX 2.15974E+06 2.17995E+06 2.27734E+06 2.26165E+06 2.41298E+06 2.55530E+06
FLUX 2.44728E+06 2.50172E+06 2.40412E+06 2.50153E+06 2.57314E+06 2.55260E+06
FLUX 2.56337E+06 2.55148E+06 2.62427E+06 2.57007E+06 2.57869E+06 2.50386E+06
FLUX 2.57834E+06 2.48624E+06 2.41286E+06 2.33793E+06 2.29691E+06 2.18025E+06
FLUX 2.19571E+06 2.08645E+06 1.99134E+06 1.94352E+06 1.84664E+06 1.75251E+06
FLUX 1.65146E+06 1.54747E+06 1.50422E+06 1.37786E+06 1.28341E+06 1.17351E+06
FLUX 1.08519E+06 9.94787E+05 9.91429E+05 8.52888E+05 7.97112E+05 7.04522E+05

```

FLUX 6.85209E+05 5.88647E+05 5.23664E+05 4.72478E+05 4.21481E+05 3.84741E+05
 FLUX 3.21175E+05 2.81906E+05 2.47369E+05 2.12503E+05 1.95359E+05 1.85404E+05
 FLUX 1.59373E+05 1.50738E+05 1.43457E+05 1.33992E+05 1.27715E+05 1.14689E+05
 FLUX 1.13310E+05 1.01765E+05 9.19200E+04 9.23192E+04 8.26957E+04 7.84802E+04
 FLUX 7.06250E+04 6.76494E+04 6.32198E+04 5.94505E+04 5.76522E+04 5.30128E+04
 FLUX 5.06490E+04 4.69519E+04 4.56140E+04 4.41619E+04 4.06555E+04 3.87293E+04
 FLUX 3.66083E+04 3.35298E+04 3.33814E+04 3.05443E+04 2.92789E+04 2.78153E+04
 FLUX 2.59623E+04 2.61081E+04 2.46562E+04 2.25798E+04 2.30216E+04 2.09443E+04
 FLUX 1.91867E+04 1.90366E+04 1.74617E+04 1.76107E+04 1.52142E+04 1.37837E+04
 FLUX 1.40239E+04 1.35950E+04 1.29794E+04 1.20754E+04 1.15997E+04 1.08425E+04
 FLUX 1.08006E+04 1.01606E+04 9.18883E+03 8.87049E+03 8.30523E+03 7.63521E+03
 FLUX 7.26551E+03 6.99856E+03 6.92305E+03 6.15063E+03 5.67016E+03 5.36852E+03
 FLUX 5.38941E+03 4.88027E+03 4.52086E+03 4.79069E+03 4.26940E+03 4.14430E+03
 FLUX 3.94938E+03 3.68641E+03 3.66284E+03 3.56935E+03 3.27522E+03 3.18459E+03
 FLUX 3.00727E+03 3.00646E+03 2.94540E+03 2.73830E+03 2.57535E+03 2.40053E+03
 FLUX 2.25636E+03 2.26268E+03 2.22674E+03 2.02297E+03 1.88993E+03 1.86666E+03
 FLUX 1.73187E+03 1.63544E+03 1.53386E+03 1.37937E+03 1.33660E+03 1.33745E+03
 FLUX 1.29429E+03 1.21977E+03 1.13601E+03 1.10984E+03 1.00830E+03 9.93812E+02
 FLUX 9.22217E+02 8.93164E+02 8.88897E+02 7.83613E+02 7.69005E+02 7.20576E+02
 FLUX 6.93748E+02 6.90480E+02 6.42079E+02 6.25317E+02 5.40033E+02 5.30875E+02
 FLUX 5.03605E+02 4.84978E+02 4.74671E+02 4.46980E+02 4.12731E+02 4.17900E+02
 FLUX 4.04039E+02 3.87278E+02 3.57515E+02 3.24611E+02 3.22176E+02 3.26322E+02
 FLUX 2.98659E+02 2.75277E+02 2.80216E+02 2.65108E+02 2.62760E+02 2.44563E+02
 FLUX 2.27499E+02 2.22444E+02 1.98864E+02 1.99419E+02 1.80600E+02 1.73892E+02
 FLUX 1.62127E+02 1.57024E+02 1.51283E+02 1.44057E+02 1.34855E+02 1.33122E+02
 FLUX 1.20367E+02 1.15285E+02 1.08221E+02 1.08681E+02 9.77601E+01 8.99698E+01
 FLUX 8.83701E+01 8.37874E+01 8.27203E+01 7.72954E+01 7.50588E+01 6.58607E+01
 FLUX 6.39519E+01 6.25109E+01 6.37596E+01 5.99119E+01 5.63061E+01 5.24927E+01
 FLUX 5.10435E+01 4.87907E+01 4.60709E+01 4.44932E+01 4.18522E+01 4.03249E+01
 FLUX 4.00241E+01 3.70983E+01 3.48641E+01 3.46372E+01 3.17068E+01 3.09233E+01
 FLUX 2.91537E+01 2.82612E+01 2.77445E+01 2.47583E+01 2.43442E+01 2.32049E+01
 FLUX 2.24933E+01 2.16613E+01 1.97039E+01 1.96240E+01 1.83567E+01 1.66063E+01
 FLUX 1.66886E+01 1.61048E+01 1.42492E+01 1.46539E+01 1.34950E+01 1.37907E+01
 FLUX 1.27136E+01 1.15889E+01 1.13849E+01 1.05194E+01 1.02775E+01 9.61305E+00
 FLUX 9.24757E+00 8.62476E+00 7.97554E+00 7.55753E+00 7.78146E+00 7.34687E+00
 FLUX 6.65650E+00 6.41344E+00 6.28867E+00 5.98744E+00 5.94322E+00 5.71958E+00
 FLUX 5.43482E+00 5.22768E+00 4.62983E+00 5.00870E+00 4.58164E+00 4.28777E+00
 FLUX 4.42047E+00 4.15777E+00 4.07383E+00 3.99920E+00 3.74874E+00 3.54467E+00
 FLUX 3.48418E+00 3.28927E+00 3.25087E+00 2.85452E+00 2.76951E+00 2.60362E+00
 FLUX 2.49818E+00 2.43801E+00 2.36505E+00 2.23850E+00 2.19714E+00 2.10625E+00
 FLUX 2.02816E+00 1.97760E+00 1.83806E+00 1.74393E+00 1.74594E+00 1.60315E+00
 FLUX 1.49997E+00 1.45024E+00 1.42944E+00 1.31437E+00 1.30905E+00 1.25749E+00
 FLUX 1.18824E+00 1.11017E+00 1.13298E+00 1.08074E+00 9.84443E-01 9.66473E-01
 FLUX 9.35489E-01 9.41010E-01 9.14321E-01 8.93710E-01 8.60695E-01 7.95742E-01
 FLUX 7.74229E-01 7.48774E-01 6.99347E-01 6.78736E-01 6.86115E-01 6.47086E-01
 FLUX 6.10289E-01 6.08266E-01 5.75188E-01 5.71669E-01 5.31573E-01 5.00168E-01
 FLUX 4.96673E-01 4.79113E-01 4.25158E-01 4.31525E-01 4.07894E-01 4.06685E-01

FLUX 3.79586E-01 3.64214E-01 3.51558E-01 3.41709E-01 3.32091E-01 3.14124E-01
 FLUX 3.02475E-01 2.85372E-01 2.77537E-01 2.48125E-01 2.00236E-01 1.82316E-01
 FLUX 1.60777E-01 1.19052E-01 1.46753E-01 1.69016E-01 1.66511E-01 1.60743E-01
 FLUX 1.61247E-01 1.53151E-01 1.52921E-01 1.45047E-01 1.37033E-01 1.33918E-01
 FLUX 1.35714E-01 1.34313E-01 1.27279E-01 1.08659E-01 9.15097E-02 7.98500E-02
 FLUX 6.63857E-02 6.49879E-02 7.73897E-02 7.63938E-02 6.23420E-02 6.68028E-02
 FLUX 6.15981E-02 5.77399E-02 5.78714E-02 5.05314E-02 4.61008E-02 4.51549E-02
 FLUX 4.39516E-02 4.63211E-02 4.98331E-02 4.40396E-02 4.19120E-02 3.93504E-02
 FLUX 3.69626E-02 3.13642E-02 2.80620E-02 2.92645E-02 2.70021E-02 2.18923E-02
 FLUX 1.93383E-02 1.81595E-02 1.62281E-02 1.60841E-02 1.37650E-02 1.41191E-02
 FLUX 1.42409E-02 1.50254E-02 1.40472E-02 1.29171E-02 1.00559E-02 1.00849E-02
 FLUX 9.41928E-03 9.57765E-03 9.63193E-03 8.32695E-03 8.76563E-03 7.83897E-03
 FLUX 6.57208E-03 7.27598E-03 6.33851E-03 5.93870E-03 5.30452E-03 4.96878E-03
 FLUX 4.66229E-03 4.09480E-03 3.76330E-03 3.87140E-03 3.50520E-03 3.52909E-03
 FLUX 3.15635E-03 3.03215E-03 3.02626E-03 2.76678E-03 2.32318E-03 2.21423E-03
 FLUX 1.99264E-03 1.83397E-03 1.67183E-03 1.41877E-03 1.30828E-03 1.33115E-03
 FLUX 1.29553E-03 1.15903E-03 1.00885E-03 9.31667E-04 9.74219E-04 8.80422E-04
 FLUX 9.58484E-04 7.70144E-04 5.73279E-04 7.72678E-04 5.54176E-04 5.46778E-04
 FLUX 3.81248E-04 4.87604E-04 4.43071E-04 3.70843E-04 4.46148E-04 3.39182E-04
 FLUX 3.56810E-04 3.27631E-04 4.00833E-04 1.99819E-04 2.17683E-04 2.50527E-04
 FLUX 1.88990E-04 2.00125E-04 1.61353E-04 1.57222E-04 1.29008E-04 1.63908E-04
