AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

**MEDIDAS DE TAXAS DE REAÇÃO NUCLEAR
E DE ÍNDICES ESPECTRAIS AO LONGO DO RAIO
DAS PASTILHAS COMBUSTÍVEIS DO REATOR IPEN/MB-01**

LUÍS FELIPE LIAMBOS MURA

**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
2010**

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES

Autarquia associada à Universidade de São Paulo

**MEDIDAS DE TAXAS DE REAÇÃO NUCLEAR
E DE ÍNDICES ESPECTRAIS AO LONGO DO RAIO
DAS PASTILHAS COMBUSTÍVEIS
DO REATOR IPEN/MB-01**

LUÍS FELIPE LIAMBOS MURA

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

Orientador: Dr. Ulysses d'Utra Bitelli

São Paulo

2010

*Dedico a minha amada esposa Erika pelo
carinho e apoio nas horas mais difíceis.*

*Dedico aos meus pais Luiz e Isabel por
me proporcionar estudos e pelo carinho.*

Agradecimentos

Ao Dr. Ulysses d'Utra Bitelli pela competente orientação, profissionalismo, dedicação e sincera amizade.

A Dra. Leda Cristina Cabelo Bernardes Fanaro pela amizade e colaboração na determinação da distribuição das taxas da reação nuclear nas pastilhas combustíveis através do código computacional MCNP.

Ao amigo Thiago Carluccio, pelo auxílio na modelagem e simulação do efeito de auto-blindagem no combustível nuclear e utilização da SGI para acelerar os resultados das simulações.

Ao operador Rogério Jerez, pela amizade e dedicação nas operações e em manter a bancada experimental de detecção gama em funcionamento.

Para a equipe de operadores do reator IPEN/MB-01: Rinaldo Fuga, César Luiz Veneziani, Reginaldo Gilioli e Marco Antonio Sabo, pela montagem de arranjos no núcleo e horas de operação do reator.

Ao Dr. Ricardo Diniz pela amizade e discussões sobre análise estatística e funcionamento dos canais nucleares.

A equipe da *Usinácio* pela usinagem de precisão dos colimadores, sem os quais, esse trabalho seria impossível. Agradeço também ao apoio desta empresa ao se importar e investir na formação de brasileiros como eu.

Ao Sr. Sabino por produzir a liga de chumbo, suporte de lucite e o contínuo processo de aperfeiçoamento dos colimadores.

Aos amigos do IPEN, Douglas Borges Domingues, Gabriel Angelo, Felipe Belonsi de Cintra, Pedro Carlos Russo Rossi e Rafael Muniz Rondon pelo convívio e constante troca de conhecimentos na área nuclear e correlatas.

Ao Dr. Paulo de Tarso Daledone Siqueira e ao Dr. Hélio Yoriaz pelos preciosos ensinamentos em métodos de monte carlo para transporte de radiação via código MCNP-4C.

A Luiz Carlos Oliveira e Maria Madalena Leonado Oliveira pelo apoio e confiança durante toda a minha jornada para produzir este trabalho.

MEDIDAS DE TAXAS DE REAÇÃO NUCLEAR
E DE ÍNDICES ESPECTRAIS AO LONGO DO RAIOS
DAS PASTILHAS COMBUSTÍVEIS DO REATOR IPEN/MB-01

LUÍS FELIPE LIAMBOS MURA

Resumo

Este trabalho apresenta as medidas das taxas de reação nuclear ao longo da direção radial da pastilha combustível por irradiação e posterior espectrometria gama de um fino disco de UO_2 com enriquecimento de 4,3% no reator IPEN/MB-01. A partir de sua irradiação, a taxa de captura radioativa e de fissão foram medidas em função do raio do disco utilizando um detector HPGe. Colimadores de chumbo foram utilizados para esse fim. O disco de UO_2 é inserido no interior de uma vareta combustível desmontável e esta é então colocada na posição central do núcleo do reator IPEN/MB-01 e irradiada durante uma hora sob um fluxo de nêutrons de aproximadamente $9 \times 10^8 \text{ n/cm}^2\text{s}$. Na espectrometria gama, 10 colimadores com diâmetros diferentes foram utilizados, consequentemente, as reações nucleares de captura radioativa que ocorrem nos átomos de ^{238}U e as fissões que ocorrem em ambos ^{235}U e ^{238}U são mensuradas em função de 10 regiões distintas do disco combustível. Correções de eficiência geométrica devido à introdução dos colimadores no sistema de detecção HPGe foram estimados usando o código MCNP-4C. Alguns valores calculados da taxa de reação nuclear de captura radioativa e fissão obtidos pela metodologia de Monte Carlo, utilizando o código MCNP-4C, são apresentados e comparados aos dados experimentais apresentando boa concordância. Além de taxas de reação nuclear, os índices espectrais ^{28}p e ^{25}o foram obtidos para cada raio do disco combustível.

MEASUREMENTS OF NUCLEAR REACTION RATES
AND SPECTRAL INDICES ALONG OF THE RADIUS
OF FUEL PELLETS AT IPEN/MB-01 REACTOR

LUÍS FELIPE LIAMBOS MURA

ABSTRACT

This work presents the measurements of the nuclear reaction rates along the radial direction of the fuel pellet by irradiation and posterior gamma spectrometry of a thin slice of fuel pellet of UO_2 with 4,3% enrichment. From its irradiation the rate of radioactive capture and fission have been measured as a function of the radius of the pellet disk using a HPGe detector. Lead collimators has been used for this purpose. Simulating the fuel pellet in the pin fuel of the IPEN/MB-01 reactor, a thin UO_2 disk is used. This disk is inserted in the interior of a dismountable fuel rod. This fuel rod is then placed in the central position of the IPEN/MB-01 reactor core and irradiated during 1 hour under a neutron flux of around $9 \times 10^8 \text{ n/cm}^2\text{s}$. For gamma spectrometry 10 collimators with different diameters have been used, consequently, the nuclear reactions of radioactive capture that occurs in atoms of ^{238}U and fissions that occur on both ^{235}U and ^{238}U are measured in function of 10 different region (diameter of collimator) of the fuel pellet disk. Corrections in the geometric efficiency due to introduction of collimators on HPGe detection system were estimated using photon transport of MCNP-4C code. Some calculated values of nuclear reaction rate of radioactive capture and fission along of the radial direction of the fuel pellet obtained by Monte Carlo methodology, using the MCNP-4C code, are presented and compared to the experimental data showing very good agreement. Besides nuclear reaction rates, the spectral indices $^{28}\rho$ and $^{25}\delta$ have been obtained at each different radius of the fuel pellet disk.

Sumário

1 -Introdução.....	13
1.1 Objetivos.....	17
2 -Fundamentos Teóricos.....	19
3 -Materiais e Métodos Experimentais.....	23
3.1 Introdução.....	23
3.2 Procedimento Experimental.....	24
3.2.1 Colimadores.....	28
3.2.2 Taxas de Reação Nuclear Epitérmica e a Utilização da Luva de Cádmio....	30
3.2.3 Taxa de Reação de Captura Radioativa no ^{238}U (unidades absolutas)....	32
3.2.4 Taxa de Reação de Fissão no U (unidades absolutas).....	35
3.2.5 Fatores de Correção	36
3.2.5.1 Auto-absorção Gama.....	37
3.2.5.2 Fator de Rampa.....	38
3.2.5.3 Fator de Normalização.....	40
3.2.5.4 Fator de Fissão no ^{235}U	40
3.2.6 Determinação Experimental dos Índices Espectrais ^{28}p e ^{25}d	41
3.2.7 Simulação do Espectro Neutrônico no Interior da Pastilha Combustível ...	42
3.3 Determinação de Incertezas.....	44
3.3.1 Propagação de Incertezas.....	44
4 -Correções de eficiência geométrica.....	46
4.1 Introdução.....	46
4.2 Simulação do SDG para Determinação da Eficiência.....	48
4.3 Determinação do FGC (Fator Geométrico do Colimador).....	51
4.3.1 Análise de confiabilidade dos fatores de correção geométrica.....	54
4.4 Determinação do FGA (Fator Geométrico dos Anéis).....	55
4.5 Taxas de Reação ao longo do raio da pastilha combustível.....	59
5 -Resultados.....	60
5.1 Introdução.....	60
5.2 Distribuição das Taxas de Reação Nuclear ao Longo da Direção	

Radial do Disco Combustível (unidades relativas e absolutas).....	62
5.3 Espectro Neutrônico no Interior da Pastilha Combustível.....	69
5.4 Índices Espectrais $28p^*$ e $25\delta^*$	73
6 -Conclusão e Discussão.....	77
7 -Sugestões para Trabalhos Futuros.....	81
ANEXO A – Reator nuclear IPEN/MB-01.....	83
A.1 Introdução.....	83
A.2 Descrição do Reator Nuclear IPEN/MB-01.....	84
ANEXO B - Características do Sistema de Detecção Gama	96
B.1 Detector HPGe.....	96
B.2 Eletrônica Associada.....	96
B.3 Geometria e Blindagem	97
B.4 Software MAESTRO.....	98
B.5 Características Gerais	100
ANEXO C – Determinação Experimental da Eficiência do Sistema de Detecção Gama (SDG).....	101
C.1 Introdução.....	101
C.2 Eficiência Global.....	101
C.3 Fonte Padrão.....	103
C.4 Resultados.....	104
ANEXO D – Constantes.....	107
ANEXO E - Modelagem do Sistema de Detecção Gama com o MCNP-4C.....	108
E.1 Funcionamento do MCNP	108
E.2 Estrutura do Arquivo de Entrada no MCNP (INPUT).....	110
E.3 Input do SDG.....	111
ANEXO F - Modelagem do Espectro Neutrônico no Interior da Vareta Combustível no MCNP-4C	115
8 -Referências Bibliográficas.....	123

Sumário de Figuras

FIGURA 3-1: Vareta Experimental e seus constituintes.....	25
FIGURA 3-2: Configuração Padrão Retangular 28 x 26 varetas combustíveis com a VE inserida na posição central M-14.....	26
FIGURA 3-3: Colimadores e filtros atenuadores de radiação secundária.....	29
FIGURA 3-4: Posicionamento de luva de cádmio e da vareta experimental na placa de acrílico.....	31
FIGURA 3-5: Posicionamento da placa de acrílico no núcleo do reator IPEN/MB-01....	31
FIGURA 3-6: Espectro com os fotopicos gerados pelo Neptúnio 239 e pelo Cério 143.	33
FIGURA 3-7: Curva de decaimento do ^{239}Np para determinação do C_0	34
FIGURA 3-8: Coeficiente de atenuação de massa do UO_2 em função a energia do fóton.....	38
FIGURA 3-9: Corte transversal da geometria da simulação para determinação do espectro de energia no combustível.....	43
FIGURA 4-1 - Variação do ângulo sólido devido a inserção do colimador no SDG.....	46
FIGURA 4-2: Variação do livre caminho médio do fóton conforme o ângulo θ	47
FIGURA 4-3: Imagem do corte transversal do sistema de detecção HPGe gerada no código MCNP-4C através do Vised.....	49
FIGURA 4-4: Comparação direta entre experimento e simulação com fonte de 8 mm de diâmetro.....	50
FIGURA 4-5: Eficiência da fonte de 8 mm com dados experimentais normalizados com relação ao maior valor obtido na simulação.....	51
figura1.....	52
FIGURA 4-7: Distribuição dos anéis concêntricos por região e diâmetro.....	55
FIGURA 4-8: Geometria com anel fonte da região 2 com colimador com 8,49 mm....	56
FIGURA 4-9: Perfil de distribuição das eficiências por região com o colimador de 3,823 mm (Número de histórias em cada simulação em vermelho).....	57

FIGURA 5-1: Distribuição da Taxa de Captura no ^{238}U experimental e calculada.....	62
FIGURA 5-2: Comparação entre a distribuição da Taxa de Captura epicádmio no ^{238}U experimental e calculada.....	63
FIGURA 5-3: Comparação entre a distribuição da Taxa de fissão experimental e calculada.....	64
FIGURA 5-4: Comparação entre a distribuição da Taxa de fissão epicádmio experimental e calculada.....	65
FIGURA 5-5: Comparação entre as taxas de reação nuclear de captura nas três faixas de energia do espectro neutrônico.....	67
FIGURA 5-6: Comparação entre as taxas de reação nuclear de fissão nas três faixas de energia do espectro neutrônico.....	68
FIGURA 5-7: Distribuição do fluxo neutrônico para as 10 regiões (anéis concêntricos) para a faixa de energia térmica.....	69
FIGURA 5-8: Distribuição do fluxo neutrônico para as 10 regiões (anéis concêntricos) para a energia de $2,5 \times 10^{-2}$ eV.....	70
FIGURA 5-9: Curva de sessão de choque total para o ^{238}U (azul), de captura radioativa para o ^{238}U (verde) e total para o ^{235}U (vermelho).....	71
FIGURA 5-10: Distribuição do fluxo neutrônico para as 10 regiões (anéis concêntricos) para a faixa de energia térmica.	71
FIGURA 5-11: Distribuições do fluxo neutrônico para as 10 regiões (anéis concêntricos) para as energias de 6,5, 22,7 e 37 eV.....	72
FIGURA 5-12: Valor do índice espectral $28p^*$ em função da região amostrada pelo colimador.....	73
FIGURA 5-13: Valor do índice espectral $25\delta^*$ em função da região amostrada pelo colimador.....	75
FIGURA A-1: Vista aérea do reator nuclear IPEN/MB-01.....	83
FIGURA A-2: Vista do núcleo: configuração retangular do reator IPEN/MB-01.....	85
FIGURA A-3: Diagrama esquemático das varetas combustíveis e de controle.....	87
FIGURA A-4: Estrutura metálica de sustentação do núcleo do reator.....	90

FIGURA A-5: Posicionamento em escala da distribuição dos canais nucleares no Reator IPEN/MB-01.....	92
FIGURA B-1 - Características da eletrônica da bancada experimental associada ao detector HPGe.....	97
FIGURA B-2: Corte transversal da geometria do castelo de chumbo e do detector HPGe (imagem criada no MCNP-4C).....	98
FIGURA C-1 – Eficiência da 6a gaveta em função da energia e ajuste linear com tempo de contagem igual a 56200 s (escala logaritimica exponencial).....	105

Sumário de Tabelas

Tabela 3-1: Dimensões dos furos dos colimadores e seus respectivos valores nominais.....	29
Tabela 4-1: Correção de eficiência em razão da introdução dos colimadores no sistema de medição para energia de 277,6 keV.	53
Tabela 4-2: Correção de eficiência em razão da introdução dos colimadores no sistema de medição para energia de 293,3 keV.....	53
Tabela 4-3: Valores de FGC.....	54
Tabela 4-4: Eficiência de medida dos anéis em cada colimador para as energias de 277,6 keV e 293,3 keV.....	58
Tabela 5-1: Características da irradiação com disco nu.....	61
Tabela 5-2: Características da irradiação com luva de cádmio.....	61
Tabela 5-3: Taxa de reação de captura no ^{238}U (TC238) experimental e calculada..	62
Tabela 5-4: Taxa de reação de captura epicádmio no ^{238}U (TC238(epicádmio)) experimental e calculada.....	63
Tabela 5-5: Taxa de reação nuclear de fissão (TF) experimental e calculada.....	64
Tabela 5-6: Taxa de reação nuclear de fissão epicádmio (TF(epicádmio)) experimental e calculada.	65
Tabela 5-7: Valores de Taxa de Reação Nuclear (unidades absolutas) sem colimador.	66
Tabela 5-8: Taxa de Reação Nuclear de Captura no ^{238}U (unidades absolutas).....	67
Tabela 5-9: Taxa de Reação Nuclear de Fissão no U (unidades absolutas).....	68
Tabela 5-10: Índice Espectral $^{28}\text{p}^*$	73
Tabela 5-11: Índice Espectral $^{25}\text{d}^*$	74

Sumário de Siglas

FGA - Fator Geométrico dos Áneis

FGC - Fator Geométrico dos Colimadores

FWHM - Full Width at Half Maximum (largura a meia-altura)

HPGe - Hiperpure Germanium Detector

MCNP - Monte Carlo N-Particle Code

SDG - Sistema de Detecção Gama

VE - Vareta Experimental

C8 - Taxa de Reação Nuclear de Captura no Urânio-238 em Unidades Absolutas.

F - Taxa de Reação Nuclear de Fissão no Urânio em Unidades Absolutas.

²⁸p* - Índice Espectral Ro-28 perturbado pela luva de cádmio (valor relativo).

²⁵δ* - Índice Espectral Delta-25 perturbado pela luva de cádmio (valor relativo).

1 - INTRODUÇÃO

O conhecimento das taxas de reação nuclear no combustível nuclear é um problema fundamental na área de Física de Reatores. De seu conhecimento podemos obter informações extremamente importantes sobre a operação e segurança de um reator nuclear.

A partir dos valores precisos e acurados dessas taxas, torna-se possível a determinação de parâmetros tais como taxa de queima do combustível e fator de conversão de núclídeos férteis em físséis no núcleo do reator e assim determinar o tempo do ciclo de paradas para recarregamento de uma central nuclear, e conseqüentemente, a otimização de sua operação [1].

Outro parâmetro fundamental derivado dessas taxas é o espectro de energia dos nêutrons. Através deste, é possível estimar o tempo de vida de uma usina nuclear, já que, o fluxo de nêutrons rápidos determina a fragilização do vaso de pressão, grade espaçadora, encamisamento e demais componentes do núcleo devido a danos por radiação [2].

No quesito segurança, as taxas de reação nuclear permitem estimar de forma precisa a taxa de geração de calor, verificando se as mesmas se encontram dentro das especificações técnicas de projeto, diminuindo riscos envolvidos durante operações, que conseqüentemente resultam em redução de custos e aumento da aceitação da energia nuclear pela população em geral.

Dada a grande dificuldade experimental de se medir as taxas de reação nuclear no combustível do reator, estas são normalmente estimadas a partir de cálculos de Física de Reatores que utiliza vários

códigos computacionais, dentre eles o MCNP (Monte Carlo N-Particle Code) e suas bibliotecas de dados nucleares associadas (ENDF, JENDL, JEFF)[3,4,5]. Muitos destes valores calculados se valem de cálculos de auto-blindagem nas ressonâncias do ^{238}U obtidas a partir de métodos como o de NORDHEIM [6] e BONDARENKO [7].

No processo de validação e verificação destas metodologias e das bibliotecas de dados nucleares associadas, experimentos que possam ser considerados padrões de comparação (*benchmarks*) são necessários. O reator IPEN/MB-01 tem dado uma contribuição fundamental [8-13], principalmente por ser um reator de pesquisa com características e composição bem estabelecidas, sendo uma instalação experimental versátil onde é possível inserir diversos tipos de amostras e alterar facilmente a geometria do núcleo.

Os chamados índices espectrais são parâmetros integrais extremamente importantes que correlacionam teoria e experimentos no projeto de núcleos de reatores nucleares. A partir destes é possível verificar o nível de exatidão e precisão dos diversos códigos da área de física de reatores, utilizados no projeto e acompanhamento operacional de reatores nucleares, no que tange a melhor metodologia de cálculo, modelagens adequadas, bem como as bibliotecas de dados nucleares que melhor se adequam numa comparação cálculo-experimento.

Atualmente, a área de física de reatores atravessa um período de evolução, principalmente na interpretação física de vários fenômenos que envolvem medidas de taxa de reação nuclear e índices espectrais. Historicamente, esses valores apresentaram várias discrepâncias entre teoria e experimento, como por exemplo, a superestimativa da seção de choque de captura do ^{238}U , a qual acarreta em discrepâncias entre o

índice espectral $^{28}\rho$ [14] calculado e medido do fator de multiplicação efetivo.

Por vários anos, métodos e bibliotecas de dados nucleares aplicados à área de física de reatores impuseram restrições severas nas previsões teóricas (calculadas). Era comum adotar procedimentos empíricos tais como o ajuste das seções de choque para obter melhor concordância entre teoria e experimento [15,16]. Os principais progressos alcançados na comparação teoria-experimento devem-se aos avanços nas seguintes áreas: dados nucleares, técnicas de medidas de parâmetros nucleares e aumento significativo na velocidade de processamento dos computadores atuais, já que estes, realizam em segundos, cálculos que na década de 80 levavam dias. Os códigos computacionais que fazem transporte de partículas foram fortemente beneficiados por esse avanço tecnológico.

Os índices espectrais $^{28}\rho$ e $^{25}\delta$ têm sido determinados por meio da irradiação de discos de urânio sem (nus) e com cobertura de cádmio [17]. Normalmente, são utilizadas discos de urânio empobrecido para o $^{28}\rho$ e altamente enriquecidas para o $^{25}\delta$. Porém, nos trabalhos anteriores não houve a preocupação em determinar como esses índices espectrais variam no interior da pastilha combustível.

Medidas de distribuição de taxas de reação nuclear ao longo da direção radial das pastilhas combustíveis são realizadas pelo mundo utilizando uma poderosa técnica de caracterização de combustíveis irradiados conhecida como EPMA (*electron probe microanalysis*) [18]. A distribuição espacial do Urânio, Plutônio e de alguns produtos de fissão podem ser analisados quantitativamente através dela.

Recentemente, pesquisadores vem aplicando a técnica de SIMS (*secondary ion mass spectrometry*) para a estimativa das distribuições das taxas de reação nuclear no interior das pastilhas combustíveis de reatores de potência [19]. Ela é normalmente utilizada para analisar a composição de superfícies sólidas e filmes finos por pulverização catódica da superfície da amostra com um feixe primário de íon focalizado e posterior análise de projeções dos íons secundários através de espectrômetros de massa.

Ambas as técnicas tem limitações de detecção de aproximadamente 10^{12} átomos por centímetro cúbico, sendo muito utilizadas em reatores de potência com o auxílio de células quentes para manipular pastilhas combustíveis irradiadas [20]. Porém no caso do reator IPEN/MB-01 a taxa de fissão de urânio é de aproximadamente 10^8 reações/(s.cm³) no combustível, ou seja, ao longo de 1 hora de irradiação ocorreriam aproximadamente 10^{11} fissões por centímetro cúbico. Logo, além de demandar um elevado custo, estas técnicas não são capazes de mensurar quantitativamente a distribuição das taxas de reação nuclear neste reator.

Nesse contexto, o presente trabalho apresenta uma nova técnica experimental para a mensurar a variação na direção radial das taxas de captura radiativa no ^{238}U e taxas de fissão no ^{238}U e ^{235}U . A partir dos resultados obtidos através desta técnica é determinado o comportamento dos índices espectrais ^{28}p e ^{25}d no interior do combustível. Ela se baseia na utilização de colimadores de chumbo que amostram as regiões internas de discos combustíveis, irradiados no interior de varetas combustíveis desmontáveis, durante sua espectrometria gama.