 FLUX 1.02735E-04 1.54836E-04 2.06907E-04 1.00110E-04 1.02675E-04 1.11374E-04
 FLUX 6.36608E-05 5.75287E-05 9.40865E-05 7.91039E-05 8.27561E-05 8.08176E-05
 FLUX 4.06709E-05 4.96485E-05 4.24756E-05 3.08919E-05 4.17647E-05 4.67215E-05
 FLUX 2.85112E-05 2.85203E-05 1.88343E-05 2.83442E-05 2.51320E-05 9.75182E-06
 FLUX 5.35418E-05 3.42162E-06 1.26679E-05 1.16672E-05 1.39587E-05 8.62135E-06
 FLUX 1.17871E-05 5.65911E-06 1.44321E-05 2.82448E-06 6.24445E-06 8.79877E-06
 FLUX 2.71979E-05 1.37074E-05 2.54828E-06 1.36995E-05 1.44967E-05 9.88456E-06
 FLUX 1.10413E-05 0.00000E+00 0.00000E+00 4.83645E-06 2.68732E-06 0.00000E+00
 FLUX 4.67110E-06 2.80447E-06 1.40443E-05 4.82944E-06 0.00000E+00 0.00000E+00
 FLUX 4.02944E-06 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00
 FLUX 2.22423E-06 2.53322E-06 5.82027E-06 0.00000E+00 0.00000E+00 3.61545E-06
 FLUX 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 3.04975E-06 0.00000E+00 0.00000E+00
 FLUX 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00
 FLUX 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00
 FLUX 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00
 FLUX 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00

ANEXO A - O reator nuclear de pesquisa IPEN/MB-01 ^{[27][18]}

1. Introdução

O IPEN/MB-01 é um reator nuclear genuinamente brasileiro, concebido por pesquisadores e engenheiros do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN-CNEN/SP) e da antiga COPESP (Coordenadoria para Projetos Especiais), atual CTMSP (Centro Tecnológico da Marinha em São Paulo), financiado e construído pela Marinha do Brasil, atingiu sua primeira criticalidade às 15 horas e 35 minutos do dia 9 de novembro de 1988, sendo oficialmente entregue para operação ao IPEN-CNEN/SP em 28 de novembro deste mesmo ano. A FIG. A.1 mostra uma fotografia deste complexo nuclear.

O projeto do reator IPEN/MB-01 foi iniciado em 1983 e suas obras foram concluídas em julho de 1988. No mesmo mês iniciaram-se os testes dos seus vários sistemas. Cumpridas as exigências legais exigidas para o seu licenciamento, foi concedida em 19 de outubro de 1988, pelas resoluções CNEN 23 e 25 a autorização para a sua operação inicial.

O reator IPEN/MB-01 é uma instalação nuclear que permite a simulação de todas as características nucleares de um reator de grande porte em escala reduzida, sem que haja a necessidade de construir-se um complexo sistema de remoção de calor. Esse tipo de reator é conhecido mundialmente como reator de potência zero ou unidade crítica, sendo nosso caso, projetado para operar a uma potência máxima de 100 watts. Esses reatores representam uma ferramenta básica, que permitem aos pesquisadores estudarem não apenas por cálculos teóricos, mas também com medidas experimentais, o desempenho e as características do núcleo de um reator de potência ou de propulsão naval, antes da sua eletiva instalação, simulando as condições de projeto na própria instalação.

A filosofia que norteou o projeto do reator nuclear IPEN/MB-01, foi no sentido de se projetar e testar um núcleo típico para uso em propulsão naval, ou seja, que o controle de reatividade se desse a partir da inserção ou retirada de barras de controle, contrariando o modelo de muitas unidades críticas em que o controle se dá pelo nível de água no tanque moderador. Esse controle de reatividade por barras de controle é típico de reatores navais, em que se necessitam de rápidas variações de potência, a fim de se empreenderem manobras de fuga e de perseguição.

FIGURA 1 – Vista aérea do reator IPEN/MB-01.

2. Descrição detalhada do reator IPEN/MB-01

Todas as dimensões e incertezas associadas, apresentadas nesta seção, são valores de projeto e tolerâncias, respectivamente. Todos os dados reportados neste anexo referem-se à temperatura ambiente (20,5 °C).

2.1. O tanque moderador e periféricos

O tanque moderador (FIG. 2 e 3) é um cilindro de aço inoxidável (SS-304) com espessura de 8,5 mm, aberto no topo, medindo 1830 mm de diâmetro externo e 2750 mm de altura. Este tanque possui duas válvulas que permitem a remoção rápida da água de seu interior (~5 s). Utiliza-se água leve desmineralizada como moderador no reator IPEN/MB-01 e durante a operação normal o nível da água atinge 450 mm acima da superfície superior do combustível, lateralmente a espessura da camada de água é maior que 600 mm, e abaixo do núcleo ativo a camada de água tem espessura mínima de 530 mm.

O reator IPEN/MB-01 possui dois bancos de varetas de controle, que estão localizados diagonalmente opostos no núcleo. Os símbolos A e B na FIG. 3 referem-se à localização dos bancos de controle, enquanto o símbolo S refere-se à localização dos dois bancos de segurança.

FIGURA 2 - Diagrama esquemático do tanque moderador.

FIGURA 3 - Diagrama esquemático do tanque moderador e da distribuição dos detectores ao redor do núcleo.

2.2. Placas espaçadoras

O reator IPEN/MB-01 possui 3 placas espaçadoras (FIG. 4), sendo que a placa inferior é chamada de placa matriz, o material das placas é o aço inoxidável (SS-304), e todas elas possuem uma forma quadrada de lado $588 \pm 0,5$ mm. A placa matriz tem $22 \pm 0,1$ mm de espessura e consiste de um arranjo quadrado de 30×30 cavidades das quais 852 possuem 10,4 mm de diâmetro cujo propósito é sustentar as varetas combustíveis; as 48 posições restantes são furos que são utilizados para fixar os tubos guias das varetas de controle e de segurança. Na FIG. 5 apresenta-se os detalhes das cavidades e dos furos, o espaçamento entre cavidades e furos (*pitch*) é de $1,50 \pm 0,01$ cm.

Salienta-se que o arranjo quadrado 30×30 refere-se ao número máximo de varetas de combustível e de controle/segurança que podem ser acomodadas no núcleo. Outra designação, tal como arranjo 28×26 , encontrada neste anexo refere-se à distribuição de varetas no núcleo utilizadas no experimento.

As placas espaçadoras intermediária e superior têm espessuras, respectivamente, $10,5 \pm 0,1$ mm (valor medido) e $20,0 \pm 0,1$ mm. Estas placas contêm 852 furos com $10,5 \pm 0,2$ mm de diâmetro para as varetas combustíveis; 48 furos com $12,2 \pm 0,2$ mm de diâmetro para os tubos guias das varetas de controle e de segurança e outros 209 furos com 5 mm de diâmetro, cujo propósito é permitir a introdução de termopares, detectores miniatura e outros dispositivos experimentais. A placa espaçadora superior também serve como suporte para os tubos guias das varetas de controle e de segurança.

Nas FIG. 6 e 7 mostram-se detalhes das placas matriz e espaçadoras intermediária e superior. Observa-se que as placas são sustentadas por treliças e este conjunto mantém todas as varetas: de combustível, controle e de segurança na posição vertical.

FIGURA 4 - Diagrama esquemático das placas matriz e espaçadoras.

FIGURA 5 - Diagrama esquemático das cavidades e furos da placa matriz.

FIGURA 6 - Diagrama esquemático das placas suporte.

FIGURA 7 - Detalhes da placa suporte inferior.

O livro de dados do reator IPEN/MB-01 tem muitas descrições detalhadas de todos os dados geométricos relacionados com as placas espaçadoras. Mais especificamente, são dados medidos para cada furo tais como, diâmetro e distância para o furo vizinho, como também a profundidade de cada cavidade. Uma máquina do tipo mesa de medida tridimensional foi utilizada para efetuar todas as medidas deste tipo. Inicialmente o equipamento foi calibrado, e a seguir foi estabelecida uma origem para o sistema cartesiano (x , y , z) no canto da placa. A máquina possui um sensor que está diretamente conectado a um sistema eletrônico, que pode especificar a posição do sensor na coordenada (x , y , z) com alto grau de precisão na medida (0,001 mm).

As características geométricas medidas pela máquina tridimensional são: diâmetro, espaçamento entre furos e cavidades, profundidade da cavidade e planicidade da placa. O diâmetro dos furos é medido da seguinte forma: o sensor é posicionado dentro do furo e por movimentos apropriados ele troca sua posição para a borda do furo e marca esta posição no sistema cartesiano; depois que mais duas posições na borda do furo são determinadas, estes pontos determinam um círculo e através de uma relação matemática incorporada ao sistema eletrônico, o diâmetro do furo e também a coordenada de seu centro são obtidos. Esta operação é repetida para todos os furos nas 3 placas espaçadoras.

Na TAB. 1 apresenta-se o resumo do resultado da análise estatística realizada em todos os dados geométricos referentes às placas espaçadoras, disponíveis no livro de dados do reator IPEN/MB-01. O livro de dados do reator IPEN/MB-01 possui 852 medidas

do diâmetro do furo da vareta combustível, 771 medidas da distância entre posições (*pitch*) por grade espaçadora, 852 medidas de profundidade das cavidades e 934 medidas de planicidade. Existe boa consistência entre os valores medidos dos *pitch* das grades espaçadoras e estes estão muito próximos dos valores de projeto, sendo assim, foi adotado o valor de projeto 15,000 mm com o desvio padrão de 0,0023 mm.

TABELA 1 - Dados geométricos médios das placas espaçadoras, baseados nos dados de fabricação.

Quantidade	Placa Espaçadora	Valor médio (mm)	Desvio padrão (mm)
Distância entre posições (<i>pitch</i>)	Superior	15,000	0,018
	Intermediária	14,999	0,011
	Matriz	14,999	0,023
Diâmetro do furo para vareta combustível	Superior	10,454	0,034
	Intermediária	10,449	0,019
	Matriz	10,463	0,016
Profundidade da cavidade	Matriz	12,000	0,010
Linearidade (mm)	Matriz	-0,0566	0,046

(*) O desvio padrão de uma quantidade X é obtido da seguinte expressão matemática:

$$\sigma(x) = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{k=1}^n (x_k - \bar{x})^2}, \text{ onde } n \text{ é o número de medidas, } x_k \text{ é o valor de k-ésima medida e } \bar{x} \text{ é o valor médio.}$$

2.3. Vareta combustível

A vareta combustível é constituída de um encamisamento (SS-304), pastilhas de UO₂, pastilhas de Al₂O₃, uma mola (inconel-600), tubo espaçador e dois tampões, um superior e um inferior (SS-304). O número total de 705 varetas combustíveis foi fabricado para o reator IPEN/MB-01. Na FIG 8 apresentam-se as dimensões com as tolerâncias especificadas no projeto do reator. Durante a fabricação das varetas combustíveis algumas quantidades relacionadas com a sua descrição geométrica foram medidas e através delas foram realizadas análises.

Através da base de dados de fabricação das varetas combustíveis foram derivados os valores médios e também seus respectivos desvios padrões para as seguintes quantidades: diâmetro externo do encamisamento da vareta combustível, diâmetro interno do encamisamento da vareta combustível, diâmetro da pastilha de UO_2 , altura ativa de combustível, altura da alumina inferior e a massa média de UO_2 por vareta combustível (TAB. 2). O livro de dados do reator IPEN/MB-01 possui 182 medidas dos diâmetros interno e externo do encamisamento da vareta combustível, escolhidos aleatoriamente do total de 705 varetas; 760 medidas para o diâmetro da pastilha de UO_2 , também escolhidos aleatoriamente; 705 medidas da altura ativa de combustível, da altura da alumina inferior e da massa de UO_2 , ou seja, nestes casos foram realizadas medidas em todas as varetas fabricadas.

FIGURA 8 - Diagrama esquemático das especificações da vareta combustível.

TABELA 2 - Dados geométricos médios das varetas combustíveis e respectivos desvios padrões baseados nos dados de fabricação.

Quantidade	Valor médio	Desvio padrão
Diâmetro externo da vareta combustível (mm)	9,8074	0,0169
Diâmetro interno da vareta combustível (mm)	8,5746	0,0243
Diâmetro da pastilha combustível (mm)	8,4894	0,00475
Altura ativa do combustível (mm)	548,4	3,544
Massa de UO_2 por vareta combustível (g)	315,912	2,386
Altura da alumina inferior (mm)	90,28	0,09

2.4. Varetas de controle, segurança e tubo guia

Cada um dos bancos de controle e de segurança é composto por 12 varetas agrupadas e sustentadas por um mecanismo de controle acima do tanque. Na FIG. 9 apresenta-se uma fotografia com a distribuição dos bancos de controle e de segurança no reator. Deve-se ressaltar que os bancos movem-se no núcleo dentro dos tubos guias.

FIGURA 9 - Mecanismo de controle.

As varetas absorvedoras são encamisadas com SS-304, os tampões também são de SS-304 e a mola é de Inconel-600. As varetas de controle são preenchidas com pastilhas absorvedoras de uma liga de Ag-In-Cd enquanto que as varetas de segurança são preenchidas com B₄C. Durante a operação normal os bancos de segurança são completamente retirados do núcleo ativo.

As dimensões da vareta absorvedora são apresentadas na FIG 10, sendo o diâmetro do encamisamento igual a 9,8 mm e a espessura da parede 0,6 mm. O tubo guia é de SS-304 com diâmetro externo de $12,00 \pm 0,05$ mm e diâmetro interno de $11,30 \pm 0,05$ mm. A parte inferior do tubo guia fica 5 mm abaixo da placa matriz, como pode ser observado na FIG. 7. Durante a operação do reator os tubos guias são preenchidos com água, e na sua parte inferior existem 3 pequenos furos para permitir a entrada da água durante o enchimento do tanque e a sua saída no esvaziamento do tanque.

FIGURA 10 - Diagrama esquemático das varetas absorvedoras.

O sistema de controle do reator IPEN/MB-01 é definido de modo que os posicionamentos dos bancos de controle no núcleo são dados em termos da distância entre a parte inferior do absorvedor e o início do núcleo ativo. A unidade usada é a porcentagem de retirada que é definida como sendo a fração da altura ativa do núcleo abaixo da região absorvedora das varetas de controle. Por exemplo, se as varetas de controle estão totalmente inseridas a porcentagem de retirada é zero, por outro lado se as varetas de controle estão totalmente retiradas a porcentagem de retirada é 100, neste caso, a superfície inferior do absorvedor coincide com o topo do núcleo ativo, embora, o tampão da vareta absorvedora permaneça dentro do núcleo ativo.