Por fim, esse trabalho da sequência a uma série de experimentos realizados no reator IPEN/MB-01 visando a obtenção dos índices espectrais e novos *bechmarks*. Recentemente, duas teses de doutorado foram produzidas com esse tema. A primeira, por Bitelli [21] representou o primeiro passo referente aos procedimentos experimentais neste campo de pesquisa ao determinar de forma absoluta os valores dos índices espectrais $^{28}\rho$, $^{25}\delta$, $^*C$ e C8/F no reator IPEN/MB-01. A segunda, produzida por Fanaro [22] objetivou obter de forma relativa valores de $^{28}\rho^*$ e $^{25}\delta^*$ a fim de validar a metodologia de cálculo e várias bibliotecas de dados nucleares associadas (ENDF/B, JENDL e JEFF). Assim, a obtenção desses parâmetros se torna então uma base confiável para comparação entre cálculo e experimento principalmente para a estimativa da auto-blindagem do combustível nuclear que é um dos principais objetos de estudo do presente trabalho.

1.1 Objetivos

São 6 os objetivos do presente trabalho:

1. Validar uma nova técnica experimental para mensurar a variação, na direção radial, das taxas de reação nuclear de captura radioativa no ^{238}U e fissão no ^{238}U e ^{235}U , baseada na introdução de colimadores de chumbo durante a espectrometria gama de discos combustíveis irradiados.
2. Determinar os fatores de correção de eficiência geométrica devido a introdução dos colimadores no sistema de detecção gama existente no laboratório do reator IPEN/MB-01 utilizando o código computacional MCNP-4C.

3. Medir as taxas de reação nuclear de captura e fissão ao longo do raio das pastilhas combustíveis do reator IPEN/MB-01 em todo o espectro de energia neutrônico, na faixa de energia epicádmio e na faixa de energia subcádmio.
4. Medir os índices espectrais ^{28}p e ^{25}d ao longo do raio das pastilhas combustíveis do reator IPEN/MB-01.
5. Comparar os resultados obtidos experimentalmente com valores calculados via MCNP com a biblioteca de dados nucleares ENDF/B-VI.
6. Determinar o espectro neutrônico nos dez anéis concêntricos amostrados pelos colimadores, via MCNP com a biblioteca de dados nucleares ENDF/B-VI, para verificar o efeito de auto-blindagem nas varetas combustíveis do reator IPEN/MB-01.

2 - FUNDAMENTOS TEÓRICOS

Através do fator de multiplicação de nêutrons (K_{eff}) é possível determinar a evolução da população de nêutrons no núcleo de um reator nuclear térmico [23,24]. Esse fator é geralmente definido como:

$$k_{eff} = \eta \cdot \varepsilon \cdot p \cdot f \cdot L_f \cdot L_t \quad (2.1)$$

onde η é o número médio de nêutrons emitidos por fissão, ε é o fator de fissão rápida, p é a probabilidade de escape as ressonâncias, f é a fração de nêutrons térmicos absorvidos pelo combustível nuclear, L_f e L_t são a probabilidade de não fuga dos nêutrons epitérmicos e térmicos do reator respectivamente. Esses parâmetros são geralmente calculados através de códigos computacionais devido a grande dificuldade em determina-los experimentalmente.

Como alternativa, opta-se pela determinação de razões espectrais, que além de passíveis de serem medidas, servem como parâmetro de avaliação de metodologias de cálculo e das bibliotecas de dados associadas a elas.

Essas razões espectrais são geralmente definidas como razões entre taxas de reação nuclear em diferentes faixas de energia, caracterizando indiretamente o espectro neutrônico na região mensurada. Neste contexto, é necessário definir o que são as taxas de reação nuclear em um determinado material do reator exposto a um fluxo de nêutrons [25]. A taxa de reação nuclear é definida como:

$$R = \int_{E_0}^E \Phi(E) \sigma_{i,j}(E) N dE \quad (2.2)$$

Sendo: $\Phi(E)dE$ = Fluxo de nêutrons com energia cinética entre E e $E + dE$;

$\sigma_{i,j}(E)$ = Seção de choque do tipo i e material j para nêutrons com energia cinética E ;

N = Número de núcleos alvo por cm^3 no material j .

Do ponto de vista experimental, os limites dessa integral são determinados conforme o material utilizado como filtro para limitar a energia dos nêutrons que provocam as reações nucleares a serem discriminadas no alvo. No caso do filtro de cádmio com 0,5 mm de espessura, por exemplo, a energia de corte é de aproximadamente 0,55 eV, tornando-o um bom material para discriminar reações nucleares provocadas por nêutrons na região epitérmica (acima de 0,625 eV), porém como a energia de corte do cádmio não é exatamente a energia que separa as regiões térmica e epitérmica é utilizado o termo epicádmio (Repicádmio) para descrever a faixa de energias acima de 0,55 eV.

Partindo das taxas de reação os índices espectrais ou razões espectrais são definidos como [25]:

$$IE_i = \frac{\int_{E_1}^{\infty} \sigma_i(E) \Phi(E) dE}{\int_0^{E_1} \sigma_i(E) \Phi(E) dE} = \frac{R_{E_1 \rightarrow \infty}}{R_{0 \rightarrow E_1}} \quad (2.3)$$

onde: $R_{E_1 \rightarrow \infty}$ = Taxa de Reação Nuclear no espectro de energia entre E_1 e a energia máxima dos nêutrons no alvo.

$R_{0 \rightarrow E_1}$ = Taxa de Reação Nuclear no espectro de energia entre a energia mínima dos nêutrons no alvo até E_1 .

Os índices espectrais $^{28}\rho$ e $^{25}\delta$ são representativos da geometria e composição do Reator IPEN/MB-01. Eles caracterizam a taxa de captura no ^{238}U e a taxa de fissão no ^{235}U respectivamente, sendo passíveis de serem determinados experimentalmente. O índice espectral $^{28}\rho$ é

definido como:

$${}^{28}\rho = \frac{{}^{28}N \int_{E_{cd}}^{\infty} \sigma_{C-238}(E) \Phi(E) dE}{{}^{28}N \int_0^{E_{cd}} \sigma_{C-238}(E) \Phi(E) dE} = \frac{\text{Taxa de Captura Epitérmica no } {}^{238}\text{U}}{\text{Taxa de Captura Térmica no } {}^{238}\text{U}} \quad (2.4)$$

onde: $\sigma_{C-238}(E)$ = Sessão de choque microscópica de captura no ${}^{238}\text{U}$ para a energia E .

${}^{28}N$ = Número de átomos de ${}^{238}\text{U}$ por cm^3 .

Já, o índice espectral ${}^{25}\delta$ é definido como:

$${}^{25}\delta = \frac{{}^{25}N \int_{E_{cd}}^{\infty} \sigma_{C-235}(E) \Phi(E) dE}{{}^{25}N \int_0^{E_{cd}} \sigma_{C-235}(E) \Phi(E) dE} = \frac{\text{Taxa de Fissão Epitérmica no } {}^{235}\text{U}}{\text{Taxa de Fissão Térmica no } {}^{235}\text{U}} \quad (2.5)$$

onde: $\sigma_{C-235}(E)$ = Sessão de choque microscópica de captura no ${}^{238}\text{U}$ para a energia E .

${}^{25}N$ = Número de átomos de ${}^{238}\text{U}$ por cm^3 .

Não existem filtros neutrônicos para altas energias, logo para determinar taxas de reação na faixa de energia térmica (abaixo de 0,625 eV) é necessário fazer duas irradiações, uma com filtro de cádmio e uma sem filtro de cádmio (nua). Assim, através da diferença entre a taxa de reação nuclear em todo o espectro de energia (R_{Total}) e a taxa de reação epicádmio obtêm-se a taxa de reação subcádmio ($R_{subcádmio}$), que a não ser por um pequeno fator de correção, pode ser considerada a taxa de reação nuclear térmica. Os índices espectrais ficam então definidos como [21]:

$$IE_i = \frac{R_{epicádmio}}{R_{Total} - R_{epicádmio}} = \frac{1}{R_{cd} - 1} \quad \text{onde} \quad R_{cd} = \frac{R_{Total}}{R_{epicádmio}} \quad (2.6)$$

Quando R_{Total} e $R_{epicádmio}$ são mensurados sob as mesmas condições de

irradiação e de medida, a razão de cádmio (R_{cd}) só dependerá das atividades dos alvos ao término da irradiação, fato que está demonstrado no capítulo a seguir.

A determinação do parâmetro $^{28}\rho$ está relacionada a probabilidade de escape as ressonâncias do ^{238}U , segundo a seguinte relação [24,26,27]:

$$^{28}\rho = \frac{1-p}{p \cdot f \cdot F} \text{ onde } F = \frac{\Sigma_T^{28}}{\Sigma_T^U} \quad (2.7)$$

sendo: Σ_T^{28} = Seção de choque macroscópica de absorção térmica no ^{238}U .

Σ_T^U = Seção de choque macroscópica de absorção térmica no combustível como um todo (captura e fissão).

Observando a expressão 2.7, fica evidente que o índice espectral $^{28}\rho$ é anti-correlacionado com o parâmetro p , ou seja, quanto menor o valor de $^{28}\rho$ maior será a probabilidade de fuga às ressonâncias num sistema neutrônico e vice-versa. Desse fato vem a importância na determinação desse índice espectral.

Por fim, a determinação do índice espectral $^{25}\delta$ está diretamente correlacionada ao fator de fissão rápida ε de um reator térmico, ou seja, quanto maior o valor de ε maior o valor de $^{25}\delta$ servindo então como referência da faixa espectral que o reator opera.

3 - MATERIAIS E MÉTODOS EXPERIMENTAIS

3.1 Introdução

Os valores de taxa de reação nuclear ao longo do raio das pastilhas combustíveis foram obtidos através da técnica de ativação neutrônica. Essa técnica baseia-se em irradiar alvos de materiais estáveis ou não produzindo núclídeos radioativos. Esses núclídeos radioativos podem ser identificados pelo tipo de radiação, pela energia da radiação e pela intensidade da radiação emitida por eles ou através de sua meia-vida. Quando o material irradiado tem sua composição bem definida é possível determinar fluxo neutrônico e espectro neutrônico. Sendo assim, essa técnica é de fundamental importância para experimentos na área de física de reatores [28].

A análise por ativação neutrônica tem alta sensibilidade, e por esse motivo, é muito utilizada em experimentos no reator IPEN/MB-01 onde o fluxo médio de nêutrons térmicos é da ordem de 9×10^8 (n/cm²s) provocando baixa magnitude nos valores das taxas de reações nucleares e consequentemente induzindo baixas atividades radioativas nos alvos irradiados [21].

Nesse trabalho foram irradiados discos de UO₂ (enriquecidos a 4,3%) no núcleo do reator IPEN/MB-01 (vide Anexo A). Durante a irradiação ocorrem reações de captura radioativa no ²³⁸U e de fissão majoritariamente no ²³⁵U. Ao decair, os produtos dessas reações nucleares emitem fótons com energias bem definidas, que são posteriormente monitorados através do Sistema de Detecção Gama (SDG). Esse sistema, descrito no Anexo B, realiza a espectrometria gama do disco de UO₂ irradiado. Durante a espectrometria são gerados fotopicos integrais provenientes do decaimento desses radionuclídeos.

Os fotopicos são diretamente proporcionais as taxas de reação nuclear nas pastilhas combustíveis. Assim, quando multiplicados por fatores como eficiência do detector, probabilidade de emissão gama, rendimento de fissão, entre outros descritos nesse capítulo, obtêm-se valores absolutos da taxa de reação nuclear correspondente.

Para discriminar as diferentes regiões do disco combustível irradiado foram desenvolvidos colimadores de chumbo com os seguintes diâmetros de abertura: 2,692 mm, 3,823 mm, 4,68 mm, 5,373 mm, 6,002 mm, 6,577 mm, 7,126 mm, 7,654 mm, 8,125 mm e 8,492 mm. Durante a espectrometria gama estes colimadores são inseridos no SDG atenuando fótons gerados em regiões indesejadas dos discos, proporcionando assim, a obtenção de valores relativos da distribuição das taxas de reação nuclear ao longo do raio das pastilhas combustíveis. Estes valores são o objetivo principal desse trabalho.

A inserção desses colimadores sobre os discos de UO_2 gera uma alteração na eficiência geométrica do SDG. Para corrigir esse efeito foi utilizado o transporte de fótons do código computacional MCNP-4C. A completa descrição dos procedimentos experimentais esta descrita a seguir.

3.2 Procedimento Experimental

As medidas dos valores de taxa de reação de captura no ^{238}U e fissão do ^{235}U e ^{238}U foram realizadas irradiando alvos de UO_2 enriquecido a 4,3% (mesmo enriquecimento do combustível do reator IPEN/MB-01). Esses alvos são produzidos a partir do corte transversal de pastilhas combustíveis do reator IPEN/MB-01, reduzindo a espessura das mesmas de 10,5 mm para valores inferiores a 1 mm. Essa pequena espessura evita grandes perdas por auto-absorção durante a

espectrometria gama.

Após a confecção do alvo, o mesmo é inserido no interior de uma vareta experimental (VE), vide figura 3-1. A VE é uma vareta combustível especial com as mesmas características das varetas do reator IPEN/MB-01, sendo a grande diferença desta para uma vareta combustível comum a possibilidade de desmontá-la para a inserção de alvos em seu interior e em seguida vedá-la novamente, impedindo que a água (moderador) entre em seu interior.

FIGURA 3-1: Vareta Experimental e seus constituintes.

O disco é posicionado entre as pastilhas 9 (inferior) e 10 (superior), correspondendo a uma cota axial de 94,5 mm acima do início do comprimento ativo do combustível no núcleo do reator. A VE é então posicionada na posição M-14 (central) do núcleo do reator, sendo a configuração de varetas no núcleo a padrão retangular 28x26 varetas combustíveis (Figura 3-2).

O posicionamento do disco no núcleo fica distante das barras de controle durante a irradiação, ou seja, fica em uma região assintótica do fluxo de nêutrons, livre das perturbações geradas pela movimentação de barras durante a operação e também do aumento de magnitude do fluxo de nêutrons devido a proximidade ao refletor.

FIGURA 3-2: Configuração Padrão Retangular 28 x 26 varetas combustíveis com a VE inserida na posição central M-14.

A vareta combustível desmontável contendo o disco de UO_2 é então irradiada por 1 hora a potência de 100 watts monitorada pelos canais nucleares 5 e 6. A temperatura do moderador durante a

irradiação é monitorada através de 12 termopares distribuídos uniformemente ao longo do núcleo.

Após a irradiação, a VE é retirada do núcleo do reator, sob monitoração da proteção radiológica e transportada para o laboratório para ser desmontada no interior de uma capela de chumbo (*Gloved Box*), a fim de se retirar o disco de UO_2 irradiado e dar início a espectrometria gama no SDG. Tal sistema, calibrado em energia, tem a sua curva de eficiência global de contagem obtida a partir de uma fonte padrão de ^{152}Eu (procedimento esta descrito no Anexo C). A distância utilizada para espectrometria gama do disco é de aproximadamente 5,9 cm do detector, correspondente à 6ª gaveta em distância no castelo de chumbo do sistema HPGe.

Como citado anteriormente, para amostrar as diferentes taxas de reação ao longo do raio do combustível são introduzidos colimadores de chumbo no SDG sobre os discos de UO_2 . Para tanto, é necessário obter espectros, para cada um dos dez colimadores, de um mesmo disco irradiado. Como a atividade do disco diminui com o tempo, a espectrometria é iniciada com colimadores com menor diâmetro de abertura. Assim, primeiro são adquiridos 12 espectros de 1 hora para o colimador com 2,692 mm de abertura. Em seguida, são adquiridos 24 espectros de 30 minutos para o colimador com 3,823 mm de abertura seguidos de 48 espectros com 15 minutos de duração para os colimadores com abertura igual a 4,68 mm, 5,373 mm, 6,002 mm, 6,577 mm, 7,126 mm, 7,654 mm, 8,125 mm. Esse procedimento gerou espectros com incertezas nas contagens dos fotopicos de no máximo 8% (colimador com abertura de 2,692 m). Por fim, é realizada uma espectrometria gama do disco de UO_2 sem colimador para determinar uma medida de referência para a determinação das taxas de reação em unidades absolutas.

3.2.1 Colimadores

Os colimadores possuem simetria cilíndrica, idêntica a dos discos combustíveis irradiados. Essa geometria possibilita a discriminação de fótons provenientes de diferentes regiões dos discos combustíveis (anéis concêntricos). Os diâmetros das aberturas dos colimadores podem ser visualizados na tabela 3-1.

As aberturas centrais dos colimadores foram fabricadas pelo processo de eletroerosão a fio cuja precisão para cortes em chumbo é da ordem de milésimo de milímetro podendo chegar a precisão de décimos de micron para peças de aço [29]. Os colimadores podem ser visualizados na figura 3-3 juntamente com os filtros associados.

Esses novos colimadores são a evolução de antigos modelos desenvolvidos, anteriormente produzidos com brocas, gerando furos cônicos cujas áreas dos anéis encobertos do disco variavam. O novo modelo permite que os anéis encobertos tenham a área aproximadamente constante e suas paredes estejam perfeitamente paralelas [30,31].

Associados ao colimador também são utilizados filtros que atenuam a radiação primária e também os raios-X secundários provenientes do espalhamento dos fótons. O primeiro filtro é uma camada de chumbo que serve como atenuante primário e os dois filtros posteriores são de cobre e alumínio que atenuam quase completamente os fótons espalhados no interior do castelo de chumbo e também os raios-X secundários.

Tabela 3-1: Dimensões dos furos dos colimadores e seus respectivos valores nominais.

Valor Nominal	Diâmetro do Colimador (mm)	Área de amostragem do colimador (mm ²)	Porcentagem da Área Amostrada (%)
1	2,692 ± 0,005	5,692	10,05
2	3,823 ± 0,005	11,479	20,27
3	4,68 ± 0,005	17,202	30,37
4	5,373 ± 0,005	22,674	40,03
5	6,002 ± 0,005	28,293	49,95
6	6,577 ± 0,005	33,974	59,98
7	7,126 ± 0,005	39,883	70,41
8	7,654 ± 0,005	46,012	81,23
9	8,125 ± 0,005	51,849	91,54
10	8,492 ± 0,005	56,639	100

* Incerteza do diâmetro do colimador é a rugosidade deixada na superfície do corte.

Infelizmente a introdução desses colimadores também produz uma redução na eficiência geométrica do SDG [28]. Essa alteração na geometria é corrigida utilizando o programa computacional MCNP-4C e será devidamente abordada posteriormente.

FIGURA 3-3: Colimadores e filtros atenuadores de radiação secundária.

3.2.2 Taxas de Reação Nuclear Epitérmica e a Utilização da Luva de Cádmio

Com a finalidade de eliminar a contribuição de nêutrons térmicos no disco de UO_2 , utiliza-se uma luva de cádmio com 7 cm de altura e 0,5 mm de espessura ao redor da vareta combustível experimental centrada na cota 94,5 mm (posicionamento do disco combustível). O cádmio tem alta seção de choque para nêutrons térmicos possibilitando a discriminação desses nêutrons com energia inferior a 0,55 eV (energia de corte para uma lâmina de cádmio com 0,5 mm de espessura), ou seja, absorve quase completamente todos os nêutrons com energia inferior, impedindo-os de induzir reações nucleares no combustível [53].

Através da irradiação do alvo com a luva de cádmio é possível determinar taxas de reação nuclear epitérmica. Para taxas de reação nuclear térmica é necessário fazer a diferença entre a taxa de reação nuclear total (sem cádmio) e a taxa de reação nuclear epitérmica (com cádmio), obviamente, considerando as diferenças entre as irradiações, como o fator de rampa e a normalização de potência de irradiação a partir das contagens do canal nuclear 10 do reator IPEN/MB-01. Esse canal fica mais distante das barras de controle do núcleo tornando-o uma boa referência da condição de irradiação.

Utilizando uma fita adesiva, a parte central da luva de cádmio é afixada em uma placa de lucite que serve de suporte para que a luva encamise externamente a vareta combustível experimental e consequentemente, o disco de UO_2 . A placa de lucite é inserida entre as fileiras L e M das varetas combustíveis no núcleo do reator. Nas figuras 3-4 e 3-5 estão apresentados o arranjo experimental e sua disposição no núcleo do reator.

FIGURA 3-4: Posicionamento de luva de cádmio e da vareta experimental na placa de acrílico.

FIGURA 3-5: Posicionamento da placa de acrílico no núcleo do reator IPEN/MB-01.

3.2.3 Taxa de Reação de Captura Radioativa no ^{238}U (unidades absolutas)

Ao capturar um nêutron o urânio-238 se transmuta em urânio-239 que possui uma meia-vida muito curta ($T_{1/2} = 23 \text{ min}$). Por essa razão é difícil de detecta-lo, pois, quando o disco de urânio é levado ao SDG mais de dez meias-vidas já se passaram após a irradiação. Logo, opta-se pela detecção do decaimento do Neptúncio-239, produto do decaimento do ^{239}U , que tem uma meia vida com duração intermediária ($T_{1/2} = 2,36 \text{ dias}$) [32].

As reações nucleares de captura radioativa no ^{238}U seguem a seguinte cadeia de decaimento:

Ao decair em ^{239}Pu , o ^{239}Np pode emitir um fóton gama com 277,6 keV, cuja probabilidade de emissão é de 14,38%. O fotopico gerado pelo Neptúncio com essa energia é facilmente identificável durante a espectrometria gama com detectores HPGe. A alta resolução desses detectores permitem que os fotopicos oriundos do decaimento de produtos de fissão fiquem no multicanal em canais bem distantes do fotopico de 277,6 keV do Neptúncio. A figura 3-6 mostra em detalhe os fotopicos do ^{239}Np e do ^{143}Ce (produto de fissão) gerado pelo software MAESTRO [33], utilizado no SDG durante a espectrometria de um dos discos combustíveis irradiados.

FIGURA 3-6: Espectro com os fotopicos gerados pelo Neptúnio 239 e pelo Cério 143.

A base do fotopico é definida como 3 FWHM (Três vezes o valor da largura a meia altura do fotopico gama). Assim, a partir da seleção de canais do software MAESTRO, descrita no Anexo B, são obtidas as contagens integradas (C) do fotopico gama centrado a energia de 277,6 keV, para cada espectro de um mesma medida de taxa de reação nuclear.

Com as contagens integradas, conhecido o tempo de espera entre o final da irradiação até o início da espectrometria gama (t_e) e a constante de decaimento $^{Np}\lambda$ é possível ajustar a equação 3.1 e obter a curva de decaimento do Neptúnio-239 através do software ORIGIN 5.0 [34]. Com base nesse ajuste, obtêm-se o valor da contagem integrado no fotopico de 277,6 keV ao término da irradiação (C_0).

$$C = C_0 \cdot \exp(-^{Np}\lambda \cdot t_e) \quad (3.1)$$

A curva de decaimento gerada para uma irradiação de 1 hora a potência de 100 watts é obtida através de uma série de medidas de espectrometria gama adquiridas a cada 15 minutos para a energia de 277,6 keV, como mostra a figura 3-7.

FIGURA 3-7: Curva de decaimento do ^{239}Np para determinação do C_0 .