A incerteza no posicionamento do banco de controle é dada pelo indicador de posição da vareta de controle. Este equipamento pode determinar a posição com precisão de 4 dígitos. A menor indicação é 00,00 % enquanto a maior é 99,99 %, e a incerteza no indicador de posição é 0,01 %.

Os bancos de segurança basicamente seguem o mesmo padrão, neste caso, por critério de projeto, estes bancos são mantidos retirados em 135 %, ou seja, a superfície inferior da região absorvedora permanece 35 % acima do núcleo ativo. Entretanto, esta condição tem muito, ou nenhum, impacto na criticalidade do sistema.

3. Descrição dos materiais

Os dados dos materiais do reator IPEN/MB-01 veem de análises detalhadas realizadas no IPEN e em alguns casos também de análises de dados de fabricação. Na TAB. 3 é apresentada a composição química do aço inoxidável do encamisamento, para as condições de fabricação (PROSIT) e de medidas realizadas pelo IPEN de duas amostras, juntamente com o valor médio recomendado e seu respectivo desvio padrão. O valor médio recomendado é a média aritmética das três composições disponíveis e o desvio padrão calculado de acordo com a fórmula usual de propagação de erros.

Salienta-se que não foram medidas as composições isotópicas referentes ao ^{234}U e ao ^{236}U . Por essa razão, foi assumida a quantidade de 0,034 % de ^{234}U que foi calculada pela interpolação linear entre o urânio natural e o valor de $0,0344 \pm 0,001$ % peso, referente ao combustível enriquecido em 4,4 % em ^{235}U (LEU-THERM-015). Assumiu-se o valor de

$\pm 50\%$ na incerteza da quantidade de ^{234}U na fabricação do combustível. De acordo com as especificações do IPEN, o combustível novo não contém ^{236}U .

TABELA 3 - Composição do aço inoxidável do encamisamento (% peso).

Elemento	Fabricação PROSIT	OFICON IPEN		Valor Recomendado
		Amostra (1)	Amostra (2)	
C	0,020	0,0323	0,0326	$0,0283 \pm 0,0072$
Mn	1,80	1,58	1,68	$1,6867 \pm 0,1102$
P	0,04	0,018	0,020	$0,0260 \pm 0,0122$
S	0,007	0,0135	0,0111	$0,0105 \pm 0,0033$
Si	0,390	0,350	0,460	$0,4000 \pm 0,0557$
Ni	10,13	9,90	10,10	$10,0433 \pm 0,1250$
Cr	18,52	18,10	18,40	$18,3400 \pm 0,2163$
Co	-	0,21	0,22	$0,2150 \pm 0,0071$
Mo	-	0,16	0,18	$0,1700 \pm 0,0141$
Fe	69,093	69,6362	68,8963	$69,0802 \pm 0,3832$

O combustível do reator IPEN/MB-01 foi feito em 8 lotes. Na TAB. 4 apresenta-se os enriquecimentos bem como as incertezas e o número de varetas combustíveis para cada lote.

TABELA 4 - Características dos combustíveis por lote.

Lote	Varetas no núcleo	Massa de U (g)	Massa de ^{235}U (g)	Enriquecimento (% peso)
1	90	25.083,62	1.091,11	$4,350 \pm 0,003$
2	88	24.525,88	1.065,65	$4,345 \pm 0,006$
3	91	25.340,37	1.097,74	$4,332 \pm 0,003$
4	88	24.355,16	1.058,96	$4,348 \pm 0,003$
5	86	24.166,81	1.053,67	$4,360 \pm 0,004$
6	92	25.586,81	1.113,79	$4,353 \pm 0,013$
7	85	23.633,95	1.030,20	$4,359 \pm 0,001$
8	60	16.617,60	721,20	$4,340 \pm 0,004$

O enriquecimento é de fato a média para cada lote, visto que foram feitas medidas em todos os lotes. As varetas combustíveis foram distribuídas aleatoriamente no núcleo e o enriquecimento médio em ^{235}U foi obtido pela ponderação de cada lote de acordo com sua fração em massa de urânio no núcleo como:

$$\bar{\varepsilon} = \sum_{i=1}^8 f_i \varepsilon_i \quad (1)$$

onde ε_i e f_i são respectivamente, o enriquecimento e a fração em massa de urânio para cada lote.

A incerteza associada ao enriquecimento médio de ^{235}U foi obtida pela propagação de erro padrão como:

$$\sigma_{\varepsilon} = \sqrt{\sum_{i=1}^8 (f_i \sigma_{\varepsilon_i})^2} \quad (2)$$

onde somente é considerada a incerteza no enriquecimento do ^{235}U no lote (TAB. 4), visto que a incerteza na massa de urânio é muito pequena e não foi considerada na propagação de erros.

As informações detalhadas da composição dos materiais das varetas de combustível e de controle estão listadas na TAB. 5 Todas as composições, exceto a quantidade de ^{234}U no combustível, advêm da análise química detalhada realizada pelo IPEN. As incertezas são desvios padrões.

A densidade média de combustível e sua respectiva incerteza foram obtidas considerando-se a conservação da massa total de UO_2 , o valor utilizado foi $315,912 \pm 2,386$ g por vareta combustível (TAB. 2). A densidade média de UO_2 foi calculada com a expressão:

$$\rho_{\text{UO}_2} = \frac{4M}{\pi D^2 L} \quad (3)$$

onde D é o diâmetro da pastilha, L a altura fissil e M a massa de UO_2 por vareta combustível. O desvio padrão foi determinado pela propagação de erros considerando-se que não há correlação entre M, D e L, como:

$$\sigma_{\rho_{\text{UO}_2}}^2 = \left(\frac{4}{\pi D^2 L} \right)^2 \sigma_M^2 + \left(\frac{8M}{\pi D^3 L} \right)^2 \sigma_D^2 + \left(\frac{4M}{\pi D^2 L^2} \right)^2 \sigma_L^2 \quad (4)$$

De acordo com a TAB. A.2.2, $M = 315,912 \pm 2,386$ g, $D = 8,4894 \pm 0,00475$ mm e $L = 548,4 \pm 3,544$ mm e então, $\rho_{\text{UO}_2} = 10,1771 \pm 0,1018$ g/gm³.

As densidades dos aços inoxidáveis foram medidas no IPEN, sendo que a técnica de medida seguiu o procedimento descrito na ASTM-B-328/96(2003)². Não foram medidas as densidades para as placas espaçadoras.

² ASTM-B-328/96(2003) “Standard Test Method for Density, Oil Content and Interconnected Porosity of Sintered Metal Structural Parts and Oil-Impregnated Bearings”

TABELA 5 - Composição dos materiais.

Material	Densidade (g/cm ³)	Nuclídeos	Fração em peso (1 σ)
Combustível UO₂ ^(a) Enriquecimento: 4,3486 % Fração total de urânio: 88,125 $\pm$ 0,023 % Composição Isotópica do urânio (peso%): ²³⁴ U ^(b) = 0,034 $\pm$ 0,0098 ²³⁵ U = 4,3486 $\pm$ 0,0021 ²³⁸ U = 95,6174 $\pm$ 0,0021	10,1771 ^(c) $\pm$ 0,1018	²³⁴ U ^(b)	0,000300 $\pm$ 0,000087
		²³⁵ U	0,038319 $\pm$ 0,000021
		²³⁸	0,842560 $\pm$ 0,000021
		O	0,118740 $\pm$ 0,00003
		Al	0,000024
		Mg	0,000017
		Fe	0,000037
		B	0,0000002
		Mo	0,000002
		C	0,000283 $\pm$ 0,000072
Encamisamento do combustível SS-304	7,9207 $\pm$ 0,0005	Mn	0,016867 $\pm$ 0,001102
		P	0,000260 $\pm$ 0,000122
		S	0,000105 $\pm$ 0,000033
		Si	0,004000 $\pm$ 0,000231
		Ni	0,100433 $\pm$ 0,001250
		Cr	0,183400 $\pm$ 0,002163
		Co	0,002150 $\pm$ 0,000071
		Mo	0,001700 $\pm$ 0,000141
		Fe	0,690802 $\pm$ 0,002775
		B	<0,0000002
Alumina (Al₂O₃) Balanço é Al₂O₃ (0,9989)	3,792 $\pm$ 0,007	Fe	0,0007
		Cr	0,0003
		Ni	0,0001
		Ag	0,7934 $\pm$ 0,0015
Absorvedor da vareta de controle Liga de Ag-In-Cd	10,007 $\pm$ 0,004	In	0,1496 $\pm$ 0,0014
		Cd	0,0483 $\pm$ 0,001
		C	0,003
		S	0,001
		O	0,0047

TABELA 5 (continuação) – Composição dos materiais.

Material	Densidade (g/cm³)	Nuclídeos	Fração em peso (1σ)
Absorvedor da vareta de segurança Carbeto de boro (B₄C)	1,45 $\pm$ 0,01	B	0,764300
		C	0,23570
		Fe	0,000300
		Si	0,00020
		Ti	0,00040
Placas espaçadoras (matriz, intermediária e Superior) SS-304	—	C	0,00020
		Mn	0,01440
		P	0,00036
		S	0,00003
		Si	0,00510
		Ni	0,09430
		Cr	0,18210
		Mo	0,00060
		Fe	0,70291
Tubo espaçador da vareta combustível SS-304	8,0040 $\pm$ 0,0005	Co	0,0014
		Cr	0,1810
		Mn	0,0132
		P	0,0002
		Si	0,0065
		Fe	0,7171
		Ni	0,0800
		C	0,0006
Tubo guia das varetas de Controle e de segurança SS-304	7,7150 $\pm$ 0,0005	Fe	0,68447
		C	0,00023
		Cr	0,18240
		Ni	0,11500
		Mn	0,0136
		P	0,0003
		Si	0,0040

TABELA 5 (continuação) – Composição dos materiais.

Material	Densidade (g/cm ³)	Nuclídeos	Fração em peso (1 σ)
Moderador Água (H₂O)	0,99820 $\pm$ 0,00002 ^(c)	H	0,1118944
		O	0,8881056
Mola das varetas combustível, controle e de segurança Inconel-600 (massa medida da mola: 11,476 g)	8,1480 $\pm$ 0,0001	Ni	0,7460
		C	0,00027
		Mn	0,0030
		P	0,00012
		S	0,00001
		Si	0,0020
		Fe	0,0900
		Cr	0,1563
		Ti	0,0017
		Cu	0,00060
Encamisamento das varetas de controle e de Segurança SS-304	7,9207 $\pm$ 0,0005	Fe	0,6771
		C	0,00021
		Mn	0,0136
		P	0,00027
		S	0,00003
		Si	0,00450
		Ni	0,11680
		Cr	0,18360
		Mo	0,00030
		Sn	0,00008
		Cu	0,00180
		Co	0,0017

(a) Valor médio de todos os lotes.

(b) Não medido (vide texto).

(c) Valor calculado a partir da massa e do volume.

(d) R.C. Weast (editor), Handbook of Chemistry and Physics, 70th Edition CRC Press ISBN-O-8493-0470-9 (1989).

(e) Todas as impurezas dadas nesta tabela têm uma incerteza de aproximadamente 50%.

As impurezas da água do moderador foram medidas e estão apresentadas na TAB. 6.

TABELA 6 - Análise do moderador do reator IPEN/MB-01.

Característica		Concentração
Nuclídeos	K	2,5 a 12 mg/kg
	Cl	0,1 mg/kg
	F	0,1 mg/kg
	Na	0,1 mg/kg
	Si	1,0 mg/l
	Fe	7,0 µg/kg
	Ca	0,1 mg/l
	Mg	0,1 mg/l
pH		6,5 a 7,5
Condutividade elétrica		1,0 µmhos/cm

ANEXO B - Análise da concentração molar da água pesada (D₂O)

Ruta 237 Km 1278 - Arroyito
C.C. 636 (8300) Neuquen
Republica Argentina
Tel : 54-299-449-4100
Fax : 54-299-449-4199
E-mail : lab@ensi.com.ar

EMPRESA NEUQUINA DE SERVICIOS DE INGENIERÍA

LABORATORIO

INFORME DE ANALISIS

Hoja 1 de 1

MUESTRA

P.I.A.P.

6440

Senior

Sr. Adimir dos Santos - IPEN (Brasil)

MUESTRA

Identificación: Agua Pesada

Material : Agua Pesada

Extrale por **El solicitante**

Método

Fecha de Ingreso 20-06-11

Fecha de Extracción **14-06-11**

Código Determinación

101.00 Concentración de D2O (% molar)

RESULTADOS

Método

Procedimiento

AECL-205 CRC-500

Resultado

99.49 ± 0.02 %Molar

INFORME

Arroyito, lun 04 de julio de 2011

Disposición

Uc. ALEJANDRO L. TORRES
Responsable de Laboratorio
ENSI S.E.

Ing. OSVALDO I. NIEBAS
Jefe de Laboratorio y
Despacho de Agua Potable
ENSA S.R.

ANEXO C - Cálculo da distribuição espacial do fluxo de nêutrons multigrupo simulado pelo código CITATION ^[65]

O objetivo deste anexo é apresentar a distribuição espacial do fluxo de nêutrons multigrupo do reator IPEN/MB-01, operando à potência de 100 W, calculada pelo código CITATION ^[69]. Os resultados obtidos permitiram uma análise comparativa dos dados experimentais das medidas realizadas.

A determinação da distribuição de fluxo de nêutrons em um núcleo depende das características da sua configuração. Neste trabalho o núcleo do reator IPEN/MB-01 utilizou uma configuração cilíndrica, consistindo de um arranjo com 30 varetas de diâmetro com *pitch* de 1,5 cm ^[70], onde foram retiradas 16 varetas centrais e este espaço foi preenchido de duas formas distintas: com água leve e com água pesada. Tanto em uma configuração quanto na outra, considerou-se que o reator estava operando a uma potência de 100 W e a uma temperatura de 20 °C. As barras de controle ficaram igualmente retiradas, a 85,09% para a configuração com água leve e 71,60% para a água pesada.

A metodologia de cálculo se baseou no programa HAMMER-TECHNION ^[71] para a geração de seções de choque de células homogeneizadas em forma de cubos com aresta de 1,5 cm. Utilizou-se diversas bibliotecas de seções de choque, como a ENDF/B-IV para o hidrogênio (¹H), o deutério (²H), urânio-235 (²³⁵U) e ouro (¹⁹⁷Au) e a ENDF/B-V para o urânio-238 (²³⁸U). Para os outros materiais foram utilizadas as bibliotecas citadas anteriormente, a ENDF/B-VI e a biblioteca de dados nucleares japonesa versão 3 (*Japanese Evaluated Nuclear Data Library version 3 - JENDL-3*). A seguir, o código CITATION ^[69], baseado na teoria de difusão de nêutrons, foi utilizado para calcular a distribuição de fluxo de nêutrons em geometria tridimensional (X, Y, Z) para quatro grupos de energia:

- Grupo 1, de 0,825 a 10 MeV;
- Grupo 2, de 5,53 keV a 0,825 MeV;
- Grupo 3, de 0,625 eV a 5,53 keV;
- Grupo 4, até 0,625 eV.

As distribuições energéticas de fluxo de nêutrons foram obtidas para as configurações em 35 posições especificadas na TAB. 7 e as posições foram representas por círculos pretos na FIG. 11. As sete primeiras posições correspondem as posições axiais, 637,

546, 455, 364, 273, 182 e 91, e as quatro posições posteriores correspondem a posições radiais, R1, R2, R4 e R5.

TABELA 7 - Coordenadas das posições.