Segundo Nakajima [35,36,37], a taxa de reação de captura radioativa no ^{238}U em unidades absolutas pode ser obtida através da expressão:

$$C8 = \frac{{}^{U9}\lambda - {}^{Np}\lambda}{{}^{U9}\lambda} \frac{C_0 \cdot {}^{Np}f_{abs}}{{}^{Np}I \cdot {}^{Np}\eta \cdot [1 - \exp(-{}^{Np}\lambda \cdot ti)]} \quad (3.2)$$

Onde ${}^{Np}f_{abs}$ é o fator de auto-absorção gama para a energia de 277,6 keV do ^{239}Np , ${}^{Np}I$ é a probabilidade de emissão gama de energia 277,6 keV do ^{239}Np , ${}^{Np}\eta$ é a eficiência global de contagem para o fotopico de 277,6 keV do ^{239}Np , ${}^{Np}\lambda$ é a constante de decaimento do ^{239}Np e ti é o tempo de irradiação que vale 1 hora.

Os parâmetros da equação 3.2 estão apresentados no Anexo D. A

descrição do cálculo do fator de auto-absorção gama está descrito na sub-sessão 3.2.5.1 e a metodologia experimental para determinação da eficiência global do SDG está descrita no Anexo C.

3.2.4 Taxa de Reação de Fissão no U (unidades absolutas)

As fissões do ^{235}U e do ^{238}U seguem a seguinte reação:

onde X e Y são dois produtos de fissão e $\bar{f}$ é o número médio de nêutrons emitidos por fissão.

Dentre os produtos de fissão está o Cério 143 ($T_{1/2}=33,7$ horas), cujo rendimento de fissão é 5,9373% para o ^{235}U e 4,5585% para o ^{238}U . Ao decair o ^{143}Ce emite um fóton com energia de 293,3 keV com probabilidade de emissão de 42,8%. Em razão de sua meia-vida intermediária e sua alta probabilidade de emissão, fótons com essa energia tornam-se ideais para determinar a taxa de fissão no urânio [32,54].

Como mostrado anteriormente, ao realizar a espectrometria do disco de UO_2 irradiado, o fotopico de energia de 293,3 keV se forma a muitos canais de distância dos fotopicos gerados por outros produtos de fissão (figura 3-6).

O procedimento para obter a contagem integral ao término da irradiação (C_0) do ^{143}Ce é idêntico ao da obtenção do C_0 do ^{239}Np , o que permite a realização simultânea de ambos. Em medidas simultâneas, as incertezas associadas aos fotopicos do ^{143}Ce são ligeiramente superiores as do ^{239}Np .

Segundo Nakajima [35,36,37], os valores absolutos de taxa de fissão no U são obtidos a partir da relação:

$$F = \frac{C_0 \cdot {}^{Ce}f_{abs}}{{}^{Ce}Y \cdot {}^{Ce}I \cdot {}^{Ce}\eta \cdot [1 - \exp(-{}^{Ce}\lambda \cdot ti)]} \quad (3.3)$$

Onde ${}^{Ce}f_{abs}$ é o fator de auto-absorção gama para a energia de 293,3 keV do ${}^{143}\text{Ce}$, ${}^{Ce}I$ é a probabilidade de emissão gama de energia 293,3 keV do ${}^{143}\text{Ce}$, ${}^{Ce}\eta$ é a eficiência global de contagem para o fotopico de 293,3 keV do ${}^{143}\text{Ce}$, ${}^{Ce}\lambda$ é a constante de decaimento do ${}^{143}\text{Ce}$, ${}^{Ce}Y$ é o rendimento efetivo de fissão para a formação do ${}^{143}\text{Ce}$ que é calculado a seguir e ti é o tempo de irradiação que vale 1 hora.

O rendimento de fissão é calculado a partir da seguinte relação:

$${}^{Ce}Y = \frac{{}^{25}Y \cdot {}^{25}F + {}^{28}Y \cdot {}^{28}F}{{}^{25}F + {}^{28}F} \quad \text{onde } {}^{28}F = 1 - {}^{25}F \quad (3.4)$$

Onde ${}^{25}Y$ é o rendimento de fissão no ${}^{235}\text{U}$, ${}^{25}F$ é a fração relativa das fissões devidos aos átomos de ${}^{235}\text{U}$, ${}^{28}Y$ é o rendimento de fissão no ${}^{238}\text{U}$ e ${}^{28}F$ é a fração relativa das fissões devidos aos átomos de ${}^{238}\text{U}$.

Os parâmetros da equação 3.4 estão apresentados no Anexo D.

3.2.5 Fatores de Correção

Quando as condições entre irradiações com e sem luva de cádmio não são idênticas deve-se levar em conta algumas correções experimentais. Estas correções visam igualar as condições entre irradiações e descontam contribuições indesejadas aos valores de taxa de reação nuclear nos discos irradiados.

A seguir estão descritas as correções experimentais aplicadas nas medidas realizadas neste trabalho.

3.2.5.1 Auto-absorção Gama

A utilização de finos discos combustíveis não garante que parte dos fótons provenientes do decaimento dos núclídeos radioativos formados durante a irradiação não sejam atenuados pelo próprio disco de UO_2 . Esse fator se torna mais importante quando são utilizados discos com diferentes massas e consequentemente diferentes espessuras, principalmente em medidas de razão de cádmio e medidas absolutas de taxa de reação nuclear.

O fator de auto-absorção gama (f_{abs}) pode ser obtido através das expressões a seguir [38]:

$$f_{abs} = \frac{(\mu / \rho).m}{S.(1 - e^{(-\mu / \rho).m / S})} \quad (3.5)$$

onde:

- μ Coeficiente de atenuação linear do UO_2 (cm^{-1})
- S Área superficial do disco de UO_2 (cm^2)
- ρ Densidade do UO_2 (g/cm^3)
- m Massa do disco de UO_2 (g)
- (μ / ρ) Coeficiente de atenuação de massa do UO_2 (cm^2/g)

Os dados referentes ao coeficiente de atenuação de massa do UO_2 foram retirados do software XCOM disponibilizado pelo NIST (National Institute of Standards and Technology) [39]. A curva de atenuação de massa em função da energia do fóton pode ser visualizada na figura 3-8.

FIGURA 3-8: Coeficiente de atenuação de massa do UO_2 em função a energia do fóton.

A partir do gráfico da figura 3-8 foram obtidos os valores de coeficiente de atenuação para as energias de 277,6 keV e 293,3 keV que correspondem a $0,554 \text{ cm}^2/\text{g}$ e $0,493 \text{ cm}^2/\text{g}$. Os fatores de auto-absorção gama resultantes estão no Anexo D.

3.2.5.2 Fator de Rampa

O fator de rampa tem como finalidade descontar a contribuição indesejada na taxa de reação nuclear induzida nos discos de UO_2 devido a subida de potência do reator, até ser atingida a potência de irradiação. Como a rampa de subida de potência varia a cada irradiação, devido aos diferentes períodos de supercriticalidade até se atingir a potência desejada (100 watts), é necessário descontar-se essa contribuição. Em alguns casos ela chega a atingir 2% do total de contagens [21].

As expressões para o cálculo de do fator de rampa (F_{rp}) são descritas a seguir:

$$F_{rp} = 1 + \frac{W}{\lambda \cdot (e^{\frac{T_R}{T}}) \cdot (1 - e^{(-\lambda \cdot t)})} \quad (3.6)$$

$$W = \frac{T}{(1 + \lambda \cdot T) \cdot (e^{(-\lambda \cdot t)}) \cdot (e^{\frac{T_R}{T}}) - (e^{(-\lambda \cdot T_R)})} \quad (3.7)$$

onde:

- T Período de subida de potência;
- λ Constante de decaimento do radionuclídeo formado;
- T_R Tempo de subida de rampa;
- t Tempo de irradiação do disco combustível.

O período de crescimento da população neutrônica é obtido através do Sistema de Aquisição de Dados (SAD) mas também pode ser obtido através da leitura analógica dos mostradores existentes na mesa de controle do reator IPEN/MB-01. O SAD é um sistema digital que coleta dados provenientes dos canais nucleares e de outros vários sensores localizados no núcleo do reator, como termopares e medidores de nível d'água no tanque moderador. Esse sistema escrito na plataforma LabView [60] gera arquivos com leituras a cada segundo, permitindo uma reconstrução temporal dos eventos que ocorrem durante a irradiação. Neste caso, o arquivo é utilizado para determinar o T e o T_r . O período é determinado através da seguinte equação:

$$T = \frac{T_R}{\ln(\frac{P}{P_0})} \quad (3.8)$$

- onde:
- P Potência de irradiação final (100watts);
  - P_0 Potência inicial (100 mwatts);
  - T_R Tempo de subida de rampa.

3.2.5.3 Fator de Normalização

Outra correção experimental muito importante é o chamado fator de normalização (F_N). Esse fator possibilita normalizar as variações mínimas de potência existentes entre diversas operações de irradiação. Para tal, são realizadas aquisições de contagens do canal 10 da instrumentação nuclear a cada 6 segundos através do SAD. Isso garante uma boa estatística de contagem, visto que a cada irradiação são realizadas 600 medidas, cada uma com aproximadamente 240.000 contagens (100 watts). É muito importante que durante a irradiação ambas as barras estejam igualmente inseridas no núcleo, com o intuito de manter constante o perfil neutrônico ao longo do comprimento ativo do detector BF_3 (canal 10). Geralmente, esse fator é utilizado para normalizar irradiações com e sem luva de cádmio. A partir das contagens do canal 10 o fator de normalização é definido como [21]:

$$F_N = \frac{\overline{C_{cd}^{10}}}{\overline{C_{nu}^{10}}} \quad (3.9)$$

onde: $\overline{C_{cd}^{10}}$ é a média das contagens do canal 10 durante a irradiação com luva de cádmio;

$\overline{C_{nu}^{10}}$ é a média das contagens do canal 10 durante a irradiação sem luva de cádmio.

3.2.5.4 Fator de Fissão no ^{235}U

O fator de fissão no ^{235}U (f_{235}) é utilizado para corrigir a interferência provocada pelas fissões que ocorrem no ^{238}U na determinação do índice espectral $^{25}\delta$, já que, este somente se refere as fissões no ^{235}U . O f_{235} é definido como [21]:

$$f_{235} = \frac{{}^{25}P(\text{Nu})}{{}^{25}P(\text{Cd})} \quad (3.10)$$

onde: $^{25}P(Nu)$ é a porcentagem de fissões nos átomos de ^{235}U no alvo nu em relação as fissões no ^{238}U ;

$^{25}P(Cd)$ é a porcentagem de fissões nos átomos de ^{235}U em relação as fissões no ^{238}U no alvo coberto com cádmio.

Este parâmetro se torna mais significativo na determinação do $^{25}\delta$ quanto menor o enriquecimento do combustível nuclear. Para a luva de 7 cm utilizada nesse trabalho esse fator se torna ainda mais relevante devido a perturbação no espectro energético gerado pela luva, onde as fissões no ^{238}U chegam a 16,5% do total de fissões no disco de UO_2 .

3.2.6 Determinação Experimental dos Índices Espectrais $^{28}\rho$ e $^{25}\delta$

Os índices espectrais são geralmente determinados experimentalmente através da técnica da razão de cádmio [55,56,57]. Partindo das equações 2.4 e 2.6 e considerando que ambas as irradiações (com disco nu e com luva de cádmio) tiveram a mesma duração, obtemos o índice espectral $^{28}\rho$:

$$^{28}\rho = \frac{1}{\frac{C_0^{Total}(^{239}\text{Np})}{C_0^{Epitérmico}(^{239}\text{Np})} \cdot F_C^{28} - 1} = \frac{1}{R_{cd}^{28} \cdot F_C^{28} - 1} \quad (3.11)$$

$$\text{onde } F_C^{28} = \frac{F_{rp}(Nu)}{F_{rp}(Cd)} \cdot F_N \cdot \frac{f_{abs}(Cd)}{f_{abs}(Nu)} \cdot \frac{M(Cd)}{M(Nu)} \quad (3.12)$$

sendo: $M(Cd)$ = Massa do disco combustível de UO_2 coberto com cádmio;

$M(Nu)$ = Massa do disco combustível de UO_2 sem cobertura de cádmio (Nu);

$C_0^{Total}(^{239}\text{Np})$ = Contagens do fotopico de 277,6 keV provenientes do decaimento do ^{239}Np advindas do disco combustível nu corrigidas ao término da irradiação;

$C_0^{Epitérmico}(^{239}\text{Np})$ = Contagens do fotopico de 277,6 keV do disco combustível com luva de cádmio ao término na irradiação.

Partindo das equações 2.5 e 2.6 obtemos o índice espectral $^{25}\delta$:

$$^{25}\delta = \frac{1}{\frac{C_0^{Total}(^{143}Ce) \cdot Y_{cd}}{C_0^{Epitérmico}(^{143}Ce) \cdot Y_{nua}} \cdot F_C^{25} - 1} = \frac{1}{R_{cd}^{25} \cdot F_C^{25} - 1} \quad (3.13)$$

$$\text{onde } F_C^{25} = \frac{F_{rp}(Nu)}{F_{rp}(Cd)} \cdot F_N \cdot \frac{f_{abs}(Cd)}{f_{abs}(Nu)} \cdot \frac{M(Cd)}{M(Nu)} \cdot f_{235} \quad (3.14)$$

sendo: $C_0^{Total}(^{143}Ce)$ = Contagens do fotopico de 293,3 keV provenientes do decaimento do ^{143}Ce advindas do disco combustível nu corrigidas ao término da irradiação;

$C_0^{Epitérmico}(^{143}Ce)$ = Contagens do fotopico de 277,3 keV do disco combustível com luva de cádmio ao término na irradiação;

Y_{cd} = Rendimento de fissão no disco combustível quando utiliza-se a luva de cádmio;

Y_{nua} = Rendimento de fissão no disco combustível nu.

Um fato importante a ser levado em consideração é que as medidas experimentais são perturbadas pela presença da luva de cádmio, que altera levemente o fluxo epitérmico e consequentemente, perturba as medidas dos índices espectrais. Neste trabalho não houve a preocupação em corrigir esse efeito. Por esse motivo é comumente utilizado um asterisco ao lado do índice espectral, indicando que ele não possui correção quanto aos efeitos de perturbação devido à luva de cádmio ($^{28}\rho^*$ e o $^{25}\delta^*$) [21,22].

3.2.7 Simulação do Espectro Neutrônico no Interior da Pastilha Combustível

Para investigar mais profundamente como ocorre a atenuação neutrônica ao longo do raio da pastilha combustível foi realizada uma simulação no MCNP de um conjunto de varetas 5x5, utilizando a

biblioteca de dados nucleares ENDF/B-VI [40,41,42]. As varetas foram modeladas com geometria e materiais idênticos aos utilizados no reator IPEN/MB-01. As bordas do sistema foram definidas como superfícies refletoras como se o sistema fosse um reator infinito. A figura 3-9 mostra o corte transversal do sistema simulado.

FIGURA 3-9: Corte transversal da geometria da simulação para determinação do espectro de energia no combustível.

A determinação do espectro neutrônico em cada um dos anéis concêntricos foi feita através do "tally" F4 com a ferramenta "fmesh". Essa ferramenta permite fazer a varredura do fluxo neutrônico para valores de energia pré-determinados pelo usuário. O "tally" foi aplicado na vareta central do conjunto e dividido por regiões seguindo a divisão da figura 4-7 adicionando a região 10, que representa a circunferência com 2,692 mm de diâmetro.

Por fim, como fonte neutrônica foi utilizado o KCODE com 200 ciclos de 1.000.000 histórias cada, reduzindo a incerteza estatística por energia ao valor médio de 1,5 % [5,41]. O *input* referente a esta simulação está no Anexo F.

3.3 Determinação de Incertezas

A análise das incertezas é de fundamental importância em qualquer medida experimental. Para tal, é necessário determinar todas as possíveis fontes de incerteza, tanto estatísticas quanto sistemáticas, que possam contribuir para a incerteza final.

Neste trabalho não houve a preocupação em transformar os valores de taxa de reação nuclear em *benchmarks*, ou seja, não houve preocupação em reduzir ao máximo as incertezas associadas as medidas experimentais [43]. Porém, foram determinadas todas as fontes de incerteza e quanto elas contribuem para a incerteza das taxas de reação nuclear e índices espectrais ao longo do raio das pastilhas combustíveis, comprovando que essa metodologia experimental é efetiva.

3.3.1 Propagação de Incertezas

Ao manipularmos os conjuntos de dados objetivando obter outras grandezas dependentes é necessário propagar os erros associados aos dados obtidos experimentalmente ou via cálculo. A propagação visa obter o desvio padrão associado a essa grandeza que consequentemente, determina a precisão do processo de medida como um todo. Para determinar a estimativa do desvio padrão é utilizada a lei geral de propagação de erros. Essa lei abrange tanto o tratamento de variáveis independentes como as variáveis correlacionadas.

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 $w(x_i)$ é dado por [44,45]:

$$\sigma_w^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial w}{\partial x_i} \right)^2 \sigma_i^2 + 2 \sum_{i>j}^n \left(\frac{\partial w}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial w}{\partial x_j} \right) \text{cov}(x_i, x_j) \quad (3.15)$$

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:

$$\text{cov}(x_i, x_j) = \rho_{(i,j)} \sigma_i \sigma_j \quad (3.16)$$

onde $\rho_{(i,j)}$ é a fator de correlação entre as variáveis x_i e x_j que varia de -1 (anti-correlacionadas) a 1 (totalmente correlacionadas).

Neste trabalho considerou-se que para os índices espectrais e taxas de reação nuclear não há correlação entre as variáveis dependentes ($\rho_{(i,j)} = 0$), logo, o fator de correlação torna-se nulo. Tal pressuposto baseou-se no trabalho de Fanaro [22], onde supõem-se que as medidas de taxa de reação nuclear com e sem cádmio são totalmente independentes. O desvio padrão para ambos os casos é então obtido segundo a seguinte equação simplificada:

$$\sigma_w^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial w}{\partial x_i} \right)^2 \sigma_i^2 \quad (3.17)$$

4 - CORREÇÕES DE EFICIÊNCIA GEOMÉTRICA

A partir da determinação dos valores de contagens ao término da irradiação (C_0) com cada um dos colimadores é possível determinar a taxa de reação nuclear relativa entre cada uma das regiões amostradas. Entretanto, antes de compará-las algumas correções geométricas devem ser aplicadas.

4.1 Introdução

A introdução de colimadores no sistema de detecção gama (SDG) provoca grandes alterações em sua eficiência geométrica, efeito que depende somente da geometria do sistema analisado. Esse efeito se deve a redução do ângulo sólido entre a fonte e a região ativa do cristal de germânio que varia de acordo com a altura e o diâmetro da abertura do colimador. Um exemplo pode ser visualizado na figura 4-1.

FIGURA 4-1 - Variação do ângulo sólido devido a inserção do colimador no SDG.

Para as medidas obtidas nesse trabalho dois efeitos são levados em consideração. Primeiramente, é necessária a determinação da redução de eficiência para cada um dos colimadores, já que, objetiva-se comparar as medidas com cada colimador, e assim, obter valores relativos de taxas de reação em cada um dos anéis concêntricos do disco de UO_2 irradiado.

O segundo efeito se deve a contribuição indesejada nas medidas dos fótons oriundos da região encoberta pelo colimador, que depositam sua energia no cristal de germânio e acabam perturbando as medidas relativas em cada colimador. Esse efeito ocorre em virtude da variação do livre caminho médio do fóton conforme o ângulo de emissão. Quanto maior for a proximidade da emissão gama para o do colimador, maior será o efeito das contagens no detector. A Figura 4-2 retrata a variação do comprimento de chumbo que o fóton precisa atravessar conforme o ângulo de emissão.

FIGURA 4-2: Variação do livre caminho médio do fóton conforme o ângulo θ .

Na figura estão representados dois fótons, ambos oriundos da região encoberta pelo colimador. O fóton F-1 sai com um ângulo θ , atravessa uma pequena camada de chumbo, não é atenuado e acaba depositando sua energia no detector. O fóton F-2 sai com um ângulo de aproximadamente 90 graus e acaba sofrendo efeito fotoelétrico no caminho, ou seja, sendo atenuado pelo colimador.

Para ambos os efeitos de perturbação foram determinados fatores de correção utilizando o transporte de fótons do código computacional MCNP-4C e a biblioteca de dados para transporte de fótons padrão. A simulação do SDG, a determinação dos fatores de correção *FGC* (fator geométrico do colimador) e *FGA* (fator geométrico dos anéis) serão tratados a seguir.

4.2 Simulação do SDG para Determinação da Eficiência

Para simular o SDG e determinar por meio de cálculo sua eficiência foi utilizado o código computacional MCNP-4C. Através deste é possível simular com detalhes a geometria e determinar as características dos materiais existentes na mesma. A fonte de európio utilizada na determinação experimental da eficiência foi modelada com algumas das energias emitidas pela mesma. Na região do cristal de germânio foi criado o "tally" *f8* ("Pulse Height Tally"). O *tally f8* proporciona a distribuição de pulsos criados num detector, ou seja, determina diretamente a eficiência. O arquivo de entrada ("*input*") utilizado e uma breve descrição estão no Anexo-E. O corte transversal da geometria do SDG gerada no software "Visual Editor X22S" (*Vised*) [46] pode ser visto na a seguir.

FIGURA 4-3: Imagem do corte transversal do sistema de detecção HPGe gerada no código MCNP-4C através do programa "Vised".

Primeiramente, para testar se o arquivo de entrada criado no MCNP-4C é condizente com a realidade física foi modelada uma fonte com as mesmas dimensões da fonte de európio utilizada para determinar a eficiência global do detector utilizando a biblioteca de fótons padrão do MCNP-4C. Essa fonte foi posicionada na sexta gaveta do castelo de chumbo que corresponde a uma distância de 6,39 cm do cristal de germânio (mesma gaveta utilizada nas medidas dos discos irradiados) e dela foram gerados fótons com energias iguais a 244 keV, 344 keV, 778 keV, 964 keV, 1.112 keV e 1.408 keV sendo essas algumas das energias emitidas pelo ^{152}Eu . Para essa simulação foram geradas 2000000 de histórias, ou seja, aproximadamente 160000 fótons com cada energia reduzindo a incerteza associada à eficiência a

menos de 0,5%. Os fótons gerados foram uniformemente distribuídos ao longo de toda a fonte tendo probabilidade isotrópica de emissão. Os resultados obtidos foram então comparados aos obtidos experimentalmente e podem ser visualizados a seguir.

FIGURA 4-4: Comparação direta entre experimento e simulação com fonte de 8 mm de diâmetro.

Como visto, o perfil de eficiência experimental é idêntico ao perfil de eficiência calculado, porém os dados simulados resultam em valores um pouco superiores. Esse fenômeno se deve principalmente a capacidade de captura de cargas geradas por ionizações no cristal de Germânio. Assim, durante a medida experimental, algumas dessas cargas não são capturadas pelos polos ligados ao cristal, acarretando em uma redução sistemática de eficiência para todas as energias. O MCNP-4C não tem a capacidade de simular cargas em um campo elétrico, razão pela qual existe discrepância entre eficiência experimental e calculada (Fig. 4-4). Normalizando as medidas com relação à energia de 244 keV temos a figura 4-5.

FIGURA 4-5: Eficiência da fonte de 8 mm com dados experimentais normalizados com relação ao maior valor obtido na simulação.

Com base nesses resultados constata-se que a simulação está de acordo com a realidade física e que a geometria esta correta.

4.3 Determinação do *FGC* (Fator Geométrico do Colimador)

A redução do ângulo sólido devido à introdução dos colimadores pode reduzir até 22 vezes as contagens dos fótons de 277,6 keV provenientes do decaimento do Neptúnio 239. Para corrigir esse efeito foram realizados dez pares de simulações, nos quais, o SDG previamente modelado foi utilizado. Para cada par de simulações, uma fonte com o mesmo diâmetro de um dos dez colimadores foi inserida. Em uma das simulações de cada par foi modelado um colimador com o mesmo diâmetro da fonte e as blindagens secundárias utilizadas durante a espectrometria gama. A figura 4-6 mostra o par de

simulações em detalhes obtida através do programa "Vised".

FIGURA 4-6: Geometria do sistema de detecção com e sem colimador.

A eficiência para ambos os sistemas (com e sem colimador) foram obtidas através do "tally f8". A razão entre a eficiência sem colimador ($E(i)$) e com colimador ($EC(i)$) resulta no fator de correção FGC que é utilizado para corrigir as contagens obtidas durante o processo de espectrometria gama. Deve-se ter cuidado ao trabalhar com estas correções, reduzindo ao máximo sua incerteza estatística associada e aumentando o número de histórias geradas, já que, o MCNP-4C não leva em consideração a incerteza na seção de choque das bibliotecas nucleares. Nessas simulações só foram analisadas as energias de 277,6 keV e 293,3 keV, uma vez que, essas são as únicas de interesse para o experimento. Como resultado das 20 vinte simulações foram obtidas as eficiências cujos valores estão nas tabela 4-1 (energia igual a 277,6 keV) e tabela 4-2 (energia igual a 293,3 keV). Nessas tabelas também são apresentados os FGC .

Tabela 4-1: Correção de eficiência em razão da introdução dos colimadores no sistema de medição para energia de 277,6 keV.

Diâmetro da fonte (cm)	Eficiência sem colimador (E(i))	Incerteza da Eficiência sem colimador	Eficiência com colimador (CC)	Incerteza da Eficiência com colimador	FGC (razão E(i)/EC(i))
0,2692	$1,96 \times 10^{-2}$	$8,80 \times 10^{-5}$	$8,81 \times 10^{-4}$	$1,48 \times 10^{-5}$	$22,2 \pm 0,47$
0,3823	$1,96 \times 10^{-2}$	$8,81 \times 10^{-5}$	$1,76 \times 10^{-3}$	$2,09 \times 10^{-5}$	$11,1 \pm 0,18$
0,468	$1,96 \times 10^{-2}$	$8,80 \times 10^{-5}$	$2,62 \times 10^{-3}$	$2,56 \times 10^{-5}$	$7,5 \pm 0,11$
0,5373	$1,95 \times 10^{-2}$	$8,79 \times 10^{-5}$	$3,38 \times 10^{-3}$	$2,91 \times 10^{-5}$	$5,8 \pm 0,08$
0,6002	$1,95 \times 10^{-2}$	$8,80 \times 10^{-5}$	$4,20 \times 10^{-3}$	$3,23 \times 10^{-5}$	$4,7 \pm 0,06$
0,6577	$1,95 \times 10^{-2}$	$8,79 \times 10^{-5}$	$4,96 \times 10^{-3}$	$3,52 \times 10^{-5}$	$3,9 \pm 0,05$
0,7126	$1,95 \times 10^{-2}$	$8,79 \times 10^{-5}$	$5,67 \times 10^{-3}$	$3,74 \times 10^{-5}$	$3,4 \pm 0,04$
0,7654	$1,95 \times 10^{-2}$	$8,79 \times 10^{-5}$	$6,38 \times 10^{-3}$	$3,96 \times 10^{-5}$	$3,1 \pm 0,03$
0,8125	$1,95 \times 10^{-2}$	$8,79 \times 10^{-5}$	$7,04 \times 10^{-3}$	$4,22 \times 10^{-5}$	$2,8 \pm 0,03$
0,8492	$1,95 \times 10^{-2}$	$8,79 \times 10^{-5}$	$7,52 \times 10^{-3}$	$4,36 \times 10^{-5}$	$2,6 \pm 0,03$

Tabela 4-2: Correção de eficiência em razão da introdução dos colimadores no sistema de medição para energia de 293,3 keV.

Diâmetro da fonte em cm (i)	Eficiência sem colimador (E(i))	Incerteza da Eficiência sem colimador	Eficiência com colimador (CC)	Incerteza da Eficiência com colimador	FGC (razão E(i)/EC(i))
0,2692	$1,87 \times 10^{-2}$	$8,59 \times 10^{-5}$	$8,61 \times 10^{-4}$	$1,46 \times 10^{-5}$	$21,7 \pm 0,47$
0,3823	$1,87 \times 10^{-2}$	$8,59 \times 10^{-5}$	$1,78 \times 10^{-3}$	$2,10 \times 10^{-5}$	$10,5 \pm 0,17$
0,468	$1,87 \times 10^{-2}$	$8,59 \times 10^{-5}$	$2,64 \times 10^{-3}$	$2,56 \times 10^{-5}$	$7,1 \pm 0,1$
0,5373	$1,87 \times 10^{-2}$	$8,59 \times 10^{-5}$	$3,42 \times 10^{-3}$	$2,91 \times 10^{-5}$	$5,5 \pm 0,07$
0,6002	$1,87 \times 10^{-2}$	$8,58 \times 10^{-5}$	$4,18 \times 10^{-3}$	$3,22 \times 10^{-5}$	$4,5 \pm 0,05$
0,6577	$1,87 \times 10^{-2}$	$8,58 \times 10^{-5}$	$4,91 \times 10^{-3}$	$3,48 \times 10^{-5}$	$3,8 \pm 0,04$
0,7126	$1,87 \times 10^{-2}$	$8,58 \times 10^{-5}$	$5,63 \times 10^{-3}$	$3,77 \times 10^{-5}$	$3,3 \pm 0,04$
0,7654	$1,87 \times 10^{-2}$	$8,58 \times 10^{-5}$	$6,32 \times 10^{-3}$	$3,98 \times 10^{-5}$	$3 \pm 0,03$
0,8125	$1,87 \times 10^{-2}$	$8,58 \times 10^{-5}$	$6,93 \times 10^{-3}$	$4,16 \times 10^{-5}$	$2,7 \pm 0,03$
0,8492	$1,87 \times 10^{-2}$	$8,58 \times 10^{-5}$	$7,42 \times 10^{-3}$	$4,31 \times 10^{-5}$	$2,5 \pm 0,03$

4.3.1 Análise de confiabilidade dos fatores de correção geométrica

Para verificar a confiabilidade do fator de correção geométrica ($FGC_{calculado}$) determinados através do MCNP-4C e apresentados nas tabelas 4-1 e 4-2, foi realizada uma medida de taxa de reação nuclear de captura com o colimador de abertura de 8,492 mm e em seguida uma medida sem colimador no SDG pois essa é a única configuração de tamanho de abertura de colimador e diâmetro compatível possível de realizar experimentalmente. A razão entre o C_0 sem colimador e o C_0 com colimador é equivalente ao fator de atenuação devido ao colimador de 8,492 mm. Assim, o FGC experimental é definido como:

$$FGC_{experimental} = \frac{C_0 (277,6 \text{ keV}) \text{ sem colimador}}{C_0 (277,6 \text{ keV}) \text{ com colimador de 8,492 mm}} \quad (4.1)$$

Consequentemente, se a razão $FGC_{experimental}$ e $FGC_{calculado}$ for aproximadamente 1 fica evidente que o $FGC_{calculado}$ corresponde a realidade física do problema. Os resultados obtidos estão na tabela a seguir.

Tabela 4-3: Valores de FGC

$FGC_{experimental}$	$2,53 \pm 0,0106$
$FGC_{calculado}$	$2,60 \pm 0,03$
Razão FGC	$1,028 \pm 0,016$

Fica evidente portanto, que dentro de um nível de confiança estatística de 95% (2σ), a razão FGC tem valor unitário comprovando que os fatores de correção geométrica calculados são satisfatórios. Esses serão aplicados ao cálculo da distribuição das taxas de reação nuclear.

4.4 Determinação do *FGA* (Fator Geométrico dos Anéis)

O Fator Geométrico dos Anéis é o fator que corrige as contagens indesejadas provenientes de fótons oriundos das regiões encobertas pelos colimadores.

Para determiná-lo, o disco de UO_2 foi dividido em anéis concêntricos com áreas iguais a diferença entre dois tamanhos de aberturas dos colimadores (figura 4-7).

FIGURA 4-7: Distribuição dos anéis concêntricos por região e diâmetro.

Na determinação do *FGA* de cada colimador é necessário obter a eficiência dos anéis que ficam encobertos durante a espectrometria gama. Para tanto, novamente utilizou-se a modelagem da SDG com os colimadores. Nestas simulações a fonte tem a forma dos anéis encobertos pelos colimadores. Assim, determina-se o valor da eficiência do SDG para cada região da figura 4-7 com cada um dos colimadores. Um exemplo de geometria com anel fonte pode ser visualizado na figura 4-8, onde foi determinada a eficiência de detecção dos fótons emitidos por um anel fonte da região 2 (7,654mm-8,125mm) encoberto pelo colimador com 8,125 mm de abertura.

FIGURA 4-8: Geometria com anel fonte da região 2 com colimador com 8,125 mm.

Foram realizadas 46 simulações para determinar as eficiências dos anéis encobertos pelos dez colimadores. Para anéis mais internos, ou seja, mais próximos da abertura do colimador foram simuladas 16000000 histórias ao passo que para os mais externos foram simuladas 8000000 resultando em incertezas de 2% para as regiões com menor eficiência de medida, ou seja, menos significativas. O número de histórias utilizadas para as simulações das regiões de 1 a 8 encobertas com colimador de 3,823 mm pode ser visualizada na figura 4-9.

A somatória dos valores de eficiência multiplicados pelos valores das contagens do respectivo anel da origem a um fator de correção denominado *FGA* (Fator geométrico dos anéis), que deve ser descontado da contagem obtida para um determinado colimador. Os valores de eficiência para as energias de 277,6 keV e 293,3 keV dos anéis podem ser visualizados na tabela 4-4.

FIGURA 4-9: Perfil de distribuição das eficiências por região com o colimador de 3,823 mm (Número de histórias em cada simulação em vermelho).

Tabela 4-4: Eficiência de medida dos anéis em cada colimador para as energias de 277,6 keV e 293,3 keV.

Diâmetro do Colimador (mm)	Região (Anel Fonte)	Eficiência para Energia de 277,6 keV ($E_{(a \rightarrow a+1)}(i)$)	Incerteza da Eficiência	Eficiência para Energia de 293,3 keV ($E_{(a \rightarrow a+1)}(i)$)	Incerteza da Eficiência
8,125	1	$5,44 \times 10^{-3}$	$2,34 \times 10^{-5}$	$5,43 \times 10^{-3}$	$2,34 \times 10^{-5}$
7,654	1	$2,91 \times 10^{-3}$	$1,72 \times 10^{-5}$	$3,03 \times 10^{-3}$	$1,73 \times 10^{-5}$
	2	$4,74 \times 10^{-3}$	$2,42 \times 10^{-5}$	$4,73 \times 10^{-3}$	$2,41 \times 10^{-5}$
	1	$1,38 \times 10^{-3}$	$1,31 \times 10^{-5}$	$1,51 \times 10^{-3}$	$1,37 \times 10^{-5}$
7,126	2	$2,24 \times 10^{-3}$	$1,50 \times 10^{-5}$	$2,36 \times 10^{-3}$	$1,54 \times 10^{-5}$
	3	$4,09 \times 10^{-3}$	$2,62 \times 10^{-5}$	$4,12 \times 10^{-3}$	$2,64 \times 10^{-5}$
	1	$6,47 \times 10^{-4}$	$1,80 \times 10^{-5}$	$7,47 \times 10^{-4}$	$1,93 \times 10^{-5}$
6,577	2	$1,00 \times 10^{-3}$	$1,12 \times 10^{-5}$	$1,11 \times 10^{-3}$	$1,18 \times 10^{-5}$
	3	$1,78 \times 10^{-3}$	$1,49 \times 10^{-5}$	$1,91 \times 10^{-3}$	$1,54 \times 10^{-5}$
	4	$3,55 \times 10^{-3}$	$2,98 \times 10^{-5}$	$3,54 \times 10^{-3}$	$2,97 \times 10^{-5}$
	1	$3,04 \times 10^{-4}$	$1,74 \times 10^{-5}$	$3,63 \times 10^{-4}$	$1,91 \times 10^{-5}$
	2	$4,36 \times 10^{-4}$	$1,48 \times 10^{-5}$	$5,35 \times 10^{-4}$	$1,64 \times 10^{-5}$
6,002	3	$7,33 \times 10^{-4}$	$9,60 \times 10^{-6}$	$8,36 \times 10^{-4}$	$1,02 \times 10^{-5}$
	4	$1,39 \times 10^{-3}$	$1,32 \times 10^{-5}$	$1,51 \times 10^{-3}$	$1,37 \times 10^{-5}$
	5	$2,93 \times 10^{-3}$	$2,43 \times 10^{-5}$	$2,97 \times 10^{-3}$	$2,44 \times 10^{-5}$
	1	$1,16 \times 10^{-4}$	$1,52 \times 10^{-5}$	$1,64 \times 10^{-4}$	$1,81 \times 10^{-5}$
	2	$1,55 \times 10^{-4}$	$1,24 \times 10^{-5}$	$2,31 \times 10^{-4}$	$1,52 \times 10^{-5}$
5,373	3	$2,80 \times 10^{-4}$	$8,36 \times 10^{-6}$	$3,53 \times 10^{-4}$	$9,39 \times 10^{-6}$
	4	$4,98 \times 10^{-4}$	$7,87 \times 10^{-6}$	$5,81 \times 10^{-4}$	$8,54 \times 10^{-6}$
	5	$9,74 \times 10^{-4}$	$1,10 \times 10^{-5}$	$1,07 \times 10^{-3}$	$1,16 \times 10^{-5}$
	6	$2,28 \times 10^{-3}$	$1,69 \times 10^{-5}$	$2,34 \times 10^{-3}$	$1,71 \times 10^{-5}$
	1	$4,20 \times 10^{-5}$	$9,16 \times 10^{-6}$	$6,60 \times 10^{-5}$	$1,15 \times 10^{-5}$
	2	$5,10 \times 10^{-5}$	$7,14 \times 10^{-6}$	$9,00 \times 10^{-5}$	$9,49 \times 10^{-6}$
	3	$9,95 \times 10^{-5}$	$7,05 \times 10^{-6}$	$1,35 \times 10^{-4}$	$8,22 \times 10^{-6}$
4,68	4	$1,59 \times 10^{-4}$	$6,30 \times 10^{-6}$	$2,10 \times 10^{-4}$	$7,24 \times 10^{-6}$
	5	$2,81 \times 10^{-4}$	$6,85 \times 10^{-6}$	$3,42 \times 10^{-4}$	$7,55 \times 10^{-6}$
	6	$5,82 \times 10^{-4}$	$9,84 \times 10^{-6}$	$6,67 \times 10^{-4}$	$1,05 \times 10^{-5}$
	7	$1,61 \times 10^{-3}$	$1,42 \times 10^{-5}$	$1,69 \times 10^{-3}$	$1,45 \times 10^{-5}$
	1	$1,35 \times 10^{-5}$	$2,60 \times 10^{-6}$	$2,25 \times 10^{-5}$	$3,35 \times 10^{-6}$
	2	$1,70 \times 10^{-5}$	$2,92 \times 10^{-6}$	$3,20 \times 10^{-5}$	$4,00 \times 10^{-6}$
	3	$2,90 \times 10^{-5}$	$3,81 \times 10^{-6}$	$3,95 \times 10^{-5}$	$4,44 \times 10^{-6}$
3,823	4	$4,10 \times 10^{-5}$	$2,26 \times 10^{-6}$	$5,76 \times 10^{-5}$	$2,69 \times 10^{-6}$
	5	$6,03 \times 10^{-5}$	$2,74 \times 10^{-6}$	$8,96 \times 10^{-5}$	$3,34 \times 10^{-6}$
	6	$1,06 \times 10^{-4}$	$3,63 \times 10^{-6}$	$1,51 \times 10^{-4}$	$4,34 \times 10^{-6}$
	7	$2,43 \times 10^{-4}$	$4,94 \times 10^{-6}$	$3,01 \times 10^{-4}$	$5,47 \times 10^{-6}$
	8	$8,98 \times 10^{-4}$	$1,06 \times 10^{-5}$	$9,59 \times 10^{-4}$	$1,09 \times 10^{-5}$
	1	$5,50 \times 10^{-6}$	$1,66 \times 10^{-6}$	$4,50 \times 10^{-6}$	$1,50 \times 10^{-6}$
	2	$5,50 \times 10^{-6}$	$1,66 \times 10^{-6}$	$3,50 \times 10^{-6}$	$1,32 \times 10^{-6}$
	3	$5,00 \times 10^{-6}$	$1,58 \times 10^{-6}$	$6,50 \times 10^{-6}$	$1,80 \times 10^{-6}$
	4	$5,40 \times 10^{-6}$	$7,35 \times 10^{-7}$	$8,10 \times 10^{-6}$	$9,00 \times 10^{-7}$
2,692	5	$6,63 \times 10^{-6}$	$9,10 \times 10^{-7}$	$1,33 \times 10^{-5}$	$1,29 \times 10^{-6}$
	6	$9,38 \times 10^{-6}$	$1,08 \times 10^{-6}$	$2,00 \times 10^{-5}$	$1,58 \times 10^{-6}$
	7	$1,89 \times 10^{-5}$	$1,54 \times 10^{-6}$	$3,34 \times 10^{-5}$	$2,04 \times 10^{-6}$
	8	$4,39 \times 10^{-5}$	$2,09 \times 10^{-6}$	$6,49 \times 10^{-5}$	$2,55 \times 10^{-6}$
	9	$6,80 \times 10^{-5}$	$1,80 \times 10^{-6}$	$8,23 \times 10^{-5}$	$2,10 \times 10^{-6}$

4.5 Taxas de Reação ao longo do raio da pastilha combustível

Para obter os valores corrigidos de taxa de reação nuclear em unidades relativas ($T_y(i)$) é utilizada a seguinte equação:

$$T_y(i) = FGC(i) \cdot \{C_0(i) - FGA(i)\} \quad (4.2)$$

$$\text{Sendo, } FGA(x) = \sum_{a=i}^{10} \frac{E_{(a \rightarrow a+1)}(i) \cdot C_{(a \rightarrow a+1)}}{E(i)} \quad (4.3)$$

onde: $T_y(i)$ é a taxa de reação na região descoberta pelo colimador i sendo y o tipo de reação nuclear;

$C_0(i)$ é a contagem com o colimador i ;

$E_{(a \rightarrow a+1)}(i)$ é a eficiência do anel ($a \rightarrow a+1$) com o colimador i onde a é o valor nominal do colimador;

$C_{(a \rightarrow a+1)}$ é a contagem no anel ($a \rightarrow a+1$) e $E(i)$ é a eficiência do disco descoberto pelo colimador i .

A incerteza associada a $FGA(i)$ é calculada da seguinte forma:

$$\sigma_{FGA(x)} = \sqrt{\sum_{a=i}^{10} \left\{ \left(\frac{C_{(a \rightarrow a+1)} \cdot \sigma_{E_{(a \rightarrow a+1)}(i)}}{E(i)} \right)^2 + \left(\frac{E_{(a \rightarrow a+1)}(i) \cdot \sigma_{C_{(a \rightarrow a+1)}}}{E(i)} \right)^2 + \left(\frac{E_{(a \rightarrow a+1)}(i) \cdot C_{(a \rightarrow a+1)} \cdot \sigma_{E(i)}}{E(i)^2} \right)^2 + \left(2\sigma_{E_{(a \rightarrow a+1)}(i)} \cdot \sigma_{E(i)} \cdot \frac{E_{(a \rightarrow a+1)}(i) \cdot C_{(a \rightarrow a+1)}}{E(i)^3} \right)^2 \right\}} \quad (4.4)$$

Os únicos termos que possuem correlação entre si na determinação de $FGA(i)$ são $E_{(a \rightarrow a+1)}(i)$ com $E(i)$, já que ambos são determinados através de duas simulações praticamente idênticas, onde a maior diferença reside na introdução do colimador. Então, neste caso o fator de correlação entre ambos foi considerado igual a 1 dando origem ao quarto termo da equação (4.4). A incerteza associada a $T_y(i)$ é dada por:

$$\sigma_{T_y(i)} = \sqrt{\left((C_0 - FGA(i)) \cdot \sigma_{FGC(i)} \right)^2 + \left(FGC(i) \cdot \sigma_{C_0} \right)^2 + \left(FGC(i) \cdot \sigma_{FGA(i)} \right)^2} \quad (4.5)$$

Neste caso não há correlação entre nenhum dos fatores da equação ($\rho_{(i,j)} = 0$), logo, todos os fatores de correlação valem 0.

5 - RESULTADOS

5.1 Introdução

Ao longo deste capítulo, serão apresentados, em unidades relativas (distribuição) e absolutas, os valores de taxa de reação nuclear de captura no ^{238}U e de fissão ao longo da direção radial do combustível no reator IPEN/MB-01. Os valores de taxa de reação nuclear em unidades absolutas serão apresentados nas faixas de energia térmica, epitérmica e para o espectro de energia neutrônico como um todo.

Os valores de distribuição de taxa de reação nuclear são comparados a valores calculados via MCNP-4C com a biblioteca ENDF/B-VI, oriundos do relatório *Estabelecimento de Padrões Experimentais no Reator IPEN/MB-01 Visando Validação de Metodologia de Cálculo e de Bibliotecas de Dados Nucleares para a Área de Física de Reatores* (2007) [47].

Também são apresentados os valores dos índices espectrais $^{28}\rho$ e $^{25}\delta$, ao longo da direção radial do disco combustível, obtidos experimentalmente. Esses resultados também são comparados aos obtidos via cálculo através do MCNP-4C.

Todos estes resultados foram obtidos por meio de duas irradiações. A primeira irradiação foi realizada com um disco combustível nu (sem luva de cádmio) para obtenção das taxas de reação nuclear em todo o espectro neutrônico. As condições desta operação e as características do disco combustível estão apresentadas na tabela 5-1.

A segunda irradiação foi realizada com luva de cádmio de 7 cm

para a obtenção das taxas de reação nuclear de captura e fissão epitérmicas. As condições desta operação e as características estão apresentadas na tabela 5-2.