Posição	Coordenadas		
	X(cm)	Y(cm)	Z(cm)
1	0	0	63,7
2	0	0	54,6
3	0	0	45,5
4	0	0	36,4
5	0	0	27,3
6	0	0	18,2
7	0	0	9,1
8	-15	-15	36,4
9	-7,5	-7,5	36,4
10	7,5	7,5	36,4
11	15	15	36,4
12	-15	-15	63,7
13	-7,5	-7,5	63,7
14	7,5	7,5	63,7
15	15	15	63,7
16	-15	-15	54,6
17	-7,5	-7,5	54,6
18	7,5	7,5	54,6
19	15	15	54,6
20	-15	-15	45,5
21	-7,5	-7,5	45,5
22	7,5	7,5	45,5
23	15	15	45,5
24	-15	-15	27,3
25	-7,5	-7,5	27,3
26	7,5	7,5	27,3
27	15	15	27,3
28	-15	-15	18,2
29	-7,5	-7,5	18,2
30	7,5	7,5	18,2
31	15	15	18,2
32	-15	-15	9,1
33	-7,5	-7,5	9,1
34	7,5	7,5	9,1
35	15	15	9,1

FIGURA 11 - Corte Axial do reator IPEN/MB-01 sem as 16 varetas centrais.com as 35 posições de medida.

As TAB. 8 e 9 apresentam as distribuições de fluxo de nêutrons em quatro grupos de energia nas 35 posições, para as configurações com água leve e pesada, respectivamente.

TABELA 8 - Distribuição do fluxo de nêutrons em quatro grupos de energia com a potência de 100 W para a configuração com água leve.

Posições	Fluxo de nêutrons $\bar{\phi} \text{ (n/cm}^2\text{s)}$			
	Grupo 1	Grupo 2	Grupo 3	Grupo 4
1	$2,09080 \times 10^8$	$2,46425 \times 10^8$	$2,68551 \times 10^8$	$9,85801 \times 10^8$
2	$5,22478 \times 10^8$	$6,02275 \times 10^8$	$6,31645 \times 10^8$	$2,03423 \times 10^9$
3	$7,96091 \times 10^8$	$9,14972 \times 10^8$	$9,60349 \times 10^8$	$3,09063 \times 10^9$
4	$8,91835 \times 10^8$	$1,02485 \times 10^9$	$1,07563 \times 10^9$	$3,46139 \times 10^9$
5	$8,21682 \times 10^8$	$9,44218 \times 10^8$	$9,90997 \times 10^8$	$3,18898 \times 10^9$
6	$5,98251 \times 10^8$	$6,87298 \times 10^8$	$7,21332 \times 10^8$	$2,32311 \times 10^9$
7	$2,59343 \times 10^8$	$3,03747 \times 10^8$	$3,31965 \times 10^8$	$1,23126 \times 10^9$
8	$8,20531 \times 10^8$	$9,49181 \times 10^8$	$8,33615 \times 10^8$	$8,16624 \times 10^8$
9	$1,07952 \times 10^9$	$1,23285 \times 10^9$	$1,09133 \times 10^9$	$1,14220 \times 10^9$
10	$1,05076 \times 10^9$	$1,20736 \times 10^9$	$1,06278 \times 10^9$	$1,06299 \times 10^9$
11	$7,51703 \times 10^8$	$8,68902 \times 10^8$	$7,57623 \times 10^8$	$7,39751 \times 10^8$
12	$1,90416 \times 10^8$	$2,27404 \times 10^8$	$2,09939 \times 10^8$	$2,84153 \times 10^8$
13	$2,48529 \times 10^8$	$2,93490 \times 10^8$	$2,72734 \times 10^8$	$3,93241 \times 10^8$
14	$2,36065 \times 10^8$	$2,82550 \times 10^8$	$2,58870 \times 10^8$	$3,46628 \times 10^8$
15	$1,71487 \times 10^8$	$2,05410 \times 10^8$	$1,87563 \times 10^8$	$2,51255 \times 10^8$
16	$4,82534 \times 10^8$	$5,60090 \times 10^8$	$4,89269 \times 10^8$	$4,68935 \times 10^8$
17	$6,33634 \times 10^8$	$7,26217 \times 10^8$	$6,39047 \times 10^8$	$6,54485 \times 10^8$
18	$6,09886 \times 10^8$	$7,05677 \times 10^8$	$6,14642 \times 10^8$	$5,97037 \times 10^8$
19	$4,38549 \times 10^8$	$5,09511 \times 10^8$	$4,41025 \times 10^8$	$4,20160 \times 10^8$
20	$7,32871 \times 10^8$	$8,47905 \times 10^8$	$7,44619 \times 10^8$	$7,28994 \times 10^8$
21	$9,63931 \times 10^8$	$1,10101 \times 10^9$	$9,74557 \times 10^8$	$1,01938 \times 10^9$
22	$9,37395 \times 10^8$	$1,07734 \times 10^9$	$9,48234 \times 10^8$	$9,47813 \times 10^8$
23	$6,70742 \times 10^8$	$7,75476 \times 10^8$	$6,76095 \times 10^8$	$6,59719 \times 10^8$
24	$7,55954 \times 10^8$	$8,74468 \times 10^8$	$7,67990 \times 10^8$	$7,52332 \times 10^8$
25	$9,94557 \times 10^8$	$1,13580 \times 10^9$	$1,00541 \times 10^9$	$1,05228 \times 10^9$
26	$9,68215 \times 10^8$	$1,11250 \times 10^9$	$9,79276 \times 10^8$	$9,79465 \times 10^8$
27	$6,92692 \times 10^8$	$8,00678 \times 10^8$	$6,98130 \times 10^8$	$6,81663 \times 10^8$
28	$5,50963 \times 10^8$	$6,37087 \times 10^8$	$5,59451 \times 10^8$	$5,48374 \times 10^8$
29	$7,24554 \times 10^8$	$8,27156 \times 10^8$	$7,32113 \times 10^8$	$7,66734 \times 10^8$
30	$7,05458 \times 10^8$	$8,10280 \times 10^8$	$7,13172 \times 10^8$	$7,13753 \times 10^8$
31	$5,04936 \times 10^8$	$5,83413 \times 10^8$	$5,08629 \times 10^8$	$4,96933 \times 10^8$
32	$2,36915 \times 10^8$	$2,80414 \times 10^8$	$2,60111 \times 10^8$	$3,63675 \times 10^8$
33	$3,10445 \times 10^8$	$3,63115 \times 10^8$	$3,39348 \times 10^8$	$5,06272 \times 10^8$
34	$3,02646 \times 10^8$	$3,56003 \times 10^8$	$3,31034 \times 10^8$	$4,74023 \times 10^8$
35	$2,17111 \times 10^8$	$2,56734 \times 10^8$	$2,36426 \times 10^8$	$3,31459 \times 10^8$

TABELA 9 - Distribuição do fluxo de nêutrons em quatro grupos de energia com a potência de 100 W para a configuração com água pesada.