Tabela 5-1: Características da irradiação com disco nu.

Irradiação	
Número da operação	2450
Média de contagens no canal 10 (C_{nu}^{10})	$(2,42 \pm 0,0251) \times 10^5$
Potência média	$100,1 \pm 0,3$ watts
Fator de rampa (F_{rp})	0,985
Tempo de irradiação	1 hora
Temperatura	$24,06 \pm 0,1$ °C
Disco Combustível (alvo)	
Massa	0,5266 g
Diâmetro	8,49 mm
Espessura	0,9140 mm
Cota	94,5 mm

Tabela 5-2: Características da irradiação com luva de cádmio.

Irradiação	
Número da operação	2448
Média de contagens no canal 10 (C_{cd}^{10})	$(2,41 \pm 0,0314) \times 10^5$
Potência média	$100 \pm 0,8$ watts
Fator de rampa (F_{rp})	0,989
Tempo de irradiação	1 hora
Temperatura	$24,45 \pm 0,5$ °C
Disco Combustível (alvo)	
Massa	0,5267 g
Diâmetro	8,49 mm
Espessura	0,9142 mm
Cota	94,5 mm

5.2 Distribuição das Taxas de Reação Nuclear ao Longo da Direção Radial do Disco Combustível (unidades relativas e absolutas).

Os resultados finais em unidades relativas, referentes a taxa de reação nuclear de captura no ^{238}U (T_{C238}) em toda a faixa do espectro de energia, calculados a partir das equações 4.2 e 4.3 são normalizados pelo valor de T_{C238} (8,492 mm). Os valores resultantes dessa normalização podem ser visualizados juntamente com os valores calculados através do MCNP-4C ($T_{C238}(\text{MCNP})$) na tabela a seguir.

Tabela 5-3: Taxa de reação de captura no ^{238}U (T_{C238}) experimental e calculada.

Diâmetro do colimador (cm)	T_{C238}	σT_{C238}	T_{C238} Normalizado	σT_{C238} Normalizado	$T_{C238}(\text{MCNP})$ Normalizado	$\sigma T_{C238}(\text{MCNP})$ Normalizado
0,2692	6,37	0,83	0,062	0,131	0,08079	0,00023
0,3823	14,24	0,64	0,139	0,046	0,16307	0,00034
0,468	24,58	0,63	0,24	0,027	0,24736	0,00043
0,5373	35,98	0,74	0,351	0,022	0,3332	0,00052
0,6002	44,34	0,8	0,433	0,02	0,42111	0,00061
0,6577	54,31	0,88	0,53	0,018	0,51245	0,00071
0,7126	64,98	0,96	0,634	0,017	0,60743	0,00081
0,7654	75,1	1,05	0,733	0,016	0,70823	0,00092
0,8125	84,22	1,08	0,822	0,015	0,82058	0,00105
0,8492	102,43	1,07	1	0,013	1	0,00141

A comparação direta entre os valores normalizados de T_{C238} com os valores calculados podem ser visualizados no gráfico a seguir.

FIGURA 5-1: Distribuição da Taxa de Captura no ^{238}U experimental e calculada.

Os resultados finais em unidades relativas, referentes a taxa de reação nuclear de captura no ^{238}U na faixa de energia epicárdmio (T_{C238} (epicárdmio)), calculados a partir das equações 4.2 e 4.3 são normalizados pelo valor de T_{C238} (epicárdmio) (8,492 mm). Os valores resultantes dessa normalização podem ser visualizados juntamente com os valores calculados através do MCNP-4C (T_{C238} (epicárdmio) (MCNP)) na tabela a seguir.

Tabela 5-4: Taxa de reação de captura epicárdmio no ^{238}U (T_{C238} (epicárdmio)) experimental e calculada.

Diâmetro do colimador (cm)	T_{C238} (epicárdmio)	σT_{C238} (epicárdmio)	T_{C238} (epicárdmio) Normalizado	σT_{C238} (epicárdmio) Normalizado	T_{C238} (epicárdmio) (MCNP) Normalizado	σT_{C238} (MCNP) Normalizado
0,2692	4,74	0,4	0,07	0,086	0,07598	0,00031
0,3823	9,53	0,42	0,141	0,045	0,15284	0,00042
0,468	15,86	0,4	0,235	0,026	0,23126	0,00049
0,5373	22,9	0,47	0,339	0,022	0,31188	0,00056
0,6002	28,33	0,52	0,419	0,02	0,39558	0,00063
0,6577	34,46	0,57	0,51	0,018	0,4825	0,00069
0,7126	41,52	0,64	0,614	0,017	0,57459	0,00075
0,7654	47,96	0,71	0,71	0,017	0,67331	0,00082
0,8125	52,35	0,71	0,775	0,016	0,78834	0,00093
0,8492	67,58	0,73	1	0,013	1	0,00146

A comparação direta entre os valores normalizados de T_{C238} (epicárdmio) com os valores calculados podem ser visualizados no gráfico a seguir.

FIGURA 5-2: Comparação entre a distribuição da Taxa de Captura epicárdmio no ^{238}U experimental e calculada.

Os resultados finais em unidades relativas, referentes a taxa de reação nuclear de fissão (T_F) em toda a faixa do espectro de energia, calculados a partir das equações 4.2 e 4.3 são normalizados pelo valor de T_F (8,492 mm). Os valores resultantes dessa normalização podem ser visualizados juntamente com os valores calculados através do MCNP-4C (T_F (MCNP)) na tabela a seguir.

Tabela 5-5: Taxa de reação nuclear de fissão (T_F) experimental e calculada.

Diâmetro do colimador (cm)	T_F	σT_F	T_F Normalizado	σT_F Normalizado	T_F (MCNP) Normalizado	σT_F (MCNP) Normalizado
0,2692	9,63	0,87	0,104	0,092	0,09328	0,00011
0,3823	16,56	0,61	0,178	0,039	0,18787	0,00014
0,468	27,27	0,68	0,293	0,027	0,28395	0,00017
0,5373	38,75	0,78	0,417	0,023	0,38135	0,0002
0,6002	47,86	0,84	0,515	0,021	0,48024	0,00022
0,6577	57,46	0,91	0,618	0,02	0,5806	0,00025
0,7126	66,94	0,98	0,72	0,019	0,68257	0,00027
0,7654	76,74	1,05	0,825	0,018	0,78625	0,0003
0,8125	83,53	1,04	0,898	0,017	0,89195	0,00033
0,8492	93,02	1,07	1	0,016	1	0,00035

A comparação direta entre os valores normalizados de T_F com os valores calculados podem ser visualizados no gráfico a seguir.

FIGURA 5-3: Comparação entre a distribuição da Taxa de fissão experimental e calculada.

Os resultados finais em unidades relativas, referentes a taxa de reação nuclear de fissão na faixa de energia epicádmio ($T_F(\text{epicádmio})$), calculados a partir das equações 4.2 e 4.3 são normalizados pelo valor de $T_F(\text{epicádmio})$ (8,492 mm). Os valores resultantes dessa normalização podem ser visualizados juntamente com os valores calculados através do MCNP-4C ($T_F(\text{MCNP})$) na tabela a seguir.

Tabela 5-6: Taxa de reação nuclear de fissão epicádmio ($T_F(\text{epicádmio})$) experimental e calculada.

Diâmetro do colimador (cm)	T_F (epicádmio)	σT_F (epicádmio)	$T_F(\text{epicádmio})$ Normalizado	$\sigma T_F(\text{epicádmio})$ Normalizado	$T_F(\text{epicádmio}) - \text{MCNP}$ Normalizado	$\sigma T_F(\text{epicádmio}) - \text{MCNP}$
0,2692	*	*	*	*	0,09926	0,00015
0,3823	2,39	0,15	0,189	0,067	0,19864	0,00021
0,468	3,92	0,13	0,311	0,04	0,29798	0,00025
0,5373	5,56	0,16	0,44	0,035	0,39768	0,00029
0,6002	6,84	0,16	0,542	0,031	0,49752	0,00033
0,6577	8,08	0,17	0,64	0,029	0,59761	0,00037
0,7126	9,03	0,19	0,715	0,029	0,69782	0,0004
0,7654	10,04	0,25	0,795	0,032	0,79824	0,00044
0,8125	11,08	0,22	0,878	0,028	0,89895	0,00047
0,8492	12,62	0,25	1	0,028	1	0,00051

*Valor não obtido devido a baixa contagem durante a espectrometria gama

A comparação direta entre os valores normalizados de $T_F(\text{epicádmio})$ com os valores calculados podem ser visualizados no gráfico a seguir.

FIGURA 5-4: Comparação entre a distribuição da Taxa de fissão epicádmio experimental e calculada.

As distribuições de taxa de reação nuclear experimentais apresentaram grande concordância com os valores calculados nos quatro casos estudados, as maiores discrepâncias ocorreram no intervalo entre 0,55 e 0,7 cm da região amostrada para T_F e $T_{F \text{ (epicádmio)}}$. Nestas regiões as diferenças chegam a 9%.

As incertezas associadas às medidas realizadas com o colimador de 0,2692 de abertura chegam a 13%, isso ocorre devido a baixa taxa de contagem durante a espectrometria gama e ao alto valor de FGC aplicado a essas contagens.

Partindo dos valores relativos normalizados de T_{C238} , $T_{C238 \text{ (epicádmio)}}$, T_F e $T_{F \text{ (epicádmio)}}$ determina-se os valores absolutos de Taxa de Reação Nuclear. Para tal, é realizada a espectrometria gama dos discos irradiados, com e sem luva de cádmio, para obter o C8 e o F (equações 3.2 e 3.3) do disco como um todo, ou seja, sem a utilização de nenhum colimador. Os valores relativos a estas medidas estão na tabela a seguir.

Tabela 5-7: Valores de Taxa de Reação Nuclear (unidades absolutas) sem colimador.

Espectro de Energia	C8 (reações/s)	σ C8 (%)	F (reações/s)	σ F (%)
Total	$4,76 \times 10^6$	3,65	$1,48 \times 10^7$	3,83
Epicádmio	$3,14 \times 10^6$	3,67	$2,07 \times 10^6$	4,59
Subcádmio*	$1,62 \times 10^6$	12,9	$1,28 \times 10^7$	4,51

* Valor total menos epicádmio.

Em seguida, esses valores são multiplicados pelos valores relativos normalizados, que nada mais são que as porcentagens das taxas de reação nuclear em cada região amostrada. No caso da taxa de reação subcádmio é necessário fazer a subtração entre o valor total da região amostrada menos o valor epicádmio.

A tabela a seguir apresenta os valores de C8 para cada uma das regiões amostradas pelos colimadores e para as três faixas de energia (total, epicádmio e subcádmio). Em seguida estes valores são comparados graficamente (figura 5-5).

Tabela 5-8: Taxa de Reação Nuclear de Captura no ^{238}U (unidades absolutas)

Diâmetro do colimador (cm)	C8 (total)	σ C8 (total)	C8 (epicádmio)	σ C8 (epicádmio)	C8 (subcádmio)	σ C8 (subcádmio)
0,2692	$2,96 \times 10^5$	$3,99 \times 10^4$	$2,21 \times 10^5$	$2,03 \times 10^4$	$7,53 \times 10^4$	$4,48 \times 10^4$
0,3823	$6,61 \times 10^5$	$3,77 \times 10^4$	$4,43 \times 10^5$	$2,49 \times 10^4$	$2,19 \times 10^5$	$4,52 \times 10^4$
0,468	$1,14 \times 10^6$	$4,95 \times 10^4$	$7,37 \times 10^5$	$3,18 \times 10^4$	$4,04 \times 10^5$	$5,89 \times 10^4$
0,5373	$1,67 \times 10^6$	$6,79 \times 10^4$	$1,06 \times 10^6$	$4,33 \times 10^4$	$6,06 \times 10^5$	$8,06 \times 10^4$
0,6002	$2,06 \times 10^6$	$8,12 \times 10^4$	$1,32 \times 10^6$	$5,21 \times 10^4$	$7,43 \times 10^5$	$9,65 \times 10^4$
0,6577	$2,52 \times 10^6$	$9,73 \times 10^4$	$1,60 \times 10^6$	$6,21 \times 10^4$	$9,21 \times 10^5$	$1,15 \times 10^5$
0,7126	$3,02 \times 10^6$	$1,15 \times 10^5$	$1,93 \times 10^6$	$7,40 \times 10^4$	$1,09 \times 10^6$	$1,36 \times 10^5$
0,7654	$3,49 \times 10^6$	$1,31 \times 10^5$	$2,23 \times 10^6$	$8,48 \times 10^4$	$1,26 \times 10^6$	$1,56 \times 10^5$
0,8125	$3,91 \times 10^6$	$1,46 \times 10^5$	$2,43 \times 10^6$	$9,15 \times 10^4$	$1,48 \times 10^6$	$1,72 \times 10^5$
0,8492	$4,76 \times 10^6$	$1,74 \times 10^5$	$3,14 \times 10^6$	$1,15 \times 10^5$	$1,62 \times 10^6$	$2,08 \times 10^5$

FIGURA 5-5: Comparação entre as taxas de reação nuclear de captura nas três faixas de energia do espectro neutrônico.

Analisando a figura 5-5, constata-se a existência de um pico de captura na extremidade radial (casca) do disco combustível e uma maior linearidade para as outras regiões na faixa de energia epicádmio.

Já a distribuição de captura subcádmio apresenta linearidade ao longo de todas as regiões. Uma análise mais detalhada sobre esse pico de captura epitérmica na casca é feita na próxima sessão.

Os valores de Taxa de Fissão Nuclear (F), para cada uma das regiões amostradas pelos colimadores e para as três faixas de energia (total, epicádmio e subcádmio) estão na tabela a seguir. Em seguida estes valores são comparados graficamente (figura 5-6).

Tabela 5-9: Taxa de Reação Nuclear de Fissão no U (unidades absolutas).

Diâmetro do colimador (cm)	F (total)	σF (total)	F (epicádmio)	σF (epicádmio)	F (subcádmio)	σF (subcádmio)
0,2692	$1,53 \times 10^6$	$1,50 \times 10^5$	*	*	*	*
0,3823	$2,64 \times 10^6$	$1,37 \times 10^5$	$3,92 \times 10^5$	$3,00 \times 10^4$	$2,25 \times 10^6$	$1,40 \times 10^5$
0,468	$4,35 \times 10^6$	$1,92 \times 10^5$	$6,44 \times 10^5$	$3,45 \times 10^4$	$3,70 \times 10^6$	$1,95 \times 10^5$
0,5373	$6,17 \times 10^6$	$2,58 \times 10^5$	$9,12 \times 10^5$	$4,57 \times 10^4$	$5,26 \times 10^6$	$2,62 \times 10^5$
0,6002	$7,63 \times 10^6$	$3,09 \times 10^5$	$1,12 \times 10^6$	$5,32 \times 10^4$	$6,50 \times 10^6$	$3,14 \times 10^5$
0,6577	$9,16 \times 10^6$	$3,65 \times 10^5$	$1,33 \times 10^6$	$6,17 \times 10^4$	$7,83 \times 10^6$	$3,70 \times 10^5$
0,7126	$1,07 \times 10^7$	$4,20 \times 10^5$	$1,48 \times 10^6$	$6,84 \times 10^4$	$9,18 \times 10^6$	$4,26 \times 10^5$
0,7654	$1,22 \times 10^7$	$4,77 \times 10^5$	$1,65 \times 10^6$	$7,94 \times 10^4$	$1,06 \times 10^7$	$4,84 \times 10^5$
0,8125	$1,33 \times 10^7$	$5,14 \times 10^5$	$1,82 \times 10^6$	$8,34 \times 10^4$	$1,15 \times 10^7$	$5,20 \times 10^5$
0,8492	$1,48 \times 10^7$	$5,68 \times 10^5$	$2,07 \times 10^6$	$9,50 \times 10^4$	$1,28 \times 10^7$	$5,76 \times 10^5$

*Valor não obtido devido a baixa contagem durante a espectrometria gama.

FIGURA 5-6: Comparação entre as taxas de reação nuclear de fissão nas três faixas de energia do espectro neutrônico.

Diferentemente da taxa de captura, a taxa de fissão apresentou linearidade ao longo de todas as regiões amostradas principalmente para o espectro subcádmio. Outro fato interessante é a grande disparidade entre a fissão subcádmio e a epicádmio comprovando que a fissão no ^{235}U é um evento predominantemente térmico no Reator IPEN/MB-01.

5.3 Espectro Neutrônico no Interior da Pastilha Combustível

Os resultados obtidos através da simulação de espectro neutrônico foram satisfatórios. O fluxo na região térmica e na região das ressonâncias apresentaram as maiores discrepâncias entre anéis e serão apresentadas em detalhes.

O gráfico resultante referente a simulação do espectro neutrônico no interior da pastilha combustível para a faixa de energia dos nêutrons entre 3×10^{-9} a 3×10^{-7} MeV é apresentado a seguir.

FIGURA 5-7: Distribuição do fluxo neutrônico para as 10 regiões (anéis concêntricos) para a faixa de energia térmica.

Para uma melhor visualização das distribuições do fluxo em cada uma das 10 regiões foi construído o gráfico a seguir referente ao fluxo para a energia de $2,5 \times 10^{-2}$ eV com o valor do diâmetro médio do anel simulado.

FIGURA 5-8: Distribuição do fluxo neutrônico para as 10 regiões (anéis concêntricos) para a energia de $2,5 \times 10^{-2}$ eV.

Comparando os gráficos fica claro que há uma atenuação constante do fluxo para todas as energias do espectro para baixas energias dos nêutrons, ou seja, a auto-blindagem do combustível reduz a população de nêutrons térmicos conforme esses penetram no combustível o que consequentemente reduz levemente a taxa de reação nuclear de fissão conforme a proximidade do centro da pastilha.

Para analisar a região das ressonâncias resolvidas, é apresentado um gráfico com as sessões de choque total e de captura radioativa para o ^{238}U e a sessão de choque total para o ^{235}U , ambas retiradas da biblioteca nuclear ENDF/B-VI para as energias entre 1 e 100 eV [48-51].

FIGURA 5-9: Curva de sessão de choque total para o ^{238}U (azul), de captura radioativa para o ^{238}U (verde) e total para o ^{235}U (vermelho).

O espectro neutrônico para a região das ressonâncias resolvidas é apresentado a seguir.

FIGURA 5-10: Distribuição do fluxo neutrônico para as 10 regiões (anéis concêntricos) para a faixa de energia térmica.

Analisando os resultados obtidos na figura 5-10 fica evidente que as maiores discrepâncias no fluxo epitérmico entre regiões se localizam nas energias das ressonâncias. As distribuições de fluxo neutrônico nas

energias das ressonâncias do ^{238}U para as 10 regiões da pastilha combustível são apresentadas a seguir.

A figura 5-11 mostra que em ambas as ressonâncias há um pico de fluxo no anel externo da pastilha combustível, indicando uma alta absorção nessa região. Essa análise está totalmente de acordo com o perfil de taxa de reação nuclear de captura epicádmiio (C8) que aponta um pico de absorção na mesma região da simulação. Logo, é possível concluir que esse pico de taxa de reação na casca da pastilha combustível se deve principalmente as ressonâncias do ^{238}U .

FIGURA 5-11: Distribuições do fluxo neutrônico para as 10 regiões (anéis concêntricos) para as energias de 6,5, 22,7 e 37 eV.

5.4 Índices Espectrais $^{28}\rho^*$ e $^{25}\delta^*$

Os resultados finais, referentes ao índice espectral $^{28}\rho^*$, perturbado pela luva de cádmio, em cada região amostrada pelos colimadores, calculados a partir das equações 3.11 e 3.12, juntamente com os valores calculados através do MCNP-4C podem ser visualizados na tabela a seguir. Na mesma tabela são apresentadas as razões entre cálculo e medida experimental (C/E). Em seguida é apresentado um gráfico com a distribuição dos mesmos.

Tabela 5-10: Índice Espectral $^{28}\rho^*$

Diâmetro do colimador (cm)	$^{28}\rho^*$	$\sigma^{28}\rho^*$	$^{28}\rho^*$ calculado	$\sigma^{28}\rho^*$ calculado	(C/E)
0,2692	3,05	1,934	1,682	0,078	0,55
0,3823	2,008	0,425	1,667	0,075	0,8
0,468	1,874	0,221	1,656	0,074	0,88
0,5373	1,804	0,179	1,661	0,074	0,92
0,6002	1,822	0,167	1,677	0,075	0,92
0,6577	1,788	0,152	1,687	0,076	0,94
0,7126	1,824	0,15	1,708	0,077	0,94
0,7654	1,82	0,146	1,732	0,079	0,95
0,8125	1,69	0,124	1,783	0,083	1,05
0,8492	2,002	0,150	2,002	0,101	1

FIGURA 5-12: Valor do índice espectral $^{28}\rho^*$ em função da região amostrada pelo colimador.

A comparação entre os resultados calculados através do MCNP e os experimentais apresentaram grande concordância do colimador 8,492 mm até a região amostrada pelo colimador de 0,5373 cm onde a razão C/E foi de 92%. As medidas experimentais com os colimadores de 0,2692, 0,3823 e 0,468 cm de abertura resultaram em incertezas acima de 12% e não servem como fator de comparação. Tal fato, é decorrente da baixíssima estatística de contagem obtida durante a espectrometria gama dos discos de UO₂ com esses colimadores.

Os resultados finais, referentes ao índice espectral $^{25}\delta^*$, perturbado pela luva de cádmio, em cada região amostrada pelos colimadores, calculados a partir das equações 3.13 e 3.14, juntamente com os valores calculados através do MCNP-4C, podem ser visualizados na tabela a seguir. Na mesma tabela são apresentadas as razões entre cálculo e medida experimental (C/E). Em seguida é apresentado um gráfico com a distribuição dos mesmos.

Tabela 5-11: Índice Espectral $^{25}\delta^*$

Diâmetro do colimador (cm)	$^{25}\delta^*$	$\sigma^{25}\delta^*$	$^{25}\delta^*$ calculado	$\sigma^{25}\delta^*$ calculado	(C/E)
0,2692	*	*	0,143	0,003	*
0,3823	0,142	0,013	0,142	0,003	1,000
0,468	0,142	0,008	0,140	0,003	0,990
0,5373	0,142	0,007	0,139	0,003	0,980
0,6002	0,141	0,007	0,138	0,003	0,980
0,6577	0,138	0,006	0,137	0,003	0,990
0,7126	0,132	0,006	0,136	0,003	1,030
0,7654	0,127	0,006	0,135	0,003	1,060
0,8125	0,129	0,006	0,134	0,003	1,040
0,8492	0,133	0,006	0,133	0,003	1,000

*Valor não obtido devido a baixa contagem durante a espectrometria gama.

FIGURA 5-13: Valor do índice espectral $^{25}\delta^*$ em função da região amostrada pelo colimador.

Como não foi obtido o valor de taxa de reação de fissão epitérmica com o colimador de 0,2692 cm de abertura, também não foi possível calcular o $^{25}\delta^*$ nessa região. As incertezas associadas as outras medidas atingiram um valor máximo de 9,1%.

Analisando a razão (C/E), os valores de $^{25}\delta^*$, diferentemente dos valor de $^{28}\rho^*$, apresentaram maior coerência com os valores calculados nas regiões mais internas do disco combustível. Os dados experimentais apresentam uma leve queda na região próxima a casca do combustível e depois voltam a se aproximar dos experimentais. Isso indica que provavelmente, nessa região, o cálculo subestima o fluxo epitérmico.

Para reduzir os valores de incerteza associados a estas medidas é necessário aumentar o tempo de contagem durante a espectrometria

gama e também reduzir o efeito das correções geométricas provocadas pelos colimadores, já que em ambas, a propagação das incertezas resultaram em incertezas muito elevadas para os colimadores com menor abertura. Esse procedimento exige mais de uma irradiação devido ao curto intervalo de tempo que o disco combustível emite fótons em quantidades significativas. Outra alternativa seria aumentar a potência de irradiação acima dos 100 watts, o que no momento da realização dos experimentos não foi possível pois o reator IPEN/MB-01 está autorizado pela CNEN a funcionar a uma potência máxima nominal de 100 watts.

6 - CONCLUSÃO E DISCUSSÃO

Este trabalho teve como principal objetivo mensurar as taxas de reação nuclear e os índices espectrais ao longo do raio das patilhas combustíveis do reator IPEN/MB-01. Para isso, foi utilizada a técnica de ativação neutrônica, combinada com o desenvolvimento de colimadores de chumbo, que permitem a discriminação dos fótons emitidos entre regiões distintas dos alvos irradiados no núcleo do reator. Estes valores foram comparados aos valores calculados com o código computacional MCNP-4C.

A introdução desses colimadores no sistema de detecção gama (SDG) faz necessária a aplicação de fatores de correção geométrica de eficiência. Assim, foi modelado no MCNP o SDG utilizado para fazer a espectrometria gama dos alvos irradiados. Os resultados referentes a essa simulação estão apresentados na sessão 4.2 e apresentaram ótimos resultados, mostrando que a mesma pode ser utilizada para determinar os fatores de correção.

Em seguida, nas sessões 4.3 e 4.4 foram determinados os fatores de correção geométrica de eficiência (*FGC* e *FGA*) e seu comportamento conforme a variação do colimador. O fator de correção para o colimador com 8,5 mm de abertura foi determinado experimentalmente. O valor calculado apresentou coerência de 97,2% com o valor experimental com incerteza de 1,6%, ou seja, demonstrando que os fatores de correção calculados estão de acordo com a realidade física do problema.

Ao determinar o fator de correção *FGA* constatou-se que o mesmo tem grande relevância na determinação da distribuição da taxa de reação nuclear. A contribuição dos anéis encobertos pelo colimador, próximos de sua abertura, apresentaram valores elevados de eficiência.

Tal fato revela que a utilização de *FGA* é imprescindível.

Com os fatores de correção geométrica de eficiência determinados e as atividades induzidas dos discos combustíveis mensuradas, foram obtidas as distribuições de taxa de reação nuclear de captura no ^{238}U e a taxa de fissão no U (sessão 5.2). Estas distribuições foram determinadas para o disco nu e para o disco coberto com cádmio. Os valores resultantes foram comparados aos obtidos via cálculo com o MCNP-4C e a biblioteca de dados nucleares ENDF/B-VI. Foi observada grande concordância entre os valores experimentais e os valores calculados nos quatro casos estudados. As maiores discrepâncias ocorreram na região entre 0,55 e 0,7 cm da região amostrada para T_F e $T_{F(\text{epicádmio})}$. Nestas regiões as diferenças chegam a 9%.

Também na sessão 5.2 estão os resultados referentes as taxas de reação nuclear em unidades absolutas. O C8 e o F foram determinados para três condições espectrais. A primeira para todo o espectro de energia neutrônico (disco nu), a segunda para a faixa de energia epicádmio (disco coberto com luva de cádmio) e a terceira para a faixa de energia subcádmio.

A análise desses dados revelou que há um pico de captura epitérmica no anel externo do disco combustível (casca), ou seja, na região mais próxima do moderador. Os valores de taxa de captura subcádmio apresentaram linearidade ao longo de todas as regiões amostradas. As incertezas associadas às medidas epicádmio, dos colimadores com aberturas a partir de 0,5373 mm de abertura, apresentaram valores médios de aproximadamente 3,8% em média. Para as medidas subcádmio, apresentaram valores médios aproximados de 13%.

Diferentemente da taxa de captura, a taxa de fissão apresentou linearidade ao longo de todas as regiões amostradas principalmente para o espectro subcádmio. As incertezas associadas às medidas epicádmio, dos colimadores com aberturas a partir de 0,5373 mm de abertura, apresentaram valores médios aproximados de 4,6 %. Já para as medidas subcádmio apresentaram valores médios aproximados de 6 %.

Para analisar mais detalhadamente o que ocorre com os nêutrons no interior do combustível, foi simulado no MCNP o perfil do fluxo nos 10 anéis amostrados pelos colimadores de chumbo. A partir dessa simulação ficou claro que a atenuação neutrônica na região térmica do combustível cai linearmente devido as fissões no ^{235}U . Os nêutrons de fissão que saem do combustível são moderados e ao retornar são atenuados por captura e fissão, conforme penetram na região ativa do combustível.

A região de ressonâncias resolvidas também apresentou grandes disparidades entre os anéis. Aparentemente os nêutrons epitérmicos com energia próxima as ressonâncias são fortemente capturados pelo ^{238}U no anel externo o que está totalmente de acordo com o perfil de taxa de reação nuclear de captura epicádmio (C8) que aponta um pico de absorção na periferia (casca) do combustível.

Por fim, foram determinados na sessão 5.4 os índices espectrais $^{28}\rho^*$ e $^{25}\delta^*$ ao longo do raio do combustível. Esses valores também foram comparados aos calculados no MCNP. No caso do $^{28}\rho^*$ houve concordância entre experimento e cálculo nas medidas com os colimadores de até 0,5373 cm onde a razão C/E foi de 92%. Para os menores colimadores as incertezas foram extremamente elevadas impedindo uma comparação mais detalhada.

Os valores de $^{25}\delta^*$, diferentemente dos valor de $^{28}\rho^*$, apresentaram maior coerência com os valores calculados nas regiões mais internas do disco combustível. Os dados experimentais apresentam uma leve queda próximo à região da periferia (casca) do combustível e depois voltam a se aproximar dos experimentais. Isso indica que nessa região provavelmente o cálculo subestima o fluxo epitérmico.

Conclui-se então que os objetivos propostos nesse trabalho foram atingidos, e que a metodologia experimental de utilização de colimadores combinada às correções de eficiência geométrica determinadas via MCNP é satisfatória. Alguns aperfeiçoamentos devem ser incluídos visando transformar essas medidas de taxas de reação nuclear ao longo do raio das pastilhas combustíveis em padrões de comparação (*benchmarks*), uma vez que, algumas das incertezas associadas a algumas medidas ficaram elevadas.

7 - SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Aqui estão apresentadas algumas sugestões para aprimorar a qualidade dos dados experimentais e cálculos apresentados anteriormente visando transformá-los em um futuro padrão de comparação internacional. Dentre elas estão:

- Utilizar detectores gama de altíssima resolução para análise de fotopicos de baixa energia, formados pelo decaimento do ^{143}Ce e do ^{239}Np . Um exemplo seria a análise do fotopico com 106,12 keV cuja probabilidade de emissão é de 27,2%, formado pelo decaimento do ^{239}Np . O coeficiente de atenuação gama do chumbo para essa energia é dez vezes maior que o mesmo para a energia de 277,6 keV. Esse procedimento aumentaria a eficiência atenuante dos colimadores. No presente trabalho o fotopico com 106,12 keV não foi analisado, pois o detector GMX 40210 utilizado não possui resolução suficiente para separar os fotopicos formados por produtos de fissão, nessa faixa de energia. Nesse caso, recomenda-se a utilização dos detectores ORTEC tipo PROFILE GEM que possuem o pico de eficiência e melhor resolução para energias até 200 keV ou do tipo LO-AX que possuem resolução 2 vezes melhor que os GMX para energias abaixo dos 150 keV [58].
- Aumentar a potência de irradiação dos discos combustíveis para 500 watts. Espera-se que as taxas de reação nuclear induzidas aumentem em 5 vezes, reduzindo pela metade as incertezas associadas as contagens integrais dos fotopicos gama.

- Realizar pelo menos 3 irradiações de uma mesma medida experimental para avaliar sua reprodutibilidade.
- Recalcular os valores de eficiência simuladas no MCNP, aumentando o número de histórias e consequentemente, reduzindo o erro estatístico associado ao *tally* F8. Assim, os valores de *FGC* e *FGA* teriam suas incertezas reduzidas.
- Recalcular os valores de taxa de reação nuclear ao longo do raio do combustível utilizando as bibliotecas de dados nuclear JENDL, JEFF e as ENDF/B mais atuais disponíveis e compará-los aos valores experimentais obtidos [3].

ANEXO A – REATOR NUCLEAR IPEN/MB-01

A.1 Introdução

O IPEN/MB-01 é o primeiro e único reator nuclear projetado e construído no Brasil, 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.

FIGURA A-1: Vista aérea do reator nuclear IPEN/MB-01.

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, sem que haja a necessidade da construção de um complexo sistema de remoção de calor. Esse tipo de reator é conhecido mundialmente como **reator de potência zero** ou **unidade crítica**, sendo no caso do IPEN/MB-01, projetado para operar a uma potência máxima de 100 watts. Esses reatores representam uma ferramenta básica, que permite 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 efetiva instalação, simulando as condições de projeto na própria instalação.

O projeto do reator nuclear IPEN/MB-01 teve como propósito projetar e testar um núcleo típico para uso em propulsão naval, ou seja, para testes de controle de reatividade 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 realizar manobras de fuga e de perseguição.

A.2 Descrição do Reator Nuclear IPEN/MB-01

O núcleo do reator nuclear IPEN/MB-01 possui uma grade espaçadora na qual são inseridas varetas combustíveis, barras de controle (BC#1 e BC#2) e barras de segurança (BS#1 e BS#2) possibilitando a montagem de diferentes arranjos críticos, ou seja, configurações de núcleos, uma vez que foi projetado para que apresentasse a versatilidade e a flexibilidade necessárias para tais

finalidades. Para tal, a placa matriz que sustenta o núcleo do reator possui 900 furos espaçados entre si por 15 mm (*pitch*), em um arranjo de 30x30. Nesta placa matriz foram montados os arranjos críticos retangulares, quadrado e cilindrizado. A configuração padrão tem a forma de paralelepípedo com dimensões ativas de 39x42x54,84 cm, sendo constituído de um arranjo de 28x26 varetas, sendo 680 varetas combustíveis e 48 tubos guias, destinados à inserção das varetas de controle/segurança, responsáveis pelo controle da reação em cadeia e desligamento do reator. Essa configuração possui um excesso de reatividade de aproximadamente 2415 pcm. A figura A-2 apresenta a vista superior do núcleo do reator com a configuração padrão retangular.

FIGURA A-2: Vista do núcleo: configuração retangular do reator IPEN/MB-01.

As varetas combustíveis do reator são constituídas de tubos de aço inox AISI-304, contendo em seu interior um total de 52 pastilhas combustíveis de UO_2 enriquecidas a 4,3%. A altura ativa da coluna de pastilhas é de 54,84 cm. Cada pastilha possui uma altura de 1,05 cm e diâmetro de 0,849 cm. As extremidades não ativas das varetas são preenchidas com pastilhas de Al_2O_3 . Os 48 tubos guias para as varetas absorvedoras de nêutrons (barras de controle e segurança) estão dispostos em 4 grupos, contendo cada um deles 12 varetas absorvedoras, sendo dois grupos de barras de segurança e 2 grupos de controle, dispostos cada um deles em um quadrante do núcleo do reator. Cada conjunto de 12 varetas absorvedoras é unido através de um corpo central denominado aranha, o qual é ligado a uma haste de acionamento, que por sua vez é conectada a mecanismos acionados por magnetos energizados.

Para efeito de possível modelagem em cálculos neutrônicos, apresentam-se as Tabelas A-1, A-2, A-3 e A-4 dadas a seguir, em que são apresentadas detalhadamente às composições, bem como as geometrias das varetas combustíveis e de controle do reator IPEN/MB-01. O diagrama esquemático da vareta combustível e de controle pode ser visto na Figura A-3 a seguir.

FIGURA A-3: Diagrama esquemático das varetas combustíveis e de controle.

A reatividade integral de cada barra de controle/segurança é suficiente para desligar o reator, ou seja, é de aproximadamente 3200 pcm. As barras de segurança apresentam as mesmas características geométricas das barras de controle, diferenciando das mesmas pelo material absorvedor de nêutrons, o B_4C . Durante a operação normal do reator, as barras de segurança são totalmente retiradas do núcleo ativo, com o objetivo de desligá-lo com grande margem de segurança. As barras de controle são as responsáveis, por manterem constante a população de nêutrons, quando o mesmo atinge certo nível de potência.

Quando inseridas no núcleo, as barras de controle mantêm o nível de população neutrônica, através da absorção dos mesmos em seu material estrutural composto de uma liga de Ag-In-Cd, encapsulada num revestimento de aço inox austenítico.

TABELA A-1: Dados geométricos da vareta de controle do reator nuclear IPEN/MB-01.

Material absorvedor	Ag-In-Cd
Diâmetro do absorvedor	0,832 cm
Diâmetro externo do revestimento	0,980 cm
Espessura do revestimento	0,060 cm
Diâmetro externo do tubo guia	1,200 cm
Espessura do tubo guia	0,035 cm

TABELA A-2: Dados geométricos da vareta combustível do reator nuclear IPEN/MB-01.

Região ativa	
Combustível	UO ₂
Diâmetro da pastilha	0,849 cm
Diâmetro externo do revestimento	0,980 cm
Espessura do revestimento	0,060 cm
Passo da rede	1,500 cm
Região de alumina	
Diâmetro da pastilha	0,949 cm
Diâmetro externo do revestimento	0,980 cm
Espessura do revestimento	0,060 cm
Região do tubo espaçador	
Diâmetro interno	0,730 cm
Diâmetro externo	0,849 cm

TABELA A-3: Composição isotópica da vareta combustível.

Pastilha combustível	Concentração (átomos/barn.cm)
^{235}U	1,00340E-03
^{238}U	2,17938E-02
^{16}O	4,55138E-02
Revestimento e Tubo guia	Concentração (átomos/barn.cm)
Fe	5,67582E-02
Ni	8,64435E-03
Cr	1,72649E-02
Mn	1,59898E-03
Si	3,34513E-04
Pastilha de alumina	Concentração (átomos/barn.cm)
Al	4,30049E-02
O	6,45074E-02

TABELA A-4: Composição isotópica da vareta de controle.

Absorvedor	Concentração (átomos/barn.cm)
^{107}Ag	2,35462E-02
^{109}Ag	2,18835E-02
^{113}In	3,42506E-04
^{115}In	7,65990E-03
Cd	2,72492E-03
Revestimento, Tubo guia e Tampão inferior	Concentração (átomos/barn.cm)
Fe	5,67582E-02
Ni	8,64435E-03
Cr	1,72649E-02
Mn	1,59898E-03
Si	3,34513E-04

Todo o núcleo do reator, bem como os mecanismos de acionamento de barras, as guias para as aranhas e o amortecedor de

queda de barras, é apoiado por uma estrutura suporte, fixada na parte superior por uma plataforma metálica, e na parte inferior mantida suspensa no interior do tanque moderador, o qual contém água tratada e desmineralizada, utilizada como elemento moderador da energia dos nêutrons, vide figura A-4.

FIGURA A-4: Estrutura metálica de sustentação do núcleo do reator.

Além das barras de controle e segurança, o sistema de controle de reatividade inclui um sistema de esvaziamento rápido do tanque moderador que provoca o desligamento do reator por perda do fluído moderador. No desligamento por barras, dito de primeiro nível, as 4 barras caem por gravidade no núcleo, a partir do sinal de corte de energia dos magnetos enquanto no desligamento de segundo nível, além de todas as 4 barras caírem, são abertas duas válvulas tipo borboletas de abertura rápida de 50,8 cm de diâmetro, situadas na

parte inferior do tanque moderador, causando a retirada de toda água em aproximadamente 4 segundos. A água drenada cai por gravidade e é armazenada no tanque de estocagem no primeiro subsolo do reator, onde ficará até ser novamente bombeada para o tanque moderador numa futura operação do reator, ou mesmo para tratamento da mesma, através de filtragem e controle de seu nível de condutividade em um vaso trocador de leito de resina mista ou mesmo para o controle de sua temperatura em trocadores de calor aquecedores ou resfriadores.

A instrumentação nuclear utilizada no controle e segurança do reator é constituída de 10 canais nucleares, divididos por função em 2 canais de partida (detectores BF_3), 2 de potência (Câmaras de Ionização Compensadas – CIC), 2 canais lineares (Câmaras de Ionização Não Compensadas – CINC), 3 canais de segurança na faixa de potência (2 CINC e 1 detector B-10) e 1 canal de segurança na faixa de partida (Detector BF_3). Estes canais nucleares estão situados ao redor do núcleo, dentro do tanque moderador em diversas cotas axiais, posicionados dentro de tubos de alumínio estanques a água. A tabela A-5 apresenta os tipos de detectores com seus respectivos posicionamentos no núcleo. A figura A-5 apresenta a disposição dos canais nucleares em relação a região ativa do núcleo do reator.

O canal 10 tem importância especial. Ele está posicionado a 80 cm do centro da região ativa do núcleo, ou seja, bem mais distante do que os outros canais nucleares, permitindo-lhe “enxergar” o núcleo como um todo sendo menos sensível a perturbações devido as barras de controle. Por esse motivo, é comumente utilizado como fator de comparação entre irradiações.

TABELA A-5: Posicionamento e Caracterização dos Canais Nucleares do reator IPEN/MB-01.

Canal		Posição (*)			Tipo de
Número	Função	X (mm)	Y (mm)	Z (mm)	Detector
1	Partida	+140	-360	+861	BF ₃
2	Partida	-200	+360	+831	BF ₃
3	Potência	-280	-360	+208	CIC
4	Potência	+360	+200	+208	CIC
5	Linear	-140	-360	+637	CINC
6	Linear	+65	+360	+667	CINC
7	Segurança	0	-360	+712	CINC
8	Segurança	-65	+360	+707	CINC
9	Segurança	+200	+360	+821	BF ₃
10	Segurança	+800	0	+841	B ₁₀

(*) A origem do sistema de coordenadas fica localizado no centro da placa matriz do núcleo, ou seja, no centro da base do núcleo.

FIGURA A-5: Posicionamento em escala da distribuição dos canais nucleares no Reator IPEN/MB-01.

A instrumentação nuclear é responsável pelo processamento dos sinais gerados nos detectores nucleares. Após o processamento, estes sinais são enviados para os indicadores de potência e de período

na mesa de controle do reator e para os comparadores de sinais que fazem à lógica de proteção do reator. Existem vários valores de limiar operacionais ("set points") que constituem a rede de intertravamento dos canais nucleares. Dentre eles, tem-se:

- Contagem mínima de 2 cps nos canais de partida e seu respectivo canal de segurança, para habilitar a malha de partida;
- Desligamento por sobrepotência (110 watts) de primeiro nível dos canais de partida;
- Desligamento por sobrepotência (120 watts) de segundo nível dos canais de partida;
- Desligamento por sobrepotência (110 watts) de primeiro nível para os canais de potência;
- Desligamento por sobrepotência (120 watts) de segundo nível para os canais de potência;

Para o desativar o intertravamento durante a partida do reator é necessária à utilização de uma fonte de nêutrons de Am-Be de atividade de 1 Ci e intensidade de $2,5 \times 10^6$ nêutrons/s que sensibiliza os canais nucleares de partida. Esta fonte fica armazenada no segundo subsolo do prédio do reator e durante a partida da mesma é levada , através de um pequeno carro preso a um cabo de aço, a se posicionar na base inferior do tanque moderador, onde pode então sensibilizar os canais nucleares citados, evitando-se assim que a partida do reator se dê às cegas, ou seja, numa faixa operacional em que os detectores dos canais de partida e de segurança não estejam aptos a monitorar a taxa de crescimento da população de nêutrons.

Alguns intertravamentos estão presentes nos canais nucleares. Talvez o mais importante deles seja referente ao período de

crescimento da população neutrônica durante a supercriticalidade do reator, ou seja, quando a população de nêutrons cresce exponencialmente. Quando o período do reator atinge um valor menor ou igual a 17 segundos ocorrem o desligamento involuntário ("*scram*") de primeiro nível, com a correspondente queda das 4 barras. Para um período menor ou igual a 14 segundos ocorre o "*scram*" de segundo nível, ou seja, a abertura das válvulas para escoamento da água do tanque moderador.

Existem vários outros intertravamentos que impedem que o reator seja ligado numa condição insegura (intertravamentos de segurança) e até intertravamentos que provocam o desligamento do reator (operacionais). Podem-se citar vários que vão desde a abertura da porta de acesso da Célula Crítica (saguão aonde está o núcleo do reator) até condições inadequadas da água moderadora, que vai desde a baixa temperatura da mesma (menor de 17 graus) até um nível inadequado de condutividade.

Todos os sistemas citados (núcleo, tanque moderador, detectores dos canais nucleares, controle de barras, etc.) estão situados dentro de um prédio estanque, denominando a célula crítica, construído com paredes de concreto, com funções de confinamento e blindagem. O prédio estanque é mantido à pressão negativa, situada na faixa de -50 a -220 Pa, assim, se houver perda de estanqueidade, o ar de fora entra, impedindo que em caso de acidentes o ar contaminado saia. Um dos intertravamentos de segurança é impedir a partida do reator caso a pressão negativa no interior da célula crítica não atinja a valores operacionais pré-estabelecidos em projeto, ou mesmo provocar o seu desligamento automático, caso a pressão negativa diminua em sua magnitude.

Dentre os inúmeros experimentos realizados nestes 22 anos foram mais de 2550 operações (Setembro de 2010). Podem-se destacar alguns deles, como determinação de parâmetros nucleares utilizados em validação de bibliotecas nucleares (benchmarks), teses de doutorado (medidas de índices espectrais, determinação de fração de nêutrons atrasados pela técnica de análise de ruído, etc), mestrado (mapeamento do fluxo com câmaras de fissão miniatura, determinação de densidade de potência através da varredura gama de varetas combustíveis, etc), cursos de graduação fornecidos a USP (IPN 0025 – Física de Reatores: Experimentos no reator nuclear IPEN/MB-01), cursos de pós-graduação (TNR-5769 - Experimentos no reator nuclear IPEN/MB-01), cursos de formação de operadores de centrais nucleares oferecidos a Eletronuclear, experimentos de arranjos críticos considerados padrões de comparação internacional junto a OECD/NEA, experimentos de interesse a validação de metodologia de cálculo (por exemplo, determinação da massa crítica na curva $1/M$), calibração dos canais de potência do reator através do mapeamento do fluxo de nêutrons por folhas de ativação de ouro hiper-puras, através da técnica de análise de ruído, calibração das barras de controle, coeficientes de reatividade isotérmico e de vazio, determinação do buckling do reator, estudos da reatividade de configurações utilizando veneno queimável, distribuição energética de nêutrons (espectro).