Posições	Fluxo de nêutrons $\bar{\phi} \text{ (n/cm}^2\text{s)}$			
	Grupo 1	Grupo 2	Grupo 3	Grupo 4
1	$1,95894 \times 10^8$	$2,30861 \times 10^8$	$2,51476 \times 10^8$	$9,23366 \times 10^8$
2	$4,90539 \times 10^8$	$5,67080 \times 10^8$	$5,93935 \times 10^8$	$1,91172 \times 10^9$
3	$7,66821 \times 10^8$	$8,82475 \times 10^8$	$9,24825 \times 10^8$	$2,97410 \times 10^9$
4	$9,24973 \times 10^8$	$1,06200 \times 10^9$	$1,11344 \times 10^9$	$3,58006 \times 10^9$
5	$8,88946 \times 10^8$	$1,02048 \times 10^9$	$1,06985 \times 10^9$	$3,43956 \times 10^9$
6	$6,62774 \times 10^8$	$7,60647 \times 10^8$	$7,97426 \times 10^8$	$2,56580 \times 10^9$
7	$2,90250 \times 10^8$	$3,39634 \times 10^8$	$3,70841 \times 10^8$	$1,37463 \times 10^9$
8	$8,52549 \times 10^8$	$9,85011 \times 10^8$	$8,63668 \times 10^8$	$8,45560 \times 10^8$
9	$1,12136 \times 10^9$	$1,27910 \times 10^9$	$1,13039 \times 10^9$	$1,18227 \times 10^9$
10	$1,09025 \times 10^9$	$1,25129 \times 10^9$	$1,09959 \times 10^9$	$1,09908 \times 10^9$
11	$7,79963 \times 10^8$	$9,00513 \times 10^8$	$7,83877 \times 10^8$	$7,64888 \times 10^8$
12	$1,79183 \times 10^8$	$2,13895 \times 10^8$	$1,97392 \times 10^8$	$2,68167 \times 10^8$
13	$2,33334 \times 10^8$	$2,75463 \times 10^8$	$2,55896 \times 10^8$	$3,70252 \times 10^8$
14	$2,20266 \times 10^8$	$2,63638 \times 10^8$	$2,41489 \times 10^8$	$3,24791 \times 10^8$
15	$1,60350 \times 10^8$	$1,92033 \times 10^8$	$1,75286 \times 10^8$	$2,35793 \times 10^8$
16	$4,53049 \times 10^8$	$5,27779 \times 10^8$	$4,60803 \times 10^8$	$4,46757 \times 10^8$
17	$5,93126 \times 10^8$	$6,82505 \times 10^8$	$6,00042 \times 10^8$	$6,20509 \times 10^8$
18	$5,61417 \times 10^8$	$6,54713 \times 10^8$	$5,67515 \times 10^8$	$5,50123 \times 10^8$
19	$4,06955 \times 10^8$	$4,75427 \times 10^8$	$4,10652 \times 10^8$	$3,94059 \times 10^8$
20	$7,08403 \times 10^8$	$8,20676 \times 10^8$	$7,17245 \times 10^8$	$6,87148 \times 10^8$
21	$9,30635 \times 10^8$	$1,06448 \times 10^9$	$9,37414 \times 10^8$	$9,59839 \times 10^8$
22	$8,97643 \times 10^8$	$1,03525 \times 10^9$	$9,04207 \times 10^8$	$8,81393 \times 10^8$
23	$6,44185 \times 10^8$	$7,46566 \times 10^8$	$6,47021 \times 10^8$	$6,16915 \times 10^8$
24	$8,18891 \times 10^8$	$9,45996 \times 10^8$	$8,29421 \times 10^8$	$8,12016 \times 10^8$
25	$1,07737 \times 10^9$	$1,22874 \times 10^9$	$1,08584 \times 10^9$	$1,13565 \times 10^9$
26	$1,04860 \times 10^9$	$1,20325 \times 10^9$	$1,05736 \times 10^9$	$1,05688 \times 10^9$
27	$7,50077 \times 10^8$	$8,65848 \times 10^8$	$7,53690 \times 10^8$	$7,35447 \times 10^8$
28	$6,11094 \times 10^8$	$7,05660 \times 10^8$	$6,18629 \times 10^8$	$6,06011 \times 10^8$
29	$8,03685 \times 10^8$	$9,16270 \times 10^8$	$8,09603 \times 10^8$	$8,47300 \times 10^8$
30	$7,82462 \times 10^8$	$8,97518 \times 10^8$	$7,88609 \times 10^8$	$7,88743 \times 10^8$
31	$5,59962 \times 10^8$	$6,46116 \times 10^8$	$5,62350 \times 10^8$	$5,49076 \times 10^8$
32	$2,65436 \times 10^8$	$3,13769 \times 10^8$	$2,90627 \times 10^8$	$4,06262 \times 10^8$
33	$3,47843 \times 10^8$	$4,06344 \times 10^8$	$3,79185 \times 10^8$	$5,65564 \times 10^8$
34	$3,39101 \times 10^8$	$3,98377 \times 10^8$	$3,69889 \times 10^8$	$5,29551 \times 10^8$
35	$2,43227 \times 10^8$	$2,87249 \times 10^8$	$2,64142 \times 10^8$	$3,70239 \times 10^8$

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Disponível em: <http://www.eletronuclear.gov.br/SaibaMais/Espa%C3%A7odoConhecimento/Pesquisaescolar/EnergiaNuclear.aspx>. Acessado em janeiro de 2015.
- [2] Disponível em: <http://www.world-nuclear.org/Nuclear-Basics/Electricity-supplied-by-nuclear-energy>. Acessado em janeiro de 2015.
- [3] **Especificação nuclear do núcleo de placas de RMB para o reator IPEN/MB-02.** Relatório técnico RMB-10100-RD-020. IPEN/CNEN, São Paulo, 2015.
- [4] CNEN. **Relatório de atividades 2003/2010.** Comissão Nacional de Energia Nuclear, 2010.
- [5] LAMARSH, J. R. **Introduction to nuclear reactor theory.** Massachusetts, EUA: Addison-Wesley Publishing Company, inc., 1966.
- [6] BENSCH, F.; FLECK, C. M. **Prática de física de nêutrons: Experiências escolhidas e seus fundamentos.** Volume II. Viena: Comissão Nacional de Energia Nuclear, 1967.
- [7] DUDERSTADT, J. J.; HAMILTON, L. J. **Nuclear Reactor Analysis.** Michigan: John Wiley & Sons, Inc, 1976.
- [8] SCHMID, L. C. **Critical assemblies and reactor research.** Washington: John Wiley & Sons, Inc, 1971.
- [9] **Heavy water reactors: status and project development.** Technical reports series, ISSN 0074-1914 no. 407. Vienna: International Atomic Energy Agency, 2002.
- [10] Maffei, I. Comunicação pessoal em Abril de 2015.
- [11] SILVEIRA, E. **Instrumento de radiação.** São Paulo: Revista pesquisa FAPESP. 221 2014.
- [12] CARDOSO, E. M. **Aplicações da energia nuclear: Apostila Educativa CNEN.**
- [13] KHAN, L.A.; ISRAR, M.; ARSHAD, M.; KARIM, A.; AKHTAR, K.M.; MOQUIT, A. **Pakistan Research Reactor-1. Final Safety Analysis Report for Conversion to LEU Fuel and Power Upgradation, Revision-1.** Pakistan Res. React. 1992.
- [14] AHMED, R.; AHMAD, N.; KHAN, M. J.; TANVIR, M. **Utilization of high-density fuel and beryllium elements for the neutron flux enhancement in typical MTR type research reactors.** Prog. Nucl. Energy, v. 49, p. 246–252, 2007.

- [15] KHALA, H.; GHARIB, M. **Calculational tools to conduct experimental optimization in Tehran research reactor**. Ann. Nucl. Energy, v. 26, p. 1601–1610, 1999.
- [16] BITELLI, U. U. **Medida e cálculo da distribuição espacial e energética de nêutrons no núcleo do reator IEA-R1**. 1988. Dissertação (Mestrado). Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo.
- [17] BENSCH, F.; FLECK, C. M. **Física de nêutrons: Física e técnica dos detectores de ativação**. Viena: Comissão Nacional de Energia Nuclear, 1967.
- [18] FANARO, L. C. C. B. **Determinação experimental de índices espectrais por varredura gama de vareta combustível no reator IPEN/MB-01**. 2009. Tese (Doutorado). Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo.
- [19] MARTINS, F. P. G. **Medida do espectro de energia dos nêutrons no núcleo do reator IPEN/MB-01**. 2006. Dissertação (Mestrado). Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo.
- [20] GONÇALVES, L. B. **Calibração dos canais nucleares do reator IPEN/MB-01, obtida a partir da medida da distribuição espacial do fluxo de nêutrons térmicos no núcleo do reator através da irradiação de folhas de ouro infinitamente diluídas**. 2008. Dissertação (Mestrado). Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo.
- [21] MURA, L. F. L. **Medidas de taxas de reação nuclear e de índices espectrais ao longo do raio das pastilhas combustíveis do reator IPEN/MB-01**. 2010. Dissertação (Mestrado). Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo.
- [22] MURA, L. E. C. **Caracterização dos campos neutrônicos obtidos por meio de armadilhas de nêutrons no interior do núcleo do reator nuclear IPEN/MB-01**. 2011. Dissertação (Mestrado). Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo.
- [23] NUNES, B. G. **Determinação experimental de razões espectrais e do espectro de energia dos nêutrons no combustível do reator IPEN/MB-01**. 2012. Dissertação (Mestrado). Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo.
- [24] Aredes, V. O. G. **Caracterização do núcleo cilíndrico de menor excesso de reatividade do reator IPEN/MB-01, pela medida da distribuição espacial e energética do fluxo de nêutrons**. 2014. Dissertação (Mestrado). Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo.
- [25] PURGATO, R. T. **Medida do buckling e da probabilidade de fuga de nêutrons do núcleo do reator IPEN/MB-01**. 2014. Dissertação (Mestrado). Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo.