Recentemente para o biênio 2011/2012, foi obtida autorização da Comissão Nacional de Energia Nuclear (CNEN) para aumentar a potência de operação do Reator IPEN/MB-01 de 100 watts para 1 Kw [61]. Tal procedimento permitirá a obtenção de valores mais precisos de taxas de reação nuclear. Com este acréscimo de potência, haverá um aumento nas taxas de contagem durante a espectrometria gama dos disco irradiados no núcleo do reator, acarretando em uma redução significativa dos erros estatísticos associados a este tipo de medida.

ANEXO B - CARACTERÍSTICAS DO SISTEMA DE DETECÇÃO GAMA

B.1 Detector HPGe

Detectores de HPGe (*high-purity germanium*) são denominados assim pois tem concentrações de impureza extremamente baixas, com aproximadamente 10^9 átomos/cm³. Seu uso se tornou comum na maioria dos laboratórios devido as suas características especiais. O germânio ao ser resfriado se torna um excelente semicondutor e por esse motivo sua banda de valência esta bem próxima da banda de condução o que facilita sua ionização. Por esse motivo o cristal é constantemente resfriado através de um “*dewar*” (reservatório de nitrogênio líquido). A grande vantagem desse tipo de detector é sua resolução para raios gama. Essa resolução é creditada a 3 fatores: espalhamento estatístico inerente pelo número de coletores de carga, variações na eficiência de coleção de cargas e baixas contribuições de ruído eletrônico. Então, associando esse tipo de detector a um multicanal de alta precisão é possível obter alta discriminação entre os pulsos gerados no interior do detector.

B.2 Eletrônica Associada

A eletrônica associada ao detector é constituída por um pré-amplificador (acoplado ao detector) que amplifica o sinal advindo das ionizações induzidas pela radiação dentro da região ativa do cristal de germânio. Esse sinal é enviado para um amplificador que o amplifica e reduz o ruído associado. Então o sinal amplificado é enviado para uma placa de aquisição multicanal que discrimina as diferentes alturas de pulsos associando-os a um dos 8200 canais do sistema. Cada canal tem 0,25 keV de precisão com 2% de resolução.

O sinal do multicanal é processado e pode ser analisado utilizando o software MAESTRO, que apresenta os espectros e determina automaticamente os fotopicos gerados pela fonte radioativa. A figura B-1 mostra o diagrama esquemático com as características da eletrônica da bancada experimental associada ao detector HPGe.

FIGURA B-1 - Características da eletrônica da bancada experimental associada ao detector HPGe.

B.3 Geometria e Blindagem

É necessária a utilização de um castelo de chumbo que impede que radiação externa e indesejada sensibilize a região ativa do detector. Esse castelo encapsula tanto o detector como a fonte padrão. A figura B-2 mostra a geometria do sistema com um corte transversal que tem simetria axial.

FIGURA B-2: Corte transversal da geometria do castelo de chumbo e do detector HPGe (imagem criada no MCNP-4C).

Internamente ao castelo existem 7 gavetas que permitem um posicionamento preciso da amostra em distâncias pré-definidas. A gaveta número 6 (segunda de baixo para cima) dista 6,49 cm da janela de berílio do detector HPGe.

B.4 Software MAESTRO

O sinal gerado pelo multicanal é processado no microcomputador através do software MAESTRO. Esse sinal é transformado em um espectro energético que pode ser visualizado graficamente. O MAESTRO permite que o usuário selecione os canais de seu interesse somando as contagens integrais de cada canal, de preferência os canais que formam

um fotopico. Quando o fotopico selecionado é bem definido (forma gaussiana) o software calcula a contagem integral líquida e a incerteza associada do fotopico descontando o “*background*” da medida. Outro dado importante calculado pelo software é a largura a meia-altura do fotopico ou FWHM (“*Full Width at Half-Maximum*”). Para que haja garantias de que os canais selecionados incluam 99,99% (3σ) do fotopico sua base deve possuir 3 FWHM, ou seja, 3 vezes a largura a meia-altura do próprio fotopico. A partir desses dados e da eficiência do sistema de detecção é possível determinar o número de fótons emitidos pela fonte amostrada.

B.5 Características Gerais

TABELA B-1 – Características do detector HPGe e da instrumentação associada.

Equipamento	Características	
Detector	GMX Series HPGe Gamma-X	
	Modelo	GMX 40210
	Configuração Criostática	GG-GMX
	Modelo de Dewar	0.7-SHP-S
	Modelo de pré-amplificador	237N-S
	Pré amplificador S/N	#932
	Modelo do filtro de alta tensão	138-S
Informações Criogênicas	Filtro de alta tensão S/N	#91
	Capacidade do Reservatório	0,77 litros
	Autonomia do Reservatório	16 h
	Tempo mínimo para resfriamento	6 h
Dimensões	Diâmetro do Cristal	58,9 mm
	Comprimento do Cristal	79 mm
	Espessura do encamisamento do cristal	3 mm
Camadas Absorvedoras	Espessura do Berílio	0,5 mm
	Germânio inativo	0,3 mm
Alta Tensão	Modelo	ORTEC 659
	Faixa de operação recomendada	-3500 (V) a -4500 (V)
Amplificador	Modelo	ORTEC 672
Multicanal	Modelo	ORTEC-TRUMP-8K/2K

ANEXO C – DETERMINAÇÃO EXPERIMENTAL DA EFICIÊNCIA DO SISTEMA DE DETECÇÃO GAMA (SDG).

C.1 Introdução

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. Isso ocorre pois a grande maioria dos sistemas de detecção de radiação não consegue coletar toda a radiação emitida pela fonte a ser analisada. Esse efeito se torna ainda mais evidente quando tratamos de nêutrons e gamas, pois estas partículas não são carregadas, sendo necessário que elas viajem grandes distâncias até interagirem e ionizarem a região ativa de um detector.

Detectores geralmente tem sua eficiência reduzida devido a fatores como: geometria do sistema, redução do número de cargas, perda de informação na coleção dos dados e efeitos de fonte (ex: auto-absorção) [59].

Medidas de taxa de reação em folhas de ativação são bastante comuns em experimentos na área de física de reatores. Nesse trabalho elas são essenciais.

C.2 Eficiência Global

A eficiência global em função da energia (E) de um sistema de detecção é definida como:

$$\varepsilon = \frac{\text{Número de contagens com energia E}}{\text{Número de partículas emitidas pela fonte com energia E}} \quad (\text{C.1})$$

Assim, se o número de contagens for igual ao número de partículas emitidas pela fonte em um intervalo de tempo (t_c) a eficiência de detecção será 100%. A eficiência global depende da multiplicação entre dois fatores principais: a eficiência intrínseca do detector e a eficiência geométrica.

A eficiência intrínseca esta relacionada a capacidade de um determinado detector coletar as partículas que entram em sua região ativa depositando toda sua energia. Ela varia de acordo com a tensão aplicada aos polos do detector. Para o caso de um detector HPGe a eficiência intrínseca para energias é baixa, porém a resolução dos fotopicos é no máximo de 2%.

A eficiência geométrica é um objeto de estudo nesse trabalho. Como o nome já diz, a geometria do sistema define a eficiência do mesmo. Distância entre fonte e detector, tamanho de fonte, blindagem e introdução de colimadores são alguns dos fatores que podem determinar a eficiência geométrica de um sistema. Um estudo mais detalhado sobre a introdução dos colimadores no sistema é apresentado no capítulo 5.

Para determinar a eficiência experimentalmente é necessária a utilização de uma fonte padrão que decai com o tempo, para tanto, utiliza-se a seguinte relação para corrigir o efeito do decaimento e o tempo de contagem da fonte [59]:

$$\varepsilon(E) = \frac{\lambda.C(E).e^{\lambda.t_e}}{I.A_0.(1-e^{-\lambda.t_c})} \quad (C.2)$$

Onde C são as contagens obtidas pelo sistema de aquisição para uma energia centrada em E , λ é a constante de decaimento da fonte padrão, A é a atividade da fonte no início da contagem, t_c é o tempo de contagem da fonte, t_e é o tempo transcorrido desde a fabricação até o início da contagem da fonte e I é a probabilidade de emissão do fóton de energia E pelo decaimento da fonte.

A incerteza associada pode ser obtida pela equação de propagação de erros, que aplicada a equação (C.2) fica:

$$\sigma_\varepsilon^2 = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial C}\right)^2 \sigma_C^2 + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial A}\right)^2 \sigma_A^2 + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial I}\right)^2 \sigma_I^2 + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \lambda}\right)^2 \sigma_\lambda^2 \quad (C.3)$$

Resolvendo as derivadas parciais obtemos:

$$\sigma_\varepsilon = \varepsilon \sqrt{\left(\frac{\sigma_C}{C}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_A}{A}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_C}{C}\right)^2 + (\sigma_\lambda \cdot t_e)^2} \quad (C.4)$$

C.3 Fonte Padrão

A fonte padrão de Eu-152 ($T_{1/2} \approx 13,35$ anos = $4,2095 \pm 0,01231 \times 10^8$ s) na forma de um disco circular é utilizada na determinação da eficiência global do sistema. Ela é uma fonte ideal para determinar a eficiência de contagem, pois libera vários fótons de energia bem definida que abrangem grande parte do espectro de energia detectado pelo HPGe.

No caso deste trabalho, a geometria da fonte é similar a geometria do disco de UO_2 (diâmetro 8,49 mm). As energias emitidas por essa fonte e suas principais características podem ser visualizadas na tabela C-1.

TABELA C-1- Energias características e abundância gama do Eu-152

Energia (keV)	Probabilidade de Emissão Gama (%)	σI
244,17	7,51	0,00050
344,62	26,58	0,00180
411,36	2,234	0,00013
444,18	3,12	0,00018
778,97	12,96	0,00070
964,05	14,62	0,00060
1112,00	13,56	0,00060
1407,80	20,85	0,00080

A fonte padrão possui uma geometria circular com 8 mm de diâmetro e 0,5 mm de espessura (reduzindo efeitos de auto-blindagem). Ela possuía uma atividade inicial (A_0) no dia 01/03/1991 igual a $13,30 \pm 0,29$ kBq. Essa incerteza corresponde a um nível de confiança estatística de 95% (2σ).

C.4 Resultados

Nesse experimento foi determinada a eficiência da 6ª gaveta do SDG. Para tanto, foi utilizada a fonte padrão descrita anteriormente, apoiada em um suporte de lucite. A tensão aplicada no detector foi de -3600 Volts.

O espectro da 6ª gaveta foi obtido com o software Maestro em 56200 s (t_c). Ele foi analisado através da marcação manual de fotópico, usando o critério de delimitar o fotopico gama em 3 FWHM (3 vezes a resolução à meia-altura).

Para determinar a eficiência do sistema de detecção em todo espectro de energia é utilizado o método da interpolação. Esse método visa encontrar uma expressão analítica na qual a variável dependente é a eficiência e a variável independente é a energia. Assim inserindo um

valor de energia na expressão é obtido o valor da eficiência.

As contagens obtidas devem ser corrigidas conforme o tempo morto de contagem (tempo em que o sistema não está disponível a aquisição de fótons). O tempo de contagem do sistema (Live Time) é definido pelo software MAESTRO.

Analisando os dados verifica-se um decaimento exponencial da eficiência em função da energia. Na figura C-1 são apresentados os valores de eficiência obtidos para a 6ª gaveta. Esses valores são apresentados na escala logaritmica exponencial (ln) para a energia e para a eficiência.

FIGURA C-1 – Eficiência da 6ª gaveta em função da energia e ajuste linear com tempo de contagem igual a 56200 s (escala logaritmica exponencial).

A equação de interpolação para os valores de Eficiência é obtida a partir da expressão dada a seguir:

$$\ln (\text{Eficiência}) = a - b \times \ln (\text{Energia em keV}) \text{ (C.5)}$$

Da interpolação linear da figura C-1 são obtidos os seguintes valores: $a = 0,46569 \pm 0,09776$ e $b = -0,82791 \pm 0,0152$. Utilizando a equação C.5 obtemos os valores de eficiência. Para a energia de **277,6 keV** obtemos o valor **$0,0151 \pm 0,0018$** enquanto para a energia de **293,3 keV** obtemos **$0,0147 \pm 0,0014$** .

ANEXO D – CONSTANTES

Nesse anexo são apresentadas todas constantes necessárias para o cálculo das Taxas de Reação Nuclear em unidades absolutas.

Taxa de Captura Radioativa no ^{238}U (fotopico de 277,6 keV do ^{239}Np)	
Fator de auto-absorção gama do disco ¹	1,2797
Probabilidade de emissão gama ²	14,38 %
Eficiência global de contagem do SDG ¹	0,0151 ± 0,0018
Constante de decaimento do ^{239}Np ²	3,44 x 10 ⁻⁶ s ⁻¹
Constante de decaimento do ^{239}U ²	4,93 x 10 ⁻⁴ s ⁻¹
Taxa de Fissão no U (fotopico de 293,3 keV do ^{143}Ce)	
Fator de auto-absorção gama do disco ¹	1,2467
Probabilidade de emissão gama ²	42,8 %
Eficiência global de contagem do SDG ¹	0,0147 ± 0,0014
Constante de decaimento do ^{143}Ce ²	5,83 x 10 ⁻⁶ s ⁻¹
Rendimento de Fissão para o ^{235}U ²	5,9373 %
Rendimento de Fissão para o ^{238}U ²	4,5585 %
Rendimento de Fissão para o U ²	5,8999 %
Rendimento de Fissão para o U coberto com cobertura cádmio (7 cm) ³	5,7112 %
Fração relativa das fissões do ^{235}U ³	0,9729 ± 0,35 %
Fração relativa das fissões do ^{235}U coberto com cobertura cádmio (7 cm) ³	0,8352 ± 0,18 %

¹ Parâmetro calculado neste trabalho.

² Parâmetro extraído da referência [21].

³ Parâmetro calculado através do código computacional MCNP-4B com a biblioteca ENDF/B-VI.

ANEXO E - MODELAGEM DO SISTEMA DE DETECÇÃO GAMA COM O MCNP-4C

Neste anexo é apresentada e descrita a modelagem do sistema de detecção gama utilizada para determinar das correções geométricas devido a introdução dos colimadores de chumbo.

E.1 Funcionamento do MCNP

MCNP (Monte Carlo N-Particle Code) é um código que utiliza o método de Monte Carlo para transporte de partículas. Ele trabalha em energia contínua, geometria generalizada, em função do tempo, com acoplamento entre fótons, nêutrons e elétrons podendo ser utilizado em vários modos de transporte. Métodos de Monte Carlo são muito diferentes dos métodos de transporte determinísticos. Métodos determinísticos, dos quais o mais comum é o método de ordenadas discretas, resolvem a equação de transporte para o comportamento médio das partículas no sistema. Em contraste, o método de Monte Carlo obtém respostas simulando partículas individuais e gravando alguns aspectos do seu comportamento médio. O comportamento médio das partículas no sistema físico é então inferido (usando o teorema do limite central).

Partindo desse princípio o usuário cria um arquivo de entrada (INPUT) que é posteriormente lido pelo MCNP. Este arquivo contém as seguintes informações sobre a modelagem do problema:

- especificação da geometria;
- descrição dos materiais e seleção de sessões de choque;
- localização e características da fonte de nêutrons, fótons ou elétrons;

- tipo de respostas e "*tally*" desejados e
- técnicas de redução de variância para melhorar a eficiência da simulação.

Um "*tally*" é o registro, pré-definido pelo usuário, sobre simulação. O usuário pode instruir o MCNP a fazer o registro de vários aspectos relacionados a corrente, fluxo e deposição de energia das partículas. Os tallies do MCNP são normalizados por partícula emitida da fonte, exceto para alguns casos especiais, como cálculos de criticalidade. A tabela a seguir mostra os tipos de tallies e para que tipo de partículas eles podem ser executados.

Tabela E-1: Tallies do MCNP.

Tally	Descrição	Partículas
F1	Corrente na superfície	Nêutron, fóton e elétron
F2	Fluxo na superfície	Nêutron, fóton e elétron
F4	Fluxo médio em uma célula	Nêutron, fóton e elétron
F5	Fluxo em um detector	Nêutron e fóton
F6	Energia média depositada na célula	Nêutron, fóton e elétron
F7	Energia depositada por fissão	Nêutron
F8	Contagem de pulsos em uma célula	Nêutron, fóton e elétron

No MCNP vários tipos de fontes podem ser modelados. As fontes emissoras podem ser de fótons, elétrons e nêutrons com qualquer energia desde que exista uma biblioteca com a energia desejada. Geometrias e distribuições também podem ser definidas pelo usuário, assim como o número de histórias geradas (partículas geradas).

E.2 Estrutura do Arquivo de Entrada no MCNP (INPUT)

A estrutura de um arquivo de entrada do MCNP segue o seguinte formato:

- 1- Título
- 2- Especificação das Células
- 3- Linha em branco
- 4- Especificação das superfícies
- 5- Linha em branco
- 6- Especificações dos materiais, das bibliotecas de dados, da fonte e dos *tallies*.

As células do primeiro bloco são construídas a partir das superfícies definidas no segundo bloco. Geralmente, estas células são definidas como combinações lineares dessas superfícies possibilitando a criação de uma grande variedade de geometrias. Essas células são preenchidas com os materiais especificados no terceiro bloco. Os materiais são especificados da seguinte maneira:

mn ZA.id fração da densidade ZA.id fração da densidade

sendo n o número do material, Z o número atômico do elemento que o compõem, A é o número de massa do elemento, id é a referência da biblioteca de dados nucleares que será utilizada na simulação. Por fim, é inserida a fração da densidade do material. Caso o material seja constituído de mais de um elemento, estes são inseridos na mesma linha logo após o primeiro.

E.3 Input do SDG

O input apresentado a seguir se refere ao SDG com colimador de 0,2692 cm de abertura, blindagem associada e fonte homogênea em forma de anel (0,3823 - 0,468 mm). O simbolo c no início da linha significa que a mesma é comentada, ou seja, não entra na compilação.

Projeto Eficiencia

c aneis de chumbo

```
1 1 -11.40 200 -210 -510 imp:p=0.2
2 1 -11.40 210 -220 -510 500 imp:p=0.2
3 1 -11.40 220 -370 -510 540 imp:p=0.2
4 1 -11.40 -370 380 520 -530 imp:p=1
5 1 -11.40 370 -391 -510 520 imp:p=1
90 1 -11.40 -510 560 391 -390 #6 imp:p=1
6 0 400 -390 420 -430 -440 560 450 imp:p=1
```

c gavetas

```
7 5 -2.7 220 -230 500 -540 410 imp:p=1
8 5 -2.7 230 -240 550 -540 410 imp:p=1
9 5 -2.7 240 -250 500 -540 410 imp:p=1
10 5 -2.7 250 -260 550 -540 410 imp:p=1
11 5 -2.7 260 -270 500 -540 410 imp:p=1
12 5 -2.7 270 -280 550 -540 410 imp:p=1
13 5 -2.7 280 -290 500 -540 410 imp:p=1
14 5 -2.7 290 -300 550 -540 410 imp:p=1
15 5 -2.7 300 -310 500 -540 410 imp:p=1
16 5 -2.7 310 -320 550 -540 410 imp:p=1
17 5 -2.7 320 -330 500 -540 410 imp:p=1
18 5 -2.7 330 -340 550 -540 410 imp:p=1
19 5 -2.7 340 -350 500 -540 410 imp:p=1
20 5 -2.7 350 -360 550 -540 410 imp:p=1
21 5 -2.7 360 -370 500 -540 410 imp:p=1
```

c tampa do detector

```
23 5 -2.7 -605 606 616 -603 imp:p=1
24 5 -2.7 606 -607 603 -604 imp:p=1
25 5 -2.7 604 -602 608 -607 imp:p=1
```

c cristal

```
26 0 (-621 619 -618 624):-622 imp:p=0
27 7 -5.33 600 -618 -620 #26 #33 imp:p=1
```

c berilio

```
28 9 -1.85 616 -615 -606 imp:p=1
```

c mount cup

```
30 5 -2.7 -614 620 600 -618 imp:p=1
31 5 -2.7 -614 618 -610 621 imp:p=1
```

c pedestal e pino

```
32 4 -20.16489 610 -623 -606 imp:p=1
```

33 4 -20.16489 -621 -624 -610 imp:p=1
 c fonte de europio
 34 6 -5.26 700 -701 -702 imp:p=1
 c colimador
 35 1 -11.40 801 -800 802 -803 imp:p=1
 c blindagem chumbo
 36 1 -11.40 800 -808 806 -807 imp:p=1
 c blindagem aluminio
 37 5 -2.4 800 -808 811 -812 imp:p=1
 c blindagem cobre
 38 8 -8.4 800 -808 807 -811 imp:p=1
 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 #36 #37 #38 imp:p=1
 101 0 (-997:998:999) imp:p=0

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
 603 pz 26.89
 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 7.405
 701 pz 7.505
 702 cz 0.4245
 c blindagem
 c colimador
 800 cz 1.5
 801 cz 0.1346 *(linha que determina o raio da abertura do colimador)*
 802 pz 7.515
 803 pz 9.565
 c chumbo
 806 pz 7.785
 807 pz 8.2
 808 cz 4.605
 c cobre
 811 pz 8.295

c aluminio
812 pz 8.78
c meio externo
c cilindro
997 pz -0.5
998 pz 35.90
999 cz 10.5

c materiais
mode p e *(linha que define os tipos de partículas transportadas)*
m1 82000.01p 1
m9 4000.01p 1
m4 29000.01p 1
m5 13000.01p 1
m6 63000.01p 1
m7 32000.01p 1
m8 29000.01p 0.68 30000.01p 0.32
c fonte de europio
sdef pos 0 0 7.405 rad d1 axs 0 0 1 ext d2 erg d4 par 2 *(formato e tipo de partícula)*
c raio interno e raio externo da fonte
si1 0.19115 0.234 *(linha que determina o tamanho do anel fonte)*
sp1 -21 1
si2 0 0.1
sp2 -21 0
si4 | 0 0.277 0.293 *(linha que determina as energias emitidas pela fonte)*
sp4 d 0 0.5 0.5
f8:p 27 *(linha que determina o tally)*
nps 20000000 *(linha que determina o número de histórias)*
e8 0 0.276 3i 0.278 0.292 3i 0.294
prdm 2e6 2e6 1 4 2e6

Foi utilizado o tally f8, pois ele conta os pulsos de energia depositados no detector, que no caso é o Germânio. Assim ele apresenta diretamente o valor da eficiência de detecção e sua incerteza estatística associada.