- [26] SILVA, A. F. P. **Calibração da potência do reator IPEN/MB-01 na configuração cilíndrica de menor excesso de reatividade obtida a partir da medida absoluta do fluxo médio de nêutrons**. 2014. Dissertação (Mestrado). Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo.

- [27] MAEDA, R. **Determinação experimental de parâmetros de física de reatores utilizando refletor de água pesada no reator IPEN/MB-01**. 2012. Dissertação (Mestrado). Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo.
- [28] MARQUES, A. **Medida do fluxo de Nêutrons térmicos do reator IPEN/MB-01 com detectores de ativação de fios de ^{197}Au** . 1995. Dissertação (Mestrado). Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo.
- [29] GREENBERG, R. R.; BODE, P.; FERNANDES, E. **Neutron activation analysis: A primary method of measurement**. Spectrochim. Acta Part B, v. 66, p. 193–241, 2011.
- [30] PROFIO, A. E. **Experimental reactor physics**. New York: John Wiley & Sons, 1976.
- [31] Disponível em: <https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html> . Acessado em setembro de 2014.
- [32] VUOLO, J. H. **Fundamentos da teoria de erros**. São Paulo: Edgard Blücher, 1996.
- [33] **Evaluation of measurement data – Guide to the expression of uncertainty in measurement**. (JCGM 100:2008).
- [34] PINTO, L. N. **Experimentos de efeitos de reatividade no reator nuclear-IPEN/MB-01**. 2012. Dissertação (Mestrado). Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo.
- [35] **MAESTRO -32® MCA Emulator for Microsoft® Windows® 2000 Professional and XP® Professional A65-B32 Software User's Manual**. 2006.
- [36] KNOLL, G. F. **Radiation detection and measurement**. Michigan: John Wiley & Sons, Inc.
- [37] CORRÊA, G. J. S. **Simulação de detecção de fótons em sistema espectrométrico de alta pureza (HPGe) usando o código MCNPX**. 2013. Dissertação (Mestrado). Instituto de Engenharia Nuclear, São Paulo.
- [38] BERGER, M. J.; HUBBELL, J. H. **National Institute of Standards and Technology/NIST. XCOM: Photon cross section database (version 1.5)**. Gaithersburg, MD. Disponível em: <http://physics.nist.gov/xcom>. Acesso em setembro de 2014.
- [39] ARBOCCÒ, F. F.; VERMAERCKE, P.; SNEYERS, L.; STRIJCKMANS, K. **Experimental validation of some thermal neutron self-shielding calculation methods for cylindrical samples in INAA**. J. Radioanal. Nucl. Chem., v. 291, p. 529–534, 2012.
- [40] MAIDANA, N. L. **Medida de seção de choque para reações de captura de nêutrons no ^{57}Co , ^{137}Cs e ^{241}Am considerando a formação de estados isoméricos**. 2000. Tese (Doutorado). Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo.

- [41] ILBERG, D.; SEGAL, Y. **On the measurement of the thermal neutron flux with foils.** Nucl. Instruments Methods, v. 61, p. 93–98, 1968.
- [42] MARTINHO, E.; SALGADO, J.; GONÇALVES, I. F. **Universal curve of the thermal neutron self-shielding factor in foils, wires, spheres and cylinders.** J. Radioanal. Nucl. Chem., v. 261, p. 637–643, 2004.
- [43] SALGADO, J.; GONÇALVES, I. F.; MARTINHO, E. **Epithermal neutron self-shielding factors in foils for collimated beams.** Appl. Radiat. Isot., v. 60, p. 677–681, 2004.
- [44] **Experimental investigation of the physical properties of WWER-type-uranium-water lattices.** Final report. Vol 1. Budapest, Akadémiai Kiadó, 1985.
- [45] GLOWER, D. D. **Experimental reactor analysis and radiation measurements.** Ohio: McGraw-Hill Book Company, 1965.
- [46] **Japan Atomic Energy Agency (JAEA) - Nuclear Data Center (NDC).** Disponível em: http://www.ndc.jaea.go.jp/j40fig/jpeg/cd113_fl.jpg. Acessado em janeiro de 2015.
- [47] MCELROY, W. N. **SAND. Neutron flux spectra determinations by multiple foil activation iterative method.** Oak Ridge National Laboratory.
- [48] SHULTIS, J. K.; FAW, R. E. **An MCNP primer.** Kansas State University, Manhattan, 2011.
- [49] **Rsicc Computer code collection MCNP4C: Monte Carlo N-Particle transport code system.** Los Alamos National Laboratory. Los Alamos, New Mexico.
- [50] SNOJ, L.; RAVNIK, M. **Calculation of Power Density with MCNP in TRIGA reactor.** Int. Conf. Nucl. Energy New Eur., p. 18–21, 2006.
- [51] **X-5 MONTE CARLO TEAM. MCNP - A general Monte Carlo N-Particle transport code, version 5.** OAK Ridge National Laboratory. Los Alamos, New Mexico, 2008.
- [52] SANTOS, A. Comunicação pessoal em novembro de 2014.
- [53] MARTIN, L. **Rsicc Data library collection MCNPXS.**
- [54] ZSOLNAY, E. M.; SZONDI, E. J. **Neutron spectrum determination by multiple foil activation method.** Budapest, 1982.
- [55] ZSOLNAY, E. M.; SZONDI, E. J. **Experiences with neutron spectrum unfolding codes in different neutron spectra.** Repot BME-TER-RES-3/82
- [56] BERG, S. Modification of SAND II. **Battelle Pacific Northwest Labs.** Richland, WA: p. 1–29, 1968.

- [57] PEREY, F. G. **Least - Square dosimetry unfolding: The program STAY'SL**.
- [58] **Oak Ridge National Laboratory - CITATION Code** (1972). Disponível em: <http://www.oecd-nea.org/tools/abstract/detail/ccc-0643>. Acessado em janeiro de 2015.
- [59] FADAEI, A. H.; SETAYESHI, S. **Control rod worth calculation for VVER-1000 nuclear reactor using WIMS and CITATION codes**. Prog. Nucl. Energy, v. 51, p. 184–191, 2009.
- [60] STEFANI, G. L. **Sobre a técnica de Rod Drop em medidas de reatividade integral em bancos de controle e segurança de reatores nucleares**. 2013. Dissertação (Mestrado). Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo.
- [61] HELENE, O. A. M.; VANIN, V. R. **Tratamento estatístico de dados em física experiemntal**. São Paulo: Editora Edgard Blucher Ltda, 1981.
- [62] ZSOLNAY, E. M. Comunicação pessoal. 1997.
- [63] SANTOS, A. **Cálculo da seção de choque do In-115**. Relatório Copesp RP 2300415173412. Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo.
- [64] BITELLI, U. U; FANARO, L. C. C. B.; CARNEIRO, Á. L. G. **Mapeamento de fluxo de nêutrons rápidos no reator IPEN/MB-01 - Medida e cálculo**. Relatório técnico. Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo, 1995.
- [65] LIMA, A. C. S.; BITELLI, U. U. **Cálculo da distribuição do fluxo de nêutrons (4 grupos) no núcleo cilíndrico 30x30 com flux trap d'água no centro do núcleo do reator IPEN/MB-01**. Relatório técnico IPEN-CEN-P&D-CENR-073-00. Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo, 2014.
- [66] Diniz, R. **Obtenção das constantes de decaimento e abundâncias relativas de nêutrons atrasados através da análise de ruído em reatores de potência zero**. 2005. Tese (Doutorado). Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo.
- [67] Disponível em: <https://www-nds.iaea.org/ngatlas2> . Acesso em setembro de 2014.
- [68] SANTOS, A.; JEREZ, R. **Three heavy reflector experiments in the IPEN/MB-01 reactor: Stainless Steel, Carbon Steel and Nickel**. Nuclear Data Sheets, v. 118, p. 568-570, 2014.
- [69] FOWLER, T. B.; VONDY, D. R.; CUNNINGHAM, G. W. **Nuclear reactor core analysis code: CITATION**. Oak Ridge National Laboratory. ORNLTM-2496, Rev. 2.
- [70] BITELLI, U. U; LIMA, A. C. S. **Relatório técnico. P&D.CENF.CENR.069.00**. Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo.
- [71] BAHREN, J.; RHOTENSTEIN, W.; TAVIV, E. **The HAMMER Code System Technion**. Haifa, Israel, NP: Israel Institute of Technology, 1978.