ANEXO F - MODELAGEM DO ESPECTRO NEUTRÔNICO NO INTERIOR DA VARETA COMBUSTÍVEL NO MCNP-4C

Reator IPEN/MB-01 5x5 infinito - Enriquecimento 4.3 % U-235

c

c posicao s/cd = 10.0 cm e posicao c/cd = 35.0 cm

c execucao direta 1.000.000 de historias - com lamina de agua

c *esse input é baseado na simulação do reator IPEN/MB-01!*

c *vareta combustivel padrao (material densidade e geometria)*

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

10 5 1.11860e-01 -1 -8 u=2 \$ *alumina*

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

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

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

40 1 6.81901e-02 -1 8 -9 u=2 \$ uo2 (pastilha)

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

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

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

70 5 1.11860e-01 -1 9 -23 u=2 \$ *alumina*

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

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

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

100 0 -28 23 -24 u=2 \$ vazio (interno)

110 7 8.79133e-02 28 -1 23 -24 u=2 \$ *tubo (SS)*

120 3 8.65716e-02 2 -3 23 -24 u=2 \$ *clad (SS)*

130 2 -0.0001 1 -2 23 -24 u=2 \$ gap

c moderator

140 4 1.00104e-01 3 u=2 \$ agua

c *tubo guia (material densidade e geometria)*

c

c vareta combustivel especial (material densidade e geometria)

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

350 5 1.11860e-01 -1 -8 u=1 \$ alumina

360 2 -0.0001 1 -2 -8 u=1 \$ gap

370 3 8.65716e-02 2 -3 -8 u=1 \$ clad

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

380 1 6.81901e-02 -1 8 -19 u=1 \$ uo2 (past/nua-ini)
 381 1 6.81901e-02 -1 19 -20 u=1 \$ uo2 (past/nua-fim)
 382 1 6.81901e-02 -1 20 -21 u=1 \$ uo2 (past/cd-ini)
 383 1 6.81901e-02 -1 21 -22 u=1 \$ uo2 (past/cd-fim)
 384 1 6.81901e-02 -1 22 -9 u=1 \$ uo2 (superior)
 390 2 -.0001 1 -2 8 -9 u=1 \$ gap
 400 3 8.65716e-02 2 -3 8 -9 u=1 \$ clad (SS)
 c parte superior - alumina ----> 54.84 a 60.24 cm
 410 5 1.11860e-01 -1 9 -23 u=1 \$ alumina
 420 2 -0.0001 1 -2 9 -23 u=1 \$ gap
 430 3 8.65716e-02 2 -3 9 -23 u=1 \$ clad (SS)
 c parte superior - tubo espacador ---> 60.24 a 98.84 cm
 440 0 -28 23 -24 u=1 \$ vazio (interno)
 450 7 8.79133e-02 28 -1 23 -24 u=1 \$ tubo (SS)
 460 3 8.65716e-02 2 -3 23 -24 u=1 \$ clad (SS)
 470 2 -0.0001 1 -2 23 -24 u=1 \$ gap
 c moderador e luva de cadmio
 480 4 1.00104e-01 3 -42 u=1 \$ agua abaixo da luva
 485 4 1.00104e-01 3 -10 42 -43 u=1 \$ lamina de agua da luva
 490 8 4.58475e-02 10 -11 42 -43 u=1 \$ luva (cadmio)
 500 4 1.00104e-01 11 42 -43 u=1 \$ agua fora da luva
 510 4 1.00104e-01 3 43 u=1 \$ agua acima da luva
 c
 c Universo u=1 vareta combustivel especial
 c Universo u=2 vareta combustivel padrao
 c Universo u=3 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=7 moderador (agua)
 c
 650 0 -4 5 7 -6 u=15 lat=1 fill=-2:2 -2:2 0:0 (*configuração do universo*)
     2 2 2 2 2
     2 2 2 2 2
     2 2 1 2 2
     2 2 2 2 2
     2 2 2 2 2

c limite do arranjo

660 0 -13 14 -15 16 25 -24 fill=15

c fora do tanque moderador

999 0 13:-14:15:-16:-25:24 \$ outside of world

c definicao das superficies - dimensoes em cm

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 .0000 \$ origem axial

9 pz 54.840 \$ altura ativa da vareta combustivel

10 cz 0.5175 \$ raio interno da luva de cadmio

11 cz 0.5725 \$ raio externo da luva (e=0.55 mm)

12 cz 100.00 \$ raio do tanque de moderador

*13 px 3.75 \$ limite do arranjo ($20.25/1.500=13.5$)

*14 px -3.75 \$ limite do arranjo ($21.75/1.500=14.5$)

*15 py 3.75 \$ limite do arranjo ($18.75/1.500=12.5$)

*16 py -3.75 \$ limite do arranjo ($20.25/1.50=13.5$)

17 cz 0.6000 \$ raio externo do tubo guia

18 cz 0.565 \$ raio interno do tubo guia

19 pz 9.50 \$ pastilha nua (inicio)

20 pz 10.50 \$ pastilha nua (fim)

21 pz 34.50 \$ pastilha c/cd (inicio)

22 pz 35.50 \$ pastilha c/cd (fim)

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 30.7547 \$ final da ponteira da BC#1 (2/3 de 2.50 cm)

31 pz 32.4214 \$ insercao da barra de controle BC#1

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
 40 pz 30.7547 \$ final da ponteira da BC#2 (2/3 de 2.50 cm)
 41 pz 32.4214 \$ insercao da barra de controle BC#2
 42 pz 32.50 \$ inicio da luva de cadmio
 43 pz 37.50 \$ fim da luva de cadmio
 50 pz 150.00 \$ fim do tanque do reator (parte superior)
 c
 c
 51 pz 57.7
 52 px -28.55
 53 px 27.05
 54 py -1.00125
 c 55 py -0.6275
 55 py -0.63125

c Importancia das celulas

c

imp:n 1 37r 0

c

c *Definicao dos Materiais*

c ----> 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 0.0001

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

m4 1001.70c 6.67160e-02 8016.70c 3.33580e-02

mt4 lwtr.01t

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 luva de cadmio

m8 48106.70c 6.08286e-04 48108.70c 4.25082e-04 48110.70c 5.85698e-03

48111.70c 5.94816e-03 48112.70c 1.11131e-02 48113.70c 5.57803e-03
48114.70c 1.29993e-02 48116.70c 3.33044e-03

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 U-238

m11 92238.70c 1.0

c U-235

m12 92235.70c 1.0

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 controle de execucao

rand gen=2 seed=2147483647

kcode 1000000 1.02 50 250 20000 0 48100 1 (*KCODE com 1000000*)

c pontos para inicializacao das fissoes (x,y,z)

ksrc 0.0 0.0 25.0

c

fmesh4:n geom= cyl origin= 0 0 0 IMESH= 0.1346 0.19115 0.234 0.26865 &
 0.3001 0.32885 0.3563 0.3827 0.40625 0.42447 iints= 1 9r &
 JMESH=9.5 10.5 34.5 35.5 jint= 1 3r KMESH= 1 kints= 1
 EMESH= 0 3.00E-09 5.00E-09 6.90E-09 1.00E-08 1.50E-08 &
 2.00E-08 2.50E-08 3.00E-08 3.50E-08 4.20E-08 &
 5.00E-08 5.80E-08 6.70E-08 7.70E-08 8.00E-08 &
 9.50E-08 1.00E-07 1.15E-07 1.34E-07 1.40E-07 &
 1.60E-07 1.80E-07 1.89E-07 2.20E-07 2.48E-07 &
 2.80E-07 3.00E-07 3.15E-07 3.20E-07 3.50E-07 &
 3.91E-07 4.00E-07 4.33E-07 4.85E-07 5.00E-07 &
 5.40E-07 6.25E-07 7.05E-07 7.80E-07 7.90E-07 &
 8.50E-07 8.60E-07 9.10E-07 9.30E-07 9.50E-07 &
 9.72E-07 9.86E-07 9.96E-07 1.02E-06 1.04E-06 &
 1.05E-06 1.07E-06 1.10E-06 1.11E-06 1.12E-06 &
 1.15E-06 1.17E-06 1.24E-06 1.30E-06 1.34E-06 &

```

1.37E-06 1.44E-06 1.48E-06 1.50E-06 1.59E-06 &
1.67E-06 1.76E-06 1.84E-06 1.93E-06 2.02E-06 &
2.10E-06 2.13E-06 2.36E-06 2.55E-06 2.60E-06 &
2.72E-06 2.77E-06 3.30E-06 3.38E-06 4.00E-06 &
4.13E-06 5.04E-06 5.35E-06 6.16E-06 7.52E-06 &
8.32E-06 9.19E-06 9.91E-06 1.12E-05 1.37E-05 &
1.59E-05 1.95E-05 2.26E-05 2.50E-05 2.76E-05 &
3.05E-05 3.37E-05 3.73E-05 4.02E-05 4.55E-05 &
4.83E-05 5.16E-05 5.56E-05 6.79E-05 7.57E-05 &
9.17E-05 1.37E-04 1.49E-04 2.04E-04 3.04E-04 &
3.72E-04 4.54E-04 6.77E-04 7.49E-04 9.14E-04 &
1.01E-03 1.23E-03 1.43E-03 1.51E-03 2.03E-03 &
2.25E-03 3.35E-03 3.53E-03 5.00E-03 5.53E-03 &
7.47E-03 9.12E-03 1.11E-02 1.50E-02 1.66E-02 &
2.48E-02 2.74E-02 2.93E-02 3.70E-02 4.09E-02 &
5.52E-02 6.74E-02 8.23E-02 1.11E-01 1.23E-01 &
1.83E-01 2.47E-01 2.73E-01 3.02E-01 4.08E-01 &
4.50E-01 4.98E-01 5.50E-01 6.08E-01 8.21E-01 &
9.07E-01 1.00E+00 1.11E+00 1.22E+00 1.35E+00 &
1.65E+00 2.02E+00 2.23E+00 2.47E+00 3.01E+00 &
3.68E+00 4.49E+00 5.49E+00 6.07E+00 6.70E+00 &
8.19E+00 1.00E+01 1.16E+01 1.38E+01 1.49E+01 &
1.73E+01 1.96E+01 &
EINTS= 1 192r
prdmp 1000 1000 -1 j
print

```

8 - REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. SESONSKE, A.; "Nuclear Power Plant Design Analysis" United States Atomic Energy Commission.
2. GOMES, P. T. V.; "Contribuições para Melhoria das Metodologias de Avaliação de Choque Térmico Pressurizado em Vasos de Pressão de Reatores PWR." Tese de Doutorado - IPEN (2005).
3. HOGENBIRK, A. and VAN DER MARK, S.C. "Comparative Validation Results of JEFF3.T2, JEF2.2, EDNF/B-VI.6 and JENDL-3.2. Validation for Criticality Analyses". NEA Working Document. <http://www.nea.fr/dbdata/project/jeffdoc.html>. JEFDOC-862.
4. KAHLER, A.C. "Monte Carlo Eigenvalue Calculations with ENDF/B-VI.8, JEFF3.0 and JENDL3.3 Cross-Sections for a Selection of International Criticality Safety Benchmark Evaluation Project Handbook Benchmarks" *Nucl. Sci. and Eng.* **145**, 213-334 (2003).
5. BRIEMEISTER, J.F.; MCNP: A General Monte Carlo N-Particle Transport Code (Version-4C), Los Alamos National Laboratory, LA-13709-M, 2000.
6. NORDHEIN, L.W.; KUNIUR, G.F. A Program of Research and Calculation of Resonance Absorption. San Diego, CA, Gulf General Atomic Co., 1961.
7. BONDARENKO, I.I. Group Constants for Nuclear Reactor. Constants Bureau, New York, NY, 1964.
8. SANTOS, A.; PASQUALETO, H.; FANARO, L.C.C.B.; FUGA, R. and JEREZ, R. "The Inversion Point of the Isothermal Reactivity Coefficient of the IPEN/MB-01 Reactor -1: Experimental Procedure". *Nucl. Sci. Eng.*, **133**, 314-326 (1999).
9. SANTOS, A.; FUGA, R. and JEREZ, R. "A Proposal for Benchmarking ^{235}U Nuclear Data". *Nucl. Sci. Eng.*, **137**, 52-69 (2001).
10. VAN DER MARCK, S.C.; KLEIN, R.M. and HOGENBIRK, A. "Benchmarking Results for Delayed Neutron Data". International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, ND-2004, September 26 - October 1, 2004, Santa Fe, New Mexico, USA.

- 11.SANTOS, A.; FANARO, L.C.C.B.; ANDRADE E SILVA, G.S.; JEREZ, R.; ABE, A.Y. and FUGA, R. "Critical Loading Configurations of the IPEN/MB-01 Reactor". J.Blair Briggs (Ed.). International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiments, NEA/NSC/DOC(95)/03/I, Nuclear Energy Agency, Paris (September 2004 Edition).
- 12.DINIZ, R. and SANTOS, A. "Experimental Determination of the Decay Constants and Abundances of Delayed Neutrons by Means of Reactor Noise Analysis". Nucl. Sci. Eng., 152, 125 (2006).
- 13.SANTOS, A., ANDRADE E SILVA, G.S., MENDONÇA, A.G., ABE, A.Y. and FUGA, R. "The Inversion Point of the Isothermal Reactivity Coefficient of the IPEN/MB-01 Reactor-2: Theoretical Procedure". Nucl. Sci. Eng., 151,237-251 (2005).
- 14.HARDY Jr, J. and KAHLER, A.C. "Analysis of Benchmark Critical Experiments with ENDF/B-VI Data Sets", Proc. Int. Topl. Mtg. Advances in Mathematics, Computation and Reactor Physics, Pittsburg, Pennsylvania, April 28-May 2 (1991).
- 15.STRAWBRIDGE, L.E. BARRY, R.F. "Criticality Calculations for Uniform Water Moderated lattices". Nucl. Sci. Eng., 23,58-73 (1965).
- 16.HELLSTRAND, E. "Measurement of Resonance Integrals" Reactor Physics in the Resonance and Thermal Range, Proc. of the National Meeting of the American Nuclear Society, San Diego, February 7-9, (1996).
- 17."Cross Section Evaluation Working Group Benchmark Specification", ENDF-202 (BNL- 19302), Brookhaven National Laboratory.
- 18.WITTRY, D. B.; "Electron Probe Microanalyzer", US Patent No 2916621 (1958), Washington, DC: U.S. Patent and Trademark Office.enninghoven, A (1969).
- 19."Analysis of sub-monolayers on silver by secondary ion emission". Physica Status Solidi 34: K169–171.
- 20."SIMS Detection Limits of Selected Elements in Si and SiO₂ Under Normal Depth Profiling Conditions". Evans Analytical Group. May 4, 2007. <http://www.eaglabs.com/files/appnotes/AN339.pdf>. Retrieved 2007-11-22.

21. BITELLI, U. D'U. "Medida de Parâmetros Integrais no Reator IPEN/MB-01", Tese de Doutorado - IPEN (2001).
22. FANARO, L. C. C. B.; "Determinação Experimental de Índices Espectrais por Varredura Gama de Vareta Combustível no Reator IPEN/MB-01, Tese de Doutorado - IPEN (2009).
23. LAMARSH, J.R.; "Introduction to Nuclear Reactor Theory". Reading – Massachusetts, 1966.
24. PROFIO, A.E.; "Reaction Experiments". In: Experimental Reactor Physics. New York, Wiley, 1976.
25. TIC.; "Experimental Investigations of the Physical Properties of WWER-Type Uranium-Water Lattices" Akadémiai Kiadó, Budapest 1985.
26. KRANZ, A.Z. "Measurements of Thermal Utilization, Resonance Escape Probability, and Fast Fission Factor of Water Moderated Slightly Enriched Uranium Lattices". Pittsburgh, Pennsylvania, United States Atomic Energy Commission, 1955.
27. KRANZ, A.Z. and SMITH, G.G. "A Second Report on Measurements of f , p , and ϵ of Water Moderated Slightly Enriched Uranium Lattices". Washington, D.C., United States Atomic Energy Commission, 1956.
28. TSOULFANIDIS, N.; "Measurement and Detection of Radiation". McGraw-Hill Book Company, 1983.
29. JAMESON, E. C. , "Electrical Discharge Machining", (2001) SME, ISBN 978-0872635210, <http://www.sme.org/cgi-bin/get-item.pl?BK01PUB11&2&SME>.
30. MURA, L.F.L; BITELLI, U. d'U.; "Medida de Taxas de Reação ao Longo do Raio da Pastilha Combustível no Reator IPEN/MB-01", XII Seminário Anual PIBIC - CNPq, São Paulo, 9-10 de Novembro de 2006.
31. BITELLI, U. D'U; SANTOS, A.; MURA L.F.L.; FANARO, L.C.C.B.; "Measurement and Calculation of the Rate OF Nuclear Reaction of radioactive capture Along of the Radius of UO_2 Fuel Pellet at IPEN/MB-01 Reactor". INTERNATIONAL NUCLEAR ATLANTIC CONFERENCE , SANTOS, SP, BRAZIL, OCTOBER 2007.

32. REUS, U. and WESTMEIER, W. "Atomic Data and Nuclear Data Tables". Marburg, Academic Press, 1983.
33. Ortec Corporation, "MAESTRO for Windows Version 6.06"
34. Origin Lab. Corporation, "Data Analyses and Technical Graphics. ORIGIN-5.0".
35. NAKAJIMA, K. and AKAI, M. "Modified Conversion Ratio Measurement in Light Water- Moderated UO₂ Lattices". *Nuclear Technology*, **113**, 375-379 (1995).
36. NAKAJIMA, K.; AKAI, M. and SUZAKI, T. "Measurement of the Modified Conversion Ratio by Gamma-Ray Spectrometry of Fuel Rods For Water-Moderated UO₂ Cores". *Nuclear Science and Engineering*, **116**, 138-146 (1994).
37. NAKAJIMA, K.; AKAI, M.; YAMAMOTO, T. and SUZAKI, T. "Measurement and Analyses of the Ratio of ²³⁸U Captures to ²³⁵U Fission in Low-Enriched UO₂ Tight Lattices". *Journal of Nuclear Science and Technology*, **31**, 1160-1170 (1994).
38. BLEULER, E. and GOLDSMITH, G. J.; "Experimental Nucleonics". Physikalisches Institute der Universitat Freiburg im Breisgau.
39. BERGER M.J.; HUBBELL, J.H.; SELTZER, S.M.; CHANG, J.; COURSEY, J.S.; SUKUMAR, R.; ZUCKER, D.S. and OLSEN, K; (2010) "XCOM: Photon Cross Section Database (version 1.5)". <http://physics.nist.gov/xcom> [Monday, 15-Nov-2010 19:58:52 EST]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.
40. "ENDF/B-VI Summary Documentation", BNL-NCS-17451 (ENDF-201), 4th ed. (ENDF/B-VI), P.F. Rose, Ed., National Nuclear Data Center, Brookhaven Laboratory, Release-8 (2000).
41. MacFARLANE, R.E. and MUIR, D.W. "NJOY Code System for Producing Pointwise and Multigroup Neutron And Photon Cross Section from ENDF/B Data", LA-12740-M, Los Alamos National Laboratory, 1994.
42. KOPPEL, J.U. and HOUSTON, D.H. "Reference Manual for ENDF Thermal Neutron Scattering Data", GA-8774, General Atomics, 1978.
43. Idaho National Laboratory; "ICSBEF Guide to the Expression of Uncertainties".

- 44.BEVINGTON, P. "Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences" McGraw Hill, 3th Edition (2003).
- 45.HELENE, O.; VANIN, V. R. . "Tratamento Estatístico de Dados Em Física Experimental". Sao Paulo: Edgard Blucher, 1991.
- 46.SCHWARZ, A.L.; SCHWARZ, R.A. and CARTER, L.L.; "MCNP/MCNPX Visual Editor Computer Code Manual", Released February, 2008.
- 47.SANTOS, A. d.; "Estabelecimento de Padrões Experimentais no Reator IPEN/MB-01 Visando Validação de Metodologia de Cálculo e de Bibliotecas de Dados Nucleares para a Área de Física de Reatores (Projeto Fapesp)". Processo nº 2004/14542-0, Relatório Final de Atividades.
- 48.HARDY Jr., J. and KLEIN, D. and VOLPE, J.J. "Spatial Variation of the Fast Neutron Flux in Cells of Slightly ²³⁵U-Enriched-Uranium Water-Moderated Lattices". *Nucl. Sci. Eng.*, **26**, 462-471, 1966.
- 49.HARDY Jr., J. and KLEIN, D. and VOLPE, J.J. "A Study of Physics Parameters in Several Water-Moderated Lattices of Slightly Enriched and Natural Uranium". *Nucl. Sci. Eng.*, **40**, 101-115, 1970.
- 50.HARDY jr. J. "ENDF/B Data Testing Results for Thermal Reactor Benchmark". Thermal Reactor Benchmark Calculation, Techniques, Results and Applications. BNO-NP-1983.
- 51.HELLSTRAND, E. "Measurement of the Effective Resonances Integral in Uranium Metal and Oxide", *Journal of Applied Physics* **28**, 12, 1493 (1957).
- 52.DERRIEN, H.; COURCELLE, A.; LEAL, L.C.; LARSON, N. and SANTAMARINA, A. "Evolution of ²³⁸U Resonance from 0 to 20 keV". International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, (2005).
- 53.ERTEL, Ç.; YALÇIN, A. and INEL, Y. " An Accurete Determination oh the Cadmium Ratio of Neutron Capture Rates in ²³⁸U in Slightly Enriched Uranium ". *Nuclear Science and Engineering.*, **36**, 209-219 (1969).
- 54.GRUNDL, J.A.; GILLIAM, D.M.; DUDEY, N.D. and POPEK, R.J. "Measurement of Absolute Fission Rates". *Nuclear Technology*, **25**

(Feb. 1975).

55. BITELLI, U. D'U. and SANTOS, A. "The Spectral Indices at IPEN/MB-01 Reactor: Measurements and Calculations". Physor 2002 International Topical Advances in Reactor Physics and Mathematics and Computation, Seoul, Korea, October 7-10 (2002).
56. GROB, V.E.; SANTANDREA, E. and RITZ, HILMAR. "Measurement of Parameters Leading to ρ^{28} , f , and ϵ in Light Water Moderated 4,48% and 2,73% Enriched Lattice". *Nuclear Science and Engineering*, **7**, 514-524 (1960).
57. LEWIS, R.H.; ENGELDER, T.C.; ROBERTS, M.D. and WEHMEYER, D.B. "Thermal Activation Method for ρ^{28} Measurement in Slightly Enriched Uranium Oxide Lattices". Linchburg - Virginia, The Babcock & Wilcox Co., 1963.
58. ORTEC Corporation, "How to Choose the Right Photon Detector for Your Application". www.ortec-online.com.
59. KNOLL, G.T. "Radiation Detection and Measurements", Wiley, New York, 2000.
60. NATIONAL INSTRUMENTS; "LabView User Manual", April 2003 Edition.
61. CGRC/CNEN; "Revisão de Rotina Experimental para Aumento de Potência do Reator IPEN/MB-01, memorando nº 072/08.